V.I. IL'ICHEV PACIFIC OCEANOLOGICAL INSTITUTE
FAR EASTERN BRANCH
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

V.A. Shchurov

THE MOVEMENT OF ACOUSTIC ENERGY IN THE OCEAN

Vladivostok
2019

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ТИХООКЕАНСКИЙ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИМ. В.И. ИЛЬИЧЕВА
ДАЛЬНЕВОСТОЧНОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

В.А. Щуров

ДВИЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ОКЕАНЕ

Владивосток
2019

УДК 533.231

Щуров В.А. **Движение акустической энергии в океане**. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2019. 204 с. ISBN 978-5-6043211-5-7.

В монографии представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований глубокого открытого океана и мелкого моря на основе векторно-фазовых представлений. На базе обнаруженных автором явлений компенсации встречных потоков энергии, локальных вихрей и завихренности вектора интенсивности строится общее представление о движении акустической энергии в океане. Описываются процессы взаимодействия подводного окружающего шума и сигнала на уровне диффузных, частотно-когерентных и когерентных компонент акустического поля. Представлены разработки перспективных средств наблюдения слабого сигнала в поле подводного окружающего шума на основе векторно-фазового сонара.

Материалы исследований опубликованы или частично опубликованы в научной печати, являются оригинальными и могут быть полезны исследователям акустических свойств океана, аспирантам и студентам.

Ил. 121, табл. 1, библ. 98, прил. 3.

Ключевые слова: векторная акустика, векторно-фазовый метод, вектор плотности потока акустической энергии, векторно-фазовый сонар, комплексная функция временной когерентности, локальные вихри вектора акустической интенсивности.

Shchurov V.A. **The movement of acoustic energy in the ocean.** Vladivostok: POI FEB RAS, 2019. 202 p. ISBN 978-5-6043211-5-7.

The monograph presents the results of theoretical and experimental studies of the deep open ocean and shallow sea based on vector-phase representations. A general picture of the movement of acoustic energy in the ocean is build on the basis of the phenomena of compensation for the energy counter currents, local vortices and vorticity of the intensity vector discovered by the author. The paper describes the processes of interaction between underwater ambient noise and signal on the level of diffuse, partially-coherent, and coherent components of the acoustic field. Vector-phase sonar driven pilot projects of promising means of observing a weak signal in the field of underwater ambient noise were presented.

Research materials published or partially published in the scientific publication are original and may be useful to researchers of the acoustic properties of the ocean, doctoral candidates and students.

Fig. 121, tabl. 1, lib. 98, appendix 3.

Key words: vector acoustics, vector-phase method, acoustic energy flux density vector, vector-phase sonar, complex function of temporal coherence, local vortices of the acoustic intensity vector.

Ответственный редактор академик РАН *Г.И. Долгих*

Рецензенты: д.ф.-м.н., проф. *В.И. Короченцев*, д.ф.-м.н., проф. *Б.А. Касаткин*

Утверждено к печати Ученым советом ТОИ ДВО РАН

ISBN 978-5-6043211-5-7

ОТ РЕДАКТОРА

Монография «Движение акустической энергии в океане» продолжает серию книг автора, изданных на русском (2003 г.), английском (2006 г.), китайском (2010 г.) языках под названием «Векторная акустика океана», посвященных экспериментальным векторно-фазовым исследованиям мелкого моря и глубокого открытого океана и являющихся пионерскими работами в данной области. Настоящая монография «Движение акустической энергии в океане» издается под девизом «Векторная акустика океана», подчеркивая этим единство экспериментального метода исследований, в результате которого в подводной акустике выделяется самостоятельное направление – векторная акустика океана. Эта формулировка используется многими иностранными авторами.

Актуальность монографии состоит в представлении акустических процессов при помощи набора данных, необходимых для полного описания явлений в реальном океане. Как результат, обнаружение целого ряда явлений, ранее не наблюдаемых в океанической среде. Работы автора по вихревым структурам являются первыми в этой области. Вихревые структуры, обнаруженные автором в 2008 г., кардинально меняют картину движения энергии сигнала в волноводе мелкого моря. Обнаруженные вертикальные потоки энергии сигнала (что противоречит теории нормальных волн); горизонтальные колебательные движения вихрей; явление компенсации встречных потоков энергии; векторно-фазовый сонар вписаны автором в общую картину движения энергии в океанической среде. Представленные фундаментальные явления векторного акустического поля и обоснование на их основе решения прикладных задач – несомненная ценность монографии.

Монография «Движение акустической энергии в океане» представляет высокий научный уровень современной подводной физической акустики и будет полезна для исследователей в этой области.

Г.И. Долгих, академик РАН
Владивосток, сентябрь, 2019 г.

FROM THE EDITOR

The monograph “The movement of acoustic energy in the ocean” continues the series of three previous monographs of the author entitled “Vector acoustics of the ocean.” Previous monographs published in Russian (2003), English (2006) and Chinese (2010) were devoted to experimental vector-phase studies of the shallow sea and deep waters of the open ocean. They are pioneering publications in this field. This monograph, “The movement of acoustic energy in the ocean,” is being published under the “Vector acoustics of the ocean” motto, thus emphasizing the uniformity of the experimental method of research, which resulted in underwater acoustics branching out into a separate field – vector acoustics of the ocean. This wording is also used by many foreign authors.

The relevance of the monograph consists in the representation of acoustic processes using a set of data necessary for a complete description of phenomena in the real ocean. As a result, a number of phenomena were discovered that were not previously observed in the ocean environment. The author’s original work on vortex structures is the first in this field. The vortex structures discovered by the author in 2008 radically change the picture of the signal energy movement in the shallow sea waveguide. Detected vertical flows of signal energy (which contradicts the mode theory); horizontal oscillatory motion of the vortices; the phenomenon of compensation of energy counter currents; the vector-phase sonar - are seamlessly inserted by the author in the general picture of the energy movement in the ocean environment; The presented fundamental phenomena of the vector acoustic field and the rationale for solving applied problems on their basis are the undoubted values of the monograph.

Monograph “The movement of acoustic energy in the ocean” displays a high scientific level of modern underwater physical acoustics and will be useful for researchers in this field.

G.I. Dolgikh, member of the Academy of Sciences

Vladivostok city, September 2019

ПРЕДИСЛОВИЕ

В монографии представлены результаты многолетних экспериментальных векторно-фазовых исследований конкретных акваторий мелкого моря (шельф Японского моря и районы Курило-Камчатской гряды), глубокого открытого океана (Северо-Западная и Центральная части Тихого океана, а также южные широты Индийского океана). Потребность в векторно-фазовых исследованиях в Тихоокеанском океанологическом институте возникла в конце 70-х годов прошлого века в связи с исследованием анизотропии низкочастотного подводного акустического шума при выполнении НИР «Метрология». Первые векторно-фазовые исследования были проведены в Северо-Западной части Тихого океана в 1978–1979 гг. на НИС «Каллисто». С этого времени в ТОИ ДВО АН СССР в лаборатории акустических шумов океана начались разработки векторно-фазовых систем для фундаментальных и прикладных акустических исследований океана. Исследования проводились на научно-исследовательских судах «Каллисто», «Академик А. Виноградов», «Академик М. Лаврентьев» и судах гидрографической службы Тихоокеанского флота. В экспедициях разрабатывалась, совершенствовалась и использовалась в научных исследованиях векторно-фазовая техника, созданная в лаборатории акустических шумов океана Тихоокеанского океанологического института ДВО АН СССР – РАН. Ранние монографии автора «Векторная акустика океана» (2003 г.), «Vector acoustics of the ocean» (2006 г.), «Акустика океана» (2010 г., на китайском языке) различаются по содержанию, но сохраняют в названии общее направление исследований. Настоящая монография «Движение акустической энергии в океане» содержит описание новых результатов и обобщение описанных ранее. На основе полученных данных, изложенных в четырех монографиях, сформировалась самостоятельная область современной подводной физической акустики – векторная акустика океана. Цель данной монографии – на основе реального эксперимента показать фундаментальное значение обнаруженных автором явлений и их влияние на процесс переноса энергии сигнала в океане. Например, такие явления, как компенсация встречных потоков энергии и вихревые структуры, мало исследованы, поскольку их обнаружение требует векторно-фазового анализа. Использование этих явлений при решении прикладных задач – дело будущего современной векторной акустики.

Монография состоит из шести глав.

В первой главе изложен математический аппарат, необходимый для понимания физики акустических явлений и обработки данных. Математическое описание представлено в детерминированной форме для случая однородного безграничного пространства. Согласно теореме вариала эти выражения справедливы и в условиях реального океана для статистических средних величин. Совместная обработка четырех каналов комбинированного приемника $p(t)$, $\vec{V}(x,y,z,t)\{V_x, V_y, V_z\}$ основана на БПФ и преобразованиях Гильберта. В основном используется мультипликативная цифровая обработка данных случайных числовых рядов. Таким образом, цифровая обработка сводится к корреляционному анализу данных при временном сдвиге между каналами $\tau = 0$. Корреляционная теория когерентности, разработанная в оптике и радиофизике, используется нами при статистической обработке данных и анализе физических процессов в акустическом поле реального океана.

Вектор плотности потока энергии сигнала в процессе анализа выражается через компоненты интенсивности, т.е. через статистические величины второго порядка. При обработке экспериментальных данных возникает необходимость в исследовании пространственно-временной связи в поле плотности потока энергии сигнала, подводного окружающего шума и помехи. Для этого необходимо выйти за пределы корреляционной теории и перейти к статистическому моменту четвертого порядка, т.е. исследовать корреляционные связи между величинами второго порядка. Таким образом, были расширены пределы статистической теории обработки данных, зависящих от времени и от точки пространства. На основе теории статистического момента четвертого порядка нами реализован экспериментальный прибор – аналогичный оптическому интерферометру Юнга–Релея и проведены экспериментальные исследования. Если воспользоваться аналогией со звездной интерферометрией, то данное направление может быть перспективно в подводной акустике как в области фундаментальных, так и прикладных исследований и, несомненно, требует дальнейших исследований.

Во второй главе изложены основы теории векторно-фазовых измерений и техника, созданная непосредственно коллективом лаборатории. С момента использования французским ученым Ланжевеном гидрофона для обнаружения подводных лодок в годы Первой мировой войны и до настоящего времени гидрофон в научных исследованиях является основным акустическим приемником. Однако для полного описания акустического поля необходимо знание восьми величин: трех ортогональных компонент вектора колебательной скорости частиц жидкости в акустической волне $\vec{V}(x, y, z, t)\{V_x, V_y, V_z\}$, двух термодинамических скалярных величин – акустического давления $p(x, y, z, t)$, плотности среды $\rho(x, y, z, t)$ и трех разностно-фазовых соотношений $\Delta\varphi_{pV_x}$, $\Delta\varphi_{pV_y}$, $\Delta\varphi_{pV_z}$. В основных уравнениях акустики плотность среды ρ обычно приравнивается к среднему значению невозмущенной плотности жидкости ρ_0. Отсюда следует, что знание только скалярных характеристик является недостаточным и внедрение векторно-фазового метода в акустические исследования есть осознанная необходимость. В Тихоокеанском океанологическом институте в лаборатории акустических шумов океана в 1979 г. при исследовании подводного акустического шума в области низких частот впервые была применена векторно-фазовая методология в условиях реального океана. Первоначально (1978–1980 гг.) идеология и техника векторно-фазового метода были взяты из научных разработок кафедры акустики физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. В результате совместной работы в 1978–1980 гг. были проведены первые векторно-фазовые исследования анизотропии подводных низкочастотных окружающих шумов в Северо-Западной части Тихого океана и в районе

Курило-Камчатской гряды. Созданная лабораторией в последующие годы векторно-фазовая техника и алгоритмы обработки данных для решения фундаментальных и прикладных задач позволили провести в области низких частот 1–1000 Гц исследования глубокого открытого океана и мелкого моря, которые и излагаются в данной монографии. Насколько известно, в США подобные исследования проводились с помощью свободнодрейфующих буев нейтральной плавучести в области частот 0,4–20 Гц (эксперимент SWARM 95).

Одно из основных достижений в исследовании движения энергии в океане –экспериментальное обнаружение явления компенсации встречных потоков энергии (глава третья). Сущность этого явления такова, что компенсировать друг друга могут когерентные потоки (тон или широкополосный сигнал) и подводный окружающий шум, например динамический шум океана или шум удаленного судоходства, т.е. это явление не связано с явлением интерференции. Максимальный выигрыш помехоустойчивости комбинированного приемника при использовании данного явления перед квадратичным детектором на основе гидрофона при анизотропном шуме может достигать ~30 дБ. Признаки компенсации встречных потоков энергии впервые были отмечены в 1980 г. при обработке экспериментальных данных экспедиции НИС «Каллисто», но были восприняты как ошибка измерений. После проведения успешного эксперимента в Центральной части Тихого океана физика этого явления стала понятной. Данное явление можно применять в системах обнаружения слабого сигнала при любой структуре помехи. Рабочая программа пассивного векторно-фазового сонара использует данное явление (см. пятую главу).

Вихри вектора акустической интенсивности в дальнем поле источника были обнаружены автором в 2008 г. в заливе Петра Великого Японского моря (глава четвертая)). Теоретически вихри были предсказаны в 1989 г. (Ю.А. Кравцов и др.). С 1989 по 2008 г. вихри вектора акустической интенсивности в научной литературе не обсуждались, поскольку в этот период в эксперименте их никто не наблюдал. После наших публикаций (2010 г.) появились первые работы на эту тему других авторов (2013 г.). Одним из основных свойств вихрей является поворот вектора плотности потока энергии сигнала в сторону его источника. Механизм возникновения вихрей есть интерференция мод, т.е. возникает возможность исследовать модовую структуру поля, наблюдая динамику вихрей. Как известно, акустическое поле является полем потенциальным и вектор колебательной скорости вихревых структур не создает, т.е. $rot\vec{V} = 0$. Вихревые структуры вектора плотности потока энергии возникают в сложных интерференционных полях мелкого моря, при этом $rot\, p\vec{V} \neq 0$. Нами установлено, что при образовании вихрей и завихренности в вертикальной плоскости устанавливается почти детерминированная периодическая структура вертикальных потоков энергии, что противоречит теории нормальных волн. Обнаружены неподвижные вихри и вихри, совершающие колебательные перемещения вдоль горизонтальной оси волновода. Данное явление, очевидно, связано с межмодовой интерференцией мод различных номеров при изменении гидрофизической ситуации в волноводе. Этот эффект требует дальнейших исследований.

Выигрыш в помехоустойчивости комбинированного приемника при мультипликативной обработке сигнала перед квадратичным детектором на основе гидрофона (глава пятая) вызывала длительную дискуссию М.Д. Смарышева и В.А. Щурова на страницах «Акустического журнала» (2005 г.). В итоге была принята наша оценка помехоустойчивости: SNR(PV) ~ 16–20 дБ в диффузном поле и ~ 30 дБ в анизотропном поле, опубликованная нами в статье 2002 г. Высокая помехоустойчивость комбинированного приемника по сравнению с квадратичным детектором позволяет создавать на базе комбинированных приемников гидроакустические системы обнаружения нового поколения. При использовании эффекта компенсации статистический процесс обнаружения может упроститься, поскольку априори известен признак появления сигнала. Свойство комбинированного приема, скачок фазы сигнала на 180° при переходе источника излучения через минимум диаграммы направленности диполя, также упрощает статистическую задачу обнаружения. Векторно-фазовый пассивный сонар, описанный в данной монографии, может быть элементом в современной системе обнаружения.

Несколько слов о терминологии. Автор придерживается термина «векторно-фазовый метод», который был разработан на кафедре акустики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова (С.Н. Ржевкин, Л.Н. Захаров, В.И. Сизов, 1961 г.). Важно отметить, что российская терминология векторно-фазового метода полностью принята в США и других странах (W.A. Kuperman, G.L. D′Spain, USA). Например, векторно-фазовый метод в США ранее назывался методом измерения интенсивности, векторный приемник – гидрофоном колебательной скорости. Однако в современной отечественной научной литературе встречаются термины «скалярно-векторный метод» или «векторно-скалярный метод», что можно объяснить недопониманием авторов этих терминов глубины физической сущности векторных процессов в акустическом поле океана. Отчасти это можно объяснить тем, что такую терминологию предпочитают акустики с инженерным, но не с физическим образованием. Термин «векторная акустика океана» является логическим продолжением термина «векторно-фазовый метод», с помощью которого исследуются векторные величины акустического поля. Согласно математическому определению скалярного и векторного полей (Справочник по математике / Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. 1981 г.), автор считает логичным определить эту область физической подводной акустики как «векторная акустика океана».

Развитие и достижения векторно-фазового метода в России в значительной мере принадлежат ТОИ ДВО РАН. В главе шестой представлена разработанная в ТОИ аппаратура (макеты) и ее использование в научных экспериментах с 1978 г. по настоящее время, а также некоторые материалы по океаническим экспедициям и международным конференциям.

Автор выражает свою искреннюю благодарность академику РАН В.А. Акуличеву, академику РАН Г.И. Долгих, В.Б. Лобанову за плодотворные дискуссии и поддержку, научным сотрудникам лаборатории акустических шумов океана Е.С. Ткаченко, А.С. Ляшкову, Ю.А. Хворостову, С.Г. Щеглову, профессионализм которых позволил провести сложнейшие акустические эксперименты в океане.

PREFACE

The monograph presents the results of many years of experimental vector-phase studies of specific shallow water areas (the shelf of the Sea of Japan and the Kuril-Kamchatka chain) and deep water areas of the open ocean (Northwest and Central regions of the Pacific ocean, as well as the southern latitudes of the Indian Ocean). The need for vector-phase studies at the Pacific Oceanological Institute arose at the end of the 70s of the last century in connection with the study of the anisotropy of low-frequency underwater acoustic noise when implementing "Metrology" research project. The first vector-phase studies were conducted in the Northwest region of the Pacific Ocean in 1978–1979 on the r/v "Callisto". Since that time, the development of vector-phase systems for fundamental and applied acoustic research of the ocean began at the Ocean Acoustic Noise Laboratory at the Pacific Oceanological Institute of USSR Academy of Sciences. The studies were conducted on the research vessels "Callisto", "Academic A. Vinogradov", "Academic M. Lavrentev" and the vessels of hydrographic service of the Pacific Fleet. The expeditions developed, improved and used in their research the vector-phase equipment, created in the Ocean acoustic noise laboratory of the Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the USSR Academy of Sciences - Russian Academy of Sciences. The author's early monographs "Vector acoustics of the ocean" (2003), "Vector acoustics of the ocean" (2006), "Ocean Acoustics" (2010, in Chinese) differ in content, but reflect the same general direction of research in their titles. This monograph, "The movement of acoustic energy in the ocean," contains a description of new results and compilation of the results described in previous works. Based on the data presented in four monographs, an independent field of modern underwater physical acoustics - vector ocean acoustics - has been developed. The purpose of this monograph is to show the fundamental significance of the phenomena discovered by the author and their influence on the process of signal energy transfer in the ocean based on a real experiment. For example, phenomena such as compensation of energy counter currents and vortex structures have been scantily studied, since their detection requires vector-phase analysis. Using these phenomena to solve applied problems is the future of modern vector acoustics.

The monograph consists of six chapters.

The first chapter outlines mathematical tools necessary for understanding the physics of acoustic phenomena and data processing. The mathematical description is presented in a conclusive form for the case of a homogeneous unfirmamented space. According to the virial theorem, these expressions are also valid in real ocean conditions for statistical averages. Joint processing of the four channels of the combined receiver $p(t), \vec{V}(x,y,z,t)\{V_x, V_y, V_z\}$ relies on FFT and Hilbert transformations. Predominantly, multiplicative digital processing of data of random numerical series is used. Thus, digital processing is reduced to a correlation analysis of data with a time shift between channels τ = 0. The correlation theory of coherence developed in optics and radiophysics is used by us in statistical data processing and analysis of physical processes in an acoustic field.

The signal energy flux density vector is expressed during the analysis process in terms of intensity components, i.e. through second-order statistical values. When processing experimental data, it becomes necessary to study the spatio-temporal relationship in the field of the signal energy flux density, underwater ambient noise and interference. In order to accomplish this, it is necessary to expand beyond the correlation theory and move on to the fourth-order statistical moment, i.e. to investigate the correlation between second-order values. Thus, the limits of the statistical theory of processing of data, influenced by time and spacial point, were expanded. We have implemented an experimental device, similar to the Young-Rayleigh optical interferometer, based on the theory of the fourth-order statistical moment, and used it to conduct experimental studies. If we use the analogy with stellar interferometry, then this field of studies can be used in underwater acoustics both in the field of fundamental and applied research and, undoubtedly, requires further studies.

The second chapter outlines the basics of the theory of vector-phase measurements and describes the equipment, developed directly by a lab team. From the moment the French scientist Langevin first used hydrophone to detect submarines during the First World War, hydrophone has been the main acoustic receiver in scientific research to date. However in order to describe acoustic field in full it is necessary to know eight following values: three orthogonal components of the fluid particle velocity vector in the acoustic wave $\vec{V}(x,y,z,t)\{V_x, V_y, V_z\}$, two thermodynamic scalar values — acoustic pressure $p(x,y,z,t)$, density of the medium $\rho(x,y,z,t)$ and three difference-phase relationships $\Delta\varphi_{pV_x}$, $\Delta\varphi_{pV_y}$, $\Delta\varphi_{pV_z}$. Density of the medium in basic acoustics equations ρ is usually treated as equal to the average value of the density of the still liquid ρ_0. It follows that knowledge of only scalar characteristics is insufficient and the introduction of the vector-phase method in acoustic research is an acknowledged necessity. The vector-phase methodology in real ocean conditions was first applied at the Pacific Oceanological Institute in the Ocean Acoustic Noise Laboratory in 1979 to study underwater acoustic noise in the low-frequency region. Initially (1978–1980), the ideology and technique of the vector-phase method were taken on from the scientific developments of the Acoustics subdepartment of the Physics Department of Lomonosov Moscow State University. As a result of joint work the first vector-phase studies of the anisotropy of underwater low-frequency ambient noise in the Northwest Pacific Ocean and in the Kuril-Kamchatka chain were carried out in 1978–1980. The vector-phase equipment and data processing algorithms created by the laboratory in the following years to solve fundamental and applied problems made it possible to conduct studies of the deep waters of open ocean and the shallow sea, which are described in this monograph, in the low-frequency region of 1–1000 Hz. As far as knows, in the USA such studies were carried out using free-drifting buoys of neutral buoyancy in the frequency range of 0,4–20 Hz (SWARM 95 experiment).

One of the main achievements in the study of the movement of energy in the ocean is the experimental discovery of the phenomenon of compensation of energy counter currents (chapter three). The essence of this phenomenon is such that coherent flows (tone or broadband signal) and underwater ambient noise can compensate each other, for example, dynamic ocean noise or noise from remote shipping, i.e. this phenomenon is not related to the phenomenon of interference. The maximum gain in noise immunity of a combined receiver when using this phenomenon against the quadratic detector based on a hydrophone in the presence of anisotropic noise can reach ~ 30 dB. Signs of compensation of energy counter currents were first noted in 1980 when processing the experimental data of the r/v “Callisto” expedition, but were perceived as a measurement error. The physics of this phenomenon became clear after a successful experiment in the Central region of the Pacific ocean. This phenomenon can be used in weak signal detection systems with any interference pattern. The work program of a passive vector-phase sonar uses this phenomenon (see Ch. 5).

Vortices of the acoustic intensity vector in the far field of the source were discovered by the author in 2008 in the Peter the Great Bay of the Sea of Japan (Ch. 4). Theoretically, the existence of vortices was predicted in 1989 (Iu.A. Kravtsov, et al.). Between 1989 and 2008 vortices of the acoustic intensity vector were not discussed in the scientific literature, since no one observed them in the experiment during this period. The first works on this topic by other authors (2013) appeared after our publications (2010). One of the main properties of vortices is the rotation of the signal’s energy flux vector towards its source. The mechanism of vortex generation is modal interference, i.e. it becomes possible to study the modal structure of the field by observing the dynamics of vortices. As is known, an acoustic field is a potential field and the particle velocity vector does not create vortex structures, i.e. $rot\vec{V} = 0$. The vortex structures of the energy flux density vector arise in the complex interference fields of the shallow sea. $rot\, p\vec{V} \neq 0$. We established that almost deterministic periodic structure of vertical energy flows is formed when vortices and vorticity are formed in the vertical plane, which contradicts the mode theory. Stationary vortices and vortices making oscillatory movements along the horizontal axis of the waveguide were detected. This phenomenon is obviously associated with intermodal interference of the modes with different numbers when the hydrophysical situation in the waveguide changes. This effect requires further research.

The gain in noise immunity of the combined receiver when using multiplicative signal processing against quadratic detector based on a hydrophone (chapter five) caused long debates between M.D. Smaryshev and V.A. Shchurov on the pages of the Acoustic Journal (2005). Ultimately, our noise immunity rating was adopted: SNR(PV) ~ 16–20 dB in a diffuse field and ~ 30 dB in an anisotropic field, which we published in an article in 2002. The high noise immunity of a combined receiver compared to a quadratic detector makes it possible to create a new generation of underwater sound detection systems based on combined receivers. The statistical detection process can be simplified by using the compensation effect, since the sign of the appearance of the signal is a priori known. The combined receiver feature, a signal phase jump to 180˚ when the radiation source passes through the dipole pattern minimum also simplifies the statistical detection problem. The vector-phase passive sonar described in this monograph can become an element in a modern detection system.

A few words about the terminology. The author adheres to the term "vector-phase method", developed at the Acoustics subdepartment of the Physics Department of Lomonosov Moscow State University (S.N. Rzhevkin, L.N. Zakharov, V.I. Sizov, 1961). It is important to note that the Russian terminology of the vector-phase method is fully adopted in the United States and other countries (W.A. Kuperman, G.L. D′Spain, USA). For example, the vector-phase method in the United States was previously called the method of intensity measurement, and the vector receiver was called the particle velocity hydrophone. However, in modern Russian scientific literature some authors use such terms as "scalar-vector method" or "vector-scalar method", which can be attributed to those authors misunderstanding the depth of the physics of vector processes in the acoustic field of the ocean. This can be partly explained by the fact that such terminology is preferred by acoustic specialists with an engineering, but not physical degree. The term "vector acoustics of the ocean" is a logical continuation of the term "vector-phase method", with the help of which the vector values of the acoustic field are studied. According to the mathematical definition of scalar and vector fields (Handbook of mathematics. I.N. Bronshtein, K.A. Semendyayesv, 1981) the author considers it logical to define this area of physical underwater acoustics as "Vector acoustics of the ocean".

The development and achievements of the vector-phase method in Russia can largely be attributed to the Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences. Chapter six presents the equipment (models) developed at the Pacific Oceanological Institute and their use in scientific experiments from 1978 to the present, as well as some materials on ocean expeditions and international conferences.

The author expresses sincere gratitude to the Academician V.A. Akulichev, the Academician G.I. Dolgikh, V.B. Lobanov for fruitful discussions and support, to researchers at the Ocean Acoustic Noise Laboratory E.S. Tkachenko, A.S. Liashkov, S.G. Shcheglov, whose professionalism made it possible to conduct complex experiments in the ocean.

Глава первая

АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ВЕКТОРНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

ВВЕДЕНИЕ

Для полного описания движения акустической энеогии в сплошной среде необходимо знание следующих физических величин: ρ − плотности среды, $p(t)$ − акустического давления, трех ортогональных компонент вектора колебательной скорости частиц в акустической волне $\vec{V}(t)\{V_x(t), V_y(t), V_z(t)\}$ и разностно-фазовых соотношений между данными величинами и ортогональными компонентами колебательной скорости. Все перечисленные величины входят в линеризированные уравнения гидродинамики. Впервые уравнение движения энергии в непрерывных средах сформулировал выдающийся русский ученый Николай Алексеевич Умов (1846−1915 гг.). В 1873 г. он ввел понятие вектора плотности потока энергии – основополагающего понятия современной физики, названного вектором Умова. Вектор интенсивности есть усредненный вектор Умова. Векторная акустика исследует вышеперечисленные физические величины одновременно и в одной точке пространства океанической среды.

«Скалярной акустикой» условно будем называть ту область акустики, которая занимается исследованием скалярной величины акустического давления $p(t)$.

В данной главе приведены физические соотношения, описывающие акустическое поле с помощью детерминированных гармонических функций для случая безграничного однородного пространства. Детерминированный подход оправдан при описании тональных(монохроматических) сигналов в сложных акустических полях реального океана. Непосредственно измеряемые в эксперименте величины акустического давления $p(x,y,z,t)$ и ортогональные компоненты вектора колебательной скорости частиц среды $\vec{V}(x,y,z,t)\{V_x, V_y, V_z\}$ представлены обычно временным рядом случайных чисел. В результате статистического анализа получаем средние характеристики акустического поля, для которых справедливо описание посредством детерминированных функций [1–4].

1.1. СКАЛЯРНЫЕ И ВЕКТОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В случае плоской бегущей волны в однородном безграничном пространстве и адиабатического приближения плотность энергии и плотность потока энергии запишем согласно [3, 4].

Мгновенная плотность энергии акустического поля $E(t)$ является суммой мгновенной кинетической $E_k(t)$ и мгновенной потенциальной $E_p(t)$ энергий:

$$E(t) = E_k(t) + E_p(t) = \frac{1}{2}\rho V^2(t) + \frac{1}{2}\frac{p^2(t)}{\rho c^2}. \quad (1.1)$$

В случае плоской бегущей волны в однородном безграничном пространстве $p(t) = \pm\rho c V(t)$ в любой момент времени и в любой точке волны. В этом случае, суммарная плотность энергии $E(t)$ плоской волны может быть записана в виде

$$E(t) = \rho V^2(t) = \frac{p^2(t)}{\rho c^2}. \quad (1.2)$$

Из (1.2) следует, что в плоской бегущей волне в любой точке и в любой момент времени плотность кинетической энергии равна плотности потенциальной энергии.

В случае произвольной волны выражение, аналогичное (1.2), может быть записано только для среднего по времени значения полной энергии. Это следует из общей теоремы механики, которая утверждает, что во всякой системе, совершающей малые колебания, среднее значение потенциальной энергии равно среднему значению кинетической энергии [4].

Вектор мгновенной интенсивности плоской волны (вектор мгновенной плотности потока энергии – вектор Умова) имеет вид [6]:

$$\vec{j} = p(t)V(t)\vec{n}\ . \quad (1.3)$$

В выражениях (1.1)–(1.3): $p(t)$ и $V(t)$ – мгновенные значения акустического давления и вектора колебательной скорости частиц среды соответственно; ρ – плотность среды; с – скорость звука; $\vec{n}$ – единичный вектор в направлении распространения волны.

В случае плоской монохроматической волны, бегущей по направлению оси $+x$, акустическое давление и колебательная скорость находятся в одинаковой фазе:

$$\begin{aligned} p(t) &= p_0 \cos\left(\omega t - kx - \varphi_p\right), \\ V(t) &= V_0 \cos\left(\omega t - kx - \varphi_p\right), \end{aligned} \quad (1.4)$$

где p_0, V_0 – амплитуды давления и колебательной скорости, соответственно; ω – круговая частота; t – время; k – волновое число; φ_p – начальная фаза $p(t)$ и $V(t)$. Наибольшему давлению одновременно соответствует наибольшая колебательная скорость частиц среды по направлению оси +x. Области с минимальным давлением – наибольшая скорость по направлению –x.

Мгновенная плотность энергии согласно (1.1), (1.4) равна

$$E(t)=\frac{1}{2}\rho V_0^2\cos^2\left(\omega t-kx-\varphi_p\right)+\frac{1}{2}\frac{p_0^2}{\rho c^2}\cos^2\left(\omega t-kx-\varphi_p\right). \qquad (1.5)$$

Средняя плотность энергии в бегущей монохроматической плоской волне как по времени, так и по пространству равна

$$E=\frac{1}{2}\rho V_0^2=\frac{1}{2}\frac{p_0^2}{\rho c^2}. \qquad (1.6)$$

Мгновенная интенсивность в монохроматической плоской бегущей волне

$$I(t)=p(t)V(t)=\frac{1}{2}p_0V_0+\frac{1}{2}p_0V_0\cos 2\left(\omega t-kx-\varphi_p\right). \qquad (1.7)$$

Первый член в (1.7) не зависит от времени *t*. Второй член за время, равное одному периоду или кратное ему, обращается в нуль. Таким образом, средняя интенсивность (или просто интенсивность) плоской волны

$$\vec{I}=\left\langle I(t)\vec{n}\right\rangle=\frac{1}{2}p_0V_0\vec{n}. \qquad (1.8)$$

Интенсивность есть количество звуковой энергии, переносимой в единицу времени, равной 1 с, через единичную площадку волновой поверхности, равной 1 м^2, в направлении распространения волны. Таким образом, интенсивность есть векторная величина, характеризуемая величиной и направлением распространения. Размерность интенсивности Дж/с·м^2 = Вт/м^2. Размерность плотности энергии Дж/м^3.

Учитывая соотношение $p(t)=\pm\rho c V(t)$, интенсивность плоской одиночной бегущей монохроматической волны может быть записана также в следующем виде:

$$\vec{I}=\frac{1}{2}p_0V_0\vec{n}=\frac{1}{2}\rho c V_0^2\vec{n}=\frac{1}{2}\frac{p_0^2}{\rho c}\vec{n}. \qquad (1.9)$$

Из выражений (1.6) и (1.9) следует, что $I=Ec$, т.е. в плоской волне плотность потока энергии равна плотности энергии, умноженной на скорость звука.

Если в точку измерения приходит несколько плоских волн одной частоты с различных направлений, то результирующая колебательная скорость в общем случае сдвинута по фазе относительно фазы акустического давления и результирующий вектор колебательной скорости не совпадает с направлением распространения волн [3].

В этом случае колебания четырех компонент акустического поля $p(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$ запишем в виде:

$$
\begin{aligned}
&p(t) = p_0(\omega t + \varphi_p), \\
&V_x(t) = V_{0,x}\cos(\omega t + \varphi_p - \varphi_x), \\
&V_y(t) = V_{0,y}\cos(\omega t + \varphi_p - \varphi_y), \\
&V_z(t) = V_{0,z}\cos(\omega t + \varphi_p - \varphi_z),
\end{aligned}
\tag{1.10}
$$

где p_0, $V_{0,x}$, $V_{0,y}$, $V_{0,z}$ – амплитудные значения, ω – круговая частота; t – время; φ_p – начальная фаза акустического давления; $(\varphi_p - \varphi_x)$, $(\varphi_p - \varphi_y)$, $(\varphi_p - \varphi_z)$ – разность фаз между акустическим давлением и компонентами *x, y, z* колебательной скорости.

Вектор результирующей колебательной скорости для (1.10) имеет вид:

$$
\vec{V}(t) = \vec{i}V_x(t) + \vec{j}V_y(t) + \vec{k}V_z(t) \ , \tag{1.11}
$$

где $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – единичные орты декартовой системы координат.

При суперпозиции плоских волн амплитуды p_0, $V_{0,x}$, $V_{0,y}$, $V_{0,z}$ и разности фаз $(\varphi_p - \varphi_x)$, $(\varphi_p - \varphi_y)$, $(\varphi_p - \varphi_z)$ определяются интерференционной структурой поля и являются функциями координат. В стационарных полях эти величины не зависят от времени. Вектор колебательной скорости $\vec{V}$ в данной точке поля может быть представлен суммой двух векторов [3]:

$\vec{V}_{ak}$ – активная компонента колебательной скорости;

$\vec{V}_{reak}$ – реактивная компонента колебательной скорости:

$$
\begin{aligned}
&\vec{V}_{ak} = \vec{i}V_{0,x}(t)\cos\varphi_x + \vec{j}V_{0,y}(t)\cos\varphi_y + \vec{k}V_{0,z}(t)\cos\varphi_z, \\
&\vec{V}_{reak} = \vec{i}V_{0,x}(t)\sin\varphi_x + \vec{j}V_{0,y}(t)\sin\varphi_y + \vec{k}V_{0,z}(t)\sin\varphi_z.
\end{aligned}
\tag{1.12}
$$

Соотношения (1.10) описывают эллипс, являющийся траекторией движения вектора $\vec{V}(t)$ в данной точке поля и в плоскости, определяемой не зависящими от времени векторами $\vec{V}_{ak}$ и $\vec{V}_{reak}$ [3, 5].

Таким образом, в акустическом поле, представляющем собой суперпозицию плоских детерминированных монохроматических волн, соотношения между $\vec{V}_{ak}$ и $\vec{V}_{reak}$ определяются разностью фаз между давлением и колебательной скоростью. Активная и реактивная компоненты акустического поля дают вклады в полную плотность энергии поля. Однако интенсивность акустического поля определяется только активной компонентой; интенсивность реактивной компоненты равна нулю. Примером детерминированного реактивного поля является стоячая волна. Диффузное поле, плотность потока энергии (интенсивность) которого также равна нулю, не может быть аналогом реактивного поля, поскольку является результатом усреднения случайных процессов в акустических полях, но активные и реактивные поля – свойство только детерминированных монохроматических полей.

Средние значения компонент I_x, I_y, I_z интенсивности суммы монохроматических волн вдоль декартовых координат *x, y, z* запишем в виде:

$$\begin{aligned} I_x &= \frac{1}{2} p_0 V_{0,x} \cos\left(\varphi_p - \varphi_x\right), \\ I_y &= \frac{1}{2} p_0 V_{0,y} \cos\left(\varphi_p - \varphi_y\right), \\ I_z &= \frac{1}{2} p_0 V_{0,z} \cos\left(\varphi_p - \varphi_z\right), \end{aligned} \tag{1.13}$$

где p_0, $V_{0,x}$, $V_{0,y}$, $V_{0,z}$ – амплитудные значения суммы монохроматических волн акустического давления и ортогональных компонент *x, y, z* колебательной скорости в точке измерения; $(\varphi_p - \varphi_x)$, $\left(\varphi_p - \varphi_y\right)$, $\left(\varphi_p - \varphi_z\right)$ – разности фаз между акустическим давлением и ортогональными компонентами колебательной скорости.

Результирующий средний вектор плотности потока энергии суммы монохроматических волн одной частоты запишем в виде:

$$\vec{I} = \vec{i} I_x + \vec{j} I_y + \vec{k} I_z, \tag{1.14}$$

где $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – единичные орты вдоль осей *x, y, z,* соответственно.

Из формулы (1.13) следует, что при равенстве разности фаз $\pi/2$ плотность потока энергии [формула (1.14)] или какая-либо его компонента обращаются в нуль. В случае суперпозиции детерминированных монохроматических волн данное условие выполняется для той области пространства, где образуются стоячие волны. В стоячей волне плотность энергии акустического поля сосредоточена в его реактивной компоненте, но интенсивность равна нулю.

При комплексном описании плоских монохроматических волн средняя интенсивность (величина усреднения за период или величину, кратную периоду) может быть записана в виде:

$$I = \frac{1}{2} \left\langle \operatorname{Re} p(t) V^*(t) \right\rangle = \frac{1}{2} \left\langle \operatorname{Re} p^*(t) V(t) \right\rangle, \tag{1.15}$$

где Re – обозначение реальной части комплексной величины; * – знак комплексно-сопряженной величины. Выражения $p(t)V^*(t)$ и $p^*(t)\ V(t)$ отличаются тем, что в первом случае запись относится к отрицательным частотам, во втором – к положительным частотам. Реальные части этих комплексных выражений равны. Отсюда следует, что волны, различающиеся по знаку частоты, есть одни и те же физические объекты [3, 5].

В дальнейшем мы будем использовать выражение

$$I = \frac{1}{2}\left\langle \operatorname{Re} p(t) V^*(t) \right\rangle. \qquad (1.16)$$

Ортогональные компоненты вектора плотности потока энергии $\vec{I}\left\{I_x, I_y, I_z\right\}$ для некоторой точки измерения *A(x,y,z)* [формула (1.13)] в комплексной записи будут иметь вид:

$$\begin{aligned} I_x &= \frac{1}{2}\left\langle \operatorname{Re} p(t) V_x^*(t) \right\rangle, \\ I_y &= \frac{1}{2}\left\langle \operatorname{Re} p(t) V_y^*(t) \right\rangle, \\ I_z &= \frac{1}{2}\left\langle \operatorname{Re} p(t) V_z^*(t) \right\rangle, \end{aligned} \qquad (1.17)$$

Все приведенные в данном разделе соотношения справедливы в случае детерминированных монохроматических сигналов и плоской волны в безграничном однородном пространстве.

1.2. РАЗНОСТНО-ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В СЛОЖНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВЕКТОРНЫХ ПОЛЯХ

Рассмотрим плоскую волну, бегущую в положительном направлении оси x. Акустическое давление $p(t)$ и компонента $V_x(t)$ колебательной скорости частиц среды определяются соотношениями:

$$p(t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi), \qquad (1.18)$$

$$V_x(t) = (A/\rho c)\cos(\omega t - kx + \varphi) = p/\rho c\ . \qquad (1.19)$$

Таким образом, в случае безграничного однородного пространства в акустической волне, бегущей по направлению +x, акустическое давление $p(t)$ и колебательная скорость $V_x(t)$ находятся в одинаковой фазе (разность фаз равна нулю) и связаны соотношением $p(t) = \rho c V_x(t)$. Для волны, бегущей по направлению –x, акустическое давление $p(t)$ и колебательная скорость $V_x(t)$ находятся в противофазе (разность фаз равна 180°), т.е. $p(t) = -\rho c V_x(t)$ (где ρ – плотность среды; с – скорость звука).

Из вышесказанного следует, что разности фаз $\Delta\varphi_x = \varphi_p - \varphi_x$, $\Delta\varphi_y = \varphi_p - \varphi_y$, $\Delta\varphi_z = \varphi_p - \varphi_z$ между давлением $p(t)$ и ортогональными компонентами колебательной скорости $V_x(t), V_y(t), V_z(t)$ будут равны нулю, если направление распространения волны совпадает с положительным направлением осей *x, y, z,* и будут равны 180°, если эти направления противоположны. Отсюда, например, следует, что при перемещении источника звука в плоскости хО*y* из квадранта II в квадрант I при пересечении им оси y, разность фаз $\Delta\varphi_x$ между акустическим давлением $p(t)$ и компонентой колебательной скорости $V_x(t)$ должна измениться скачком от 0 до 180°.

Совместные одновременные измерения в одной точке акустического давления $p(t)$ и трех ортогональных компонент колебательной скорости $V_x(t), V_y(t), V_z(t)$ или ускорения $a_x(t), a_y(t), a_z(t)$ осуществляются при помощи комбинированного приемника [7].

Обычно оси комбинированного приемника x и y располагаются горизонтально, но ось *z* – вертикально от поверхности к дну. Направление распространения волны определяем углами ψ и θ. Азимутальный угол ψ отсчитывается в плоскости хОу от положительного направления оси x. Полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси *z*. В зависимости от ψ и θ разности фаз будут следующими:

$$\Delta\varphi_x = \begin{cases} 0^\circ, & \text{для} \quad 270° < \psi < 90°; \\ \pi, & \text{для} \quad 90° < \psi < 270° ; \end{cases}$$

$$\Delta\varphi_y = \begin{cases} 0^\circ, & \text{для} \quad 0° < \psi < 180°; \\ \pi, & \text{для} \quad 180° < \psi < 360°; \end{cases} \tag{1.20}$$

$$\Delta\varphi_z = \begin{cases} 0^\circ, & \text{для} \quad 0° < \theta < 90°; \\ \pi, & \text{для} \quad 90° < \theta < 180°. \end{cases}$$

По разности фаз (1.20) однозначно определяется октант, в котором находится источник звука.

Компонента $a_x(t)$ колебательного ускорения частиц среды в плоской волне определяется выражением:

$$a_x(t) = \frac{dV_x}{dt} = \frac{A\omega}{\rho c}\cos(\omega t - kx + \varphi + 90°) . \tag{1.21}$$

Таким образом, колебательное ускорение $a_x(t)$ сдвинуто по фазе относительно $p(t)$ и $V_x(t)$ на угол 90°. В этом смысле, при переходе направления распространения волны в плоскости хОу из первого квадранта во второй через ось y разность фаз между $p(t)$ и $a_x(t)$ изменится скачком с 90 на –90°, т.е. скачок разности фаз составит также 180°.

Как показывает натурный эксперимент, скачок разности фаз наблюдается для тональных и шумовых сигналов, а также импульсов произвольной формы [7]. Покажем скачки разности фаз, измеренные в эксперименте при движении источника вокруг приемной комбинированной системы. Источником излучения шумового сигнала в данном эксперименте служила моторная лодка, движущаяся с постоянной скоростью по окружности. Ось z приемной системы совпадала с вертикальной прямой, проходящей через центр данной окружности. Комбинированная приемная система находилась на глубине 30 м.

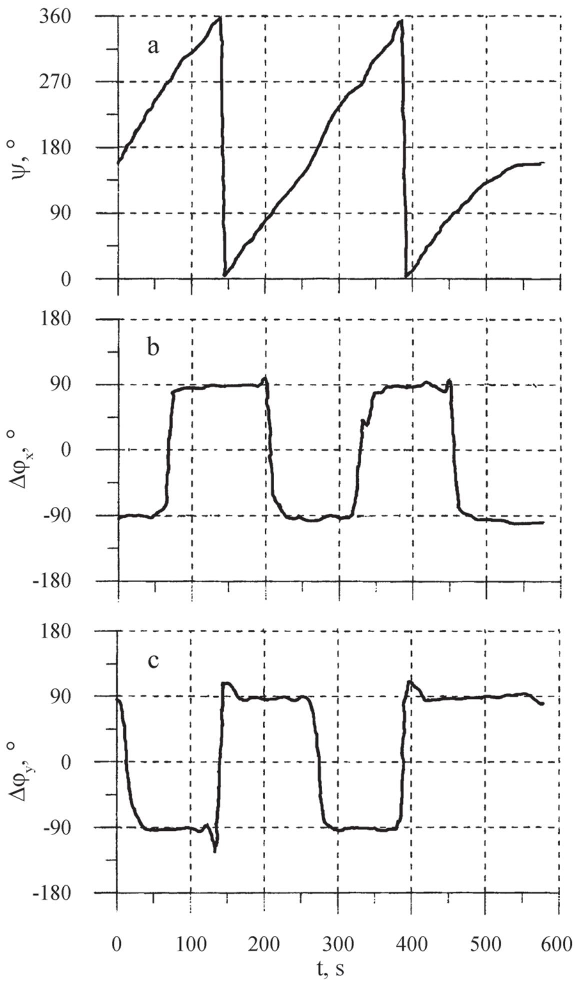


Рис. 1.1. Синхронные изменения азимутального угла $\psi(t)$ и $\Delta\varphi_x(t)$, $\Delta\varphi_y(t)$ в эксперименте при движении источника звука вокруг приемной комбинированной системы в горизонтальной плоскости: a - азимутальный угол $\psi(t)$ между $+x$ и направлением распространения акустической волны; b – разность фаз $\Delta\varphi_x(t) = \varphi_p - \varphi_x$; c – разность фаз $\Delta\varphi_y(t) = \varphi_p - \varphi_y$. Разности фаз $\Delta\varphi_x(t)$ и $\Delta\varphi_y(t)$ вычислены между давлением $p(t)$ и компонентами колебательного ускорения $a_x(t)$ и $a_y(t)$

На рис. 1.1 приведены результаты эксперимента для шумового сигнала в полосе Δf = 600–800 Гц. При $\psi(t)$ = 0° направление распространения волны совпадает с осью +x; при $\psi(t)$ = 90° – с осью +y; при $\psi(t)$ = 180° – с осью –x (рис. 1.1, a) и т.д. Сопоставляя рис. 1.1, a и рис. 1.1, b, c, мы видим, что разности фаз $\Delta\varphi_x(t)$ и $\Delta\varphi_y(t)$ испытывают скачки между +90° и –90° при переходе вектора направления распространения волны из одного квадранта в другой.

Для случая плоской гармонической волны от одного источника, бегущей в безграничном однородном пространстве, усредненный вектор плотности потока выражен следующим соотношением:

$$\vec{I} = \left\langle p(t)\vec{V}(t)\right\rangle = \frac{1}{2} pV\vec{n} = \frac{1}{2}\rho c V^2 \vec{n} = \frac{1}{2}\frac{p^2\vec{n}}{\rho c}, \qquad (1.22)$$

где p и V – амплитудные значения давления и колебательной скорости; $\vec{n}$ – единичный вектор направления распространения волны, $|\vec{n}| = 1$.

Если акустическое поле в некоторой точке пространства представлено суперпозицией k плоских статистически независимых гармонических волн одной частоты, приходящих с различных направлений $\vec{n}_i$, то величина результирующего осредненного потока энергии вдоль некоторого направления $\vec{r}$ запишется в виде суммы k проекций отдельных потоков на данное направление $\vec{r}$:

$$I_r = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{k} p_i V_i \cos\theta_i \ , \tag{1.23}$$

где p_i и V_i – амплитудные значения давления и колебательной скорости i-й волны; θ_i – геометрический угол между направлением вектора колебательной скорости i-й плоской волны и направлением $\vec{r}$ [8].

Запишем выражение (1.23) через результирующее давление $p(t)$ и результирующую колебательную скорость $V_r(t)$ вдоль выбранного направления $\vec{r}$ на простейшем примере наложения двух волн пересекающихся направлений. Выражения для акустических давлений этих волн $p_1(t)$, $p_2(t)$ и соответствующих колебательных скоростей $V_1(t)$, $V_2(t)$ запишем в виде:

$$\begin{aligned} p_1(t) &= p_1\cos(\omega t + \psi_1), \\ p_2(t) &= p_2\cos(\omega t + \psi_2), \\ V_1(t) &= V_1\cos(\omega t + \psi_1), \\ V_2(t) &= V_2\cos(\omega t + \psi_2), \end{aligned} \tag{1.24}$$

где p_1, p_2, V_1, V_2 – амплитуды; ψ_1, ψ_2 – начальные фазы колебаний.

Результирующее давление p(t) равно алгебраической сумме $p_1(t)$ и $p_2(t)$:

$$p(t) = p\cos(\omega t + \varphi_p), \tag{1.25}$$

где p – амплитуда давления результирующей акустической волны; φ_p – фазовый угол результирующего акустического давления.

Результирующая колебательная скорость вдоль некоторого выделенного направления $\vec{r}$ будет зависеть от величины углов θ_1 и θ_2 между направлениями распространения падающих волн и выбранным направлением $\vec{r}$:

$$V_r(t) = V_r cos(t + \varphi_v), \tag{1.26}$$

где V_r – амплитуда результирующей колебательной скорости вдоль направления $\vec{r}$; φ_v – фазовый угол результирующей колебательной скорости.

Фазовые углы φ_p и φ_v равны:

$$tg\varphi_p = \frac{p_1 \sin\psi_1 + p_2 \sin\psi_2}{p_1 \cos\psi_1 + p_2 \cos\psi_2},$$

$$tg\varphi_V = \frac{(V_1 \cos\theta_1)\sin\psi_1 + (V_2 \cos\theta_2)\sin\psi_2}{(V_1 \cos\theta_1)\cos\psi_1 + (V_2 \cos\theta_2)\cos\psi_2}.$$

Компонента I_r, выраженная через амплитуды результирующих значений акустического давления р и составляющей колебательной скорости V_r в заданном направлении $\vec{r}$, запишется в виде:

$$I_r = \frac{1}{2}\left[pV_r \cos\left(\varphi_p - \varphi_V\right)\right], \tag{1.28}$$

где $\left(\varphi_p - \varphi_V\right)$ – разность фаз между давлением и колебательной скоростью в результирующей волне. Формулы (1.22), (1.23), (1.28) выражают средние величины вектора плотности потока акустической энергии, вычисленные за промежуток времени $t \geq T$, где T – период гармонической волны. Таким образом, если в данную точку пространства приходит несколько плоских бегущих волн с различных направлений, то между результирующим акустическим давлением $p(t)$ и ортогональными компонентами результирующей колебательной скорости $V_x(t), V_y(t), V_z(t)$ появляются разности фаз $\Delta\varphi_x = \varphi_p - \varphi_x$, $\Delta\varphi_y = \varphi_p - \varphi_y$, $\Delta\varphi_z = \varphi_p - \varphi_z$, которые могут являться функциями времени *t*.

Вектор плотности потока энергии $\vec{I} = \vec{i}I_x + \vec{j}I_y + \vec{k}I_z$ имеет своими компонентами I_x, I_y, I_z, которые равны:

$$\begin{aligned} I_x &= \frac{1}{2} pV_x \cos\left(\varphi_p - \varphi_x\right), \\ I_y &= \frac{1}{2} pV_y \cos\left(\varphi_p - \varphi_y\right), \\ I_z &= \frac{1}{2} pV_z \cos\left(\varphi_p - \varphi_z\right), \end{aligned} \tag{1.29}$$

где $p(t)$ и V_x, V_y, V_z – амплитудные значения результирующего акустического давления и компонент результирующей колебательной скорости частиц среды.

Поток энергии в точке измерения есть интегральная характеристика и представляет собой сумму потоков энергии на данной частоте f_0 от *k* различных источников излучения. В данной работе результирующий поток энергии представлен суммой потоков энергии плоских бегущих волн. Такой подход оправдан, если приемник находится в волновой (дальней) зоне источников излучения. Простейшими источниками звука являются пульсирующая (монополь) и осциллирующая (диполь) сферы.

В случае гармонического сигнала фазовая скорость для сферических волн давления (источник излучения – монополь) совпадает с фазовой скоростью для плоских волн. Вследствие этого выражение $I = \frac{1}{2}\frac{p^2}{\rho c}$ справедливо для сферических волн, так же как и для плоских волн [формула (1.22)].

Связь между давлением и колебательной скоростью в сферической волне более сложна, чем в плоской волне. Колебательная скорость отстает по фазе от давления на угол ϕ, являющийся функцией расстояния от источника. В дальней зоне для сферической волны (как и для плоской волны) выполняются условия $p = \rho c V$, однако давление и колебательная скорость изменяются обратно пропорционально расстоянию от источника. Выражение для интенсивности звука излучающего монополя в дальней зоне тождественно с аналогичным выражением для плоской волны [формула (1.22)]. Для акустического поля диполя выражение (1.22) справедливо только в дальнем поле.

Поскольку колебательная скорость частиц в акустической волне есть вектор, то при наложении двух волн одинаковой частоты вектор результирующей колебательной скорости должен представлять собой вращающийся вектор. Зная плоскость движения вектора колебательной скорости и траекторию, описываемую его концом, можно однозначно определить пространственный вектор смещения частиц, а следовательно, форму и направление их движения. В акустических полях сложной пространственной структуры амплитудные и фазовые значения колебательной скорости являются функциями координат и определяются интерференционной картиной поля, создаваемой распределенными источниками, наличием границ и т.д. В стационарных акустических полях эти величины не зависят от времени и могут быть определены. Таким образом по аналогии с векторными полями, например электромагнитными, для акустических полей в жидкостях и газах можно использовать понятие «поляризация», характеризующее поведение звуковой волны в данной точке поля [9].

Вид поляризации (линейная, круговая, эллиптическая) определяется в том числе и углом θ, (где θ – угол между мгновенными векторами колебательной скорости $V_1(t)$, $V_2(t)$, двух пересекающихся волн в данной точке пространства [формула (1.24)]. В результате суперпозиции двух волн направление переноса энергии в акустическом поле и направление вектора результирующей колебательной скорости не совпадают. Угол θ связан с углами θ_1 и θ_2 [формула (1.23)] соотношением $\theta = \theta_2 - \theta_1$. Таким образом, разностно-фазовые соотношения $\Delta\varphi_x(t)$, $\Delta\varphi_y(t)$, $\Delta\varphi_z(t)$ определяют тип поляризации результирующего вектора колебательной скорости в сложном акустическом поле.

В общем случае реальное акустическое поле есть функция координат и времени (меняется положение и удаленность источников, меняется величина и анизотропия шумового поля и т.д.). Измерение величин $\Delta\varphi_x(t)$, $\Delta\varphi_y(t)$ и $\Delta\varphi_z(t)$ позволит более эффективно исследовать акустические поля сложной структуры.

1.3. МГНОВЕННАЯ И СРЕДНЯЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ

Под терминами «вектор мгновенной плотности потока энергии» (вектор Умова) и «вектор мгновенной интенсивности» мы понимаем следующее. В теории колебаний и волн временным масштабом является период $T = 2\pi / \omega$, но пространственным масштабом является длина волны $\lambda = cT = 2\pi c / \omega$. Поэтому под мгновенными величинами мы понимаем поведение характеристик волнового поля на промежутке времени, равном одному периоду T, и на пространственном интервале, равном одной длине волны. Таким образом, вектор Умова показывает направление, откуда вытекает и куда течет энергия поля в течение времени, равном одному периоду T, на отрезке пространства, равном λ.

Вычислим вектор Умова для гармонического (монохроматического) акустического поля. Определим мгновенную интенсивность акустического поля, представляющего собой сумму плоских монохроматических волн. В общем случае в данную точку пространства акустического волновода приходит случайное число плоских волн, прошедших от источника к приемнику различными путями. Считая это поле стационарным и монохроматическим одной циклической частоты $\omega = 2\pi / T$, запишем результирующие значения колебаний в точке для акустического давления и колебательной скорости частиц в виде:

$$
\begin{aligned}
p(t) &= p_0 \cos\left(\omega t + \varphi_p\right),\\
\vec{V}(t) &= \vec{V}_0 \cos\left(\omega t + \varphi_V\right),
\end{aligned}
\tag{1.30}
$$

где p_0 – результирующая амплитуда звукового давления; $\vec{V}_0$ – результирующая амплитуда колебательной скорости; $\phi_{\text{р}}$ – фаза акустического давления; ϕ_V – фаза колебательной скорости. В плоской звуковой волне p и V связаны соотношением $p = \rho c V$.

Вычислим составляющую мгновенной интенсивности в некотором направлении $\vec{d}$. В этом случае интенсивность будет равна произведению мгновенных значений $p(t)$ и $V_d(t)$, где $V_d(t)$ – составляющая колебательной скорости в направлении $\vec{d}$:

$$
\begin{aligned}
I_d(t) &= p_0 V_{0,d} \cos(\omega t + \varphi_p)\cos(\omega t + \varphi_V) =\\
&= \frac{1}{2}\left[p_0 V_{0,d} \cos(\varphi_p - \varphi_V) + p_0 V_{0,d} \cos(2\omega t + \varphi_p + \varphi_V)\right].
\end{aligned}
\tag{1.31}
$$

Первый член суммы (1.31) не зависит от времени. Его величина при данных p_0 и $V_{0,d}$ может изменяться в зависимости от величины и знака «множителя мощности» $-1 \le \cos(\varphi_p - \varphi_V) \le +1$. Второе слагаемое показывает, что в первую четверть периода $T = \dfrac{\omega}{2\pi}$ в течение одного колебания энергия течет в направлении от источника, во второй четверти периода – в обратную сторону, к источнику, и этот процесс переноса энергии повторяется на всем протяжении реализации стационарного поля. Итак, первый член суммы (1.31) показывает, что на протяжении всего периода T энергия течет от источника к приемнику, и его величина зависит только от «взаимоотношений» между $p(t)$ и $V_d(t)$, т.е. их разности фаз. Второе слагаемое показывает, что в течение одного периода направление движения энергии меняется на противоположное. Акустическое поле, в случае однородной безграничной среды, делит все пространство от источника к приемнику на отрезки, равные длине волны λ. В пределах каждого отрезка акустическая энергия будет «качаться» вперед–назад в течение каждого периода T, т.е. второй член суммы связан с локальным пространственным свойством акустического поля, его величина также будет определяться фазовыми характеристиками поля. Если усреднить (1.31) по времени, равному кратному числу периодов, то при этом потеряем зависимость интенсивности от времени и, таким образом, значительную часть информации об акустическом поле

$$I_d = \frac{1}{t_0}\int_0^{t_0} p(t)V_d(t)\,dt = p_0 V_{0,d}\cos(\varphi_p - \varphi_V). \qquad (1.32)$$

Выражение (1.32) представляет ту часть энергии, которая переносится акустическим полем в данной точке в заданном направлении $\vec{d}$ за промежуток времени t_0, и равно среднему значению интенсивности (или просто интенсивности). Естественно, что на некотором промежутке времени $t >> t_0$ или при изменении положения точки измерения интенсивность акустического поля (1.32) будет зависеть от $\vec{r}$ и t, т.е. $I_d(\vec{r},t)$.

В декартовой системе координат ортогональные компоненты вектора интенсивности I_x, I_y, I_z запишем в виде:

$$\begin{aligned} I_x &= \frac{1}{2} p_0 V_{0,x}\cos(\varphi_p - \varphi_x), \\ I_y &= \frac{1}{2} p_0 V_{0,y}\cos(\varphi_p - \varphi_y), \\ I_z &= \frac{1}{2} p_0 V_{0,z}\cos(\varphi_p - \varphi_z). \end{aligned} \qquad (1.33)$$

Разностно-фазовые соотношения $\Delta\varphi_x = \varphi_p - \varphi_x$, $\Delta\varphi_y = \varphi_p - \varphi_y$, $\Delta\varphi_z = \varphi_p - \varphi_z$ являются важнейшими характеристиками акустического поля. Несмотря на то что величины p и V измеряются в одной точке пространства, в которую плоские волны от одного источника приходят различными путями. Разности фаз (1.33) в этом поле при перемещении источника звука относительно приемника могут существенно измениться. При этом изменения величин p_0 и V_0

могут быть незначительными. Существенные изменения разности фаз в пределах 2π происходят из-за того, что результирующее колебание давления складываются как скаляр, но для колебательной скорости эти колебания складываются по закону векторов. Полный вектор интенсивности в декартовой системе координат:

$$\vec{I} = \vec{i}I_x + \vec{j}I_y + \vec{k}I_z . \tag{1.34}$$

Поскольку колебательная скорость распадается на две компоненты $\vec{V}_a$ и $\vec{V}_r$, вектор мгновенной интенсивности также будет состоять из двух компонент: $\vec{I}(t)$ – активной интенсивности $Q(t)$ – реактивной интенсивности:

$$\begin{gathered} Q_x = p_0 V_{0,x} \sin \Delta\varphi_x, \\ Q_y = p_0 V_{0,y} \sin \Delta\varphi_y, \\ Q_z = p_0 V_{0,z} \sin \Delta\varphi_z, \\ \vec{Q} = \vec{i}Q_x + \vec{j}Q_y + \vec{k}Q_z . \end{gathered} \tag{1.35}$$

Как следует из (1.35), $\vec{Q} = 0$ в плоской одиночной бегущей волне и в сферической бегущей волне при $kr >> 1$. В том случае, если $\Delta\varphi_x = \Delta\varphi_y = \Delta\varphi_z = \dfrac{\pi}{2}$, $\vec{I} = 0,$ и поле будет только реактивным (случай стоячей волны).

1.4. АВТО- И ВЗАИМОСПЕКТРАЛЬНЫЕ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ

Представление энергетических свойств акустического поля посредством автоспектральных и взаимоспектральных характеристик существенно расширяет возможности исследований сложных акустических полей, в особенности выделение спектральных составляющих от различных источников (монохроматических и шумоподобных) в сложных интерференционных полях от многих источников звука и в подводном окружающем шуме.

При использовании быстрого преобразования Фурье спектры вычисляются без предварительного вычисления автокорреляционных и взаимокорреляционных функций, т.е. временные реализации случайного процесса непосредственно преобразуются в частотную область. Фурье-компоненты для случайных функций времени $p(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$ определяются в виде:

$$\begin{gathered} p_k(f,T) = \int_0^T p_k(t) e^{-i2\pi ft} dt, \\ V_{k,j}(f,T) = \int_0^T V_{k,j}(t) e^{-i2\pi ft} dt, \end{gathered} \tag{1.36}$$

где k число Фурье-преобразований реализаций длительностью T.

Односторонние взаимные спектральные и автоспектральные плотности определяются, как

$$\begin{aligned}
S_{pV_j}(f) &= \lim_{T\to\infty}\frac{2}{T}\left\langle p_k^*(f,T)V_{k,j}(f,T)\right\rangle,\\
S_{V_iV_j}(f) &= \lim_{T\to\infty}\frac{2}{T}\left\langle V_{k,i}^*(f,T)V_{k,j}(f,T)\right\rangle, \quad (i\neq j),\\
S_{V_i^2}(f) &= \lim_{T\to\infty}\frac{2}{T}\left\langle \left|V_{k,i}(f,T)\right|^2\right\rangle, \qquad \text{где} \quad i,j=x,y,z.\\
S_{p^2}(f) &= \lim_{T\to\infty}\frac{2}{T}\left\langle \left|p_k(f,T)\right|^2\right\rangle,
\end{aligned} \qquad (1.37)$$

Спектры $S_{pV_i}(f)$, $S_{V_iV_j}(f)$, $S_{V_i^2}(f)$, $S_{p^2}(f)$ идентичны соответствующим спектрам, вычисленным через корреляционные функции [2].

Выражения взаимной спектральной плотности (взаимный спектр) $S_{pV_i}(f)$ и $S_{V_iV_j}(f)$ есть комплексные величины.

Взаимный спектр между компонентой акустического давления и i-й компонентой колебательной скорости:

$$S_{pV_i}(f)=C_{pV_i}(f)+iQ_{pV_i}(f)=\left\langle S_{V_i}(f)S_p^*(f)\right\rangle=\left\langle\left|S_p(f)\right|\left|S_{V_i}(f)\right|\right\rangle cos<\varphi_{pV_i}>+$$

$$+j\left\langle\left|S_p(f)\right|\left|S_{V_i}(f)\right|\right\rangle sin<\varphi_{pV_i}>, \quad (i=x,y,z), \quad j^2=-1, \qquad (1.38)$$

где $C_{pV_i}(f)=\left|S_{pV_i}(f)\right|\cos<\varphi_{pV_i}(f)>$ и $Q_{pV_i}(f)=\left|S_{pV_i}(f)\right|\sin<\varphi_{pV_i}(f)>$ есть действительные функции.

Модуль взаимного i-го спектра:

$$\left|S_{pV_i}(f)\right|=\left(C_{pV_i}^2(f)+Q_{pV_i}^2(f)\right)^{\frac{1}{2}}. \qquad (1.39)$$

Разность фаз между компонентой акустического давления и i-й компонентой колебательной скорости:

$$\Delta\varphi_i(f)=\operatorname{arctg}\left[Q_{pV_i}(f)/C_{pV_i}(f)\right]=\operatorname{arctg}\left[\operatorname{Im}S_{pV_i}(f)/\operatorname{Re}S_{pV_i}(f)\right], \qquad (1.40)$$

где Re и Im – действительные и мнимые части комплексной функции $S_{pV_i}(f)$, i = x,y,z.

1.5. ФУНКЦИЯ ЧАСТОТНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

Запишем выражение для вектора интенсивности в виде

$$\vec{I}\left(t,r\right)=\left\langle p\left(t,r\right)\vec{V}\left(t,r\right)\right\rangle_{\text{T}} . \tag{1.41}$$

Считаем, что $p\left(t,r\right)$ и $\vec{V}\left(t,r\right)$ есть гауссовские случайные величины времени t и координат $\vec{r}\left(x,y,z\right)$. Считаем акустическое поле стационарным эргодическим процессом при $\left\langle p\left(t,\vec{r}\right)\right\rangle=\left\langle \vec{V}\left(t,\vec{r}\right)\right\rangle=0$, т.е. акустическое давление и скорость есть центрированные случайные величины. В этом случае выражение (1.41) есть парная корреляционная функция. Таким образом, интенсивность является мерой взаимной пространственно-временной когерентности случайных величин $p\left(t,r\right)$ и $\vec{V}\left(t,r\right)\left\{V_x,V_y,V_z\right\}$, подчиняющейся гауссовой статистике. Беря за основу теорию корреляционной когерентности, разработанной в оптике и радиофизике [1], построим нормированный аналог для комплексной интенсивности (1.38) в виде:

$$\gamma_i^2\left(f\right)=\frac{\left|S_{pV_i}\left(f\right)\right|^2}{S_{p^2}\left(f\right)S_{V_i^2}\left(f\right)},\ i=x,\ y,\ z,\ \ 0\le\gamma_i^2\left(f\right)\le 1, \tag{1.42}$$

который оценивает линейную зависимость между p и V в спектральной области. Измерения случайных функций времени $p\left(t,r_0\right)$, $V_x\left(t,r_0\right)$, $V_y\left(t,r_0\right)$, $V_z\left(t,r_0\right)$ производятся одновременно в одной точке пространства, при этом частота f является текущей координатой. Выражение (1.42) будем обозначать термином «комплексная функция частотной когерентности». Аналогично запишем для компонент колебательной скорости $\gamma_{V_iVj}^2\left(f\right)$:

$$\gamma_{ij}^2\left(f\right)=\frac{\left|S_{V_iV_j}\left(f\right)\right|^2}{S_{V_i^2}\left(f\right)S_{V_j^2}\left(f\right)},\ i,\ j=x,\ y,\ z\ ,\ i\ne j\ ,\ 0\le\gamma_{ij}^2\left(f\right)\le 1\ . \tag{1.43}$$

Функция когерентности (1.42) аналогична квадрату нормированной корреляционной функции на данной частоте. Физический смысл функции когерентности (1.42) – это квадрат нормированной интенсивности акустического поля на данной частоте. Она более удобна по сравнению с функцией корреляции, поэтому при анализе шума в векторных измерениях будет использоваться в основном функция когерентности, но не функция корреляции.

Из формул (1.38)–(1.43) следует, что в случае детерминированной бегущей вдоль оси x волны $\gamma_x^2\left(f\right)$ = 1.0, поскольку $\Delta\varphi_x\left(f\right)$= 0°. Можно говорить, что при этом процессы $p\left(t\right)$ и $V_x\left(t\right)$ когерентны. В случае стоячей волны вдоль оси x процессы $p\left(t\right)$ и $V_x\left(t\right)$ также когерентны и $\gamma_x^2\left(f\right)$ = 1.0, поскольку $\varphi_x\left(f\right)$ =90°.

Функция когерентности $\gamma_x^2\left(f\right)$ = 0, если $<\cos\varphi_x\left(f\right)>=<\sin\varphi_x\left(f\right)>=0$. Данная ситуация возможна только тогда, когда процессы $p\left(t\right)$ и $V_x\left(t\right)$ не синфазны, т.е. не когерентны.

Функция когерентности может быть отлична от нуля, но меньше единицы по следующим причинам:

– между случайными процессами $p\left(t\right)$ и $V_x\left(t\right)$ существует элемент нелинейности;

– в измерениях присутствует внешний шум.

В силу теоремы вариала [4] в акустическом стохастическом поле линейные соотношения между $p\left(t\right)$ и $V_x\left(t\right)$ должны выполняться в среднем. Исходя из этого следует, что если 0 ≤ $\gamma_x^2\left(f\right)$ ≤1.0, то в акустическом поле окружающего шума присутствует плотность потока энергии когерентной составляющей сигнала. Функции $\gamma_i^2\left(f\right)$ и $\gamma_{ij}^2\left(f\right)$ являются скалярными величинами, поэтому информацию о природе когерентной составляющей и ее направлении переноса энергии можно получить из вида фазового спектра $\varphi_i\left(f\right)$ [формула (1.40)].

Используя понятие когерентной выходной мощности $S_{coh}(f)$, т.е. той части мощности акустического поля, которая соответствует линейной связи между $p(t)$ и $V_x(t)$, запишем:

$$S_{coh,i}\left(f\right)=\gamma_i^2\left(f\right)S_{p^2}\left(f\right),\ i = x, y, z. \tag{1.44}$$

Тогда остаточный спектр, связанный с некогерентной диффузной составляющей акустического поля, будет иметь вид:

$$S_{dif,i}\left(f\right)=\left[1-\gamma_i^2\left(f\right)\right]S_{p^2}\left(f\right) \tag{1.45}$$

вдоль ортогональных направлений i = x, y, z.

Из формул (1.42)–(1.45) следует, что присутствие диффузного (некогерентного) шума уменьшает функцию когерентности, но при этом не искажает фазу [формула (1.40)].

1.6. ВЕКТОР КОМПЛЕКСНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Запишем (аналогично вектору Умова) выражение для вектора комплексной интенсивности $\vec{I}_c$ в виде:

$$\vec{I}_c = p\vec{V}^* = \vec{I} + i\vec{Q} = Re\vec{I}_c + iIm\vec{I}_c\,, \tag{1.46}$$

где p – акустическое давление; $\vec{V}^*$ – комплексно-сопряженная величина колебательной скорости $\vec{V}$; $\vec{I}$ – вектор активной интенсивности; $\vec{Q}$ – вектор реактивной интенсивности; Re – обозначение реальной части $\vec{I}_c$; Im – его мнимая часть. Символизм комплексного описания позволяет установить следующие соотношения между энергетическими величинами. Комплексно-сопряженный вектор $\vec{I}_c^{\,*}$ для $\vec{I}_c$ есть

$$\vec{I}_c^{\,*} = p^*\vec{V} = \vec{I} - i\vec{Q}\,, \tag{1.47}$$

где p* – комплексно-сопряженная величина для p.

$$\begin{gathered}\vec{I}_c + \vec{I}_c^{\,*} = 2\vec{I}\\ \vec{I} = \frac{\vec{I}_c + \vec{I}_c^{\,*}}{2} \equiv Re\vec{I}_c.\end{gathered} \tag{1.48}$$

Разность комплексно-сопряженных интенсивностей есть мнимая часть $\vec{I}_c$:

$$\begin{gathered}\vec{I}_c - \vec{I}_c^{\,*} = 2i\vec{Q}\\ \vec{Q}(t) = \frac{\vec{I}_c - \vec{I}_c^{\,*}}{2i} \equiv \mathrm{Im}\vec{I}_c.\end{gathered} \tag{1.49}$$

Абсолютное значение вектора комплексной интенсивности

$$\sqrt{\vec{I}_c \cdot \vec{I}_c^{\,*}} = \left[\left(\vec{I} + i\vec{Q}\right)\left(\vec{I} - i\vec{Q}\right)\right]^{1/2} = \left(I^2 + Q^2\right)^{1/2} = \left|\vec{I}_c\right|. \tag{1.50}$$

Плотность потенциальной энергии определяется, как

$$U = \frac{1}{2\rho c^2}\left\langle pp^*\right\rangle, \tag{1.51}$$

где < > – символ усреднения по времени.

Компоненты плотности кинетической энергии в декартовой системе координат по осям x, y, z:

$$\mathrm{T}_i = \frac{\rho}{2}\left\langle V_i V_i^*\right\rangle, \quad i = x, y, z, \tag{1.52}$$

где ρ – плотность среды.

Плотность полной кинетической энергии

$$\mathrm{T} = \sum\nolimits_{i=x,y,z} \mathrm{T}_i\,. \tag{1.53}$$

Связь плотности потенциальной энергии и реактивной интенсивности. Из (1.49) следует:

$$\vec{Q} = \left(\frac{i}{2}\right)\left[\vec{I}_c - \vec{I}_c^*\right] = \left(\frac{i}{2}\right)\left[p\vec{V}^* - p^*\vec{V}\right],$$

применяя уравнение Эйлера, получим:

$$\vec{Q} = -\left(\frac{c^2}{\rho}\right)\left[p\mathrm{grad}p^* - p^*\mathrm{grad}p\right] = -\left(\frac{c^2}{\rho}\right)\mathrm{grad}U. \qquad (1.54)$$

Из уравнения (1.54) следует, что вектор реактивной интенсивности пропорционален градиенту (с обратным знаком) потенциальной энергии, т.е. в том случае, если потенциальная энергия растет, $\vec{Q}$ будет падать, и наоборот. В точках максимума или минимума акустического давления, где $\mathrm{grad}U = 0$, $\vec{Q} = 0$ и, проходя через эту точку, $\vec{Q}$ меняет знак.

Дивергенция вектора комплексной интенсивности:

$$\mathrm{div}\vec{I}_c = \mathrm{div}\left(p\vec{V}^*\right) = \vec{V}^*\mathrm{grad}p + p\mathrm{div}\vec{V}^*. \qquad (1.55)$$

Применив уравнение Эйлера и уравнение сохранения энергии, получим:

$$\mathrm{div}I_c = i\left[\frac{\omega}{2\rho c^2}p \cdot p^* - \rho\vec{V}\vec{V}^*\right] = -2i\omega\left[\mathrm{T} - U\right] = -2i\omega L, \qquad (1.56)$$

где T и U – кинетическая и потенциальная энергия соответственно; $L = \mathrm{T} - U$ – функция Лагранжа. Поскольку выражение (1.56) является мнимым, но L – реальная функция, то $\mathrm{div}\vec{I} = 0$, но $\mathrm{div}\vec{Q} = -2\omega L$. Отсюда следует, что в свободном поле (без источников) реактивная интенсивность имеет источники и стоки. Из (1.56) следует, что $\mathrm{div}\vec{I}_c \neq 0,$ если $T - U \neq 0$. В случае плоской одиночной волны, бегущей в безграничном пространстве, $T = U$ и, следовательно, $\mathrm{div}\vec{I}_c = 0$. В сферической бегущей волне при тех же условиях, при $kr << 1$, как следует из (П.10), модуль колебательной скорости $\left|V_m\right| = \frac{\left|p_m\right|}{\rho c\cos\phi}$, т.е. больше, чем $\left|V_m\right| = \frac{\left|p_m\right|}{\rho c}$ при $kr >> 1$. Отсюда следует, что в ближнем поле сферического поля при $kr << 1$ $T = \frac{V}{\cos^2\phi}$, т.е. $T > U$ (при $0 < \phi < \frac{\pi}{2}$) и $\mathrm{div}\vec{Q} \neq 0$. В этом случае в акустическом поле возникает вихревой перенос акустической энергии.

Рассмотрим вихревую структуру вектора комплексной интенсивности.

$$\mathrm{rot}\left(p\vec{V}^*\right) = p\mathrm{rot}\vec{V}^* + \left[\mathrm{grad}p \times \vec{V}^*\right] = \left[\mathrm{grad}p \times \vec{V}^*\right],$$

поскольку $rot\vec{V}^* = 0$. Применим формулу Эйлера $\vec{V} = -\frac{1}{i\rho\omega}\mathrm{grad}p$, получим

$$\mathrm{rot}\left(p\vec{V}^*\right) = -i\omega\rho\left[\vec{V}\times\vec{V}^*\right]. \qquad (1.57)$$

Умножим (1.57) на $\dfrac{pp^*}{pp^*}$:

$$\mathrm{rot}\left(p\vec{V}^*\right) = -i\omega\rho\frac{\vec{I}_c\times\vec{I}_c}{pp^*}.$$

Поскольку векторное произведение $\vec{I}_c\times\vec{I}_c^*$ есть

$$\vec{I}_c\times\vec{I}_c^* = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ I_x+iQ_x & I_y+iQ_y & I_z+iQ_z \\ I_x-iQ_x & I_y+iQ_y & I_z+iQ_z \end{vmatrix} = 2i\vec{I}\times\vec{Q}, \quad \text{где} \quad i=\sqrt{-1},$$

$\vec{i}$ – единичный вектор

отсюда следует, что

$$\mathrm{rot}\vec{I}_0 = 2\omega\rho\frac{\vec{I}\times\vec{Q}}{pp^*},$$

но, поскольку $U = \dfrac{1}{2\rho c^2}pp^*$, то

$$\mathrm{rot}\vec{I}_c = \left(\frac{\omega}{c}\right)\frac{\vec{I}\times\vec{Q}}{U}. \qquad (1.58)$$

Как следует из (1.58) $\mathrm{rot}\vec{I}_c \neq 0$ при $\vec{I}\neq 0$ и $\vec{Q}\neq 0$ в том случае, если вектора $\vec{I}$ и $\vec{Q}$ неколлинеарны. В случае одиночной бегущей сферической волны в безграничной среде от точечного источника или поля диполя в ближней зоне ($kr<<1$) существуют вихри энергии, т.е. $\mathrm{rot}\vec{I}_c \neq 0$, но при $kr>>1$ $\mathrm{rot}\vec{I}_c = 0$. Таким образом, в безграничной среде вблизи источника векторы $\vec{I}$ и $\vec{Q}$ могут быть неколлинеарны.

Теорема Стокса связывает циркуляцию вектора плотности потока энергии (интенсивности) по произвольному контуру с потоком вектора ротора активной интенсивности $\mathrm{rot}\left(pV^*\right)$ через поверхность, ограниченную данным контуром, т.е. сепаратриссой или контуром вихревой трубки.

Циркуляция $\mathrm{rot}\left(pV^*\right)$ есть

$$\Gamma_c\left(\vec{I}\right) = \oint_c\left(I_x dx + I_y dy + I_z dz\right) = \oint_c \vec{I}d\vec{r}\ . \qquad (1.59)$$

Из формулы Стокса следует $\int_S \mathrm{rot}_n\vec{I}dSr = \oint_c \vec{I}\cdot d\vec{r}$.

1.7. ФУНКЦИЯ ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

Понятие когерентности в равной мере применимо к колебаниям и волнам любой физической природы. Впервые это понятие было введено в оптике, позднее в статистической радиофизике и физической акустике. В векторной акустике это понятие мы используем для выяснения степени когерентности между четырьмя компонентами акустического поля – $p(t)$, $\vec{V}\left\{V_x(t), V_y(t) V_z(t),\right\}$ посредством векторной интенсивности. В этом случае лучше исследовать не функцию корреляции, а функцию когерентности.

В разделе 1.5 было введено понятие «комплексная функция частотной когерентности», описывающая степень когерентности стационарного волнового поля в данной точке пространства в зависимости от частоты сигнала. Данная функция дополняет автоспектральные и взаимоспектральные характеристики, а именно, указывает на степень их когерентности в спектральной области. Возможно построить функцию «временной когерентности», т.е. исследовать когерентность случайных колебательных процессов на некоторой выбранной частоте от времени в данной точке поля. Когерентные свойства акустического поля будем рассматривать между скалярными и векторными величинами, точнее их проекциями на оси координат x, y, z. Мерой корреляции может служить мгновенная интенсивность (вектор Умова), средняя и комплексная интенсивности. Нормированные усредненные значения этих величин в одной точке поля в зависимости от времени и будут являться функцией временной комплексной когерентности.

Корреляция этих величин вычисляется при условии, что приемник акустического давления и векторный приемник расположены в одной точке r_0, причем временной сдвиг τ на данной частоте ω_0 между $p(r_0, \omega_0, t)$ и $\vec{V}(r_0, \omega_0, t)$ равен нулю. Комплексная интенсивность $\vec{I}_c(t) = p(r_0, \omega_0, t)\vec{V}^*(r_0, \omega_0, t)_{\text{Т}}$ (где t – текущее время, Т – время усреднения) есть огибающая мгновенной интенсивности, величина которой оценивает коррелированность величин $p(r_0, \omega_0, t)$ и $\vec{V}(r_0, \omega_0, t)$. Определим в точке $\vec{r}_0$ нормированную корреляционную функцию стационарного акустического поля следующим образом:

$$\vec{\Gamma}(\vec{r}_0, \omega_0, t) = \frac{\left\langle p(t)\vec{V}^*(t)\right\rangle_{\text{Т}}}{\sqrt{\left\langle p(t)p^*(t)\right\rangle_{\text{Т}}\left\langle \vec{V}(t)\vec{V}^*(t)\right\rangle_{\text{Т}}}}\,. \tag{1.60}$$

Величина $\vec{\Gamma}(\vec{r}_0, \omega_0, t)$ называется степенью комплексной временной когерентности. Абсолютную величину $\left|\vec{\Gamma}(\vec{r}_0, \omega_0)\right|$ называем модулем степени когерентности или просто степенью когерентности. Поскольку $\vec{\Gamma}(\vec{r}_0, \omega_0)$ – величина комплексная, то

$$\vec{\Gamma}(\vec{r}_0, \omega_0, t) = Re\vec{\Gamma}(\vec{r}_0, \omega_0, t) + iIm\vec{\Gamma}(\vec{r}_0, \omega_0, t)\,. \tag{1.61}$$

При обработке сигналов вычисляются три ортогональные компоненты вектора $\vec{\Gamma}\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)$:

$$\Gamma_j\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)=\frac{\left\langle p(t)V_j^*(t)\right\rangle_{\mathrm{T}}}{\sqrt{\left\langle p(t)p^*(t)\right\rangle_{\mathrm{T}}\left\langle V_j(t)V_j^*(t)\right\rangle_{\mathrm{T}}}},\tag{1.62}$$

$$0\le\left|\Gamma_j\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)\right|\le 1.0,\ -1.0\le \mathrm{Re}\,\Gamma_j\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)\le +1.0,\ -1.0\le \mathrm{Im}\Gamma_j\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)\le +1.0.$$

Аргумент функции $\Gamma_j\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)$:

$$\Delta\varphi_j\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)=arctg\frac{\mathrm{Im}\Gamma_j\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)}{\mathrm{Re}\Gamma_j\left(\vec{r}_0,\omega_0,t\right)},$$

где $j=x,\ y,\ z$; $p(t)$; $V_j(t)$ – аналитические сигналы, полученные при помощи преобразования Гильберта в полосе $\Delta\omega$ с центральной частотой ω_0. Величины $\mathrm{Re}\Gamma_j(t)$ представляет собой нормированные значения *x-, y-, z*-компонент интенсивности, усредненных по нескольким периодам $\mathrm{T}=\dfrac{2\pi}{\omega}$. Выражение (1.62) есть коэффициент корреляции второго порядка при $\tau = 0$.

Возможно вычисление функции когерентности высших порядков, которые несут дополнительную информацию о случайном волновом поле.

1.8. ЧЕТВЕРТЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ МОМЕНТ. АКУСТИЧЕСКИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ИНТЕНСИВНОСТИ

Корреляционная теория когерентности [1, 5, 10] рассматривает моменты не только второго, но и моменты высших порядков. Рассматривая связь акустической интенсивности во времени и в различных точках пространства мы приходим к моменту четвертого порядка.

Рассмотрим мгновенные значения вектора интенсивности в двух разнесенных точках акустического поля: $\vec{I}_1\left(x_1,\ y_1,\ z_1,t\right)$, и $\vec{I}_2\left(x_2,\ y_2,\ z_2,\ t+\tau\right)$. Флуктуации мгновенной интенсивности относительно своих средний значений $\vec{I}_1\left(x_1,y_1,z_1,t\right)$, $\vec{I}_2\left(x_2,\ y_2,\ z_2,t+\tau\right)$ обозначим виде $\Delta\vec{I}_1(t)$, $\Delta\vec{I}_2(t+\tau)$, тогда

$$\left\langle \Delta I_1(t)\Delta I_2(t+\tau)\right\rangle=\left\langle I_1(t)I_2(t+\tau)\right\rangle-\left\langle I_1(t)\right\rangle\left\langle I_2(t+\tau)\right\rangle.\tag{1.63}$$

Согласно [5] $\vec{I}=\vec{I}_1+\vec{I}_2+2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}Re\gamma_{12}(\tau)$, где $\gamma_{12}(\tau)$ есть комплексная степень когерентности акустического поля в точках $M_1\left(x_1,\ y_1,\ z_1\right)$ и $M_2\left(x_2,\ y_2,\ z_2\right)$ и показывает степень взаимодействия полей. Эта величина определяется соотношением

$$\left|\gamma_{12}(\tau)\right|^2 = \frac{\left\langle \Delta I_1(t+\tau)\Delta I_2^*(t)\right\rangle}{I_1 I_2}, \qquad (1.64)$$

здесь I_1 и I_2 – средние значения интенсивностей в точках 1 и 2; τ – разность временного пробега волны. Из (1.46) следует, что нормированная корреляция между флуктуациями интенсивности равна квадрату модуля степени когерентности. Отсюда следует, что если существует когерентная связь в двух точках акустического поля, то флуктуации интенсивности в этих точках также должны быть коррелированы. Данный метод используется в звездной интерферометрии [11]. Прибор, реализующий этот метод, получил название интерферометра интенсивности [1, 11]. Подводный акустический интерферометр интенсивности, аналог двухщелевого оптического интерферометра Юнга–Рэлея, строится на базе двух разнесенных по горизонтали комбинированных приемников. Щелями интерферометра являются ортогональные каналы векторного приемника с косинусоидальной диаграммой направленности (см. Приложение II). Проведенные натурные эксперименты показали перспективность исследований пространственно-временной когерентности акустических векторных полей [12].

ВЫВОДЫ

Весь математический аппарат векторной акустики построен на авто- и взаимном корреляционном анализе скалярной величины акустического давления и трех ортогональных компонент вектора колебательной скорости частиц среды в акустической волне. Три ортогональные компоненты вектора плотности потока энергии позволяют решить задачу движения энергии сигнала в реальных условиях глубокого и мелкого моря. Важнейшим информационным параметром акустического поля являются разностнофазовые соотношения между четырьмя компонентами поля: $p(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$. Методы обработки сигнала включают в себя как мультипликативную, так и аддитивную компоненту. Применяемый математический аппарат составляет замкнутую систему функций и позволяет исследовать такие явления, как компенсацию встречных потоков энергии, вихри вектора акустической интенсивности, помехоустойчивость комбинированных систем обнаружения и т.д.

Литература

1. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. М.: Наука, 1976. 494 с.
2. Бендат Дж., Пирсол А.М.: Мир, 1983. 321 с.
3. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
6. Умов Н.А. Уравнгение движения энергии в телах: докт. дисс. Одесса, 1873. 120 с.
7. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с.
8. Хортон Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судпромгиз, 1961. 484 с.
9. D'Spain G.L. Polarization of Acoustic Paticle Motion in the Ocean and Relation to Vector Acoustic Intensity // Proc. 2-nd Inter. Workshop Acoust. Engin. And Techn. Harbin. China, 1999. p. 149–164.
10. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.Н. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 463 с.
11. Браун Р.Х. Измерение угловых диаметров звезд // УФН. 1972. Т. 108, № 3. С. 529−547.
12. Щуров В.А., Ткаченко Е.С. и др. Исследование гидроакустического волнового поля посредством статистического момента четвертого порядка // Восьмой Всерос. симпоз. «Физика геосфер». Владивосток: Дальнаука, 2013. С. 233–237.

Глава вторая

ТЕОРИЯ И ТЕХНИКА ВЕКТОРНО-ФАЗОВЫХ ПОДВОДНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ВВЕДЕНИЕ

Акустические исследования, излагаемые в данной монографии, основаны на одновременных измерениях в одной точке акустического поля скалярной величины акустического давления $p(x, y, z, t)$, трех ортогональных компонент вектора колебательной скорости частиц среды $\vec{V}(x, y, z, t)\ \{V_x, V_y, V_z\}$ и разностно-фазовых соотношениях между ними. Данный подход был сформулирован профессором С.Н. Ржевкиным как векторно-фазовый метод [1, 2].

Гидрофон, измеряющий давление, является акустическим преобразователем нулевого порядка, приемник колебательной скорости – преобразователем первого порядка. Совмещение в одном измерительном устройстве двух преобразователей различных порядков образует, по определению А.А. Харкевича, комбинированный приемник, который обладает новыми характеристиками, в отличие от входящих в него преобразователей [3]. Первое упоминание о гидроакустическом комбинированном приемнике находится в работах [1, 2]. Приемные устройства, используемые в интенсиметрах фирмы «Брюль и Къер», построенные на основе двух близкорасположенных преобразователей нулевого порядка (гидрофонах или микрофонах), автор рассматривает как малоразмерные гидрофонные антенны с дипольной диаграммой направленности и к комбинированным приемникам, согласно определению [3], не относит.

На основе четырехкомпонентных комбинированных приемников, состоящих из приемников давления и трехкомпонентных приемников колебательной скорости или приемников градиента давления были созданы донные и свободнодрейфующие комбинированные измерительные системы для исследования акустических полей в условиях прибрежной зоны и районов глубокого открытого океана. Комбинированные приемные системы располагались на дне или крепились донным якорем к дну и находились в слое воды при помощи плавучести. Информация с приемных систем передавалась по кабелю или радиоканалу в береговую лабораторию или на исследовательское судно. Автономные свободнодрейфующие телеметрические комбинированные системы созданы для исследований в глубоком открытом океане и способны производить измерения на глубинах от 20 до 1000 м. В данной главе приведены системы, создаваемые в ТОИ ДВО РАН с 1979 г. и по настоящее время.

Основной целью научного исследования является достоверность и точность в получении данных. Проблема совместного измерения скалярных и векторных величин акустического поля в условиях реального океана потребовала создания новой техники и методики для натурных акустических подводных исследований. Созданная техника векторной акустики является оригинальной и представляет собой сложные акустические измерительные системы. При создании комбинированных приемников автор использовал современные приемники колебательной скорости и градиентные приемники, разработанные Российской академией наук, МГУ им. М.В. Ломоносова, КБ «Шторм», и собственные изделия ТОИ.

2.1. НЕОБХОДИМОСТЬ И ДОСТАТОЧНОСТЬ ВЕКТОРНО-ФАЗОВОГО ПОДХОДА В АКУСТИКЕ

Для полного описания акустического поля, как это следует из уравнений гидродинамики, необходимо знание восьми величин: трех компонент вектора колебательной скорости частиц среды $\vec{V}(x,y,z,t)\{V_x, V_y, V_z\}$ и двух скалярных величин – акустического давления $p(x,y,z,t)$, плотности среды $\rho(x,y,z,t)$, а также трех разностно-фазовых соотношений $\Delta\varphi_{pV_x}(x,y,z,t)$, $\Delta\varphi_{pV_y}(x,y,z,t)$, $\Delta\varphi_{pV_z}(x,y,z,t)$. В процессе реальных измерений и обработки данных необходимо знание взаимосвязи этих величин.

Акустическое давление $p(x,y,z,t)$ и колебательная скорость частиц среды $\vec{V}(x,y,z,t)$ определяются через звуковой потенциал $\Phi(x,y,z,t)$:

$$p(x,y,z,t) = \rho\frac{\partial\Phi(x,y,z,t)}{\partial t}, \quad \vec{V}(x,y,z,t) = -grad\ \Phi(x,y,z,t).$$

Зная функцию $\Phi(x,y,z,t)$, давление $p(x,y,z,t)$ и колебательная скорость $\vec{V}(x,y,z,t)$ могут быть определены в каждой точке и в любой момент времени. Поскольку давление и потенциал имеет простую связь, обычно решение прямой задачи сводится к нахождению акустического давления. Такой подход сводится к действиям со скалярной величиной давления, и назовем его скалярным подходом, или скалярной акустикой. В этом случае решение задач, связанных с анизотропией поля, сводится к рассмотрению распределенных систем из датчиков давления (антенн). Обычно расстояние между соседними датчиками – гидрофонами составляет половину длины волны тонально сигнала $\lambda/2$. Длина антенн для низких частот (f < 1000 Гц, $\lambda > 1.5$ м) должна достигать значительных размеров, что, в силу ограниченности пространства, в котором поле сохраняет стационарность и эргодичность, увеличение числа гидрофонов теряет смысл. Получить дополнительную информацию об акустическом поле возможно, если знать одновременно и в одной точке давление $p(x,y,z,t)$ и вектор колебательной скорости $\vec{V}(x,y,z,t)$, т.е. четыре характеристики акустического поля: p, V_x, V_y, V_z, где V_x, V_y, V_z – ортогональные компоненты вектора $\vec{V}$ [2, 6].

Рассмотрим разложение в ряд Тейлора акустического давления $p(x,y,z)$ в окрестности некоторой точки $M_0(x_0, y_0, z_0)$ малой области D [6]:

$$p(x,y,z,t) = p(x_0,y_0,z_0,t) + (x-x_0)\frac{\partial p(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial x} + (y-y_0)\frac{\partial p(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial y}$$

$$+(z-z_0)\frac{\partial p(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial z} + \frac{1}{2}\left\{\begin{matrix}(x-x_0)^2\dfrac{\partial p^2(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial x^2} + (y-y_0)^2\dfrac{\partial p^2(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial y^2} + \\ +(z-z_0)^2\dfrac{\partial p^2(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial z^2}\end{matrix}\right\}$$

(2.1)

$$+\left\{\begin{matrix}(x-x_0)(y-y_0)\dfrac{\partial p^2(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial x \partial y} + (x-x_0)(z-z_0)\dfrac{\partial p^2(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial x \partial z} + \\ +(y-y_0)(z-z_0)\dfrac{\partial p^2(x_0,y_0,z_0,t)}{\partial y \partial z}\end{matrix}\right\}. \qquad (2.1)$$

Уравнение Эйлера $\vec{V} = -\frac{1}{\rho}\int grad\, p\, dt$ для гармонической волны с частотой ω запишем в виде $\vec{V} = -\frac{1}{j\rho\omega} grad\, p$. Таким образом, в разложении (2.1) первые производные $\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z}$ пропорциональны компонентам колебательной скорости V_x, V_y, V_z. Очевидным фактом из (2.1) является то, что из измерений в одной точке акустического поля возможно определить направление на источник звука. Физический смысл выражения (2.1) заключается в том, что мы измеряем давление по всей площади бесконечно малой области *D*. Измеряя одновременно в одной точке акустического поля акустическое давление p и компоненты $grad\, p\left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z}\right)$ и определяя фазовые соотношения между данными компонентами, получаем полную информацию о векторном акустическом поле в данной точке, если в области *D* нет источников звука.

В эксперименте векторные характеристики акустического поля определяются из измерений компонент градиента давления (градиентный векторный приемник) или непосредственно, из измерений ортогональных компонент колебательной скорости (электродинамический векторный приемник). Необходимость векторно-фазового метода возникает из требования полного знания характеристик акустического поля, и его внедрение в акустическую практику является достаточным для адекватного описания акустического поля.

2.2. ПРИНЦИП ИЗМЕРЕНИЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ ЧАСТИЦ СРЕДЫ В АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ

Задача о движении тела, погруженного в идеальную несжимаемую жидкость, под действием колебательных движений в самой жидкости рассмотрена в [7]. В случае длинных волн амплитуда колебательной скорости $V(\rho)$ шара плотностью ρ, помещенного в жидкость плотности ρ_0, в поле плоской звуковой волны с амплитудой колебательной скорости $V_0(\rho_0)$ имеет вид:

$$V(\rho)=\frac{3\rho_0}{\rho_0+2\rho}V_0(\rho_0)\,. \tag{2.2}$$

Из (2.2) следует, что величина колебательной скорости шара $V(\rho)$ относительно колебательной скорости $V_0(\rho_0)$ жидкости будет определяться его плотностью. Если плотность шара превышает плотность жидкости ($\rho > \rho_0$), то шар отстает от жидкости и $V(\rho) < V_0$; в случае $\rho < \rho_0$ шар опережает жидкость (для воздушного пузырька $\rho << \rho_0$ и $V(\rho) = 3V_0$). Если плотность шара равна плотности жидкости ($\rho = \rho_0$), то $V(\rho) = V_0$, т.е. скорость шара равна скорости жидкости, и жидкость ведет себя так, как если бы шар отсутствовал в жидкости. Формула (2.2) справедлива в случае, если радиус шара a много меньше длины волны звука в жидкости, при этом скорость шара $V(\rho)$ не зависит от радиуса шара.

В случае длин волн, соизмеримых с радиусом сферы, это соотношение (2.2) должно быть заменено более точным. В работе [4] было выведено выражение для скорости абсолютно жесткой сферы с учетом дифракции волн. При этом учитывалась только часть реакции рассеянного поля, обусловленная присоединенной массой, и не учитывалось влияние сопротивления излучения, которое при $ka>1$ становится значительным. Рассеяние звука рассчитано в предположении неподвижности сферы, и влияние ее колебаний на рассеяние звука не учитывалось.

Использование жесткой сферы в качестве приемника колебательной скорости в газе или жидкости, требует более полного теоретического анализа дифракции акустических волн с длиной волны, соизмеримой с радиусом сферы a. Аналитически данная проблема решена в работе [1].

Падающую в направлении положительной оси x плоскую волну запишем в виде:

$$p_i = p_0\exp(\omega t - kx),$$

волновой параметр при $r = a$ будем далее обозначать через $\alpha = \omega a / c$, множитель $\exp(i\omega t)$ опускаем.

Будем считать, что скорость колебаний V возникает под действием на сферу массой $M = v\rho$ поля падающей волны p_i и некоторого добавочного давления, вызываемого рассеянной волной и определяемого выражением

$$p_s = \sum_{m=0}^{\infty} a_m P_m\left(cos\theta\right) h_m\left(kr\right), \tag{2.3}$$

где θ – полярный угол с осью x; $P_m\left(cos\theta\right)$ – полином Лежандра; $h_m\left(kr\right)$ – сферическая функция Ханкеля второго рода. В это выражение входят неизвестные нам пока коэффициенты a_m. Амплитуду скорости будет равна

$$V = \frac{F_x}{i\omega\rho V} = \frac{\int_0^{\pi}\left(p_i + p_s\right)_{r=a} cos\theta\, dS}{i\omega\rho v}, \tag{2.4}$$

где $dS = -2\pi a^2 d\left(cos\theta\right)$; F_x – сила давления по направлению оси x.

Выражение для давления плоской волны в форме разложения в ряд по сферическим функциям запишем в известном виде [8]:

$$p_i = p_0 \int_{m=0}^{\infty} i^m \left(2m+1\right) P_m\left(cos\theta\right) j_m^{(kr)},_{r=a} \tag{2.3a}$$

Величина V определяется посредством интегрирования сил давления по сфере:

$$V = \frac{-p_0 \sum_{m=0}^{\infty}\left\{\left[i^m\left(2m+1\right) + a_m h_m\right] 2\pi a_0^2 \int_0^{\pi} P_m\left(cos\theta\right) cos\theta d\left(cos\theta\right)\right\}}{i\omega\rho v}.$$

В этом выражении функции от аргумента $\alpha = ka$ сокращенно записаны как j_m и k_m. Интеграл имеет значения

$$\int_0^{\pi} P_m\left(cos\theta\right) cos\theta d\left(cos\theta\right) = \begin{cases} -2/3 & \text{при} \quad m = 1 \\ 0 & \text{при} \quad m \neq 1. \end{cases}$$

В результате

$$V = \frac{i3p_0 j_1 + a_1 h_1}{i\omega\rho v}. \tag{2.5}$$

Рассеянное поле давления на поверхности сферы, колеблющейся с амплитудой скорости V, пока нами не найдено:

$$p_s = p_s^0 + p_v = \sum_{m=0}^{\infty} a_m P_m\left(cos\theta\right) h_m. \tag{2.6}$$

Выражение для p_s^0 известно [9]:

$$p_s^0 = -p_0 \sum_{m=0}^{\infty} i^{m+1}\left(2m+1\right) P_m\left(cos\theta\right) sin\delta_m\left(\alpha\right) e_m^{i\delta}\left(\alpha\right) h_m\left(\alpha\right). \tag{2.7}$$

Используя метод нахождения звукового поля сферы при заданной на ее поверхности скорости $V cos\theta$, найдем коэффициенты b_m разложения потенциала скорости в ряд по сферическим функциям [8]. В данном случае отличен от нуля будет только коэффициент

$$b_1 = \frac{V}{ikD_1(\alpha)e^{-i\delta_1(\alpha)}} = -\frac{V}{kh_1'(\alpha)},$$

где $h_1'(\alpha) = -iD_1(\alpha)e^{-i\delta_1(\alpha)}$ – производная от сферической функции Ханкеля (второго рода) по аргументу при $r = a$; $D_1(\alpha)$ и $\delta_1(\alpha)$ − функции, введенные и табулированные в книге [9]. Поле p_V на поверхности сферы определится из выражения

$$p_V = i\omega\rho b_1 h_1 \cos\theta = -i\rho c \frac{h_1}{h_1'(\alpha)} \cos\theta c V, \quad (2.8)$$

h_1 и h_1' − сокращенное обозначение $h_1(\alpha)$ и $h_1'(\alpha)$.

Подставляя в (2.8) значение V по формуле (2.5), получим

$$p_V = -i\omega\rho \frac{h_1}{h_1'} \cos\theta \frac{3p_0 j_1 + a_1 h_1}{i\omega a\rho} = -\frac{\rho_0}{\rho_\alpha} \frac{h_1}{h_1'} (i3p_0 + a_1 h_1 \cos\theta). \quad (2.8а)$$

Проинтегрируем по сфере произведение суммарного давления p_S на сферическую функцию P_n:

$$\int_0^\pi p_S P_n S = \sum_{m=0}^\infty a_m h_m \int_0^\pi P_m P_n \, dS =$$

$$= -p_0 \sum_{m=0}^\infty \left[i^{m=1} (2m + +1) \sin\delta_m e_m^{i\delta} h_m \int_0^\pi P_m P_n \, dS - \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\alpha h_1}{h_1'} (i3p_0 + a_1 h_1) \int_0^\pi P_n \cos\theta dS \right].$$

Учитывая

$$\int_0^\pi P_m P_n d_1 S = \begin{cases} -2\pi a^2 \dfrac{2}{2m+1}; & n = m \\ 0 & n \neq m \end{cases} \text{è} \quad \cos \quad \theta = P_1$$

а также [8, с. 212]

$$j_1' = -D_1 \sin\delta_1; \quad \sin\delta_1 e^{i\delta_1} = \frac{h_1}{h_1'}, \quad (2.9)$$

получим для каждого $n = m$ отдельные уравнения, из которых определяются коэффициенты a_m:

$$a_1 = i3p_0 \frac{\frac{\rho_0}{\rho}\frac{i_1}{\alpha} - j_1'}{h_1' - \frac{\rho_0}{\rho}\frac{h_1}{\alpha}} \quad \text{при } m = 1, \tag{2.10}$$

$$a_m = -p_0 i^{m+1}(2m+1)\sin\delta_m e_m^{i\delta} h_m \quad \text{при} \quad m \neq 1. \tag{2.10а}$$

Выражение (2.10) дает коэффициент разложения в формуле (2.3) для рассеянной волны порядка *m = 1* с учетом колебаний сферы, возникающих под действием падающей волны. Выражение (2.10а) для $m \neq 1$ совпадает с выражением (2.7) для коэффициента рассеяния на неподвижной сфере, откуда следует, что возникающие колебания не дают излучения сферических волн порядка, отличного от $m = 1$.

Подставляя a_1 в (2.5), получим

$$V = \frac{3p_0}{\omega a \rho}\left[j_1 + h_1 \frac{\frac{\rho_0}{\rho}\frac{i_1}{\alpha} - j_1'}{h_1' - \frac{\rho_0}{\rho}\frac{h_1}{\alpha}} \right] = \frac{3p_0}{\omega a h_1'} \frac{j_1 h_1' - h_1 j_1'}{\rho - \rho_0 \frac{h_1}{\alpha h_1'}}. \tag{2.11}$$

Учитывая выражение для сферических бесселевых функций и их производных, запишем

$$j_1 h_1' - h_1 j_1' = \frac{1}{i\alpha^2}, \tag{2.12}$$

а также найдем следующее соотношение:

$$\frac{h_1(\alpha)}{h_1'(\alpha)} = -\frac{\alpha}{2}\left[2\frac{2+\alpha^2}{4+\alpha^4} - i\frac{2\alpha^3}{4+\alpha^4} \right] = \frac{iZ_1}{\frac{1}{3}S\rho c} = -\frac{\alpha}{2}\mu, \tag{2.13}$$

где

$$Z_1 = \frac{1}{3}S\rho c \frac{\alpha^4}{4+\alpha^4} + i\omega\rho V + \frac{2+\alpha^2}{4+\alpha^4}, \tag{2.14}$$

импеданс сферы при колебаниях $S = 4\pi a^2$, $V = 4/3\pi a^3$, а

$$\mu = 2\left[\frac{2+\alpha^2}{4+\alpha^4} - i\frac{2\alpha^3}{4+\alpha^4} \right]. \tag{2.14а}$$

При $\alpha << 1$ величина μ стремится к единице.

Используя эти выражения, получим для комплексной амплитуды скорости сферы выражение

$$V(\alpha) = \frac{\frac{3}{2}\rho e^{i\delta_1(\alpha)} V_0}{\left(\rho + \frac{\rho_0 \mu}{2}\right)\sqrt{1 + \frac{\alpha^4}{4}}} = \frac{3\rho_0}{\left(\rho + \frac{\rho_0 \mu}{2}\right)} \frac{e^{i\delta_1(\alpha)}}{\sqrt{1 + \frac{\alpha^4}{4}}} V_0. \tag{2.15}$$

В случае длинных волн ($\alpha << 1$) мы получим для $V(\alpha)$ выражение (2.1).

Результат, тождественный с (2.15), получим, если при вычислении силы давления F_x учитывать только давление $\left(p_i^0 + p_S^0\right)|_{r=a}$ на неподвижную сферу [8]:

$$F_x = \frac{4\pi a^2 e^{i\delta_1(\alpha)}}{\alpha^2 D_1(\alpha)} p_0 \ , \quad \text{где} \quad D_1(\alpha) = \sqrt{\frac{4+\alpha^4}{\alpha^3}} \ ,$$

но для расчета амплитуды скорости следует добавить к инерционному импедансу сферы iωρv импеданс Z_1 (2.14), возникающий за счет реакции окружающего поля. Таким образом, безразлично, учитывать ли добавочные силы давления p_V, возникающие при колебании сферы с амплитудой скорости V, или рассчитывать суммарную силу, действующую на сферу без учета p_V, но необходимо добавить к собственному импедансу сферы импеданс, вызываемый реакцией поля излучения (2.14).

Оба способа расчета до некоторой степени некорректны, поскольку используют выражения для сил давления, возникающих при рассеянии звука на неподвижной сфере, тогда как сфера находится в состоянии колебательного движения. Следует учитывать, однако, что амплитуда колебаний сферы оказывается весьма малой по сравнению с длиной волны, и потому граничное условие на неподвижной сфере не будет практически отличаться от условия на сфере движущейся.

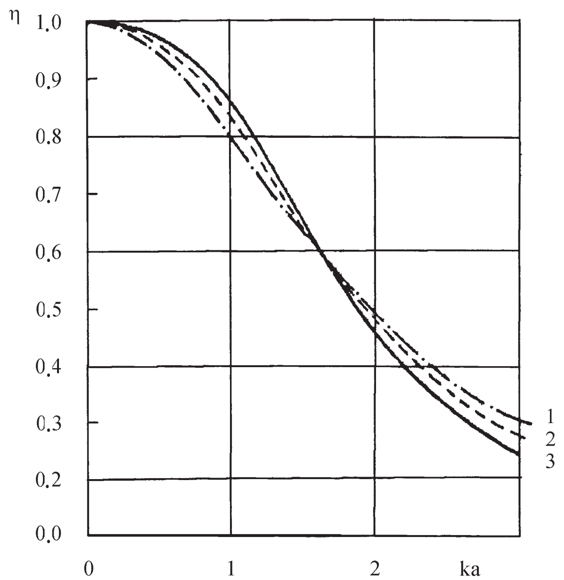


Рис. 2.1. Зависимость $\eta = \left|V(ka)\right| / V(\rho)$ от волнового параметра ka для сферических тел различной плотности ρ. 1 – $\rho = 0{,}5\rho_0$; 2 – $\rho = 1{,}0\rho_0$; 3 – $\rho = 2{,}7\rho_0$ [1]

На рис. 2.1 приведены графики для амплитуды скорости сферы в функции аргумента $\alpha = \dfrac{\omega a}{c} = ka$ при различных состояниях плотности среды ρ_0 и средней плотности сферы ρ ; на графиках приведено отношение амплитуды скорости $V(\alpha)$ к амплитуде скорости (2.1), получающейся для случая несжимаемой жидкости (1 – $\rho = 0{,}5\rho_0$; 2 – $\rho = 1{,}0\rho_0$; 3 – $\rho = 2{,}7\rho_0$).

На рис. 2.2 приведена амплитуда скорости $V(\alpha)$ для случая $\rho = 2{,}7$ и экспериментальные точки, полученные при градуировке сферического приемника в воде. На рис. 2.3. приведена разность фаз ϕ колебательной скорости и фазы колебаний в падающей волне (обозначения те же, что на рис. 2.1)

Амплитуда скорости колебаний сферы под действием звуковой волны можно получить также из формулы для рассеяния звука на гибкой сфере, выведенной в [8]. Будем предполагать, что сфера весьма жесткая, но обладает плотностью того же порядка, как и окружающая жидкая среда; таким образом, скорость звука в веществе сферы с >> c_0. При этих условиях пульсационные колебания сферы будут, очевидно, весьма слабы, осцилляционные колебания же будут иметь конечную величину.

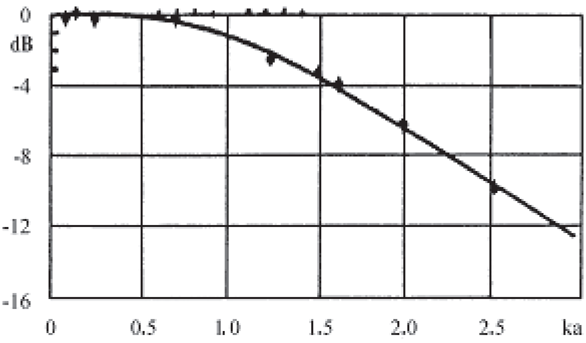


Рис. 2.2. Амплитуда скорости $V(ka)$ (сплошная линия), точки – результат эксперимента для сферического тела плотности $\rho = 2{,}7\rho_0$ [1]

Для амплитуды колебаний сферы с плотностью ρ в жидкости с плотностью $\rho_{0,}$ исходя из граничных условий, заключающихся в равенстве при $r = a$ звукового давления и нормальной компоненты скорости внутри и снаружи сферы, получим выражение

$$V = -\frac{k}{i\omega\rho}\left\{ \begin{matrix} i3p_0\left[-D_1(\alpha)\sin\delta_1(\alpha)\right] + \\ +A_1 D_1(\alpha)\, e^{-\left[i\delta_1(\alpha)+\frac{\pi}{2}\right]} \end{matrix} \right\} = \\ = \frac{3p_0}{\rho_0 c} j_1' - iA_1 \frac{h_1'}{\rho_0 c}, \quad (2.16)$$

в котором первый член обусловлен действием падающей, а второй – рассеянной волны. Коэффициент A_1, определяющий амплитуду рассеянной волны первого порядка, находится по формуле.

$$A_1 = -3p_0 \frac{\frac{pc}{p_0 c_0} D_1 \sin\delta_1 j_1 - D_1 \sin\delta_1 j_1}{\frac{\rho c}{\rho_0 c_0} D_1 e^{-i\delta_1 j_1} + iG_1 e^{-i\varepsilon_1} D_1 \sin\delta_1}, \quad (2.17)$$

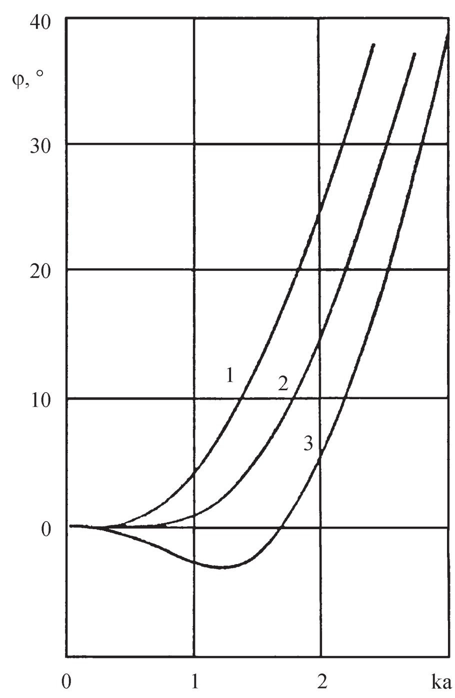


Рис. 2.3. Зависимость разности фаз $\varphi(ka)$ колебательной скорости сферического тела различной плотности ρ и падающей плоской волны в жидкости плотностью ρ_0. 1 – $\rho = 0{,}5\rho_0$; 2 – $\rho = 1{,}0\rho_0$; 3 – $\rho = 2{,}7\rho_0$ [1]

где $G_1 e^{-i\varepsilon_1} = h_1$; функции без черты берутся от аргумента α, а черта над знаком функции означает, что аргументом функции служит величина $\alpha' = \frac{\omega a}{c} = \frac{c_0}{c}\alpha$. Функции, входящие в (2.17), представим в следующем виде:

$$\overline{j}_1 = \frac{c_0}{c} j_1 \frac{\overline{j}_1 c}{j_1 c_0} = \frac{c_0}{c} j_1 \beta_1 \quad \text{è} \quad \overline{j}\,'_1 = j_1' \frac{\overline{j}\,'_1}{j_1'} = j_1' \beta_1 ,$$

тогда (2.17) примет вид

$$A_1 = i3p_0 \frac{\frac{\rho}{\rho_0} j_1' j_1 \beta_1 - j_1' j_1 \beta_2}{\frac{\rho}{\rho_0} h_1 j_1 \beta_1 - h_1 j_1' \beta_2}. \tag{2.18}$$

Подставив это выражение в (2.16), получим

$$V = \frac{3p_0}{\rho c} \frac{j_1' \beta_2}{j_1 \beta_1} \frac{j_1 h_1' - h_1 j_1'}{h_1' \frac{\rho}{\rho_0} - \frac{h_1 j_1' \beta_2}{h_1' j_1 \beta_1}}.$$

Используя соотношение (2.12) и (2.13), получим окончательно для амплитуды скорости сферы:

$$V = \frac{\frac{3}{2}\rho_0}{\rho + \frac{\rho_0}{2}\gamma(\overline{\alpha})\mu(\alpha)} \frac{\gamma(\overline{\alpha}) e^{i\delta_1(\alpha)}}{\sqrt{1 + \frac{\alpha^4}{4}}} V_0, \tag{2.19}$$

где

$$\gamma(\overline{\alpha}) = \frac{j_1'(\alpha)}{j_1(\alpha)} \alpha \frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{\overline{j}_1'}{\overline{j}_1} \overline{\alpha} = -\frac{\overline{D}_1 \sin\delta_1}{\overline{j}_1(\overline{\alpha})}. \tag{2.20}$$

Множитель $\gamma(\overline{\alpha})$ может быть определен по таблицам $D_1(\overline{\alpha})$ и $\delta_1(\overline{\alpha})$, приведенным в [9]. Для значений α = 0,4; 0,6; 1,0 получаются, соответственно, $\gamma(\overline{\alpha}) =$ 0,96; 0,89; 0,81. Соответственные значения $\alpha = \frac{\overline{c}}{c}\overline{\alpha}$ получатся путем умножения на отношение скорости в твердом сфере к скорости в жидкости (приблизительно равное трем). Таким образом, $\alpha \le 1$, т.е. $\lambda \ge 2a$, получится $\overline{\alpha} \le 0/3$, поправочный множитель γ становится близок к единице, а формула (2.19) дает значения, близкие к (2.15), выведенные для абсолютно жесткой сферы, для которой $\overline{c} = \infty$ и $\gamma(\overline{\alpha})$ точно равно единице.

Скорость колебания сферического тела в жидкости можно определить другим методом – на основании закона сохранения импульса. Импульс колеблющегося с амплитудой скорости V сферического тела (объема v и плотности ρ) вместе с добавленным к нему суммарным импульсом жидкости, колеблющейся под действием движущегося в ней (с относительной скоростью) тела, должен быть равным импульсу врезанного из жидкости объема *v*, совершающего колебания с амплитудой скорости, существующей до внесения в нее тела в силу наличия плоской волны (2.2).

Амплитуда скорости этого объема будет равна

$$V = \frac{\int_0^{\pi} p_i \,|_{r=a} \cos v dS}{i\omega\rho v} = \frac{i4\pi a^2 3 j_1}{i\omega\rho \frac{4}{3}\pi a^3} p_0 = \frac{3 j_1}{\alpha} V_0, \tag{2.21}$$

где p_i определяется формулой (2.3а) при условии $\alpha << 1$ $V \approx V_0$.

Импульс вырезанного из жидкости сферического объема *v* будет равен

$$\frac{3 j_1}{\alpha} \rho v V_0. \tag{2.22}$$

Скорость частиц в жидкости на поверхности сферы (в направлении радиуса сферы) в процессе волнового движения (2.2) определяется как отрицательная производная от потенциала скоростей по радиусу при $r = a$

$$V' = -\left.\frac{\partial \Phi_1}{\partial r}\right|_{r=a} = \left.\frac{-k}{i\omega\rho}\frac{\partial p_i}{\partial (kr)}\right|_{r=a} = \frac{ip_0}{\rho c}\sum_{m=0}^{\infty} i^m \left(2m+1\right) P_m\left(v\right) j_m',$$

где p_i выражается бесконечной суммой [формула (2.3а)].

В полученном выражении следует взят только член, соответствующий $m = 1$, выражающий колебание сферического объема вдоль оси *x*, т.е.

$$V' = \frac{i}{\rho c}\left[i3\cos\theta \overline{j}_1'\right] p_0 = -3\overline{j}_1'\cos\theta V_0 .$$

При $\theta = 0$ (навстречу падающей волне) мы получим скорость $V_0' = -3 j_1' V_0$ по радиусу, т.е. по положительной оси *x* при $\theta = \pi$ направленная скорость имеет ту же величину со знаком минус, т.е. также направлена по положительной оси *x*. Таким образом, амплитуда скорости по оси *x* объема жидкости *v* как целое, вызванная звуковой волной, равна

$$V' = 3 j_1' V_0 , \tag{2.23}$$

при $\alpha << 1$, величина $V \approx V_0$.

Относительная скорость движения тела и окружающей жидкости равен (по амплитуде) $V - V' = v - 3 j_1' V_0$, а импульс жидкости, вызываемый движением, будет равно произведению относительной скорости на присоединенную массу. Присоединенная масса M' на основании (2.13) выразится через импеданс Z_1 осциллирующей сферы

$$M' = \frac{Z_1}{i\omega} = V\frac{p}{2}\mu \quad .$$

Таким образом, импульс окружающей жидкости вместе с импульсом движущегося тела будет равен (по амплитуде)

$$M' = v\frac{p}{2}\mu\left[V - 3j_1{}'V_0\right] + \rho v V. \tag{2.24}$$

Приравнивая эту величину импульсу воображаемого сферического объема, вырезанного из жидкости (2.22), получим уравнение, из которого найдем

$$V = 3\rho\frac{\dfrac{j_1}{\alpha} + j_1{}'\dfrac{\mu}{2}}{\rho + \dfrac{\rho}{2}\mu}V_0 \quad .$$

Учитывая, что согласно (2.13) $\frac{\mu}{2} = -\frac{h_1}{\alpha h_1}$, после преобразований получим

$$V = \frac{\dfrac{3}{2}\rho e^{i\delta_1(\alpha)}V_0}{\left(\rho + \dfrac{\rho\mu}{2}\right)\sqrt{1 + \dfrac{\alpha^4}{4}}} \quad ,$$

т.е. выражение, в точности соответствующее (2.15).

Тем же методом решается задача о колебаниях в жидкости плотности ρ_0 бесконечного круглого цилиндра (рис. 2.4), имеющего плотность ρ, под действием плоской волны, падающей по направлению положительной оси x перпендикулярно оси цилиндра. Используя из работы [8] выражение для суммарного давления падающей и рассеянной волны на поверхности неподвижного цилиндра (радиуса a), получим

$$p_i(r) + p_S(r)\Big|_{r=a} = \frac{4p_0}{\pi\alpha}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{\cos m\varphi}{C_m(\alpha)}e^{i\left[\gamma_m(\alpha) - \frac{m\pi}{2}\right]} \quad , \tag{2.25}$$

где $C_m(\alpha)$ и $\gamma_m(\alpha)$ – вспомогательные функции, табулированные в [8].

Найдем силу, действующую на цилиндр в направлении оси x, рассчитанную на единицу длины цилиндра:

$$F_x = \int_0^{2\pi}\left[p_i + p_S\right]_{r=a} a\cos\varphi d\varphi = \frac{4a\rho_0 c}{\pi\alpha}v_0\sum_{m=0}^{\infty}\frac{e^{i\left[\gamma_m(\alpha) - \frac{m\pi}{2}\right]}}{C_m(\alpha)}\int_0^{2\pi}\cos m\varphi\cos\varphi d\varphi.$$

Входящий в это выражение интеграл отличен от нуля только при $m = 1$ и равен π. Тогда

$$F_x = i\frac{4a\rho_0 c e^{i\gamma(\alpha)}}{\alpha C_1(\alpha)}V_0 \,. \tag{2.26}$$

Амплитуда колебательной скорости (комплексная) будет равна

$$V = \frac{F_x}{i\omega\pi a^2\rho + Z_1'} \,, \tag{2.27}$$

где Z_1' – импеданс на единицу длины цилиндра, осциллирующего вдоль оси x с амплитудой скорости v перпендикулярно к своей оси. Согласно выводу, приведенному в [8], запишем

$$Z_1' = \pi a\rho_0 c\frac{H_1(\alpha)e^{i\gamma_1(\alpha)}}{C_1(\alpha)} =$$

$$= -i\omega\pi a^2\rho_0\frac{H_1(\alpha)}{\alpha H_1'(\alpha)} = i\omega\pi a^2\rho\mu'(\alpha), \tag{2.28}$$

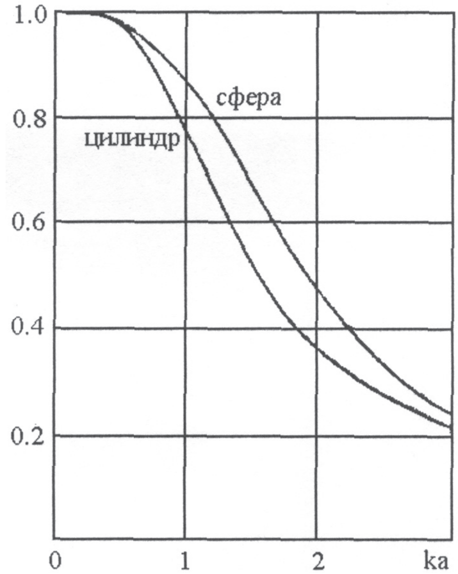


Рис. 2.4. Амплитуды скорости сферы и цилиндра в зависимости от (ka) при $\frac{\rho}{\rho_0} = 2{,}7$

где $H_1(\alpha) = I_1(\alpha) - iN_1(\alpha)$ – функция Ханкеля второго рода;

$$H_1'(\alpha) = \left.\frac{dH(kr)}{d(kr)}\right|_{r=a} = -iC_i(\alpha)e^{-i\gamma_1(\alpha)}. \tag{2.29}$$

В формулу (2.23) введена величина

$$\mu' = -\frac{H_1(\alpha)}{\alpha H_1'(\alpha)} = \frac{I_1(\alpha) - iN_1(\alpha)}{i\alpha C_1(\alpha)}e^{i\gamma_1(\alpha)} \,. \tag{2.30}$$

Подставляя Z_1' в (2.27), получаем

$$V = \frac{4\rho e^{i\gamma_1(\alpha)}V_0}{\pi a^2 C_1(\alpha)(\rho + \rho_0\mu')} = \frac{2\rho_0}{(\rho + \rho_0\mu)}\left[\frac{2e^{i\gamma_1(\alpha)}}{\pi a^2 C_1(\alpha)}\right]V_0 \,. \tag{2.31}$$

При $\alpha << 1$, используя предельные значения $C_1(\alpha) \approx \frac{2}{\pi\alpha^2}$; $\gamma_1(\alpha) \approx 0$; $\mu \approx 1$, убеждаемся, что множитель в квадратных скобках стремится к единице. Тогда получаем формулу

$$V = \frac{2\rho_0}{\rho_0 + \rho}V_0 \,, \tag{2.32}$$

выводимую в гидродинамике несжимаемой жидкости [7].

Выводы из приведенного теоретического анализа следующие. Сила, вызывающая движение сферы в жидкости, пропорциональна градиенту давления в акустической волне. Формула (2.1) справедлива при условии ka <1, где k – волновое число, а – радиус сферы. Отсюда следует, что $a < \lambda/2\pi \le \lambda/6$, т.е. диаметр сферы должен удовлетворять условию $D = 2a < \lambda/3$.

Соотношение (2.2) положено в основу создания прибора для измерения вектора колебательной скорости частиц среды в акустической волне – векторного приемника.

2.3. ВЕКТОРНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПРИЕМНИК

Сферическое или цилиндрическое тело, соколеблющееся с частицами жидкости или газа, может быть использовано для построения прибора, способного измерять в точке акустического поля ортогональные компоненты векторных величин, таких как колебательное смещение $\vec{\xi}(t)\{\xi_x(t),\ \xi_y(t),\ \xi_z(t)\}$, колебательная скорость $\vec{V}(t)\left\{\frac{\partial\xi_x(t)}{\partial t},\frac{\partial\xi_y(t)}{\partial t},\frac{\partial\xi_z(t)}{\partial t}\right\}$, колебательное ускорение $\vec{a}(t)\left\{\frac{\partial^2\xi_x(t)}{\partial^2 t},\frac{\partial^2\xi_y(t)}{\partial^2 t},\frac{\partial^2\xi_z(t)}{\partial^2 t}\right\}$, градиента акустического давления $grad p(t)\left\{\frac{\partial p(t)}{\partial x},\frac{\partial p(t)}{\partial y},\frac{\partial p(t)}{\partial z}\right\}$.

Рис. 2.5. Электродинамический низкочастотный трехкомпонентный векторный приемник. Максимальная глубина погружения 1000 м. Рабочий диапазон 1–100 Гц. Осевая чувствительность каналов 10 мкВ/Па

Если поместить внутри сферического тела электроакустические преобразователи вдоль трех ортогональных осей x, y, z декартовой системы координат, чувствительных к смещению, скорости или ускорения частиц среды в акустической волне, то получим трехкомпонентный электроакустический преобразователь, который принято называть векторным приемником [2]. Автор в своих исследованиях использовал два типа векторных приемников, разработанных в СССР. В диапазоне частот 1–100 Гц применяется

Рис. 2.6. Акустический низкочастотный четырехкомпонентный комбинированный приемник в корзине обтекателя. Векторный приемник (сфера) – трехкомпонентный приемник градиента давления. Диапазон рабочих частот 10–1000 Гц. Чувствительность приемника давления 500 мкВ/Па. Осевая чувствительность векторного канала 1200 мкВ/Па на частоте 1000 Гц.

электродинамический приемник колебательной скорости (рис. 2.5); в диапазоне частот 10–1000 Гц – пьезоэлектрический приемник градиента давления (рис. 2.6)

Интересно отметить, что 2000 лет тому назад, в Древнем Китае был создан прибор для определения направления на центр зем-

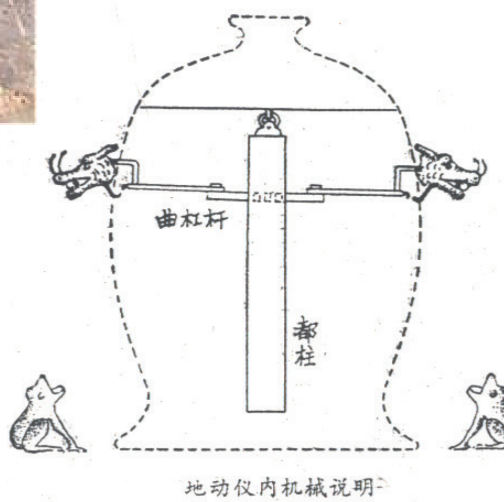


Рис. 2.7. Этому сейсмическому прибору 2000 лет. Модель экспонируется в Тайбее (о-в Тайвань) в Национальном музее естественных наук

летрясения, и, как утверждают китайские хроники, система из таких устройств определяла дистанцию до центра землетрясения. Как следует из рис. 2.7, движение корпуса прибора значительной инерционной массы, связанного с поверхностью Земли, относительно маятника приводит к выталкиванию медного шара из пасти дракона. Угол 2π был разбит на угловые равные секторы $\pi/4$, что, видимо, являлось достаточным для определения пеленга. Надо отметить, что данный принцип заложен в современных инерционных приемниках соколеблющегося типа.

2.3.1. Основные требования к техническим характеристикам векторного приемника

К техническим характеристикам векторного приемника относятся:

– характеристика направленности чувствительности каждого отдельного преобразователя;

– частотная характеристика чувствительности каждого отдельного преобразователя;

– разностно-фазовые характеристики между преобразователями ортогональных осей *x, y, z*.

Каждый из трех идентичных преобразователей векторного приемника имеет одну степень свободы и способен регистрировать продольные колебания только вдоль одной из ортогональных осей: *x, y, z*. Как отмечалось выше, характеристика направленности чувствительности такого преобразователя относительно его оси имеет вид $\cos\theta$, где θ – угол между осью преобразователя и произвольным направлением. Характеристика направленности чувствительности подобного типа называется дипольной. В пространстве характеристика направленности идеального дипольного преобразователя представляет собой две соприкасающиеся сферы. Касательная плоскость, проведенная через точку соприкосновения данных сфер, будет плоскостью нулевой чувствительности преобразователя. Линия, перпен-

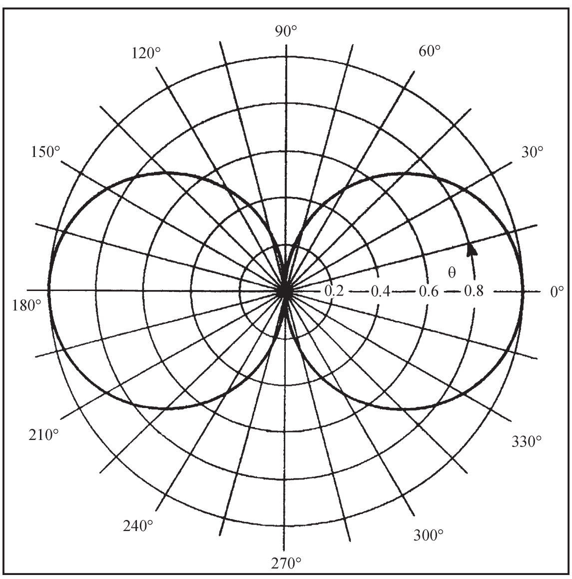


Рис. 2.8. Нормированная дипольная характеристика направленности чувствительности $V/V_0 = \cos\theta$ в полярных координатах в линейном масштабе. Обозначения: V_0 – чувствительность при $\theta = 0°$, V – при $\theta \neq 0°$

дикулярная плоскости и проходящая через точку соприкосновения сфер, будет соответствовать максимальной осевой чувствительности преобразователя. На рис. 2.8 приведена характеристика направленности чувствительности идеального дипольного преобразователя. Характеристики направленности и чувствительности ортогональных преобразователей, входящих в состав векторного приемника, должны быть идентичными.

Отношение осевой (максимальной) чувствительности к поперечной чувствительности реального преобразователя называется коэффициентом деления. Лучшие характеристики направленности реальных приемников имеют коэффициент деления 28–30 дБ. Характеристика направленности дипольного преобразователя не зависит от частоты в рабочем диапазоне частот реального преобразователя.

В проведенных исследованиях верхняя частота рабочего диапазона частот составляла 1000 Гц, что соответствует минимальной длине волны $\lambda_{min} \approx 1{,}5$ м. Диаметры векторных приемников, используемых в исследованиях автора, удовлетворяли условию $D \leq 0{,}2$ м. Таким образом, выполнялось условие для λ_{min}, $D \leq \lambda_{min} / 3 \approx 0{,}5$ м [2].

Идеальные преобразователи векторного приемника, расположенные по ортогональным осям x, y, z декартовой системы координат, имеют следующие объемные характеристики направленности в сферической системе координат (R, ϕ, θ):

$$R_x = R_0 \sin\theta\cos\phi\,,\ R_y = R_0 \sin\theta\sin\phi\,,\ R_z = R_0 \cos\theta\,, \tag{2.33}$$

где R_0 – осевая чувствительность дипольных преобразователей каналов x, y, z;

ϕ – азимутальный угол, отсчитываемый от оси x;

θ – полярный угол, отсчитываемый от оси z.

При совместном рассмотрении трех ортогональных каналов (x, y, z) характеристика направленности векторного приемника есть сфера:

$$R_x^2 + R_y^2 + R_z^2 = R_0^2\,. \tag{2.34}$$

2.3.2. Пьезокерамический и электродинамический векторные приемники

Из формулы (2.2) следует, что положительная плавучесть увеличивает чувствительность векторного приемника, но отрицательная плавучесть уменьшает чувствительность векторного приемника. Обычно для векторного приемника (как и гидрофона) чувствительность определяется отношением развиваемой им э.д.с. к звуковому давлению. Под частотной характеристикой подразумевается зависимость чувствительности преобразователя от частоты. Поскольку каждый канал векторного приемника имеет направленную характеристику чувствительности

$V = V_0 \cos\theta$, то в данном случае идет речь об осевой чувствительности каждого канала *x, y, z*. Чувствительность приемника будет определяться принципом преобразования механических колебаний в электрический сигнал. В случае пьезоэлектрического преобразователя инерционные массы датчиков развивают усилие на пьезокерамике, равное $f = -ma$, где m – масса инерционного элемента, a – ускорение инерционной массы относительно корпуса приемника. Пьезокерамический элемент ведет себя как жесткая пружина с малой массой, резонансная частота которой выше рабочего диапазона частот. В этом случае колебательные скорости всех внутренних деталей и корпуса приемника одинаковы и пропорциональны колебательной скорости в плоской волне. Отношение напряжения e на выходе пьезокерамического преобразователя к давлению р пропорционально частоте ω, т.е. $\frac{e}{p} \sim \omega$. Таким образом, чувствительность в свободном поле по напряжению растет с частотой 6 дБ/окт [28].

В случае электродинамического датчика, катушка движется в воздушном зазоре постоянного магнита. Э.д.с. катушки пропорциональна относительной скорости катушки и магнита. Катушка и магнит имеют слабую механическую связь, так что система обладает низкой собственной частотой. Рабочий диапазон приемника лежит выше собственной частоты датчика, вследствие чего свободно подвешенная часть датчика остается почти неподвижной в пространстве, в то время как закрепленная на сфере часть движется со скоростью, равной скорости частиц жидкости.

Осевая чувствительность приемника колебательной скорости от частоты не зависит, т.е. является постоянной величиной. Особенностью такого преобразователя является малое внутреннее сопротивление и, следовательно, низкий уровень собственных шумов. Разностно-фазовые соотношения, $\Delta\varphi_{xy}$, $\Delta\varphi_{xz}$, $\Delta\varphi_{yz}$, определяются качеством и идентичностью векторных каналов *x, y, z*. В плоской бегущей волне они должны быть равны 0° или 180°.

Особенно важным свойством преобразователей является их широкополосность. Теоретическая зависимость чувствительности от частоты является некоторым приближением, поскольку могут возникнуть паразитные резонансы из-за несбалансированности корпуса приемника и других отклонений от идеальности в реальных приемниках, которые должны быть устранены при их изготовлении и наладке. Поэтому для реальных векторных приемников вводится понятие средней чувствительности. Она определяется в единицах $\mu V/Pa$ на средней частоте $f_{ср} = (f_в + f_н)/2$ или $(f_{\hat{a}} \cdot f_{i})^{1/2}$, где $f_в$ и $f_н$ – верхняя и нижняя частоты рабочего диапазона приемника. Средняя чувствительность определяется как чувствительность на частоте $f_{ср}$, полученная при линейной интерполяции измеренной реальной характеристики чувствительности на интервале частот $f_в$ и $f_н$. График чувствительности обычно строится в двойном логарифмическом масштабе. Зависимость средней чувствительности от частоты определяется по наклону полученной прямой.

Очень важной технологической характеристикой векторного приемника является единый фазовый центр всех каналов, который должен находиться в центре сферы, и преобразователи каналов *x, y, z* должны быть расположены симметрично относительно центра сферы. Центры тяжести и плавучести также должны находиться в геометрическом центре сферы приемника. Ознакомиться с принципом конструирования векторных приемников различных типов возможно в монографии [19].

2.4. КОМБИНИРОВАННЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПРИЕМНИК

Комбинированный гидроакустический четырехкомпонентный приемник представляет собой измерительное устройство, состоящее из преобразователя нулевого порядка – гидрофона (скалярного приемника) и векторного приемника, состоящего из трех преобразователей первого порядка.

Комбинированный приемник измеряет одновременно в одной точке акустического поля четыре физические величины: акустическое давление $p(t)$ и три ортогональные компоненты вектора колебательной скорости $\vec{V}(t)\left\{V_x(t),V_y(t),V_z(t)\right\}$ или градиента давления $grad\ p(t)\left\{\frac{dp(t)}{dx},\frac{dp(t)}{dy},\frac{dp(t)}{dz}\right\}$. Для простоты будем называть такой приемник четырехканальным и каналы комбинированного приемника будем обозначать, как *p, x, y, z*. Идеальный четырехкомпонентный комбинированный приемник должен иметь сферическую характеристику направленности чувствительности: чувствительность канала *p* и его частотно-фазовая характеристика не должны зависеть от частоты в рабочем диапазоне частот; каналы *x, y, z* векторного приемника должны иметь дипольную характеристику направленности чувствительности и обладать идеальными частотно-фазовыми характеристиками. Каналы *p, x, y, z* должны иметь единый фазовый центр. Кроме того, центр тяжести, центр плавучести и фазовый центр комбинированного приемника также должны находиться в одной точке, а именно, в геометрическом центре векторного приемника. При выполнении данных условий характеристика направленности чувствительности комбинированного приемника есть сфера, т.е. идентична характеристике направленности чувствительности векторного приемника [формулы (2.33), (2.34)].

Дипольная характеристика направленности каждого из векторных каналов *x, y, z* является двунаправленной (рис. 2.8). В случае комбинированного приемника возможно создать однонаправленную аддитивную характеристику направленности – кардиоиду На рис. 2.9 представлена нормированная характеристика направленности $p/p_0=\frac{1}{2}(1+\cos\theta)$, которая является суммой чувствительности одиночного дипольного преобразователя канала *x* и канала ненаправленного гидрофона *p*. При построении данной характеристики осевая чувствительность дипольного приемника приводится к чувствительности ненаправленного гидрофона. Такую характеристику направленности называют кардиоидой. Знак «+» соответствует разности фаз между каналом гидрофона и одиночным каналом векторного приемника, равной нулю. Кардиоида вида $p / p_0 = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta)$ соответствует разности фаз, равной 180°. Кардиоиды со знаками «+» и «-» повернуты относительно друг друга на 180° (противофазные кардиоиды).

Дипольная и кардиоидная характеристики направленности векторного приемника имеют коэффициент направленности, равный трем, тем не менее широко используются на низких частотах при решении прикладных задач [10].

При рассмотрении четырех каналов (*p, x, y, z*) в комбинациях *p* и *x, p* и *y, p* и *z* возможно организовать шесть однонаправленных каналов. Условно их обозначим как *p±x, p± y, p±z,* т.е. по осям *x, y, z* образуются три пары кардиоид. Каждый их каналов *x, y, z* будет представлен двумя противофазными кардиоидами. Подобные характеристики направленности используются в основном в прикладных задачах. Исследование подводного окружающего шума с помощью кардиоидных характеристик направленности опубликовано в [5, 10–12].

Обладая различным набором характеристик направленности, описанных выше, комбинированный приемник, тем не менее, является точечной приемной системой для диапазона частот, в котором его линейные геометрические размеры не превышают 1/3 длины волны на верхней частоте рабочего диапазона частот.

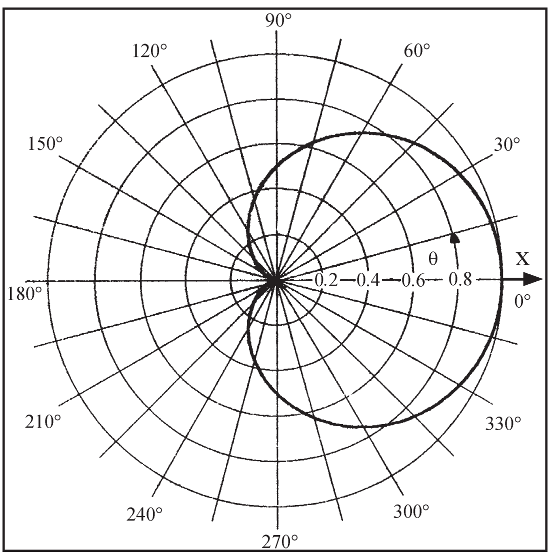


Рис. 2.9. Кардиоидная характеристика направленности чувствительности в полярной системе координат в линейном масштабе, согласно формуле $p / p_0 = \frac{1}{2}(1 + \cos\theta)$: p_0 соответствует чувствительности при $\theta = 0°$, *p* соответствует $\theta \neq 0°$. Угол θ отсчитывается от оси *x*

На рис. 2.6 изображен акустический комбинированный приемник в сборе. На сферическом корпусе векторного приемника закреплены шесть гидрофонов, симметрично расположенных относительно геометрического центра сферы и фазового центра. При таком расположении шести гидрофонов геометрического набега фазы между *p* и V_x, V_y, V_z нет. При числе гидрофонов менее шести, как показал эксперимент, комбинированный приемник не может быть использован, как физический прибор [5, 17, 21].

Качество реального комбинированного приемника зависит как от качества технических характеристик всех четырех каналов приемника, так и от качества подвески векторного приемника и от взаимного расположения гидрофона и векторного приемника в измерительном модуле. Данные вопросы обсуждались многими исследователями. Основные результаты сводятся к следующему [13–19].

Обычно используются векторные приемники, средняя плотность которых или менее плотности морской воды, или превышает ее незначительно. Создание приемника с нулевой плавучестью (при $\rho=\rho_0$) является сложной технической задачей. Кроме того, закрепление и ориентирование такого приемника в измерительном модуле также достаточно сложно. Используемые автором векторные приемники имели среднюю плотность $\rho \approx 0{,}7–0{,}8$ г/см^3 (т.е. $\rho<\rho_0$) и $\rho\approx1{,}2–1{,}5$ г/см^3 (т.е. $\rho>\rho_0$).

Подвеска векторного приемника в измерительном модуле должна быть такой, чтобы один из ортогональных каналов приемника при работе в воде всегда автоматически принимал вертикальное положение (обычно его обозначают как канал z). Каналы x и y должны лежать в горизонтальной плоскости. Если приемник легче воды, он под действием архимедовой силы всплывает в воде и растягивает резиновый лонж, который крепится за нижнюю точку приемника, лежащую на оси z, и в этом случае ось z приемника автоматически принимает вертикальное положение.

В случае если приемник тяжелее воды, он тонет в воде под действием неуравновешенной силы тяжести и растягивает резиновый лонж, укрепленный в верхней точке приемника на оси z. Таким образом, ось z приемника также автоматически принимает вертикальное положение. Векторный приемник, подвешенный в воде на резиновом лонже, представляет собой колебательную систему с некоторой резонансной частотой. Собственный резонанс такой колебательной системы должен находиться вне рабочего диапазона частот, чтобы исключить его влияние на частотно-фазовую характеристику приемника. Например, для приемника с плотностью $\rho\approx1{,}5$ г/см^3 и диаметром 20 см неуравновешенная сила в воде достигает порядка 2 кг. Подвеска, которую использовал автор, состоит из двух вертикальных резиновых лонжей, закрепленных в одной верхней точке векторного приемника, расположенных под углом 45^0 друг к другу, и резиновой перетяжки между ними, которая обеспечивает резонансную частоту менее 1–2 Гц (рис. 2.5, 2.6). Точный расчет колебаний приемника на подвеске чрезвычайно сложен [14], поэтому автор обычно осуществлял подвеску векторных приемников непосредственно в бассейне, заполненном морской водой, или в морских условиях. При измерениях на частотах ниже 50 Гц необходимо учитывать возможное влияние на амплитудные и фазовые характеристики векторного приемника реакцию подвески. В некоторых случаях, чтобы обеспечить надежность и достоверность измерений, нижнюю частоту рабочего диапазона частот берут в 5–10 раз выше частоты резонанса подвески.

Вторая проблема связана с явлением дифракции при близком расположении приемника акустического давления и векторного приемника. Необходимо оценить влияние их рассеянных полей на искажение амплитудных и фазовых характеристик исследуемых величин акустического поля. Применяемые нами векторные приемники имели диаметр D = 0,2 м, гидрофоны – 0,05 м. Отсюда следует, что при таких соотношениях двух диаметров приемников достаточно учесть только дифракцию на жесткой сфере векторного приемника. При диаметре векторного приемника D = 0,2 м и верхней частоте рабочего диапазона, равной 1000 Гц, влиянием дифракции на сфере на амплитудные характеристики поля можно пренебречь [1, 13]. Погрешности разностно-фазовых характеристик канала p и каналов x, y, z в рабочем диапазоне частот требуется ограничить величиной менее $\pm 3^{\circ}$. Для этого канал p составляем из шести гидрофонов, создавая относительно геометрического центра векторного приемника симметричную конструкцию. Если поместить центр векторного приемника в начало декартовой системы координат O(0,0,0), то шесть идентичных гидрофонов должны располагаться парами по осям x, y, z с равным удалением от центра: $(+x_0, -x_0)$; $(+y_0, -y_0)$; $(+z_0, -z_0)$. Электрические сигналы с шести гидрофонов подаются на сумматор, образуя единый p-канал комбинированного приемника, характеристика направленности которого есть сфера. Обычно использовались плоские гидрофоны диаметром не более 0,05 м, которые устанавливались от поверхности сферы векторного приемника на расстоянии не более их диаметра, т.е. 0,03–0,05 м [17, 21].

Существуют конструкции комбинированных приемников, в которых гидрофоны в количестве четырех крепятся непосредственно на корпусе векторного приемника. В работе [18] описана конструкция, в которой для исключения фазового набега и обеспечения круговой диаграммы направленности четыре гидрофона расположены в вершинах тетраэдра, мысленно вписанного в сферу векторного приемника. Авторы утверждают, что такое расположение приемников звукового давления относительно геометрического центра векторного приемника обеспечивает сферическую симметрию данного комбинированного приемника.

Описанный выше комбинированный приемник помещается в измерительный модуль, конструкция которого зависит от того, в донной или свободнодрейфующей измерительной системе должен находиться данный комбинированный приемник.

2.5. ПОДВОДНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ПРИЕМНЫЕ КОМБИНИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ

2.5.1. Особенности акустических измерений в океане

Исследования акустических полей в реальной подводной среде представляет собой сложную задачу в методологическом и техническом отношении. Это связано прежде всего с тем, что величины давления и колебательной скорости частиц среды в акустической волне несоизмеримы с окружающими гидродинамическими возмущениями этих величин.

Приемник, помещенный в реальную океаническую среду, будет регистрировать не только изменение давления или колебательной скорости акустического поля, но и случайные помехи неволнового происхождения, вызванные обтеканием его набегающим динамическим потоком жидкости. Пульсации, связанные с обтеканием приемника потоком окружающей жидкости, получили название шумов обтекания или псевдозвука. В случае стационарного потока жидкости, сам по себе стационарный поток не содержит периодических во времени пульсаций, но такие пульсации возникают на самом приемнике из-за вихреобразования. Спектр шумов обтекания простирается от инфразвуковых частот до частот низкого звука (примерно до 200 Гц). Чтобы избавиться от шумов обтекания, необходимо поместить приемник звука внутри обтекателя, устройства прозрачного для акустических волн, внутри которого скорость набегающего потока жидкости должна быть равна нулю [17–20].

Обтекатель может вносить искажения в характеристики чувствительности и направленности комбинированного приемника [20]. Обтекатель должен быть звукопрозрачным в исследуемой области частот. Фазовые искажения, возникающие при прохождении акустической волны через обтекатель, должны быть пренебрежительно малы. Для этого в нем должны отсутствовать какие-либо крупные металлические детали, способные исказить поле в результате отражения звука. Влияние оболочки обтекателя на ближнее поле и импеданс векторного приемника ничтожно мало, если расстояние между центром векторного приемника и стенкой оболочки обтекателя не менее $2D$, где D есть диаметр векторного приемника. При выполнении данных условий можно считать, что комбинированный приемник находится в безграничной среде [13].

Оценим величины различных помех при приеме акустического сигнала. Простейший пример показывает, что даже незначительные вертикальные перемещения гидрофона могут привести к возникновению помехи, сравнимой по уровню с шумом океана. Давление низкочастотного шума океана ($f > 10$ Гц) имеет порядок 10^{-3} Па, и на такую же величину изменяется статическое давление при вертикальных перемещениях гидрофона всего на 0,01 см. Помимо колебаний давления, которые возникают при вертикальных перемещениях гидрофона, в помехе могут присутствовать составляющие, обусловленные сравнительно высокой (порядка 10^{-3}Вс^{2}м$^{-1}$) вибрационной чувствительностью гидрофонов. Приведенная к давлению, эта чувствительность составляет 5 Па с м$^{-1}$. При измерении векторных характеристик поля, таких как колебательная скорость (градиент давления), проблема измерений значительно усложняется.

Приведем следующий пример. Запишем связь между значениями амплитуд звукового давления p_m, колебательного смещения ξ_m, колебательной скорости V_m и колебательного ускорения a_m для плоской монохроматической волны:

$$p_m = \rho c \omega \xi_m = \rho c V_m = \frac{\rho c}{\omega} a_m \ , \qquad (2.35)$$

где ρc – акустический импеданс среды; ω – круговая частота монохроматической волны.

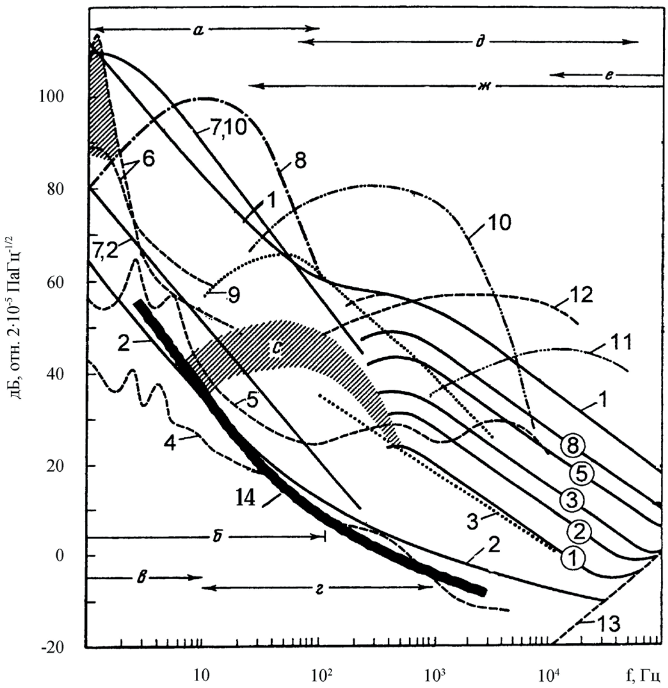


Рис. 2.10. Спектрально-энергетические уровни окружающего подводного шума [20] и спектр собственного шума комбинированного приемника [17, 21]. 1, 2 – максимальные и минимальные уровни динамических шумов; 3 – шум при штиле по Кнудсену; цифры в кружках – баллы скорости ветра – параметр спектров; 4, 5 – спектры подледного шума; 6 – спектры сейсмического фона; 7,2, 7,10 – спектры псевдозвука; 8 – спектр шума извержения вулкана (усредненный); 9 – спектр шумов судоходства (область С – спектры шумов судоходных трасс); 10, 11 – спектры шумов рыб семейства горбылевых и креветок; 12 – спектр шума ливня; 13 – спектр тепловых шумов; 14 – уровень собственных шумов комбинированного приемника. *а* – частотная область сейсмического фона, взрывов, землетрясений и торошений льда; *б* – область турбулентных шумов; *в* – область действия поверхностных волн; *г* – область технических шумов; *д* – область шумов кавитации и дождя; *е* – область тепловых шумов; *ж* – область биологических шумов

Спектральная плотность окружающего шума в диапазоне частот 400–1000 Гц при скорости приводного ветра 7,5–9,8 м/с (рис. 2.10) находится вблизи спектрального уровня, равного 60 дБ отн. 1 мкПа соответствует акустическому давлению, равному 10^{-3} Па, что соответствует акустической интенсивности, равной $I = 0{,}667 \cdot 10^{-15}$ Вт/м^2.

Если взять f=1000 Гц и p_m=10^{-3}Па, то получим:

$$\xi_m \approx 10^{-10}\ \text{см},\ V_m \approx 10^{-7}\ \text{см/с},\ a_m \approx 10^{-4} \text{см/с}^2. \qquad (2.36)$$

Из (2.36) следует, что при измерении окружающего подводного акустического шума мы встречаемся с исключительно малыми смещениями и колебательными скоростями частиц среды. Малым интенсивностям окружающего шума соответствует чрезвычайно малые смещения в акустической волне. В то же время гидродинамические движения среды (поверхностные волнения, внутренние волны и т.д.) и возможные перемещения элементов конструкций измерительных систем, вызванные гидродинамическими возмущениями, могут достигать нескольких метров. Отсюда следует, что проблема измерений заключается в малости абсолютных значений измеряемых акустических величин. В настоящей монографии не будут обсуждаться механизм генерации шумов обтекания и их спектрально-энергетические свойства, поскольку это не является предметом исследования автора. Далее будет приведено описание конструкций донных и свободнодрейфующих комбинированных систем с уровнем собственных шумов (рис. 2.10, кривая 14), способных не терять работоспособность при состоянии поверхности океана от штиля (кривая 3) до скорости приводного ветра ~18 м/с (рис. 2.10, кривая 8).

2.5.2. Донные приемные комбинированные системы

При проведении натурных акустических исследований комбинированный приемник должен быть помещен в заранее определенную точку измерения в океаническом волноводе. На рис. 2.11, 2.12 показаны различные типы донных комбинированных систем, разработанных автором. Донные системы связаны с дном океана, и их приемные модули могут располагаться непосредственно на дне или у дна (на расстоянии 1,5–3,0 м) либо в толще водного слоя (на расстоянии от десятков до сотен метров от дна), поддерживаясь подводной плавучестью.

Донные приемные системы использовались в прибрежной зоне на глубинах не более 300 м. Основной трудностью, с которой сталкиваются при конструировании донных систем, являются шумы обтекания, которые могут быть значительными, вызванные придонными течениями, а также приливно-отливными течениями. В прибрежной зоне обычно наблюдается интенсивное ближнее судоходство, связанное с рыболовными и транспортными судами, что также значительно осложняет исследование подводного окружающего шума и сигнала, сравнимого по уровню или ниже уровня подводного окружающего шума.

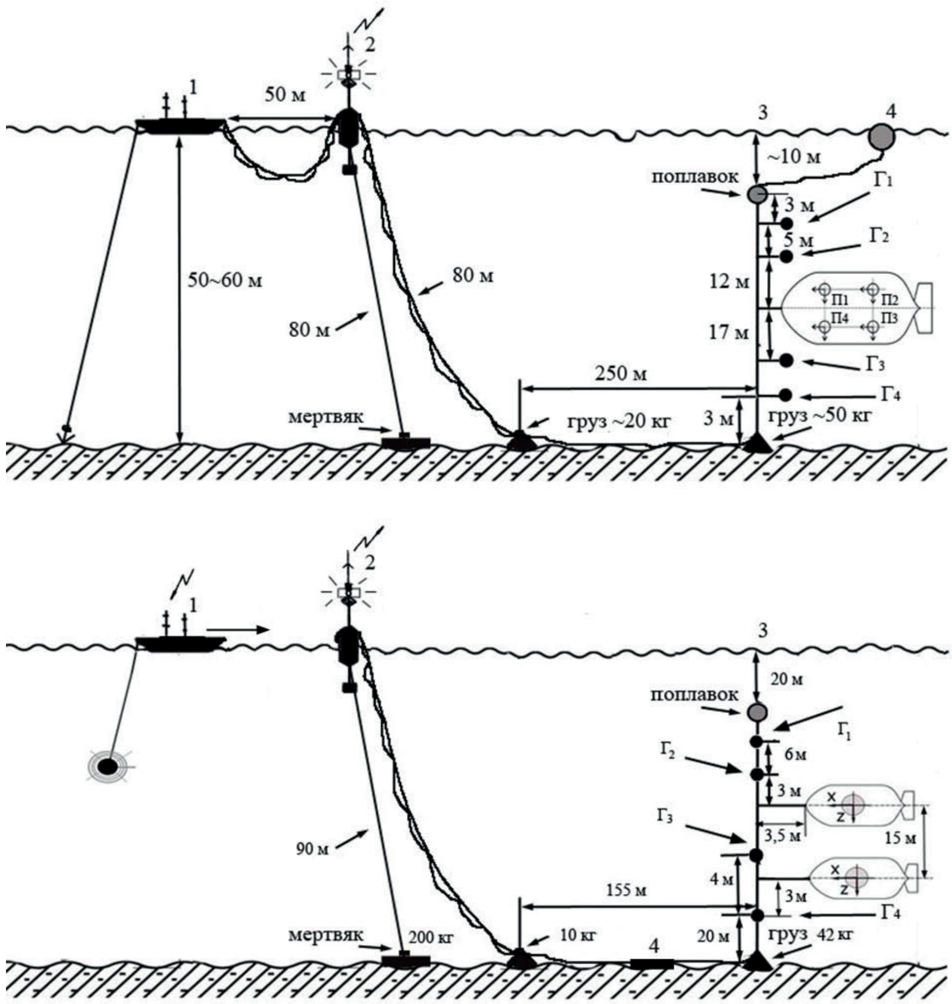


Рис. 2.11. Различные типы приемных комбинированных акустических систем: 1 – научное излучающее и приемное судно; 2 – радиобуй; 3 – плавучести; 4 – груз; $Г_{1,2,3}$ – вертикальная приемная коса из гидрофонов. Приемные модули находятся в толще волновода

Донная система, стоящая на дне, представляет собой металлическую ферму в виде треноги, к которой крепится комбинированный приемник. Придонные течения вызывают колебания элементов металлической конструкции и возникновение турбулентных течений вокруг элементов конструкции донной станции, которые являются источником вибраций и шумов низкой частоты. Вибрации в набегающем потоке воды элементов донной станции и шумы обтекания достигают комбинированного приемника и являются основной помехой звукоприему. Для изоляции комбинированного приемника от данной помехи в конструкции донной станции предусмотрены следующие элементы: внешний обтекатель, внутренний обтекатель и двухзвенная система подвески приемника. Внутри внешнего обтекателя скорость течения жидкости равна нулю. Значительная присоединенная масса воды внутри обтекателя убирает вибрацию корпуса, элементы конструкции треноги обтянуты мягкой ворсистой тканью.

Внешний обтекатель представляет собой цилиндр или эллипсоид вращения объемом от 1 до 3 м^3. Металлический каркас внешнего обтекателя обтянут мягкой ворсистой тканью или мелкоячеистой капроновой сеткой. Возможны другие конструктивные решения, в которых внешний обтекатель подвешен в треноге [22].

Основное назначение внешнего обтекателя:

– полное гашение придонного движения жидкости (внутри обтекателя скорость течения жидкости должна быть равна нулю);

– значительное гашение вибрации, передаваемое с корпуса станции к комбинированному приемнику;

– в случае неровного дна ось треноги может отклониться от вертикали, тогда большая ось внешнего обтекателя под действие силы тяжести будет принимать вертикальное положение. Конструкция донной станции устроена таким образом, чтобы при отклонении оси треноги от вертикали до 30°, ось внешнего обтекателя принимала вертикальное положение.

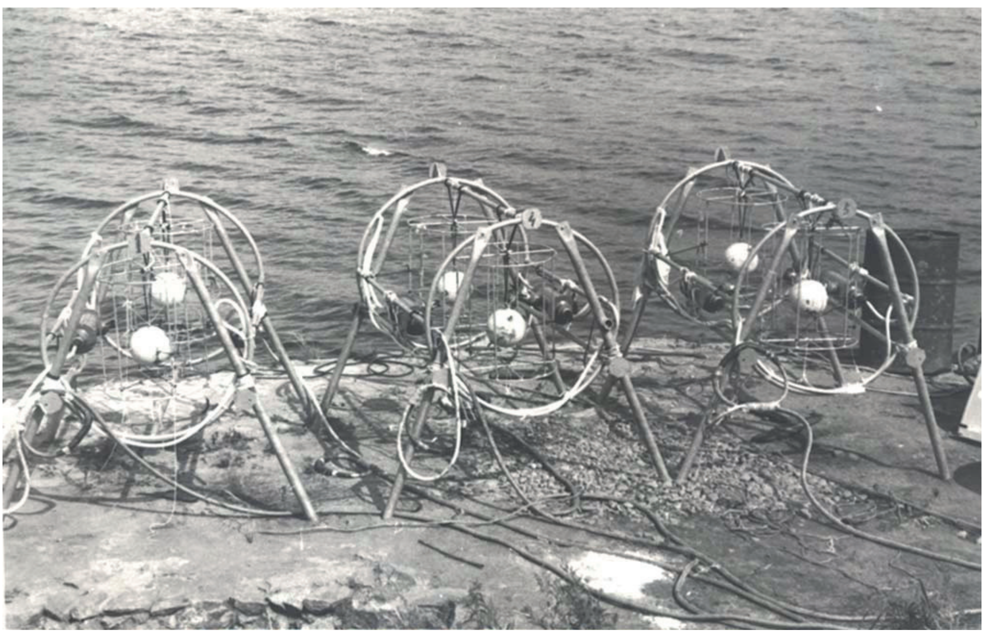


Рис. 2.12. Приемные восьмиканальные комбинированные донные модули без обтекателей. Элементы комбинированной барьерной линии. Глубина постановки до 150 м. Бухта Витязь, залив Петра Великого

Внутренний обтекатель представляет собой сферу или эллипсоид. Его каркас также обтянут мягкой ворсистой тканью. Внутренний обтекатель, подвешенный в верхней своей точке, представляет собой физический маятник, частота собственных колебаний которого в воде не превышает 0,1 Гц. Внутри обтекателя на подвеске укрепляется комбинированный приемник. Каркас внутреннего обтекателя выполнен из сферопластика, имеющего положительную плавучесть. Внутренний обтекатель вместе с комбинированным приемником должен иметь плавучесть, очень близкую к нейтральной, или небольшую положительную, или небольшую отрицательную. Плавучесть, близкая к нейтральной, позволяет выполнить подвеску для внутреннего обтекателя из элементов, упругость которых близка к нулю. Благодаря этому удается практически полностью изолировать внутренний обтекатель от колебаний и вибраций и снизить помехи на 10–20 дБ в области нескольких октав. Следует отметить, что гидрофонные приемные системы не нуждаются в таких сложных конструкциях. Весьма важную роль играет объем внешнего обтекателя модуля. Значительная присоединенная масса воды стабилизирует его положение в водной среде.

2.5.3. Свободнодрейфующие комбинированные телеметрические системы

Разработанные автором свободнодрейфующие автономные телеметрические приемные системы связаны с поверхностью океана. Их совместное движение с окружающими водными массами позволяет настолько уменьшить шумы обтекания, что они уже не мешают звукоприему. Существует другой способ, реализующий свободнодрейфующий комбинированный прием, – автономные буи нейтральной плавучести [10]. Основной помехой звукоприему для приемных систем, связанных с поверхностью океана, является поверхностное волнение, которое оказывает (особенно при скорости ветра более чем 10 м/с) существенное силовое воздействие на кабельную линию, что вызывает ее вибрацию и рывки. Проблема подавления механического воздействия взволнованной поверхности на системы, связанные с поверхностью, весьма активно обсуждается в научной литературе (см., напр., [20]).

Свободнодрейфующая комбинированная измерительная система состоит из радиобуя, плавающего на поверхности океана, и длинной кабельной подводной линии (до 1500 м), с которой механически и электрически соединены приемные комбинированные модули. Вынужденные перемещения приемного модуля, возникающие при плохой «развязке» от поверхностного волнения и при обтекании приемного модуля потоком воды, являются источником помехи неакустического происхождения. Шумы обтекания потоком воды кабеля, приемных устройств или шумы турбулентности, возникающие в окружающей приемник среде, могут достигать уровней, намного превышающих уровень реального низкочастотного шума. Шумы обтекания возможно значительно снизить, если приемная система будет двигаться вместе с потоком окружающей жидкости, т.е. относительная скорость набегающего на приемный модуль потока жидкости будет равна нулю. С учетом вышесказанного, движение модуля относительно окружающей водной среды должно быть сведено к минимуму, т.е. в предельном случае приемный модуль должен быть «вморожен» в водную среду и двигаться вместе с ней. Данное обстоятельство и явилось руководящей идеей при создании свободнодрейфующей телеметрической автономной комбинированной приемной системы. Поскольку приемная система связана с поверхностью океана, необходимо при конструировании системы разработать механизм подавления колебаний и вибраций, возникающих в подводной части системы из-за движения взволнованной морской поверхности.

На рис. 2.13 показана принципиальная схема построения свободнодрейфующей восьмиканальной приемной системы, включающей в себя два четырехканальных комбинированных приемника. Гермоконтейнер (1) вместе с радиопередатчиком (2) образуют поверхностную часть приемной системы – радиобуй. Его масса не превышает 50 кг, парусность незначительна.

Чтобы ослабить подергивание качающимся на взволнованной поверхности радиобуем вертикальной линии СВ (рис. 2.13а), на горизонтальной кабельной линии СК образованы, путем неравномерного распределения поплавков (3)

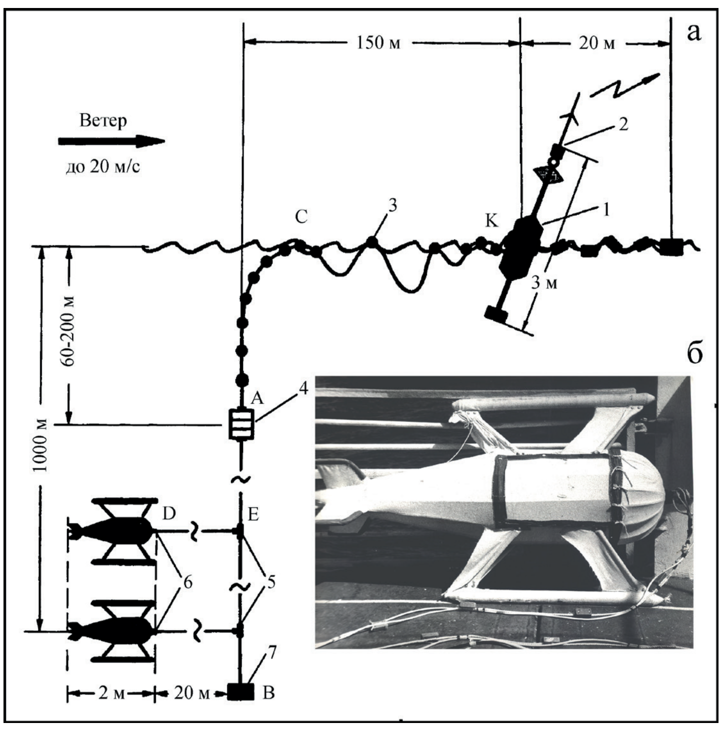


Рис. 2.13. Схема свободнодрейфующей телеметрической автономной комбинированной восьмиканальной приемной системы (а) и четырехканальный комбинированный модуль (б). Обозначения: **а)** 1 – герметичный контейнер с электронной аппаратурой и источником питания; 2 – радиопередатчик; 3 – горизонтальная кабельная линия с поплавками; 4 – глубоководная плавучесть; 5 – кабельные соединительные коробки; 6 – комбинированные приемные модули; 7 – груз. **б)** приемный четырехканальный комбинированный модуль нейтральной плавучести в сборе, перед постановкой [5, 17, 21]

провисающие в воду участки кабеля. Кабельная линия СК закрепляется в точке К, находящейся на уровне метацентра контейнера (1). В этом случае качание буя относительно вертикали не дергает кабель. Балансировка подводной вертикальной кабельной линии ВС производится следующим образом. В подводной части находится плавучесть (4), выполненная из сферопластика в виде цилиндра, массой ~100 кг. Плавучесть (4) играет роль инерционного демпфера. В точке А величина отрицательной плавучести линии АВ составляет 10–15 кг. Эта величина отрицательной плавучести компенсируется положительной плавучестью длинной цепочки маленьких поплавков различной плавучести, расположенных на линии АС. Причем по мере продвижения от точки А к точке С плавучесть поплавков (их объем) снижается. Верхний поплавок в точке С (выкрашенный обычно в ярко-красный цвет) имеет плавучесть 0,2 кг. При правильной балансировке вертикальной кабельной линии СВ последний ярко-красный поплавок должен находиться при штиле на поверхности океана. В случае поверхностного волнения данный поплавок уходит в воду, когда подходит вершина волны, и появляется на поверхности во впадине между вершинами соседних волн. Благодаря тому, что плавучесть поплавков на линии АС вблизи поверхности мала, а инерционная масса линии СВ значительна, воздействие поверхностного волнения (в виде вертикальных рывков и продольных колебаний) на линию АВ в точке А незначительно. Большая присоединенная масса плавучести (4) создает на участке ЕВ режим нейтральной плавучести. Эксперимент показал, что при данной конструкции вертикальный канал z, наиболее чувствительный к вертикальным перемещениям, если его поместить в точку В, полностью защищен от вертикальной помехи.

Кроме рывков в вертикальном направлении в линии СВ могут возникнуть поперечные колебания. Для подавления поперечных колебаний вся линия СВ обернута вакуумированным поролоном, помещенным в пластмассовую сетку. На воздухе диаметр цилиндра из поролона составляет ~0,1 м. Кроме того, в нескольких случайных точках линии СВ прикреплена мягкая ткань в виде тонких лент длиной ~1 м.

В результате вся часть системы ниже точки А обладает значительной инерционной массой, что и обеспечивает ее «неподвижность» относительно окружающей жидкости и препятствует возникновению значительных колебаний в длинной линии ЕВ. Однако если в этой системе в точке В поместить комбинированный приемник, то при скорости приводного ветра > 12 м/с поперечные и продольные колебания, возникшие в линии ЕВ, возрастают настолько, что не позволяют регистрировать уровни окружающего шума на частотах ниже 200 Гц. Для более полной развязки от колебаний и вибраций вертикальной линии ЕВ приемные модули (6) присоединены к вертикальной кабельной линии посредством горизонтального кабеля DE нейтральной плавучести длиной от 10 до 25 м. Приемные модули (6) также обладают нейтральной плавучестью. Измерительный модуль представляет собой тело с осевой симметрией нейтральной плавучести, внутри которого расположен комбинированный приемник. Внутри модуля расположены также датчик крена, дифферента, глубины и предусилители (рис. 2.13, б).

Приемный комбинированный акустический модуль для измерений в области частот 1–1000 Гц представляет собой следующее. Модуль состоит из несущей конструкции и оболочки обтекателя. Каплевидная жесткая несущая конструкция обтекателя покрыта мягкой ворсистой тканью. Модуль вместе с горизонтальным отрезком кабеля имеют нейтральную плавучесть.

Как показали натурные исследования, в режиме свободного дрейфа скорость течение воды относительно линии АВ не превышает 0,02–0,03 м/с, этого достаточно, чтобы набегающий поток воды ориентировал приемные модули (6) в стабильном горизонтальном положении.

Кабельная линия АВ может быть составлена из кабельных секций различной длины, которые между собой соединены герметичными разъемами. Поэтому приемные модули (6) могут быть размещены на различных глубинах в зависимости от задачи исследования. Минимальные глубины, на которых производились измерения, составляли 20 м, максимальные – 1000 м [21].

На рис. 2.14 и 2.15 показаны схема комбинированного приемного модуля и его реальный образец. Вес модуля на воздухе не превышает 20 кг.

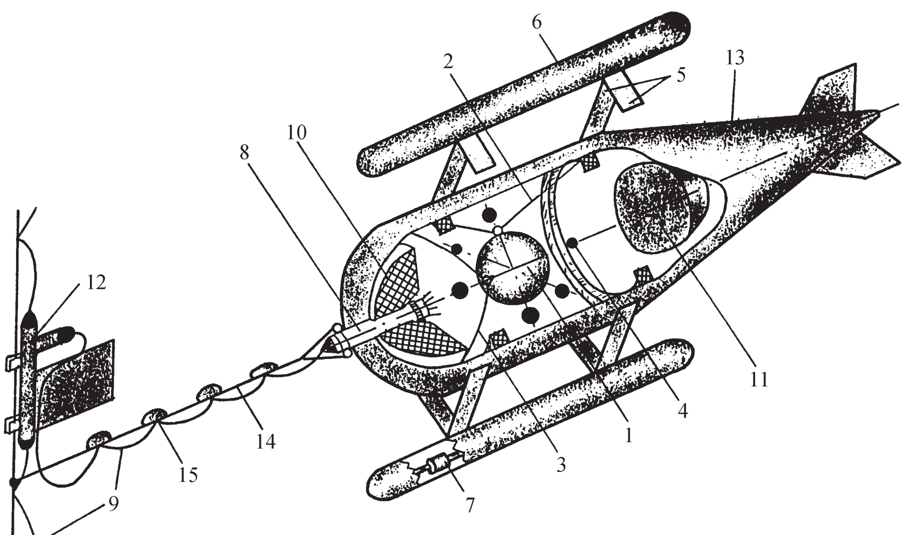


Рис. 2.14. Схема комбинированного акустического приемного модуля. Обозначения: 1 – трехкомпонентный приемник колебательной скорости; 2 – резиновые лонжи; 3 – ограничитель подвески; 4 – гидрофоны; 5 – крепления положительной плавучести; 6 – положительная плавучесть; 7 – регулятор дифферента; 8 – контейнер с предусилителями; 9 – кабель; 10, 11 – плавучести; 12 – кабельная разводная коробка; 13 – обтекатель; 14 – полипропиленовый фал; 15 – маленькие поплавки из сферопластика

Рис. 2.15. Комбинированные четырехканальные приемные модули без обтекателя на борту НИС перед постановкой

Перед каждым экспериментом на борту исследовательского судна в специальном бассейне с морской водой производилась балансировка модуля на крен, дифферент и на нейтральную плавучесть. Крен и дифферент модуля выставляется с точностью ±5°. Величина данных наклонов полностью компенсируется свободой перемещения комбинированного приемника в обтекателе как физического маятника.

Свободнодрейфующая система после ее постановки в океане независимо от скорости ветра и состояния морской поверхности приходит в рабочее положение через 45–60 мин и не теряет своей работоспособности при скорости приводного ветра ~18 м/с. Следует отметить, что, хотя данная система представляет собой длинную линию, но не требует наличия на судне специальных технических средств для ее постановки и выборки. Для постановки и выборки системы на судне необходимо иметь слип и кормовую лебёдку.

2.5.4. Особенности подвески векторных приемников в свободнодрейфующих приемных системах

Важным элементом конструкции модуля является подвеска комбинированного приемника в измерительном модуле. Частотная рабочая область векторного приемника находится между двумя резонансами: низкочастотным и высокочастотным. Резонанс на низких частотах зависит от системы подвески векторного приемника.

Приемник соколеблющегося типа закрепляется внутри обтекателя на резиновых растяжках и ориентируется в пространстве определенным образом. Поскольку плотность приемника ($\rho \approx 1500$ кг/м^3) больше плотности воды, то на резиновые лонжи действует статическая нагрузка, вызванная неуравновешенным весом приемника. Высокочастотный резонанс обусловлен конструкцией пьезокерамических преобразователей приемника и для используемых нами приемников находится в области 1,5–2,5 кГц. Верхнюю границу рабочих частот мы ограничиваем частотой 1000 Гц.

При расположении приемника акустического давления и векторного приемника вблизи друг друга необходимо оценить влияние их рассеянных полей на искажение амплитудных и фазовых характеристик исследуемых величин акустического поля. Применяемые нами векторные приемники имеют диаметр D = 0,2 м, гидрофоны – 0,05 м. Отсюда следует, что при таких соотношениях двух диаметров приемников достаточно учесть только дифракцию на жесткой сфере векторного приемника. При диаметре векторного приемника D = 0,2 м и верхней частоте рабочего диапазона 1000 Гц влиянием дифракции на сфере на амплитудные характеристики поля можно пренебречь [1, 13]. Погрешности разностно-фазовых характеристик канала p и каналов x, y, z в рабочем диапазоне частот возможно ограничить величиной не более ±3°, если канал p составить из шести гидрофонов, создав относительно геометрического центра векторного приемника симметричную конструкцию комбинированного приемника. Обычно нами использовались плоские гидрофоны диаметром не более 0,05 м, которые устанавливались от поверхности сферы векторного приемника на расстоянии не более их диаметра, т.е. 0,03–0,05 м.

Существует несколько способов подвески векторных приемников [14]. Мы используем свою схему подвески, проверенную в многочисленных натурных экспериментах. Схема подвески состоит в следующем. Векторный приемник на воздухе подвешивается по осям x, y, z на шести тонких капроновых нитях, которые служат для ограничения перемещения приемника в модуле. Капроновые нити не позволяют приемнику отклоняться от вертикали на угол более чем 30°. Ортогональные оси x, y, z приемника ориентированы следующим образом: ось x лежит в горизонтальной плоскости и направлена по продольной оси симметрии модуля; ось y также лежит в горизонтальной плоскости; ось z находится в вертикальной плоскости и направлена от поверхности к дну океана. Резиновые лонжи крепятся только в одной точке приемника, а именно в верхней точке сферы приемника, лежащей на оси z. Вторые концы лонжей крепятся к оболочке обтекателя. При погружении модуля в воду приемник под действием нескомпенсированной силы тяжести принимает положение, при котором ось z направлена вертикально вниз. Приемник всплывает в вертикальном направлении и фиксируется в пространстве только вертикальной резиновой лонжей. Для того чтобы уменьшить вращение приемника вокруг оси z, вертикальная резиновая подвеска состоит из V-образной резиновой лонжи, угол раскрыва V-лонжи равен 90°. Резонансная частота такой подвески менее 1 Гц. В некоторых случаях, чтобы обеспечить надежность и достоверность измерений, нижнюю частоту рабочего диапазона частот берут в 5–10 раз выше частоты резонанса подвески.

Следует отметить, что существует еще одна возможность подавления вибраций. Если приемники звукового давления расположены на корпусе векторного приёмника градиента давления, вибрационную помеху можно убирать в процессе обработки. В этом случае происходит подавление вибрационной помехи из-за сдвига фаз компонент градиента давления относительно акустического давления на 90°.

2.5.5. Векторные приемные системы на беспилотных подводных летательных аппаратах (глайдерах)

Глайдер – подводный планер является малоразмерным автономным беспилотным аппаратом, способным находиться значительное время в подводной среде, передвигаясь на значительные расстояния. Принцип действия глайдера таков, что при своем движении он меняет глубину погружения. Являясь практически бесшумным и малоразмерным, он способен нести полезную нагрузку, в том числе акустическую комбинированную приемную систему. Уровень и анизотропию подводного окружающего шума возможно исследовать в глобальном масштабе по расстоянию и глубине океана, используя глайдер. С помощью глайдера возможно вести постоянные наблюдения за акустической ситуацией на охраняемой акватории. Высокая помехоустойчивость векторно-фазового приема позволяет создать на основе глайдера системы обнаружения слабых сигналов как в диффузном акустическом поле, так и в когерентном поле помехи.

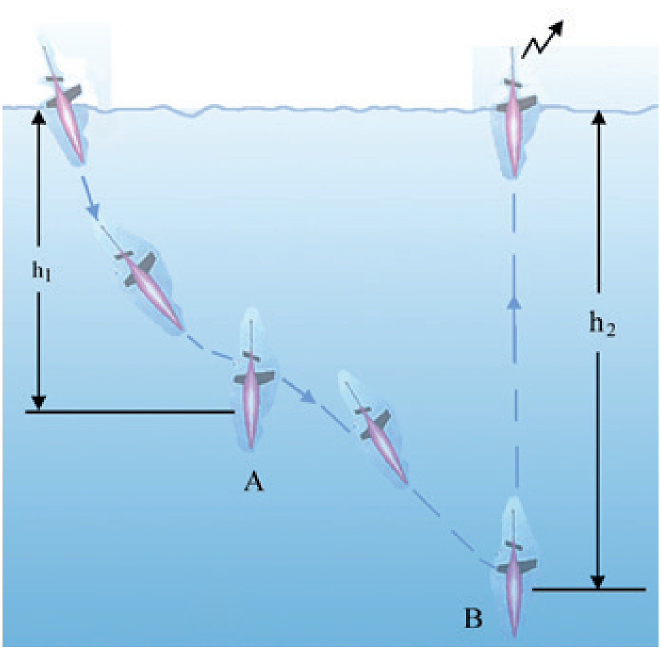


Рис. 2.16. Схема движения носителя при акустических измерениях. A, B – положение носителя в режиме измерений

В работе [23] представлена схема движения глайдера в задачах обнаружения слабого сигнала и характеристик подводного окружающего шума (рис. 2.16).

Исследования проводились по проекту «Системные подходы и инновационные технологии в судостроении, разработка новых видов морской техники» (2009–2011 гг.) совместно с акустическим центром кафедры физики Морского государственного университета им. Г.И. Невельского [23–27].

2.6. ЗАРУБЕЖНЫЕ АНАЛОГИ

Первое упоминание о применении в подводной акустике средств измеряющих колебательную скорость частиц среды, относится к 30-м годам XX в. (Германия, Конрад Тамп и Эрвин Майер). Первое описание соколеблющегося гидроакустического приемника колебательной скорости современного типа относится к 1942 г. Он был изготовлен фирмой «Белл телефон лэборэтриз» для лаборатории гидроакустических измерений ВМС США [28]. Зарубежная терминология в этой области акустики была весьма специфичной. Приемник колебательной скорости назывался гидрофоном колебательной скорости, способ – методом измерения акустической интенсивности. В настоящее время зарубежная терминология придерживается терминологии предложенной С.Н. Ржевкиным [2, 6]: способ – векторно-фазовый метод, приемники – векторный и комбинированный. Развитие векторно-фазового метода получило широкое распространения за рубежом, в особенности в США как в целях исследования акустики океана, так и в области военного назначения. Широкое применение получил буй системы «DIFAR» (Directional low Freaguency Analysis and Recording) для обнаружения подводных лодок. Для исследований буй «DIFAR» не предназначен. В своем составе он имеет комбинированный приемник, состоящий из приемника давления и двух горизонтальных компонент колебательной скорости. Характеристики этого буя и возможные варианты его применения описаны в [29]. Известны исследования, проведенные (Marine Physical Laboratory, Scripps Institution of Oceanography, San Diego, USA) с помощью свободнодрейфующих буев нейтральной плавучести в области частот 0,6–20 Гц [10].

В работе [30] описаны комбинированные приемники системы MOD-1 и VHS-100 и устройства, на основе которых создавались приемные системы. Конструкция приемников и методология их использования полностью скопированы с подобных российских векторно-фазовых систем [5, 15, 16, 19].

Значительный рост публикаций в данной области по созданию новых пьезоматериалов, лазерных преобразователей, развитие цифровых систем записи, передачи и обработки данных, развитие техники беспилотных носителей комбинированных акустических пассивных или активных приемных систем ставят данный метод в одну из значительных областей современной подводной акустики.

2.7. ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ УРОВНИ ИЗМЕРЯЕМЫХ ВЕЛИЧИН

В Международной системе единиц единицей давления p, общепринятой при абсолютных измерениях, является Паскаль (Pa),. В подводной акустике используется также микробар (мкбар), μbar. Единица давления Па = Ньютон/м^2 = кг/(м·с^2), Pa=N/m^2. Единица давления мкбар равна 10^{-6} стандартной атмосферы, мкбар=дина/см^2=г/(см·с^2) μbar=dyne/cm, 1 бар=1,013 атм, 1 bar=1.013 atmosphere. В табл. 2.1 приведены отношения часто используемых единиц измерения.

В качестве опорного значения давления для шкалы децибел используется микропаскаль 1 μPa=10^{-6}Pa или $2\cdot10^{-4}\mu$bar, равный $2\cdot10^{-5}$Pa Уровень давления, вычисленный относительно 1 μPa, отличается на 26 dB от уровня давления, вычисленного относительно $2\cdot10^{-4}\mu$bar.

Чувствительность преобразователей обычно измеряется в единицах μV/Pa или в уровнях dB re 1V/μPa.

Опорную акустическую интенсивность определяют как интенсивность плоской волны $I = <p^2>/\rho c$, где $<p^2>$ – среднеквадратичное значение давления, ρc – акустический импеданс среды. Для воды ρc = $1{,}5\times10^5$g/(cm^{2}s)=$1{,}5\times10^6$kg/(m^{2}s).

Опорный уровень интенсивности, соответствующий давлению 1 μPa, есть I_0=$0{,}667\cdot10^{-18}$W/m^2. Опорный уровень интенсивности для 1 μbar=0,1 Pa равен I_0=$0{,}667\cdot10^{12}$W/cm^2=$0{,}667\cdot10^{-8}$W/m^2.

Таблица 2.1

1 $Н/м^2$ = $Па$	$мкПа$	$дБ$ отн. 1 $мкПа$	$дБ$ отн. 20 $мкПа$	$дина/см^2$ = $мкбар$	$атм. \approx бар$
10^5	10^{11}	220	194	10^6	1
10^4	10^{10}	200	174	10^5	10^{-1}
10^3	10^9	180	154	10^4	10^{-2}
10^2	10^8	160	134	10^3	10^{-3}
10^1	10^7	140	114	10^2	10^{-4}
1	10^6	120	94	10^1	10^{-5}
10^{-1}	10^5	100	74	1	10^{-6}
10^{-2}	10^4	80	54	10^{-1}	10^{-7}
10^{-3}	10^3	60	34	10^{-2}	10^{-8}
10^{-4}	10^2	40	14	10^{-3}	10^{-9}
10^{-5}	10^1	20	–6	10^{-4}	10^{-10}
10^{-6}	1	0	–26	10^{-5}	10^{-11}

ВЫВОДЫ

Необходимость и достаточность применения векторно-фазового метода в акустике океана очевидна. Созданные автором векторно-фазовые комбинированные приемные системы для мелкого моря и глубокого открытого океана совершенствовались начиная с 1980 г. при выполнении натурных акустических исследований в реальных условиях океанической среды. На основе исследований сформировалось новое современное направление в подводной акустике – векторная акустика океана. Частотный диапазон исследований 1–1000 Гц, глубины измерений до 1000 м, состояние поверхности моря до 6 баллов по шкале Бофорта, при скорости ветра до ~18м/с.

Разработанные автором приемные системы являются оригинальными, разработаны алгоритмы записи многоканальной (до 32 каналов) цифровой информации. Технические характеристики приемных систем: чувствительность и направленность векторных каналов, коэффициент деления, динамический диапазон приемных трактов, уровень собственных электронных шумов – позволили исследовать характеристики подводного окружающего шума и сигнала в широком диапазоне частот.

Литература

1. Ржевкин С.Н. О колебаниях тел, погруженных в жидкость, под действием звуковой волны // Вестн. Моск. ун-та. 1971. № 1. С. 52–61.
2. Захаров Л.Н., Ржевкин С.Н. Векторно-фазовые измерения в акустических полях // Акуст. журн. 1974. Т. 20, вып. 3. С. 393–401.
3. Харкевич А.А. Теория преобразователей. М.: Госэнергоиздат, 1948. 191 с.
4. Leslie C., Kendall J., Jones J. JASA, 28.711.1956.
5. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с.
6. Воробьев С.О., Сизов В.И. Векторно-фазовая структура и векторно-фазовый метод описания и анализа случайных акустических полей // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 4. С. 654–659.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
8. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960. 336 с.
9. Morse P.M. Vibration and Sound. N. Y., 1948. 354 p.
10. D`Spain G.L., Hodgkiss W.S., Edmonds G.L. The simultaneous measurement of infrasonic acoustic particle velocity and acoustic pressure in the ocean by freely drifting Swallow floats // IEEE J. Oceanic. Eng. 1991. Vol. 16 (2). P. 195–207.
11. Захаров Л.Н., Ильичев В.И., Ильин С.А., Щуров В.А. Векторно-фазовые измерения в акустике океана // Проблемы акустики океана / под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. М.: Наука, 1984. С. 192–204.
12. Ильичев В.И., Щуров В.А., Дзюба В.П. Исследование поля акустических шумов океана векторно-фазовыми методами // Акустика океанической среды. М.: Наука, 1989. С. 144–152.
13. Ржевкин С.Н. Ближнее поле и импеданс сферы, колеблючейся вблизи жесткой и мягкой перегородки // Акуст. журн. 1978. Т. 24, № 1. С. 143–146.
14. Иванов В.Е. Анализ влияния подвески векторного приемника на его характеристики // Акуст. журн. 1988. Т. 34, вып. 1. С. 95–101.

15. Щуров В.А. и др. Устройство для измерения параметров источников шума: а. с. СССР № 953468, бюл. № 31. 1982.
16. Щуров В.А. и др. А. с. № 321205.1990 (приоритет 10.04.1989).
17. Щуров В.А. Научно-технический отчет о работах в 9-м рейсе НИС «Акад. М.А. Лаврентьев». Фонды ТОИ ДВО РАН. Владивосток, 1987. 192 с.
18. Жуков А.Н., Иванников А.Н., Исаев В.В., Нюнин Б.Н., Тонаканов О.С., Ширяев А.В. Датчик для акустических измерений // X Всесоюз. акуст. конф. ПШу-1-5. М., 1983. С. 59–61.
19. Скребнев Г.К. Комбинированные гидроакустические приемники. СПб: Элмор, 1997. 200 с.
20. Фурдуев А.В. Шумы океана // Акустика океана / под ред. Л.М. Бреховских М.: Наука, 1974. С. 615–692.
21. Щуров В.А. Научно-технический отчет о работах в 14-м рейсе НИС «Акад. А. Виноградов». Фонды ТОИ ДВО РАН. Владивосток, 1989. 251 с.
22. Захаров Л.Н., Щуров В.А. Исследование шумов океана векторно-фазовыми методами. Отчет по НИР «Метрология-ДВО» Т. 1. ТОИ ДВНЦ АН СССР. Владивосток, 1980. 101 с.
23. Подводный планер для мониторинга векторных акустических полей: пат. 106880 U1 РФ/ Щуров В.А., Иванов Е.Н., Щеглов С.Г., Черкасов А.В. № 2011108806; заявл. 09.03.11; опубл. 27.07.11, Бюл. №21 (полезная модель).
24. Подводный планер (варианты): пат. 122970 U1 РФ / Щеглов С.Г. № 2012118807; заявл. 04.05.12; опубл. 20.12.12, Бюл. № 35 (полезная модель).
25. Подводный планер (варианты): пат. 124245 U1 РФ / Щеглов С.Г., Ляшков А.С. № 20121186660, заявл. 04.05.2012; опубл. 20.01.2013, Бюл. № 2 (полезная модель).
26. Подводный планер (варианты): пат. 2490164 C1 РФ / Щеглов С.Г. № 2012118812; заявл. 04.05.2012; опубл. 20.08.2013, Бюл. № 23 (изобретение).
27. Подводный планер (варианты): пат. 176835 U1 РФ / Щеглов С.Г. № 2017119727 заявл. 05.06.2017; опубл. 31.01.2018, Бюл. № 4 (полезная модель).
28. Боббер Л. Гидроакустические измерения. М.: Мир, 1974. 362 с.
29. D´Spain G.L. et al. Vector sensors and vector sensor line arrays: Comments on optimal array gain and detection // J. Acoust. Soc. Am. 2006. Vol. 120 (1). P. 171–185.
30. Dall´Osto D.R. Properties of the Acoustic Vector Field in Underwater Waveguides. A dissertation for the degree of Doctor of Philosophy. 2013. 106 p.

Глава третья

ЯВЛЕНИЕ КОМПЕНСАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ВСТРЕЧНЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ

ВВЕДЕНИЕ

В реальном океане акустическая энергия от одиночного источника звука достигает точки измерения по нескольким путям. В случае распространения монохроматических волн от одного источника по нескольким путям при наложении пересекающихся потоков энергии происходит их когерентное сложение, приводящее к осцилляции плотности потока энергии на данной частоте как по уровню, так, что чрезвычайно важно, и по направлению.

В случае когда пересекающиеся волновые процессы статистически независимы, например подводный окружающий шум и интерферирующий тональный или широкополосный сигнал, взаимодействие их пересекающихся потоков энергии возможно наблюдать, измеряя результирующую векторную интенсивность данного процесса. Как известно, результат наложения пересекающихся волн зависит от их взаимной направленности. При пересечении плоских бегущих волн их взаимодействие достаточно полно описано с помощью акустического давления [1]. Для двух плоских бегущих в одном направлении волн сумма плотности потока энергии не аддитивна. Так, плотность потока энергии суммы двух волн $p = p_1(t - x/c) + p_2(t - x/c)$ есть

$$I = \frac{1}{\rho c} p^2 = I_1 + I_2 + \frac{2}{\rho c} p_1 p_2 \quad , \tag{3.1}$$

где $I_1 = p_1^2 / \rho c$; $I_2 = p_2^2 / \rho c$; p_1, p_2 – амплитуды первой и второй волн соответственно; ρ – плотность среды; с – скорость звука. Аддитивность выполняется, если рассматривать средние за длительный промежуток времени потоки энергии для монохроматических волн различных частот или для статистически независимых бегущих волн.

Плотность потока энергии в области пересечения двух плоских волн, бегущих навстречу друг другу, всегда равна разности плотностей потоков энергии этих волн. Например, сумма волн, бегущих по направлению $+x$ и направлению –x, $p_1 = p_1(t - x/c)$ и $p_2(t + x/c)$ есть $p = p_1 + p_2$, $v = v_1 + v_2 = \frac{1}{\rho c}\left(p_1 - p_2\right)$, откуда

$$I = pv = \left(p_1 + p_2\right)\frac{1}{\rho c}\left(p_1 - p_2\right) = I_1 - I_2 \ . \tag{3.2}$$

Из выражения (3.2) следует, если $p_1 = p_2$, то $I_1 - I_2 = 0$. Таким образом, в некоторой области поля может наблюдаться аномалия, не связанная с явлением интерференции, при $p = p_1 + p_2 \neq 0$, $I = I_1 - I_2 = 0$. Классическим примером результата сложения бегущих навстречу двух когерентных волн есть стоячая волна. Стоячая волна есть результат интерференции, но $I_1 - I_2 = 0$ может выполняться для некогерентных волн, волн различной частоты, шума и сигнала. Это явление названо нами «компенсацией интенсивности встречных потоков энергии [2–4].

В данной главе приведены примеры движения энергии в реальном океане в области пересекающихся акустических волн с помощью векторного-фазового метода.

Пусть в точку измерения с направлений $\vec{s}_1$ и $\vec{s}_2$ приходят две локально-плоские волны. Результирующий поток энергии вдоль некоторого направления $\vec{s}_0$ запишем в виде:

$$I_{\vec{s}_0} = \frac{1}{2} p_1 v_1 \cos\theta_1 + \frac{1}{2} p_2 v_2 \cos\theta_2, \tag{3.3}$$

где $I_1 = \frac{1}{2} p_1 v_1$ и $I_2 = \frac{1}{2} p_2 v_2$ – усредненные плотности потока энергии первой и второй локально-плоских волн соответственно; θ_1 и θ_2 – уголы между направлениями $\vec{s}_0$ и $\vec{s}_1$, $\vec{s}_2$ соответственно.

Рассмотрим компенсацию по оси *z*. Направим $\vec{s}_0$ по оси +*z*. Интенсивность потока энергии динамического шума равна $\frac{1}{2}\left(p_1 v_{1,+z}\right)_N$ и $\theta_1 = 0°$, $\cos\theta_1 = 1$. Для встречного потока энергии сигнала, отраженного от дна, интенсивность равна $-\frac{1}{2}\left(p_2 v_{2,+z}\right)_S$ и $\theta_2 = 180°$, $\cos\theta_2 = -1$. Поэтому результирующий усредненный поток энергии вдоль оси *z* запишем:

$$I_z = \frac{1}{2}\left(p_1 v_{1,+z}\right)_N - \frac{1}{2}\left(p_2 v_{2,+z}\right)_S = I_{+z,N} - I_{-z,S}\ . \tag{3.4}$$

Аналогично для двух встречных потоков энергии, распространяющихся вдоль оси +x (горизонтальный поток энергии динамического шума) и –x (поток энергии от локального источника), запишем:

$$I_x = \frac{1}{2}\left(p_1 v_{1,+x}\right)_N - \frac{1}{2}\left(p_2 v_{2,+x}\right)_S = I_{+x,N} - I_{-x,S}\ . \tag{3.5}$$

Выражения (3.4) и (3.5) для средних значений результирующих компонент I_z и I_x плотности потока энергии могут обратиться в нуль при равенстве их слагаемых. В этом случае в среднем будет наблюдаться полная компенсация интенсивности двух встречных потоков акустической энергии. Если средние значения слагаемых не равны, но одного порядка, то будет наблюдаться частичная (неполная) компенсация интенсивности. Таким образом, компенсацию интенсивности встречных потоков энергии возможно наблюдать как для когерентных встречных потоков энергии, так и для статистически независимых случайных волновых полей.

3.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КОМПЕНСАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ

Впервые признаки компенсации интенсивности автор наблюдал в Курило-Камчатской экспедиции в широком спектре динамического подводного шума на частотах, излучаемых НИС «Каллисто» в 1978 г. В итоговом отчете эти аномалии в виде «провалов» уровня на взаимных спектрах S_{pV_x}, S_{pV_y}, S_{pV_z} автор не смог объяснить [5]. В глубоком открытом океане и мелком море это явление наблюдалось в пересекающихся акустических полях от многих источников: сигналов различных частот, сигнал – подводный окружающий шум и т.д. В различные годы в экспедициях были проведены эксперименты в Центральном и Северо-Западном районах Тихого океана, Южно-Китайском и Филиппинском морях. В экспериментах при различной гидрологии менялись глубины, частоты и уровни излучения. Судно совершало проходы относительно приемной телеметрической комбинированной системы, приемные модули которой находились на различных глубинах. Экспериментально в натурных условиях явление, которое мы определили, как «компенсацию встречных потоков энергии», наблюдается в равных или почти равных встречных потоках акустической энергии, независимо от того, когерентны они или нет.

3.1.1. Схема эксперимента в глубоком открытом океане

Рассмотрим схему эксперимента в глубоком открытом океане, при реализации которой наблюдается явление компенсации интенсивности встречных потоков энергии. Описанный эксперимент был проведен 18.05.1989 г. в Центральной части Южно-Китайского моря на НИС «Академик А. Виноградов». «Провалы» во взаимных спектрах, как упоминалось ранее, наблюдались с 1978 г., но данный эксперимент был организован так, чтобы весь процесс компенсации был проконтролирован.

Наибольший интерес представляет случай компенсации потока энергии окружающего динамического шума встречным ему потоком энергии от локального тонального или шумоподобного источника. Как известно, подводные окружающие динамические шумы имеют вертикальный и горизонтальный потоки энергии [4]. Конкуренцию этим потокам в океаническом волноводе могут создавать потоки энергии от источников технического происхождения, например, таких как суда, излучатели звука и т.д., взаимодействие с которыми может привести к компенсации интенсивности взаимодействующих потоков энергии.

Рассмотрим компенсацию вертикального потока энергии динамического шума поверхности океана противоположно направленным ему потоком энергии от локального подводного тонального источника. Оси координат комбинированного приемника направлены следующим образом: ось z – вертикально от поверхности к дну; оси x и y лежат в горизонтальной плоскости. Направление оси x совпадает с направлением приводного ветра. Излучатель находится от приемной системы на расстоянии 3,5 км на глубине 60 м. Обеспечивающее судно лежит в дрейфе в режиме «тишины». Излучается тон f_0 = 402 Гц. В режиме реального времени по сигналам, поступающим с телеметрической приемной системы в лабораторию, определяется необходимый уровень излучения тонального сигнала. Мощность излучения выбирается таким образом, чтобы в точке приема полностью скомпенсировать средний поток мощности шума на данной частоте $(I_{+z,N})_{f_0}$ средним потоком мощности сигнала $(I_{-z,S})_{f_0}$. В результате в реальном времени в натурном эксперименте наблюдалось явление компенсации. Использовались в данном эксперименте также и шумы судна, движущегося относительно приемной системы. Измерительная система состояла из двух комбинированных приемников, находящихся на глубинах 250 и 500 м. Условия эксперимента: глубина 3600 м; ось подводного звукового канала находилась на глубине 1200 м; скорость звука у поверхности была больше скорости звука у дна; скорость ветра 12 м/с; направления установившегося поверхностного волнения, зыби и ветра совпадали.

3.1.2. Пример компенсации в вертикальной плоскости вдоль оси z тонального сигнала и подводного окружающего шума

Комбинированная приемная система находится в ближней зоне освещенности излучателя. Компенсация z-компонент интенсивностей встречных потоков энергии динамической поверхностной компоненты окружающего шума и отраженного от дна тонального сигнала на частоте f_0 = 402 Гц приведена рис. 3.1.

На рис. 3.1, А приведены спектры $S_{p^2}(f)$ и $S_{pV_z}(f)$. Спектр $S_{pV_z}(f)$ имеет размерность $S_{p^2}(f)$, поскольку $S_{pV_z}(f)=\gamma^2_{pV_z}(f)S_{p^2}(f)$ (Гл. I). В спектре мощности акустического давления $S_{p^2}(f)$ превышение сигнала над уровнем шума на частоте f_0 = 402 Гц составляет ~20 дБ. Но в спектре z-компоненты мощности $S_{pV_z}(f)$ на данной частоте наблюдается «провал» уровня на ~28 дБ. Во время проведения эксперимента автор уже знал, каков должен быть результат. В предыдущих экспериментах, в особенности, если «провалы» наблюдались одновременно на различных частотах, предполагалось, что приемная система вышла из строя. Схема движения энергии в данном эксперименте состоит в следующем. Поток энергии динамических шумов распространяется от поверхности к дну по направлению $+z$ и имеет z-компоненту интенсивности $I_{+z,N}$. Функция когерентности $\gamma^2_{pV_z}\left(f\right)$ окружающего шума в диапазоне частот 300–600 Гц достигает величины 0,5, т.е. поверхностный шум частично-когерентен (рис. 3,1 Б, В). Отраженный от дна поток энергии локального источника (излучателя) имеет z-компоненту интенсивности, равную $-I_{-z,S}$. В процессе данного эксперимента мощность излучателя менялась таким образом, чтобы плотность потока энергии сигнала $I_{-z,S}$ на частоте f_0 = 402 Гц стала равной плотности потока энергии шума $I_{+z,N}$ на данной частоте f_0. При равенстве $I_{+z,N}$ и $I_{-z,S}$ мы имеем $I_{+z,N} - I_{-z,S} = 0$. В этом случае во взаимном спектре $S_{pV_z}\left(f\right)$ на частоте f_0 = 402 Гц появляется «провал» величиной ~28 дБ. На частоте компенсации $\gamma^2_{pV_z}\left(f_0\right) = 0$, т.е. когерентная составляющая окружающего шума полностью подавляется полем локального источника (рис. 3.1, Б). При увеличении мощности отраженного от дна сигнала имеем $I_{-z,S} > I_{+z,N}$, нарушается условие компенсации $I_{+z,N} - I_{-z,S} = 0$ (рис. 3.1, В). В этом случае разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}\left(f\right)$ на частоте f_0 отличается от разности фаз в шуме на 180° [4].

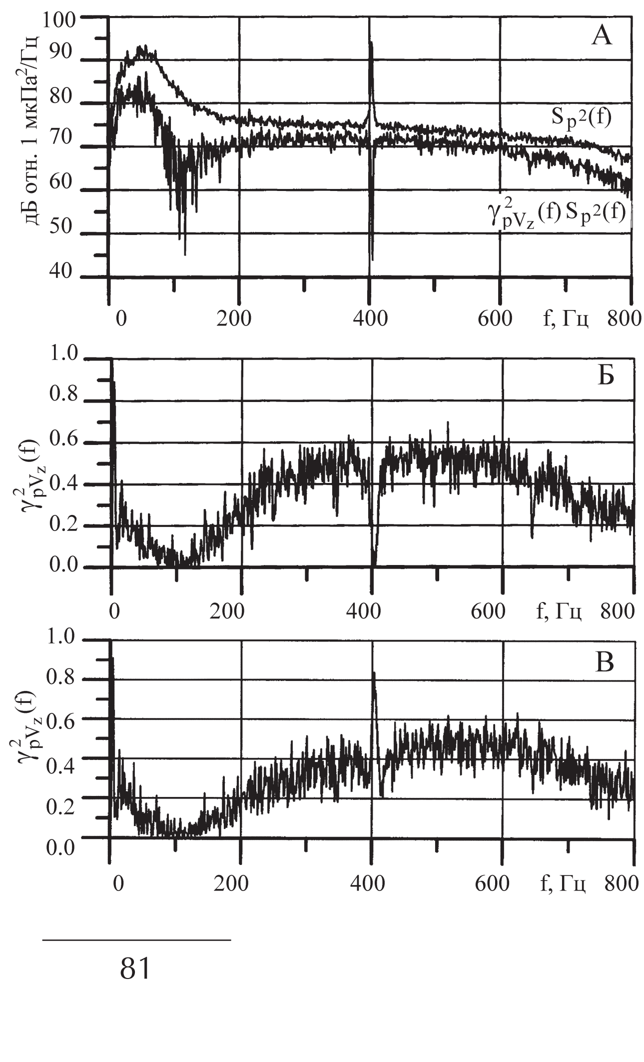


Рис. 3.1. Взаимодействие тонального сигнала с полем подводного акустического шума. А: $S_{p^2}\left(f\right)$ – спектр мощности акустического давления шума; $S_{pV_z}\left(f\right)$ – z-компонента взаимного спектра акустического шума; Б и В: $\gamma^2_{pV_z}\left(f\right)$ – функция частотной когерентности. Частота тонального сигнала 402 Гц. Глубина измерения 500 м. Полоса анализа 1 Гц, время усреднения 60 с, усреднение экспоненциальное

Заметим, на «крыльях» тонального сигнала, где мощность сигнала не достигает необходимого уровня, часть «провала» остается. Представленный результат открывает широкие возможности в практическом применении этого явления при наблюдении (обнаружении) слабого сигнала в подводном окружающем шуме, в частично-когерентной помехе и т.д. [2–4].

3.1.3. Пример компенсации в горизонтальной плоскости волновода мелкого моря

3.1.3.1. Условия эксперимента

Рассмотрим эксперимент по компенсации интенсивности встречных потоков энергии тональных сигналов 86, 123, 163 Гц и частично-когерентной широкополосной помехи, проведенный в заливе Петра Великого Японского моря. Скорость приводного ветра 5–7 м/с. Наблюдалось развитое ветровое волнение. Глубина места постановки приемной системы ~ 47 м, глубина погружения комбинированного приемника 12 м. Вертикальный разрез скорости звука дан на рис. 4.6, гл. IV. Оси x и y векторного приемника лежат в горизонтальной плоскости, ось *z* направлена вертикально от поверхности к дну. Ось x направлена от береговой черты в сторону открытого моря. Расстояние от точки постановки до морского порта ~8 км, вблизи него на якоре находится торговое судно, второе судно медленно двигается вдоль оси +x в сторону системы, расстояние до него ~ 4 км. Судно с излучателем движется по направлению оси –x. Геометрия постановки такова, что комбинированная приемная система расположена между двумя источниками излучения. Таким образом, обеспечены условия наблюдения компенсации встречных потоков энергии тональных сигналов и помех вдоль оси x. Излучатель, буксируемый на глубине 15 м, генерировал три тональные частоты – 86, 123, 163 Гц.

3.1.3.2. Результаты эксперимента

Рис. 3.2 и 3.3 демонстрируют признаки компенсации потоками энергии трех тональных сигналов широкополосной когерентной помехи, идущей со стороны порта. На рис. 3.2 спектры $S_{p^2}(f)$ и $S_{pV_x}(f)$ приведены в децибелах, так как $S_{pV_x}(f)=\gamma^2_{pV_x}(f)S_{p^2}(f)$. Превышение сигнал/помеха в спектре $S_{p^2}(f)$ на излучаемых частотах: 86 Гц – 8 дБ; 123 Гц – не более 3 дБ; 163 Гц – ~12 дБ (рис. 3.2, А). Функция когерентности $\gamma^2_{pV_x}(f)$ на рис. 3.2, В на частоте 86 Гц составляет $\gamma^2_{pV_x}(f)\sim 0{,}2$; на частоте 123 Гц – $\gamma^2_{pV_x}(f)\sim 0$; на частоте 163 Гц – $\gamma^2_{pV_x}(f)\sim 0{,}8$. Из рис. 3.2 следует, что функция когерентности $\gamma^2_{pV_x}(f)$ и когерентная мощность $S_{pV_x}(f)$ помехи на частоте 123 Гц компенсированы полем сигнала и «провал» когерентной мощности $S_{pV_x}(f)$ на этой частоте составляет 30 дБ. Таким образом, если в спектре $S_{p^2}(f)$ на частоте сигнала 123 Гц наблюдаются флуктуации уровня ~3 дБ, то в спектре $S_{pV_x}(f)$ его можно наблюдать с «превышением» в (-30) дБ.

Сигнал 86 Гц имеет превышение в спектре $S_{pV_x}(f)$ не менее 15 дБ. Сигнал 163 Гц находится в окружении когерентного шума; когерентность сигнала достигла 0,8, но когерентность помехи на соседних частотах более 0,9. Разности фаз $\Delta\varphi_x(t)$ широкополосной помехи и тонального сигнала 123 Гц (рис. 3.2, Б) различаются точно на 180°, т.е. векторы плотности потоков энергии сигнала и помехи противоположны и сигнал скомпенсировал помеху полностью, «провал» составляет –30 дБ.

«Провалы» в спектре когерентной мощности $S_{pV_x}(f)$ и функции когерентности $\gamma^2_{pV_x}(f)$ наблюдаются также и на других частотах, например, 18 и 36 Гц, принадлежащих судну буксировщику. На частоте 36 Гц провал достигает 40 дБ. На рис. 3.2 эта частота отмечена знаком * со стрелкой. На рис. 3.3 представлены разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ для двух частот (123 и 36 Гц) на временном интервале 2400 с. Спектры на рис. 3.2 соответствуют на рис. 3.3 времени $t > 900$ с.

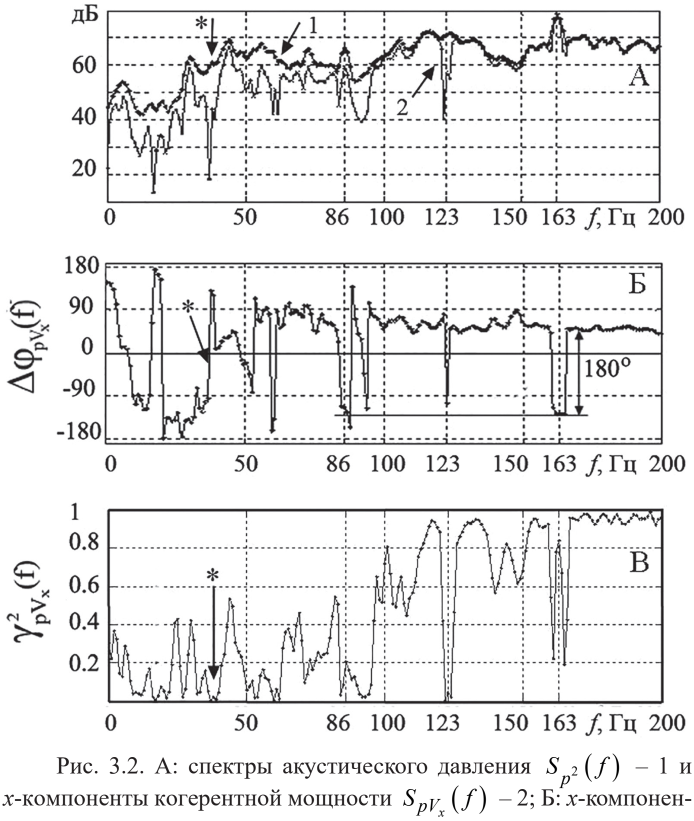


Рис. 3.2. А: спектры акустического давления $S_{p^2}(f)$ – 1 и x-компоненты когерентной мощности $S_{pV_x}(f)$ – 2; Б: x-компонента фазового спектра $\Delta\varphi_{pVx}(f) = \varphi_p(f) - \varphi_x(f)$; В: спектр x-компоненты функции частотной когерентности $\gamma^2_{pV_x}(f)$. Время усреднения 3 с. Шкала децибел выбрана произвольно. Частоты тонального излучения: 86, 123, 163 Гц

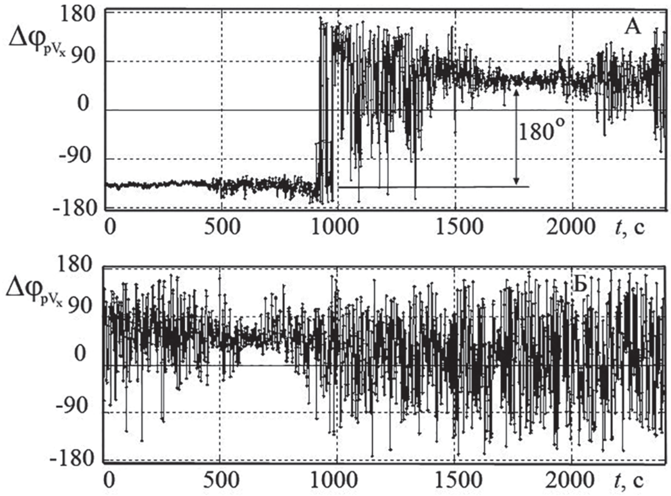


Рис. 3.3. Зависимость от времени разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ для двух частот: А – f = 123 Гц, Б – f = 36 Гц. Спектры на рис. 3.2 соответствуют времени t = 500–900 с данного рисунка. Время усреднения 3 с

В [2–4] показано, что разность фаз $\Delta\varphi_{pV_i}(f_0,t)$ где $i = x, y, z,$ на частоте полной компенсации становится неопределенной. Из рис. 3.3, А следует, что на интервале Δt_1 = 0–900 с $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ стабильна, т.е. на этом временном интервале нет компенсации на частоте 123 Гц, поскольку превалирует фаза сигнала; на интервале Δt_2 = 900–2400 с также наблюдается компенсация, но на этом интервале превалирует фаза помехи, отличающаяся от фазы сигнала на 180°. Разность фаз на временных интервалах Δt_1 и Δt_2 различается на 180°, т.е. направление движения векторов потока энергии помехи и сигнала противоположны.

Степень компенсации на частоте 36 Гц соответствует полной компенсации сигнала помехой, соответственно, $\Delta\varphi_x(t)$ на частоте 36 Гц неопределена на всей временной реализации длительностью 2400 с. Признаки компенсации (провалы уровня $S_{pV_x}(f)$ различной величины) наблюдаются и на других частотах (рис. 3.2). Из проведенного анализа следует, что выигрыш при когерентной обработке в случае компенсации может достигать 30–40 дБ, при этом превышение сигнала в канале акустического давления составляет менее 3 дБ.

3.2. КОМПЕНСАЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В ШИРОКОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ СИГНАЛА И ДИНАМИЧЕСКОГО ПОДВОДНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА В ГЛУБОКОМ ОТКРЫТОМ ОКЕАНЕ

При компенсации широкополосного сигнала и шума необходимо учитывать влияние интерференции сигнала на результат компенсации. Влияние интерференции на процесс компенсации наблюдалось в условиях глубокого открытого океана. Эксперимент проводился на НИС «Академик М. Лаврентьев» в Филиппинском море в точке с координатами φ = 18˚53,4'N, λ = 126˚38,5'E.

3.2.1. Условия и методика эксперимента

Глубина океана в точке измерения составляла ~ 4900 м. Скорость приводного ветра ~ 7 м/с. Развитое ветровое поверхностное волнение. Приповерхностный однородный слой со значениями скорости звука ~ 1536,8 м/с распространяется до глубины 100 м; минимальное значение скорости звука на оси ПЗК на глубине 1000 м имело величину 1482,7 м/с; значение скорости звука вблизи дна составляет 1542,0 м/с, что превышает скорость звука у поверхности. При данной гидрометеорологической обстановке с учетом умеренного дождя спектральный уровень z-компоненты потока энергии окружающего шума $S_{pV_z}(f)$ в диапазоне частот 50–800 Гц находился на уровне 60–68 дБ относительно 1 мкПа^2/Гц. На глубине 150 м уровень спектральной плотности мощности z-компоненты локального источника, идущего от дна к поверхности, был сравним с уровнем окружающего шума или ниже в зависимости от максимума или минимума интерференции на данной частоте. На глубине 500 м уровень z-компоненты спектральной плотности мощности шумоподобного сигнала от локального источника превышает в сплошной части спектра спектральную плотность мощности вертикальной компоненты отраженного от дна сигнала на величину до 10 дБ. На этой глубине направление рефрагированных потоков энергии шумоподобного сигнала от судна и поверхностного шума совпадает.

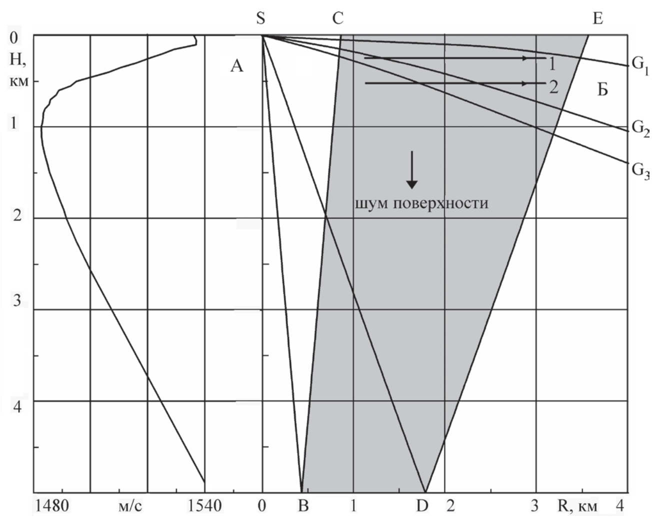


Рис. 3.4. Условие эксперимента: А – зависимость скорости звука от глубины; Б – схема расположения комбинированных приемников 1 и 2 относительно лучевой картины шумящего источника

На рис. 3.4 приведены зависимость скорости звука от глубины и лучевая картина для рефрагированных лучей SG_1, SG_2, SG_3 и отраженного от дна пучка лучей, ограниченного лучами SBC и SDE. Положения во время эксперимента двух комбинированных приемников телеметрической свободнодрейфующей измерительной системы обозначены горизонтальными линиями: 1 – глубина 150 м, 2 – глубина 500 м.

Расположение системы координат комбинированного приемника: оси x, y расположены в горизонтальной плоскости; ось z направлена от поверхности к дну океана. Из рис. 3.4 следует, что комбинированные приемники в продолжении всего эксперимента находились в ближней зоне освещенности. Предельный рефрагируемый луч SG_1, ограничивающий ближнюю зону освещенности, имеет угол выхода из источника 3°, SG_2 – 10°, SG_3 – 15°. Потоки энергии от источника S на глубине измерения 150 м будут распределяться следующим образом: в горизонтальные каналы x и y комбинированного приемника попадают, в основном, рефрагируемые лучи с углами скольжения 3–6°; в вертикальный канал z – однократно отраженные от дна лучи с углами скольжения 70–85°. Вклад в вертикальный поток энергии рефрагирующих лучей 3–6° составляет менее 0,5 % от энергии этих лучей. Второй приемник, расположенный на глубине 500 м, находится в потоке энергии лучей G_2 и G_3 с углами скольжения ~ 20°. Вклад этих лучей в вертикальную компоненту составляет ~ 2 %. Вертикальные z-каналы комбинированных приемников регистрируют также и потоки энергии поверхностного динамического шума, обозначенные на рис. 3.4, Б вертикальной стрелкой, направленной вниз.

Маневрирование судна как шумящего источника было следующим. В начале эксперимента судно находилось в дрейфе на расстоянии ~ 1,5 км от телеметрической системы в режиме «тишина». Затем на судне завели двигатель, и шумящее судно, пройдя мимо системы с траверзным расстоянием ~ 1,2 км, удалилось на расстояние ~ 2,5 км и легло в дрейф. Время записи информации при движении судна составляет ~ 7 мин. Во время эксперимента в течение ~ 10 мин над телеметрической измерительной системой шел сильный тропический ливень, который ко времени прохода судна относительно приемной системы перешел в дождь.

3.2.2. Результаты исследований

3.2.2.1. Результаты исследований для глубины 150 м

Общая картина зависимости скалярных и векторных характеристик акустического поля приведена на сонограммах рис. 3.5. В координатах частота–время представлены сонограммы акустического давления $S_{p^2}\left(f,t\right)$, z-компоненты функции когерентности $\gamma_z^2\left(f,t\right)$ и разности фаз $\Delta\varphi_z\left(f,t\right)$ между акустическим давлением и z-компонентой градиента акустического давления. Как известно, разность фаз $\Delta\varphi_z\left(f,t\right)$ отличается от разности фаз $\Delta\varphi_{pV_z}\left(f,t\right)$ на угол $\pi/2$. На сонограмме автоспектра $S_{p^2}\left(f,t\right)$ наблюдаются шумы дальнего судоходства в диапазоне частот 10–70 Гц по всей длине записи с уровнем ~ 90 дБ, отн. 1 мкПа²/Гц. При 200 с $<t<$ 500 с в автоспектре $S_{p^2}\left(f,t\right)$ наблюдается слабое проявление тропического ливня. Проявление ливня в z-канале функции когерентности выглядит, по сравнению с p-каналом, гораздо контрастнее. При движении судна (t > 570 с) на рис. 3.5, А виден широкополосный спектр шума судна с дискретными линиями по всему спектру. Интерференционных явлений в автоспектре $S_{p^2}\left(f,t\right)$ не наблюдается, так же как на сонограммах $S_{V_x^2}\left(f,t\right)$, $S_{V_y^2}\left(f,t\right)$, $S_{V_z^2}\left(f,t\right)$, $S_{pV_x}\left(f,t\right)$, $S_{pV_y}\left(f,t\right)$, $\gamma^2_{pV_x}\left(f,t\right)$, $\gamma^2_{pV_y}\left(f,t\right)$ [4].

Однако на сонограммах $S_{pV_z}\left(f,t\right)$, $\gamma_z^2\left(f,t\right)$ и $\Delta\varphi_z\left(f,t\right)$ при $t>570$ с видны интерференционные периодические изменения когерентности и разности фаз. Сонограммы $S_{pV_z}\left(f,t\right)$ здесь не приводятся, но $\gamma_z^2\left(f,t\right)$ и $\Delta\varphi_z\left(f,t\right)$ то же, что и $\gamma^2_{pV_z}\left(f,t\right)$ и $\Delta\varphi_{pV_z}\left(f,t\right)$.

Рассмотрим отдельные спектральные кривые, взятые из массива сонограмм (рис. 3.5, Б, В). На рис. 3.6 представлены спектры $\gamma_z^2\left(f\right)$ и $\Delta\varphi_z\left(f\right)$ подводного окружающего шума, взятые при t = 560 с. В это время судно находилось в режиме «тишина» и ливень перешел в умеренный дождь. Функция когерентности на высо-

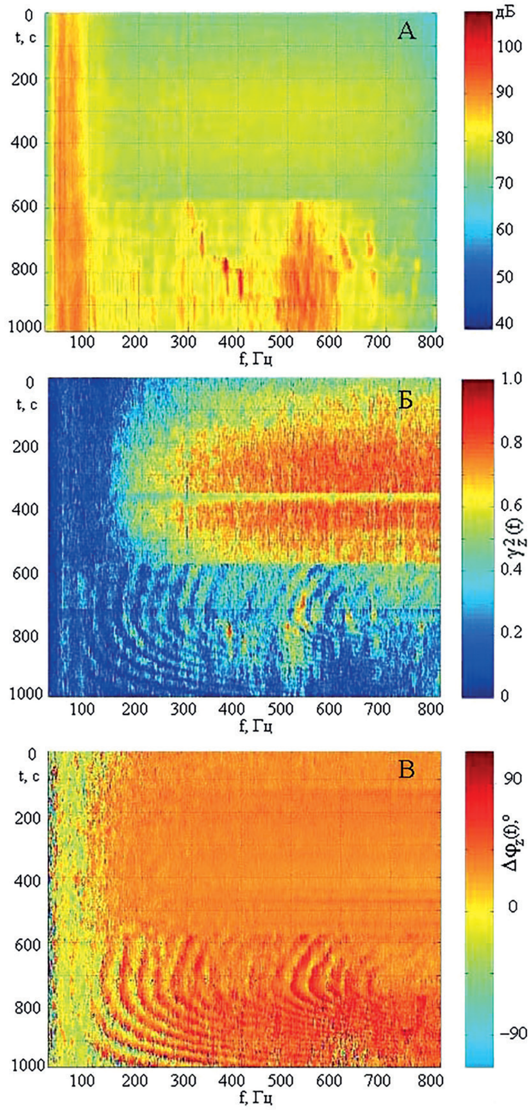


Рис. 3.5. Сонограммы движущегося поверхностного источника: А – мощность давления $S_{p^2}\left(f,t\right)$; Б – z-компонента функции когерентности $\gamma_z^2\left(f,t\right)$; В – разность фаз между акустическим давлением и z-компонентой градиента давления $\Delta\varphi_z\left(f,t\right)$. Время усреднения 10 с, полоса анализа 1,2 Гц, усреднение экспоненциальное. Глубина комбинированного приемника 150 м. Время начала движения судна 570 с

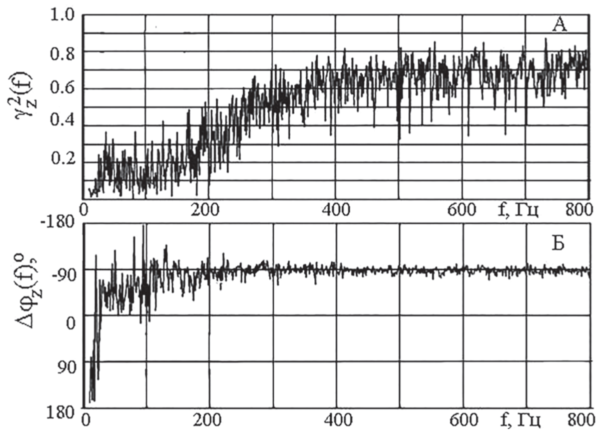


Рис. 3.6 Спектры z-компонент функции когерентности (А) и фазового спектра (Б) подводного окружающего шума. Спектры взяты с рис. 3.5, Б, В при t = 560 с. Условия те же, что на рис. 3.5

ких частотах достигает ~ 0,8. Среднее значение $\Delta\varphi_z(f)$ равно ~ (-90°), что соответствует направлению движения потока энергии поверхностного динамического шума от поверхности к дну [4]. На рис. 3.7 приведены спектры $\gamma_z^2(f)$ и $\Delta\varphi_z(f)$ с сонограмм рис. 3.5, Б, В при t = 890 с. К этому времени равномерно движущееся судно удалилось от приемной системы на расстояние ~ 2 км.

Рассмотрим взаимосвязь частот, при которых $\gamma_z^2(f)$ достигают минимальных значений (рис. 3.7). Приведем значения этих частот: 14,0; 19,0; 58,0; 63,3; 120,2; 161,9; 205,7; 249,7; 326,5; 403,5; 473,0; 564,5; 600,0; 634,2; 758,7 Гц. На рис. 3.7, А они отмечены точками. На этих частотах отклонения $\Delta\varphi_z(f)$ находятся в пределах ±90° (рис. 3.7, Б). Если эти частоты пронумеровать на частоту f_0 = 758.7 Гц, то мы получаем линейную зависимость $K_i = f_i / f_0$ (i принимает значение от 1 до 15) (рис. 3.7, А). Если предположить, что на этих частотах относительное расположение источника и приемника соответствует максимуму интерференции лучей, отраженных от дна, то на этих частотах минимальные значения $\gamma_z^2(f)$ объясняются компенсацией двух встречных потоков энергии: потока энергии поверхностного шума, идущего вниз, и потока энергии широкополосного сигнала, отраженного от дна, идущего вверх. Частотный интервал, в котором наблюдается интерференция лучей, на каждой частоте составляет не более 3 Гц.

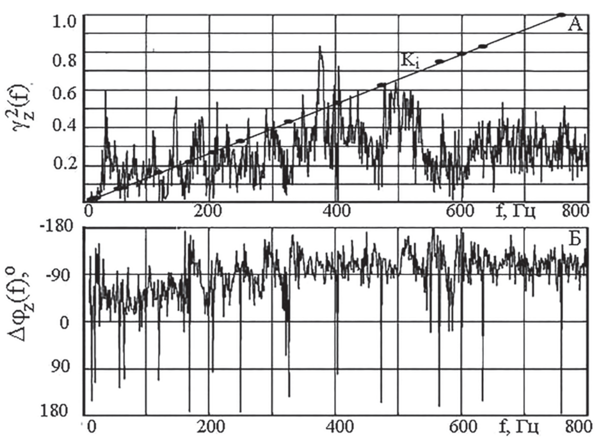


Рис. 3.7. Спектры z-компонент функции когерентности (А) и фазового спектра (Б) при движении поверхностного источника. Взяты с рис. 3.5, Б, В при t = 890 с. $K_i = f_i / f_0$, f_0 = 758,7 Гц. Условия те же, что на рис. 3.5

На рис. 3.8 приведены взятые с сонограмм рис. 3.5, Б, В зависимости от времени $\Delta\varphi_z(t)$ и $\gamma_z^2(t)$ для частоты 326 Гц во временном интервале от 400 до 1000 с. В отличие от предыдущих рис. 3,6 Б, 3,7 Б на рис. 3,8 А $\Delta\varphi_z(f)$ есть разность фаз между акустическим давлением и z-компонентой колебательной скорости.

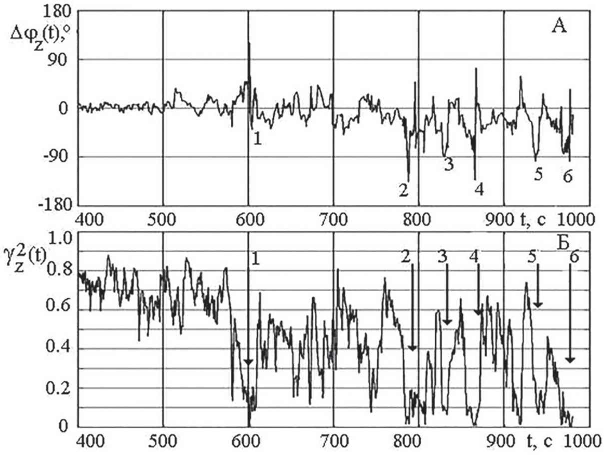


Рис. 3.8. Зависимости от времени на интервале от 400 до 1000 с на частоте f_0 = 326 Гц: А – $\Delta\varphi_z(f_0, t)$ – разность фаз между акустическим давлением и z-компонентой колебательной скорости; Б – $\gamma_z^2(f_0, t)$. Полоса анализа 1,2 Гц. Время усреднения 10 с

На рис. 3.8, А на интервале времени 400–510 с величина $\Delta\varphi_z(f) = 0$, что соответствует поверхностному шуму ливня; на интервале 510–570 с судно готовилось к движению с работающим двигателем; при t > 570 с судно двигалось по прямой с постоянной скоростью. «Скачки» $\Delta\varphi_z(f)$ при t > 570 с соответствуют изменению направления движения потоков энергии в вертикальной плоскости. При значениях $\Delta\varphi_z(f) \approx \pm 90°$ (рис. 3.8, А) происходит полная компенсация встречных потоков энергии (рис. 3.8, Б). На рис. 3.8 указано шесть (отмеченных стрелками) наиболее очевидных «провалов», соответствующих $\gamma_z^2(f) \sim 0{,}1$. В промежутках между «провалами» $\gamma_z^2(f) \sim 0{,}7\text{-}0{,}8$ и $\Delta\varphi_z(f) \sim 0°$, что соответствует значениям функции когерентности поверхностного шума на рис. 3.6.

Полученный экспериментальный результат может быть описан следующим образом. Вначале рассмотрим формирование потока энергии сигнала, отраженного от дна. Предположим, что в данную точку измерения приходят две плоские когерентные волны, отраженные от дна. Разность хода их такова, что в результате интерференции для ряда частот будет наблюдаться максимум или минимум взаимной спектральной плотности $S_{pV_z}(f)$. Для двух таких плоских волн одной частоты, пришедших в точку измерения, средняя величина результирующего потока плотности энергии вдоль оси z будет определяться следующим выражением [4]:

$$I_{-z,S} = \frac{1}{2} p_1 V_1 \cos\theta_1 + \frac{1}{2} p_2 V_2 \cos\theta_2 + \frac{1}{2}\left[p_1 V_2 \cos\theta_2 + p_2 V_1 \cos\theta_1\right]\cos(\psi_2 - \psi_1), \qquad (3.6)$$

где p_1, p_2, V_1, V_2 – амплитудные значения давления и колебательной скорости первой и второй волн соответственно; θ_1, θ_2 – углы, которые образуют с осью z волновые векторы первой и второй волн; $(\psi_2 - \psi_1)$ – разность фаз между акустическими давлениями или колебательными скоростями данных плоских волн; обозначение $I_{-z,S}$ указывает на тот факт, что поток широкополосного сигнала распространяется по направлению $-z$, т.е. от дна к поверхности.

В выражении (3.6) вклады первого и второго слагаемых в суммарный поток энергии сигнала будут постоянны. Величина и знак третьего слагаемого зависят от разности фаз $(\psi_2 - \psi_1)$, которая меняется на расстоянии длины волны от 0 до 2π. Верхней частоте измерения f = 800 Гц соответствует длина волны $\lambda \sim 1{,}9$ м. Поскольку диаметр комбинированного приемника $d \sim 0{,}2$ м, то $d<\lambda$. Отсюда следует, что в нашем случае возможно с помощью одиночного комбинированного приемника проследить влияние изменения разности фаз $(\psi_2 - \psi_1)$ на z-компоненту интенсивности на расстоянии, значительно меньшем, чем ~ 1,9 м.

Упростим выражение (3.6). Не теряя общности, будем считать, что $p_1 = p_2$ и $V_2 = V_1$. Угол θ_2 представим, как сумму $\theta_2 = \theta_1 + \Delta\theta$. Считая, что $\Delta\theta$ мало, $\sin\Delta\theta \to 0$ и $\cos\Delta\theta \to 1$. В данном приближении $\cos\theta_2 \approx \cos\theta_1 \sim 1$. Поскольку углы $\theta \sim 70$–85° (рис. 3.4), то считаем $\cos\theta_1 \sim 1$. Выражение (3.6) приводим к виду

$$I_{-z,S} = p_1 V_1 \left[1 + \cos(\psi_2 - \psi_1)\right]. \tag{3.7}$$

В реальном эксперименте комбинированным приемником измеряется разность $I_z(f)$ двух встречных потоков энергии $I_{+z,N}(f)$ и $I_{-z,S}$, где $I_{+z,N}(f)$ – поток энергии поверхностного динамического шума, совпадающий по направлению с осью z комбинированного приемника:

$$I_z(f) = I_{+z,N}(f) - I_{-z,S}(f)\,. \tag{3.8}$$

Считаем, что осредненный поток энергии поверхностного шума $I_{+z,N}(f_0)$ на данной частоте f_0 есть величина постоянная. Для поверхностного шума на частотах f_0 > 100 Гц (рис. 3.6, Б) фазовый спектр $\Delta\varphi_z(f_0) = 0$ (в этом случае $\Delta\varphi_z(f_0)$ есть разность фаз между давлением и колебательной скоростью). Поток энергии $I_{-z,S}(f_0)$ в результате интерференции отраженных от дна лучей меняется по величине в зависимости от расстояния между излучателем и приемником. Мерой изменения его величины является разность фаз $\delta = (\psi_2 - \psi_1)$. Связь между δ и разностью фаз $\Delta\varphi_z$ между давлением и колебательной скоростью в результирующем суммарном потоке энергии $I_z(f)$ имеет вид:

$$\cos\Delta\varphi_z(f) = \frac{1}{2}(1 - \cos\delta). \tag{3.9}$$

Отсюда следует, что при $\delta = \pi$ (минимум интерференции шумоподобного сигнала) $\cos\Delta\varphi_z(f) = 1$, $\Delta\varphi_z(f) = 0$, что непосредственно мы наблюдаем на рис. 3.6, Б и 3.7, Б. На рис. 3.6, Б это справедливо при всех f > 100 Гц, на рис. 3.7, Б – для тех частот, на которых наблюдается минимум интерференции и преобладает поток энергии поверхностного шума. При δ = 0 (максимум интерференции) $\cos\Delta\varphi_z(f)=0$, $\Delta\varphi_z(f)=\pi/2$. На рис. 3.7 на этих частотах наблюдается минимум $\gamma_z^2(f)$ и соответствующие им скачки разности фаз $\Delta\varphi_z(f)$.

На рис. 3.8, А, Б приведены изменения $\Delta\varphi_z(t)$ и $\gamma_z^2(t)$ от времени на одной из частот f_0 = 326 Гц. В данном случае $\Delta\varphi_z(f_0,t)$ есть разность фаз между давлением и z-компонентой колебательной скорости. Для нескольких значений $\Delta\varphi_z(t)$, отмеченных цифрами 1–5, $\Delta\varphi_z(f_0,t)\to\pm(\pi/2)$ – функция когерентности $\gamma_z^2(f_0,t)\to$ 0. Такая же закономерность следует из рис. 3.6. В промежуточном случае для суммы сигнала и шума результирующая разность фаз $\Delta\varphi_z(f)$ флуктуируют вблизи 0°. Отметим, что $\Delta\varphi_z(f)$ = 0° соответствует потоку энергии поверхностного шума.

Таким образом, в случае компенсации встречных потоков энергии разность фаз между акустическим давлением и колебательной скоростью в результирующем поле стремится к $\pm(\pi/2)$, как и в случае детерминированной стоячей волны. Этот результат соответствует данным, полученным из эксперимента для частоты 326 Гц (рис. 3.7, 3.8). Знак «±» возникает в силу того, что при компенсации происходит случайный процесс «переключения» направления результирующего потока энергии, отличающиегося на 180°. Значение $\Delta\varphi_z(f)=\pi/2$ отвечает случаю, когда в результирующем осредненном потоке энергии изменение колебательной скорости частиц среды опережает изменение давления на $\pi/2$. При $\Delta\varphi_z(f)=-(\pi/2)$ изменение колебательной скорости отстает от изменения акустического давления на $-(\pi/2)$. Аналогично функции когерентности в z-компоненте взаимного спектра также наблюдаются «провалы» в спектре. Функция когерентности удобна в использовании тем, что это есть нормированная величина квадрата взаимного спектра.

3.2.2.2. Результаты исследований для глубины 500 м

На рис. 3.9 приведена сонограмма $\gamma_z^2(f,t)$ для приемника 2, находящегося на глубине 500 м. Сонограммы для глубины 150 м и 500 м (рис. 3.5, 3.9) синхронизированы. При t < 570 с на сонограмме хорошо видна область высокой когерентности, обусловленная дождем. Спектры окружающего шума для $\gamma_z^2(f)$ и $\Delta\varphi_z(f)$ на глубине

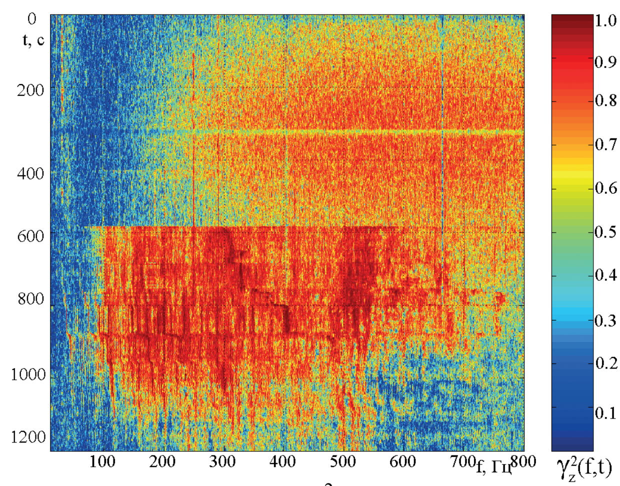


Рис. 3.9. Сонограмма $\gamma_z^2(f,t)$. Глубина измерения 500 м. Условия те же, что на рис. 3.4

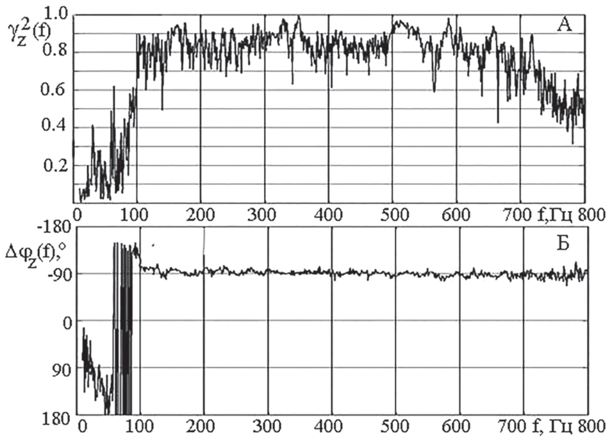


Рис. 3.10. Спектры: А – $\gamma_z^2(f)$, Б – $\Delta\varphi_z(f)$ – разность фаз между акустическим давлением и z-компонентой градиента давления. Глубина измерения 500 м, t = 990 с. Условия те же, что на рис. 3.5

500 м совпадают со спектрами для глубины 150 м, приведенными на рис. 3.6. Однако при t > 570 с (при движении судна) периодических изменений на сонограмме (рис. 3.9) нет. Спектры $\gamma_z^2(f)$ и $\Delta\varphi_z(f)$ на рис. 3.10, скорее, похожи на спектры поверхностного шума (рис. 3.5).

Объясняется это тем, что на глубине 500 м лучи SG_2, SG_3 имеют углы скольжения большие (рис. 3.4 Б), чем на глубине 150 м. Их вклад в вертикальную компоненту потока энергии, направленную от поверхности к дну, на некоторых частотах соизмерим, на других частотах превышает поверхностный шум. Например, на частотах 500–550 Гц превышение составляет ~ 10 дБ. Из рис. 3.10 следует, что $\gamma_z^2(f)$ на некоторых частотах достигает своего наибольшего значения (~ 1.0). Фазовый спектр $\Delta\varphi_z(f)$ (рис. 3.10 Б) указывает, что направление потока в полосе частот 50–800 Гц совпадает с положительным направлением оси z, т.е. от поверхности к дну.

В данном случае поток энергии, идущий от судна и отраженный от дна, не может составить конкуренцию сумме потоков поверхностного шума и шумоподобного сигнала, идущих в направлении поверхность–дно. Таким образом, в случае отсутствия компенсации встречных соизмеримых потоков энергии на спектрах потоков $\gamma_z^2(f)$ и $\Delta\varphi_z(f)$ (рис. 3.10) отсутствуют те признаки, которые указывают на существование компенсации на рис. 3.7, 3.8. Если встречные потоки энергии наблюдаются по осям x и y, описанное выше явление справедливо для этих компонент. В этом случае необходимо сопоставлять функции когерентности (или взаимные спектры) с соответствующими фазовыми спектрами.

ВЫВОДЫ

Обобщая результаты многолетних экспериментальных исследований, проведенных на основе разработанных автором векторно-фазовых систем [2–6] и на основе проведенного в данной главе анализа, возможно сформулировать следующие основные признаки существования (при определенных условиях) в подводных акустических полях явления компенсации встречных потоков энергии.

1. Явление компенсации потоков энергии возможно наблюдать, помещая комбинированный приемник относительно источников звука определенным образом, выявляя при этом слабые источники звука, повышая помехоустойчивость приемных комбинированных систем.

2. Наличие «провалов» уровня мощности (когерентности) относительно основного спектрального уровня шума (помехи) величиной до 30 дБ во взаимных спектрах $S_{pV_i}(f)$ или в соответствующих им компонентах функции когерентности $\gamma^2_{pV_i}(f)$, где i=x, y, z. В автоспектрах акустического давления $S_{p^2}(f)$ на этих частотах возможно наблюдать превышение сигнала над шумом до 3–6 дБ (в случаях полной компенсации).

3. В соответствующих фазовых спектрах $\Delta\varphi_x(f)$, $\Delta\varphi_y(f)$, $\Delta\varphi_z(f)$ на тех же частотах наблюдаются «скачки» разности фаз в пределах $\pm(\pi/2)$ в случае интерферирующего сигнала (рис. 3.7) или разность фаз становится неопределенной в случае полной компенсации (рис. 3.2).

4. Интерферирующие слабые широкополосные когерентные сигналы одного направления, конкурируя с поверхностным динамическим шумом противоположного направления, могут служить признаком наличия слабого источника звука. Вертикальный канал комбинированного приемника в глубоком океане является наиболее информативным при обнаружении подводных источников.

Литература

1. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.
2. Ильичев В.И., Кулешов В.И., Куянова М.В., Щуров В.А. Взаимодействие потоков мощности подводных окружающих шумов и локального источника // Акуст. журн. 1991. Т. 37, № 1. С. 99–103.
3. Shchurov V.A., Ilyichev V.I., Kuleshov V.P., Kuyanova M.V. The interaction of energy flows of underwater ambient noise and local source // J. Acoust. Soc. Am. 1991. Vol. 90 (2), pt 1. P. 1002–1004.
4. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с
5. Захаров Л.Н., Ильичев В.И., Ильин С.А., Щуров В.А. Векторно-фазовые измерения в акустике океана // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 192–204.
6. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С., Иванов Е.Н. Признаки, определяющие компенсацию встречных потоков энергии в акустических полях океана // Акуст. журн. 2010. Т. 56, № 6. С. 835–843.

Глава четвертая

ВИХРИ ВЕКТОРА АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ВОЛНОВОДЕ МЕЛКОГО МОРЯ

ВВЕДЕНИЕ

В данной главе представлены результаты автора по исследованию вихрей вектора акустической интенсивности в реальном волноводе мелкого моря в 2008–2019 гг.

Впервые механизм возникновения локального вихря вектора акустической интенсивности (далее – вихрь) в дальнем поле источника определен циклом теоретических работ Ю.А. Кравцова и др. в 1989–1993 гг. Вихри в ближнем поле источника известны давно (в особенности по проблеме шумов механизмов и машин в аэроакустике). Механизм их возникновения в ближней зоне источника связан с отставанием фазы колебательной скорости от акустического давления на $\pi/2$. После работ Ю.А. Кравцова (1993 г.) до 2008 г. вихри, как объект исследований, в научной литературе по подводной акустике не упоминались. В августе 2008 г. вихри вектора акустической интенсивности в дальнем поле источника были обнаружены автором в экспериментальных исследованиях в заливе Петра Великого Японского моря. Интерес в последнее время к данной современной проблеме возможно проследить по многочисленным публикациям в России и за рубежом.

Исследования автора ограничены диапазоном частот 20–300 Гц, глубинами измерений от 15 до 120 м. В экспериментальных исследованиях использовались комбинированные векторно-фазовые приемные системы, созданные автором (см. гл. II).

В интерференционном векторном поле, окружающем вихри (область за пределами сепаратрисы), ротор вектора интенсивности также должен быть отличен от нуля, поскольку линии вектора плотности потока энергии должны огибать области, в которых расположены вихри. Возникает новое свойство векторного акустического поля – вихревой перенос энергии в волноводе мелкого моря. В этом случае мы говорим о крупномасштабной завихренности (далее – завихренность) векторного поля. Данное явление изучено недостаточно, натурных экспериментальных данных для реального волновода чрезвычайно мало, поскольку такие исследования требуют современной векторно-фазовой акустической техники и соответствующей обработки сигнала. Явление завихренности тщательно исследовано автором на уровне вычисления ротора вектора интенсивности.

Настоящая глава начинается с обзора теоретических работ по механизму генерации вихрей и их топологии. Далее приведены результаты экспериментальных исследований движения энергии тонального сигнала в области интерференционного векторного поля, в котором локальных вихрей нет, и затем исследуется пространственный интервал, содержащий три вихря. Затем рассматривается структура вихрей и новое явление – подвижность вихрей вдоль горизонтальной оси волновода в модовой структуре, обнаружены процессы вертикального переноса энергии сигнала, противоречащие теории нормальных волн. Вихрь рассматривается как физический объект, представляющий собой топологическое образование двух сингулярных точек – дислокации (центра вихря) и седла (точки застоя).

Точки сингулярности впервые были обнаружены в сложных интерференционных электромагнитных полях оптического диапазона, следовательно, вихревые движения энергии – универсальное свойство сложных интерференционных волновых полей различной природы.

Вихревой перенос массы и энергии имеет широкое распространение в природе. От глобальных, поражающих своими масштабами вихревых скоплений массы и энергии во Вселенной и атмосферах планет, вихревых движений в аэро-гидродинамике и акустических полях до электромагнитных полей оптического диапазона, вот масштабы вихревых явлений в природе. Линейные размеры акустического вихря находятся в пределах половины длины волны сигнала, поскольку вихрь есть результат интерференции.

Экспериментальное обнаружение в 2008 г. в заливе Петра Великого учеными ТОИ ДВО РАН данного фундаментального явления в реальном акустическом волноводе открывает новые направления в исследовании сложных интерференционных акустических полей, что будет продемонстрировано в данной главе.

4.1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим перечень скалярных и векторных функций – компонент тензора энергии – импульса, исследуемых в данной работе.

4.1.1. Акустическое давление, колебательная скорость, вектор интенсивности

Рассмотрим линейные величины первого порядка акустического поля. Акустическое поле описывается линеаризованными уравнениями гидродинамики [1]:

1. Уравнение состояния: $p = c^2\rho + const$;

2. Уравнение движения Эйлера в векторной форме: $\dfrac{d\vec{V}}{d\vec{t}} = -\dfrac{1}{\rho} grad\ p$; (4.1)

3. Уравнение непрерывности: $div\vec{V} = -\dfrac{1}{\rho c^2}\dfrac{\partial p}{\partial t}$.

Волновое уравнение для давления получим, применяя к уравнению Эйлера операцию *div*, дифференцируем по времени уравнение непрерывности и вычитаем одно из другого:

$$div\, grad\ p = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad \text{или} \quad \nabla^2 p = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}. \tag{4.2}$$

Волновое уравнение для колебательной скорости частиц среды в акустической волне получаем, применив операцию *grad* к уравнению непрерывности и продифференцировав уравнение Эйлера по времени:

$$\nabla^2\vec{V} + rot\, rot\vec{V} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{V}}{\partial t^2}\ . \tag{4.3}$$

Запишем уравнение Эйлера через компоненты колебательной скорости:

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}; \qquad \frac{\partial V_y}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}; \qquad \frac{\partial V_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}. \tag{4.4}$$

Найдем компоненты колебательной скорости

$$V_x = -\frac{\partial}{\partial x}\int_0^t\left(\frac{p}{\rho}\right)dt; \qquad V_y = -\frac{\partial}{\partial y}\int_0^t\left(\frac{p}{\rho}\right)dt; \qquad V_z = -\frac{\partial}{\partial z}\int_0^t\left(\frac{p}{\rho}\right)dt. \tag{4.5}$$

Введем понятие потенциала скорости скалярной функции координат $\Phi(x, y, z)$, т.е.

$$\int_0^t\left(\frac{p}{\rho}\right)dt = \Phi\left(x,y,z\right) \quad \text{или} \quad \vec{V} = -grad\,\Phi. \tag{4.6}$$

Но $rot\vec{V} = -rot\, grad\,\Phi = 0$, т.е. волновое поле колебательной скорости является потенциальным (безвихревым) полем. Введем потенциал скорости в уравнение Эйлера

$$grad\ p = -\rho\frac{\partial\vec{V}}{\partial t} = \rho\frac{\partial\left(grad\,\Phi\right)}{\partial t} = \rho\, grad\frac{\partial\Phi}{\partial t} \quad \text{или} \quad p = \rho\frac{\partial\Phi}{\partial t}, \tag{4.7}$$

которое эквивалентно уравнению Эйлера.

Скалярные величины второго порядка от p и $\vec{V}$: $E_p = \dfrac{1}{2\rho c^2}p^2$ – плотность потенциальной энергии, $E_k = \dfrac{1}{2}\rho V^2$ – плотность кинетической энергии и вектор плотности потока энергии (вектор Умова) $\vec{I} = p\vec{V}$ связаны через закон сохранения акустической энергии

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_v\left(\frac{1}{2}\rho V^2 + \frac{1}{2\rho c^2}p^2\right)dv = -\iiint_v div p\vec{V}dv = -\iint_s p\vec{V}\cdot\vec{n}\,d\mathrm{A} = -\iint_s \vec{I}\cdot\vec{n}\,d\mathrm{A}, \tag{4.8}$$

Где p – акустическое давление, $\vec{V}$ – вектор колебательной скорости частиц среды; с – скорость звука; ρ – плотность среды; v – объем; $\vec{n}$ – единичная нормаль к поверхности А.

Физический смысл вектора Умова $\vec{I}$ есть мгновенная интенсивность акустического поля. Усредненная величина $\vec{I}$ за период гармонического сигнала есть интенсивность $\langle \vec{I} \rangle = \langle p\vec{V} \rangle$. Размерность плотности потока энергии (интенсивности) есть $[I] = \frac{Дж}{м^2 с} = \frac{Вт}{м^2}$, акустического давления $[p] = \frac{Н}{м^2} = Pa$, колебательной скорости $[V] = \frac{м}{с}$. Акустическое поле вектора интенсивности может содержать вихревую компоненту.

4.1.2. Векторно-фазовые характеристики акустического поля

При математической обработке сигнал считаем комплексным и гармоническим; поле считаем стационарным и эргодическим. Представляя акустическое поле в комплексном виде, введем понятие комплексной интенсивности $\vec{I}_c(\vec{r})$ [2]:

$$\vec{I}_c(\vec{r}) = \frac{1}{2} p(r)\vec{V}^*(\vec{r}) = \vec{I}(\vec{r}) + i\vec{Q}(\vec{r}) = ReI_c(\vec{r}) + iImI_c(\vec{r}), \tag{4.9}$$

где $\vec{I}(\vec{r}) = \mathrm{Re}\vec{I}_c(\vec{r})$ – вектор активной интенсивности, $\vec{Q}(\vec{r}) = \mathrm{Im}\, I_c(\vec{r})$ – вектор реактивной интенсивности; $\vec{r}$ – пространственная переменная; $i = \sqrt{-1}$. Если интерференционное поле образовано большим числом независимых волн (лучей), то $\mathrm{Re}\vec{I}_c(\vec{r})$ и $\mathrm{Im}\vec{I}_c(\vec{r})$ – независимые случайные функции с гауссовой статистикой [3].

Для свободного поля векторные свойства активной $\vec{I}(r,t)$ и реактивной $\vec{Q}$ (r, t) интенсивностей могут быть выражены (в дифференциальной форме) через ротор и дивергенцию комплексной интенсивности $\vec{I}_с(r,t)$ для случая гармонического сигнала:

$$rot\vec{I}_c(r) = (k/c)\left[\left(\vec{I} \times \vec{Q}\right)/U\right],$$

$$div\vec{I}(r) = 0, \quad rot\vec{Q}(r) = 0, \tag{4.10}$$

$$div\vec{Q}(r) = 2\omega(T - U) = -2\omega L,$$

где L – лагранжиан; $U = \frac{1}{4\rho c^2} p(r) p^*(r)$ – плотность потенциальной энергии; $T = \frac{\rho}{4}\vec{V}(r)\vec{V}^*(r)$ – плотность кинетической энергии. Из системы уравнений (4.10) следует, что вектор активной интенсивности (т.е. вектор плотности потока энергии (вектор Умова)) по своей природе будет обладать вихревыми свойствами при условии $\vec{I} \times \vec{Q} \neq 0$, т.е. если вектора $\vec{I}$ и $\vec{Q}$ неколлинеарны. Как показывает натурный эксперимент, в интерференционном поле мелкого моря это условие выполняется [4–6], хотя они сформулированы для свободного поля.

Фундаментальность данного явления, как следует из (4.10), заключается в том, что ротор $\vec{I}_c(t)$ может быть не равным нулю, а именно:

$$rot\,\vec{I}_c = rot\left(p\vec{V}^*\right) = p\,rot\vec{V}^* + \left[grad\;p \times \vec{V}^*\right] = \left[grad\;p \times \vec{V}^*\right],\text{ поскольку } rot\vec{V}^* = 0. \tag{4.11}$$

Используя уравнение Эйлера $\vec{V} = -\frac{1}{i\rho\omega}grad\;p,$ соотношение (4.11) запишем в виде [6]:

$$\begin{gathered} rot\left(p\mathbf{V}^*\right) = -i\frac{\omega\rho}{2}\left[\mathbf{V}\times\mathbf{V}^*\right] = \\ = -2\omega\rho\left[V_yV_z\sin\left(\varphi_z-\varphi_y\right)\mathbf{i} + V_xV_z\sin\left(\varphi_z-\varphi_x\right)\mathbf{j} + V_yV_x\sin\left(\varphi_x-\varphi_y\right)\mathbf{k}\right] = \\ -2\omega\rho\left(rot_x p\mathbf{V}^* + rot_y p\mathbf{V}^* + rot_z p\mathbf{V}^*\right), \end{gathered} \tag{4.12}$$

где $p = P_0e^{i\left(\omega t-\varphi_p\right)}$ – акустическое давление; $\vec{V} = \vec{V}_0e^{i\left(\omega t-\varphi_v\right)}$ – вектор колебательной скорости; $\vec{V}^*$ – комплексно-сопряженное значение вектора колебательной скорости; ω − круговая частота; ρ – невозмущенное значение плотности среды; V_j – амплитудное значение компонент колебательной скорости ($j = x, y, z$); $(\varphi_z-\varphi_y)$, $(\varphi_z-\varphi_x)$, $(\varphi_x-\varphi_y)$ – разности фаз между компонентами колебательной скорости; $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – единичные векторы декартовой системы координат. Из (4.12) следует, что вихрь вектора интенсивности может возникнуть не только вблизи источника излучения, но и в дальнем поле источника, при условии, что хотя бы одна из разностей фаз была отлична от нуля.

Большую роль в структуре поля играют скалярные характеристики: потенциальная (U) и кинетическая энергии (T), если $T-U=0$, то $div\vec{Q}=0$. В частности, z-компонента вектора реактивной интенсивности связана с полем акустического давления соотношением $\vec{Q}_z(r) = -\frac{1}{2\omega\rho}p(r)grad\;p(r) = -(c^2/\omega)\frac{dU(r)}{dz}$ [6].

4.1.3. Линии тока энергии

Геометрическое наглядное детерминистическое изображение движения энергии в акустическом поле дают линии тока энергии. Линии тока энергии в двумерном пространстве (x, y) являются интегральными кривыми дифференцированного уравнения первого порядка [7]

$$\frac{dy}{dx} = \frac{I_y(x,y)}{I_x(x,y)}, \tag{4.13}$$

где $I_y(x,y)$, $I_x(x,y)$ – реальные x-, y-компоненты вектора плотности потока энергии

$$\vec{I}(\vec{r}) = \frac{1}{2}Re\,p(\vec{r})\vec{V}^*(\vec{r}) = \frac{1}{2\rho\omega}Im\,p^*(\vec{r})grad\;p(\vec{r}), \tag{4.14}$$

где $p(\vec{r})$ – акустическое давление; $\vec{V}(\vec{r}) = \frac{1}{i\rho\omega} grad\ p(\vec{r})$ – вектор колебательной скорости частиц среды; ρ – плотность среды; ω – круговая частота; $\vec{V}^*(\vec{r})$, $p^*(\vec{r})$ – величины, комплексно-сопряженные величинам $\vec{V}(\vec{r})$, $p(\vec{r})$.

Через каждую точку плоскости (x, y) проходит одна интегральная кривая дифференционного уравнения. Линии тока совпадают с фазовыми траекториями на плоскости xOy, т.е. с линиями градиента фазы. Подставим в (4.14) выражение $p(\vec{r}) = P(\vec{r})\exp\{i\Phi(\vec{r})\}$, получим

$$\vec{I}(\vec{r}) = \frac{1}{2\rho\omega} P^2(\vec{r})\, grad\Phi(\vec{r}). \tag{4.15}$$

Из (4.15) следует, что направление вектора активной интенсивности $\vec{I}(\vec{r})$ совпадает с градиентом фазы $grad\,\Phi(\vec{r})$, т.е. фазовые траектории являются линиями тока энергии. Выбираем s в качестве натурального параметра на линии тока энергии, растущей вдоль единичного вектора с направлением $\vec{I}/|\vec{I}|$. Отсюда следует, что фаза волнового поля и натуральный параметр связаны на линии тока энергии дифференциальным равенством

$$d\Phi = |grad\Phi|\, ds. \tag{4.16}$$

Таким образом, при движении вдоль линии тока энергии фаза акустического давления монотонно растет. Направление вектора реактивной интенсивности $\vec{Q}(r) = -\frac{1}{2\rho\omega} P(r)\, grad\, P(r)$ совпадает с градиентом давления, т.е. с нормалью к поверхности равного давления. В случае, если $\vec{I}(r)$ и $\vec{Q}(r)$ коллинеарны, то $rot\,\vec{I}(r) = 0$ [см. формулы (4.10)]. В случае плоской волны линии тока есть прямые параллельные волновому вектору . В окрестности сингулярных точек дислокаций и сёдел линии тока энергии и фазовые траектории приобретают новые свойства.

4.1.4. Механизм генерации вихрей

Поле интерференции тонального сигнала в реальном волноводе мелкого моря представляет собой области конструктивной и деструктивной интерференции. В области деструктивной интерференции величина акустического давления достигает наименьших значений. Линии тока энергии, на которых модуль акустического давления стремится к нулю («нуль линии») и фаза не определена, образуют сингулярные точки фазового фронта: дислокации (центры) и сёдла (точки застоя). Понятие «дислокации волнового фронта» было введено Дж. Наем и М. Берри в 1974 г., по аналогии с понятием дислокации в физике твердого тела [8, 9]. На рис. 4.1 приведено графическое решение по образованию нуль-линий при интерференции двух мод в волноводе глубиной H [10].

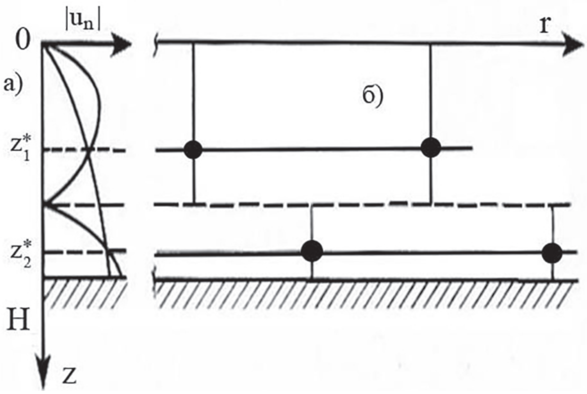


Рис. 4.1. Образование нулей акустического давления при распространении двух мод. Точки (•) – следы нуль-линий в плоскости рисунка. Рисунок взят из [10]

Обозначения на рис. 4.1: а) – собственные функции волновода; u_n – амплитуда n-й моды. Функции $\psi_n(z)$, u_n считаем вещественными; б) положение нулей давления (сингулярных нуль-линий) в сечении волновода.

На рис. 4.1а в точках пересечения мод справедливы уравнения

$$\begin{cases} |u_1(z)| = |u_2(z)| \\ \cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1 \end{cases}, \qquad (4.17)$$

т.е. давление обращается в нуль, если модули равны, но аргументы противоположны. Из системы (4.17) следует, что сингулярные точки-центры вихрей расположены в плоскости (*r; z*) на пересечении горизонтальных прямых $z = z^* = const$, где – решение уравнения (4.17), и вертикальных отрезков, отстоящих друг от друга на расстоянии равных $\Lambda_{12} = 2\pi / \chi_1 - \chi_2$, где χ_1, χ_2 – горизонтальные компоненты волновых чисел мод [11]. Нуль-линии пересекают плоскость (*r; z*) в точках центра. Сингулярная точка-центр – это изолированная точка, вокруг которой можно провести замкнутую линию тока. В теоретических работах [7, 10, 12] для случая идеального волновода показано, что в результате интерференции мод возникают на волновом фронте два типа сингулярных точек: дислокация – центр вихря и седло – точка застоя, и приведена схема их распределение по толще волновода. Дислокация имеет знак «+» или «–»; в центре вихря вертикальная компонента плотности потока энергии проходит через нуль и меняет знак; акустическое давление в центре вихря достигает минимальных значений. Точка, в которой пересекаются ветви сепаратрисы, называется седлом. В данной точке колебательная скорость равна нулю, давление максимально, разность фаз между акустическим давлением и колебательной скоростью частиц среды равна $\pi/2$. Кривая сепаратрисы ограничивает область, в которой линии движения энергии замкнуты; движения энергии в вихре между центром и седлом направлено на источник сигнала.

Важнейший аналитический результат получен в работе [12]. Для идеального волновода с жестким дном и мягкой поверхностью показано распределение центров и сёдел в вертикальной плоскости волновода гармонического сигнала с частотой 50 Гц. В волноводе глубиной H = 150 м начало координат с горизонтальной и вертикальной осями *R* и z расположено на дне. Потенциал Φ взят в виде [11]

$$\Phi = \frac{V_0}{4\pi} j \frac{2\pi}{H} \sqrt{\frac{2}{\pi R}} exp\left(-j\frac{\pi}{4}\right) \times \sum_{l=1}^{m} \frac{1}{\sqrt{\xi_l}} \cos(b_l z_0) \cos(b_l z) \exp\left[j(\xi_l R - \omega t) \right], \qquad (4.18)$$

где V_0 – производительность источника; ω – циклическая частота сигнала; $\xi_l = \sqrt{k^2 - b_l^2}$ и $b_l = (l - 0.5)\pi / H$ – горизонтальная и вертикальная компоненты волнового вектора l-й моды; m – число мод, распространяющихся в волноводе без затухания.

Акустическое давление p и компоненты колебательной скорости V_R и V_Z находятся из равенств

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad V_R = \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \quad V_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \tag{4.19}$$

где ρ – плотность среды. Компоненты вектора плотности потока энергии находят из равенства:

$$\langle I_r \rangle = \frac{1}{2} \left\langle Re\left(pV_R^*\right) \right\rangle, \quad \langle I_z \rangle = \frac{1}{2} \left\langle Re\left(pV_z^*\right) \right\rangle. \tag{4.20}$$

Из полученной системы уравнений, согласно [12], находят координаты сингулярных точек – центров и сёдел. Рассчитывалась схема для случая интерференции 3-й и 4-й мод на расстоянии R от 7900 до 9400 м. На рис. 4.2 центры обозначены в виде (•) и сёдла (×).

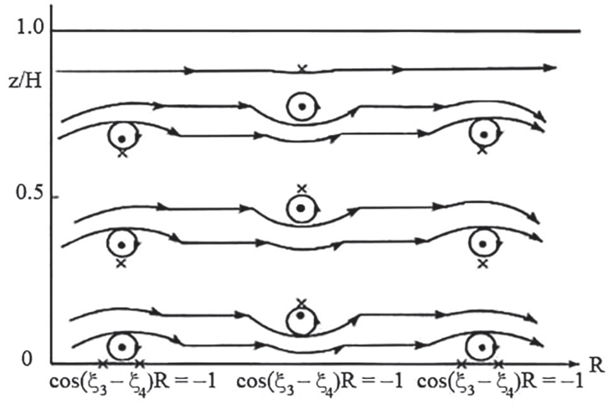


Рис. 4.2. Схема расположения вихрей для случая интерференции 3-й и 4-й мод. Глубина H=150 м, частота 50 Гц. Рисунок взят из [12]

Выражения $\cos(\xi_3 - \xi_4)R = \pm 1$ соответствуют условиям, при которых $\sin(\xi_3 - \xi_4)R = 0.$ В работе показано, что кроме критериев p = 0 (для центра) и $\left|\vec{V}\right| = 0$ (для седла) необходимо учитывать критерий, когда разность фаз между p и $\vec{V}$ составляет нечетное число $\pi / 2.$ Итак, в работе [12] аналитически строго доказано, что при интерференции мод возникает топологически устойчивая группа, состоящая из одного центра и одного или нескольких сёдел – вихрь вектора акустической интенсивности.

Более сложная вихревая структура возникает при интерференции мод с существенно различными номерами. В работе [12] рассмотрен также случай интерференции двух мод с номерами 1 и 10. Структура вихрей значительно усложняется, что отмечено также в работе [7]. В этом случае отклонение вектора плотности потока энергии сигнала от оси в области окружающей вихрь волновода становится широкомасштабным. Это явление, скорее всего, связано с возникновением мощной завихренностью в окрестности вихрей.

4.1.5. Модели «простых» вихрей

Исследование переноса энергии в волноводе мелкого моря привело к открытию нового фундаментального физического явления – вихря вектора акустической интенсивности. Механизмом образования вихря в дальнем поле источника является межмодовая интерференция, что указывает на особенности движения акустической энергии в области деструктивной интерференции. Исследование структуры вихрей, которая является достаточно разнообразной, дает возможность проведение более тонкого анализа энергетических процессов, протекающих в акустическом поле. Приведем «портреты простых» вихрей, которые получены методом математического моделирования.

Вихрь представляет собой объект созданный взаимодействием сингулярных точек фазового фронта волны – центра и одного или нескольких сёдел, и имеет устойчивую топологическую структуру. На рис. 4.3 приведена схема вихря, образованного двумя сингулярными точками – центром и седлом [13].

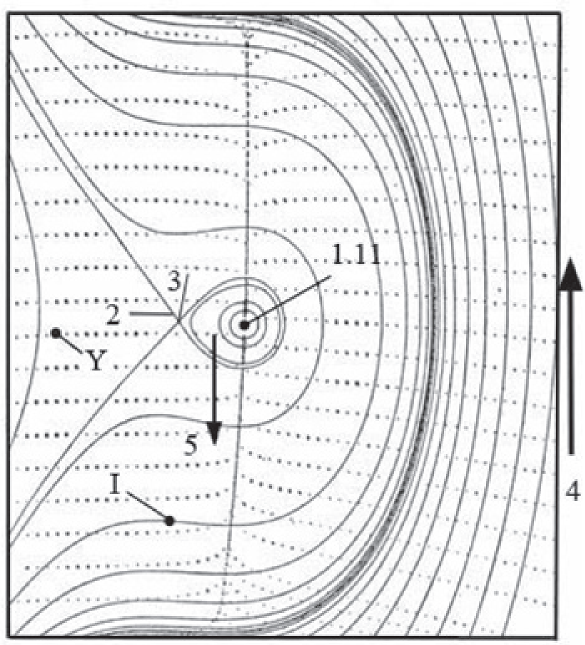


Рис. 4.3. Схема «простого» вихря из центра и одного седла [13]. Обозначения: 1 – центр, 2 – сепаратриса; 3 – седло; $I = Re\,I_c$; $Y = Im\,I_c$; 11 – узел реактивной интенсивности. Стрелка 4 показывает направление движения энергии от источника звука, стрелка 5 – движение в вихре между центром и седлом

На рис. 4.3 линии тока энергии обозначены сплошными линиями, линии тока реактивной компоненты – с помощью точек. Если линии тока энергии указывают на направление движения энергии, то линии тока реактивной компоненты указывают на распределение в пространстве плотности потенциальной энергии поля. Линейный размер области вихря ~ 0,2λ. Собственно сам вихрь – область, ограниченная сепаратрисой. Линии тока энергии, огибающие вихрь, занимают значительно большое пространство вокруг вихря, образуя пространство завихренности вектора плотности потока энергии. Если глобальное направление движения энергии указывает стрелка $\vec{I}$ (справа от рис. 4.3), то в области вихря между центром и седлом движение энергии имеет прямо противоположное направление (стрелка 5).

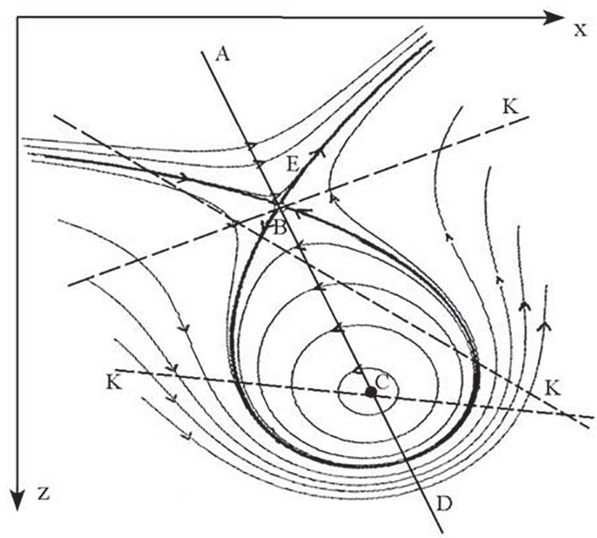


Рис. 4.4. Схема вихря. Стрелки на линиях тока энергии обозначают направление переноса энергии сигнала

На рис. 4.4 представлена более детальная схема вихря. Стрелками выделено направление движения энергии. Обозначения: центр вихря – точка С, седло – точка В. Седло находится в точке пересечения ветвей сепаратрисы. Точка С – центр является изолированной особой точкой. Между точками В и С направление течения энергии противоположно генеральному направлению тока энергии источника.

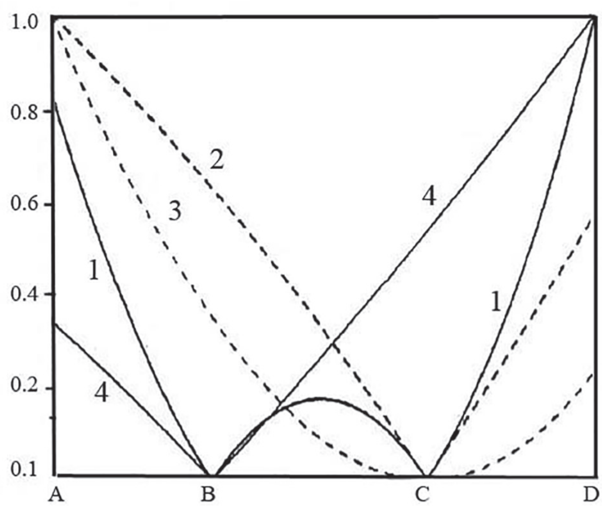


Рис. 4.5. Зависимость функций от расположения сингулярных точек. Обозначения: точка В – седло; С – центр. 1 – $I(r)$, 2 – $Q(r)$, 3 – $E_p(r)$, 4 – $E_k(r)$ [2]

На рис. 4.5 вдоль линии, проходящей через точки ABCD (рис. 4.4) показаны нормированные значения следующих функций: 1 – активной интенсивности $I(r)$; 2 – реактивной интенсивности $Q(r)$, 3 – потенциальной энергии $E_p(r)$; 4 – кинетической энергии $E_k(r)$. Рисунок взят из [2]. Из рис. 4.3–4.5 следует, что при «обтекании» потоком энергии вихря (область точки D) плотность линий тока энергии возрастает. В результате интерференции происходит перераспределение акустической энергии в области, окружающей локальный вихрь. Например, вблизи точки D скорость движения энергии превышает скорость переноса энергии вдали от вихря. Размерность интенсивности есть $\frac{Дж}{м^2 с}$. Вид размерности определяет физический смысл интенсивности – это есть скорость переноса плотности энергии. Портреты вихревого движения энергии зафиксированы в ближнем поле нескольких неподвижных источников [2, 13, 26–28]. В дальнем поле движущегося источника положение вихрей определялось по аномальному поведению скалярных и векторных функций акустического поля [17, 22].

4.2. ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ МЕЛКОГО МОРЯ

4.2.1. Математическая обработка векторного акустического сигнала

Для исследования динамики интерференционного процесса, включающего в себя как конструктивные, так и деструктивные области, в планируемом эксперименте была выбрана следующая схема математической обработки тонального сигнала. Взаимная статистическая обработка экспериментальных временных реализаций четырех компонент поля тонального сигнала $p(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$, являясь по существу корреляционным анализом данных (при сдвиге τ=0), основывалась на БПФ в частотном диапазоне и на преобразовании Гильберта на временном интервале. Исследовались автоспектры, взаимные спектры, разностно-фазовые соотношения, функции временной когерентности, компоненты ротора активной интенсивности, угол скольжения тока энергии относительно оси волновода.

Разности фаз между акустическим давлением и компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_{pV_i}(r,\omega) = arc\,tg\frac{\mathrm{Im}S_{pV_i}(r,\omega)}{\mathrm{Re}S_{pV_i}(r,\omega)}, \qquad (i = x, y, z) \tag{4.21}$$

и между компонентами колебательной скорости $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j$:

$$\Delta\varphi_{V_iV_j}(r,\omega) = arc\,tg\frac{\mathrm{Im}S_{V_iV_j}(r,\omega)}{\mathrm{Re}S_{V_iV_j}(r,\omega)}, \ (i, j = x, y, z), \quad i \neq j \tag{4.22}$$

где r – пространственная переменная; $S_{pV_i}\left(r,\omega\right)$ – взаимная спектральная плотность акустического давления и i-компоненты колебательной скорости; $S_{V_iV_j}\left(r,\omega\right)$ – взаимная спектральная плотность i- и j-компонент колебательной скорости.

Три компоненты функции временной когерентности для данной частоты ω_0, вычисленные через преобразование Гильберта, запишем в виде:

$$\Gamma_j(t) = \frac{\left\langle \tilde{p}(t)\tilde{V}_j^*(t)\right\rangle_t}{\sqrt{\left\langle \tilde{p}(t)\tilde{p}^*(t)\right\rangle_t \left\langle \tilde{V}_j(t)\tilde{V}_j^*(t)\right\rangle_t}} = \mathrm{Re}\,\Gamma_j(t) + i\,\mathrm{Im}\,\Gamma_j(t)\,, \quad j = x, y, z\,, \qquad (4.23)$$

где $\tilde{p}(t)$, $\tilde{V}_j(t)$ – аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости; здесь и далее i – мнимая единица; $j = x, y, z$; $<\ldots>_t$ – линейное усреднение по нескольким периодам монохроматического сигнала. Величины $\mathrm{Re}\Gamma_j\left(t\right)$ и $\mathrm{Im}\Gamma_j\left(t\right)$ представляют собой нормированные значения x-, y-, z-компонент плотности потока энергии: первая – отвечает за перенос энергии в волноводе; вторая – за локально связанную энергию поля. Переменные r и t равносильны. Выражения (4.21)–(4.23) в среднем справедливы и для случайного стационарного эргодического сигнала.

4.2.2. Моды и вихри

4.2.2.1. Условия проведения эксперимента

Для достижения наибольшей достоверности экспериментальных данных рассмотрим два эксперимента в реальном волноводе, который отвечает требованиям регулярного волновода мелкого моря [11, 14]. Эксперименты проведены в заливе Петра Великого Японского моря.

Измерения проводились с помощью векторно-фазовых комбинированных приемных систем и буксируемого излучателя. Представлены результаты двух экспедиций в августе–сентябре 2013 и 2014 гг. Расстояние контролировалось судовым радаром.

В первом эксперименте (август, 2013 г.) комбинированный приемник располагался на глубине 19 м, глубина места 34 м, излучатель находился на глубине 14 м. Декартовы оси координат комбинированного приемника располагались следующим образом: оси x и y – в горизонтальной плоскости; ось z – в вертикальной плоскости, в направлении поверхность–дно. Максимальное удаление судна 12800 м. Из рис. 4.6, А следует, что на исследуемой акватории скорость звука практически постоянна по всей толще волновода. Излучающее судно двигалось к приемной системе с постоянной скоростью 2 узла (1 м/с). Излучатель при буксировке постоянно находился в четвертой четверти x0y декартовой системы координат комбинированного приемника. Вектор плотности потока энергии сигнала составлял с осью y угол $\psi \leq 10°$. Излучался тональный сигнал частотой f_0 = 163 Гц. Время проведение протяжки с 12:15 ч по 15:15 ч (время местное). Пройденное расстояние легко определить, поскольку скорость протяжки в среднем равна 1 м/с. Для анализа экспериментальных данных выбраны два интервала протяжки. Длительность каждой временной реализации составляет 1700 с, пройденное расстояние равно 1700 м. Для первого временного интервала (13:15–13:45 ч) расстояние от источника до приемника менялось от ~9050 до ~7250 м, для второго (14:45–15:15 ч) – от ~ 3650 до ~ 1850 м. Схема протяжки источника звука частотой 163 Гц представлена на рис. 4.6.

Во втором эксперименте (сентябрь, 2014 г.) приемный модуль состоял из четырех комбинированных приемников, заключенных в общий обтекатель объемом ~ 3 м^3. Каждый приемник также находится в отдельном обтекателе. Двухзвенная подвеска и значительная присоединенная масса приемного модуля защищают приемник от вибраций и шумов обтекания (псевдозвука). Каждый комбинированный приемник представляет трехкомпонентный векторный приемник диаметром 180 мм с расположенными на его корпусе шестью гидрофонами. Приемники располагались в вертикальной плоскости в углах прямоугольника. Приемники 1–4 и 2–3 разнесены по горизонтали на расстояние 1,2 м; приемники 1–2 и 3–4 разнесены по вертикали на расстояние 0,67 м (рис. 4.6, А). При длине волны сигнала λ ~17 м дифракционного влияния приемников друг на друга не обнаружено.

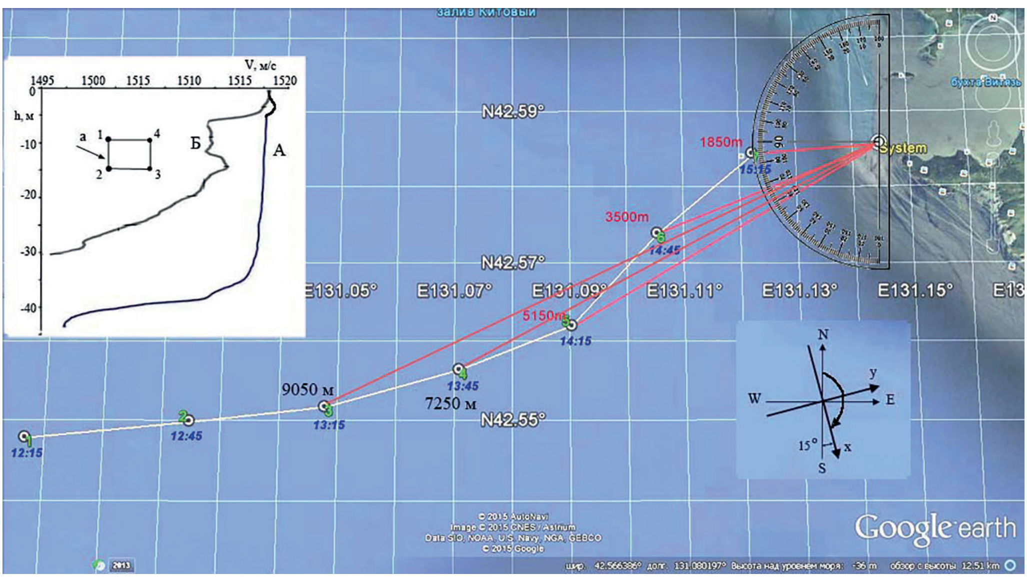


Рис. 4.6. Схема протяжки источника звука частотой 163 Гц. На врезке вверху показаны профили скорости звука: А – первый эксперимент, излучение 163 Гц; Б – второй эксперимент, излучение 88 Гц. а – положение комбинированной системы в волноводе. Размеры прямоугольника 1–4 не соответствуют масштабам рисунка. На врезке внизу – расположение осей векторного приемника $x0y$ относительно N. Приемник расположен в точке «System»

Декартовы оси координат x-, y-каналов всех векторных приемников находились в горизонтальных плоскостях и одинаково направлены; оси z-каналов лежат в вертикальной плоскости и направлены от поверхности к дну волновода. Излучалась частота 88 Гц. Судно двигалось по прямой со скоростью 1,5 м/с. Временной интервал протяжки составлял 200 с. Расстояние между источником и приемником менялось от ~700 до ~400 м. Излучатель во время протяжки находился в третьей четверти декартовой системы координат приемника. Азимутальный угол вектора плотности потока энергии сигнала составлял с осью x угол $\psi \leq 15°$. Исследования проводились в пределах одного района акватории залива Петра Великого Японского моря. Дно волновода ровное с небольшим уклоном в сторону открытой части залива с глубинами в пределах 30–42 м.

На данной акватории осадочные слои дна представлены песками различного гранулометрического состава: поверхностный слой – грубозернистыми песками, второй и третий слои – гравийно-галечными отложениями. Средние значения скорости продольной волны для осадочного слоя колеблются от 1575 до 1810 м/с, скорость поперечных волн – от 300 до 475 м/с. Максимальная мощность осадочного слоя составляет не более 50 м [15]. По условиям геологической структуры дна считаем, что реальный волновод мелкого моря соответствует характеристикам регулярного волновода. Метеорологическая обстановка на протяжении каждого из экспериментов не менялась: ветер ~ 2–3 м/с, поверхностное волнение слабое.

4.2.2.2. Движение энергии тонального сигнала в реальном волноводе мелкого моря

Первый эксперимент, f_0 = 163 Гц. В данном эксперименте вихри на глубине расположения приемника не обнаружены.

Исследования движения энергии тонального сигнала в волноводе основаны на анализе энергетических и фазовых характеристик акустического поля от времени и расстояния. Частота тонального сигнала f_0=163 Гц, длина волны λ = 9,3 м при скорости звука c_0 = 1520 м/с. В данном эксперименте азимутальный угол $\psi(t)$ вектора плотности потока энергии в горизонтальной плоскости составляет с осью y 0°–10°. Ось y совпадает с горизонтальной осью реального волновода. Будем рассматривать только y-компоненты исследуемых функций. Схему протяжки смотрите на рис. 4.6.

Исследовались следующие функции времени и расстояния, являющиеся компонентами тензора энергии-импульса: огибающая спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$ и огибающие мощности ортогональных компонент вектора колебательной скорости $S_{V_x^2}(t)$, $S_{V_y^2}(t)$, $S_{V_z^2}(t)$; разности фаз $\Delta\varphi_{pV_j}(t) = \varphi_p(t) - \varphi_{V_j}(t)$; реальные и мнимые части временной когерентности $\Gamma_j(t) = \mathrm{Re}\Gamma_j(t) + i\mathrm{Im}\Gamma_j(t)$; азимутальный угол $\psi(t)$ и угол скольжения тока энергии $\theta(t)$, *где j = x, y, z*. Переменные времени *t* и расстояния *r* считаются равноправными. Для удобства в тексте будем обозначать время протяжки символом *«t»*. Время *t* отсчитывается в секундах от начала записи эксперимента.

Рассмотрим движение акустической энергии тонального сигнала вдоль горизонтальной оси волновода в точке приема в зависимости от времени. На рис. 4.7 представлены результаты статистической обработки функций $S_{p^2}(t)$, $S_{V_y^2}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ и $\mathrm{Re}\Gamma_y(t)$ на первом временном интервале 13:15–13:45 ч. При t_1 = 2700 с расстояние от источника до приемника равно ~ 9000 м, t_2 = 4400 с соответствует расстоянию ~ 7200 м. Время усреднения данных Δt = 1 с. Пространственный интервал усреднения равен 1 м. На интервале 1700 м наблюдается рост уровня от времени на максимумах $S_{p^2}(t)$ и $S_{V_y^2}(t)$. Кривые огибающих давления $S_{p^2}(t)$ и *y*-компоненты колебательной скорости частиц среды $S_{V_y^2}(t)$ подобны, разность фаз $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ флуктуирует вблизи нуля, $\mathrm{Re}\Gamma_y(t) = +1{,}0$ (рис. 4.7). Из этого следует, что *p*(*t*) *и* $V_y(t)$ синфазны и в точке приема сигнала вдоль оси +*y* бежит плоская когерентная волна (вдоль горизонтальной оси волновода). В этом случае связь между давлением *p*(t) и *y*-компонентой колебательной скорости $V_y(t)$ определяется формулой $p(t) = \rho\gamma V_y(t)$, где γ – фазовая скорость нормальной волны [1]. Экспериментально этот факт отмечен также в [6, 16].

Из рис. 4.7 следует, что на данной глубине волновода вихрей вектора интенсивности нет. Если бы наблюдались вихри, то на рис. 4.7 в окрестности расположения вихря должны наблюдаться аномалии следующих функций: разность фаз $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ должна испытывать скачок на угол кратный 2π; $\mathrm{Re}\Gamma_y(t)$ при скачке фазы должна принимать значение равное –1.0. Поскольку перечисленные требования не выполняются, следовательно, вихрей вектора интенсивности на данной глубине волновода нет [7, 17]. Незначительные помехи на кривых $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ и $\mathrm{Re}\Gamma_y(t)$ вызваны, скорее всего, техническими причинами. Вид экспериментальной кривой $S_{p^2}(t)$ подобен теоретической кривой давления для случая интерференции двух близких мод. В данном случае мы имеем интерференционное акустическое поле с пространственным периодом $\Lambda_{12}=2\pi/\Delta æ_{12}$, равным ~ 550 м (временной интервал ~ 550 с). Разность горизонтальных компонент волновых чисел $\Delta æ_{12} = 10^{-2}м^{-1}$. Таким образом, эксперимент полностью согласуется с теорией нормальных волн для случая регулярного (идеального) волновода [11].

Рассмотрим движение энергии вдоль оси *z* на основе анализа функций: огибающей спектральной плотности мощности *z*-компоненты колебательной скорости $S_{V_z^2}(t)$, разности фаз между акустическим давлением и *z*-компонентой колебательной скорости $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \varphi_p(t) - \varphi_z(t)$, реальной части *z*-компоненты временной когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ и ее мнимой части $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$, угла скольжения $\theta(t)$ линии тока энергии относительно оси у в вертикальной плоскости *y*0*z* (ось у соответствует углу 90°) (рис. 4.8). Уровень $S_{V_z^2}(t)$ ниже уровня $S_{V_y^2}(t)$ на ~ (5–6) дБ, вид данных кривых различен (рис. 4.7, Б и 4.8, *А*). Наблюдается

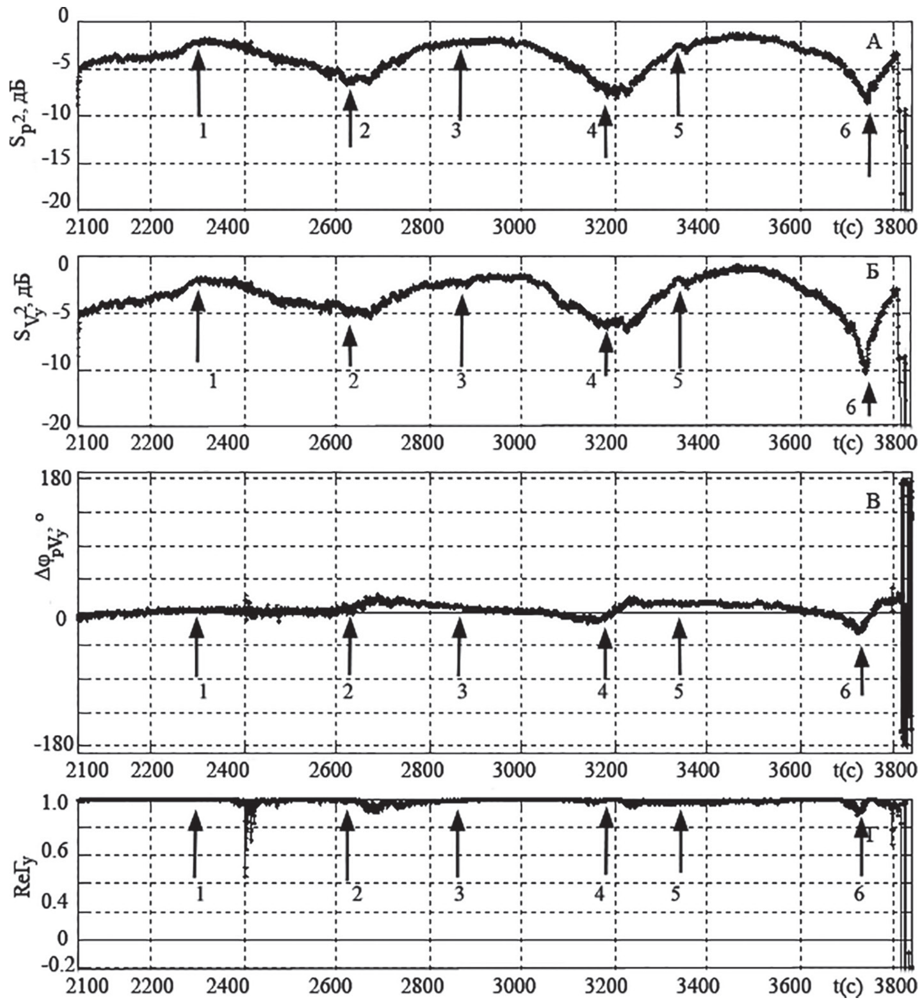


Рис. 4.7. Зависимость от времени (расстояния): А − огибающая давления $S_{p^2}(t)$; Б − огибающая y-компоненты скорости $S_{V_y^2}(t)$; В – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$, Г – y-компонента реальной части когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_y(t)$. f_0=163 Гц. Время усреднения Δt = 1 с

незначительный линейный рост уровня $S_{V_z^2}(t)$ от времени. Флуктуации $S_{V_z^2}(t)$ составляют не более 1,5 дБ.

Разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ должна быть равна $\pi/2$ на протяжении всей временной реализации, поскольку согласно теории нормальных волн вдоль оси z должно наблюдаться поле стоячих волн. На рис. 4.8, Б $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ флуктуирует относительно угла $\pi/2$, но эти флуктуации не имеют случайной природы, которые можно подавить при увеличении времени усреднения Δt, и детерминировано связаны с огибающей спектральной плотности давления $S_{p^2}(t)$ (рис. 4.7, А).

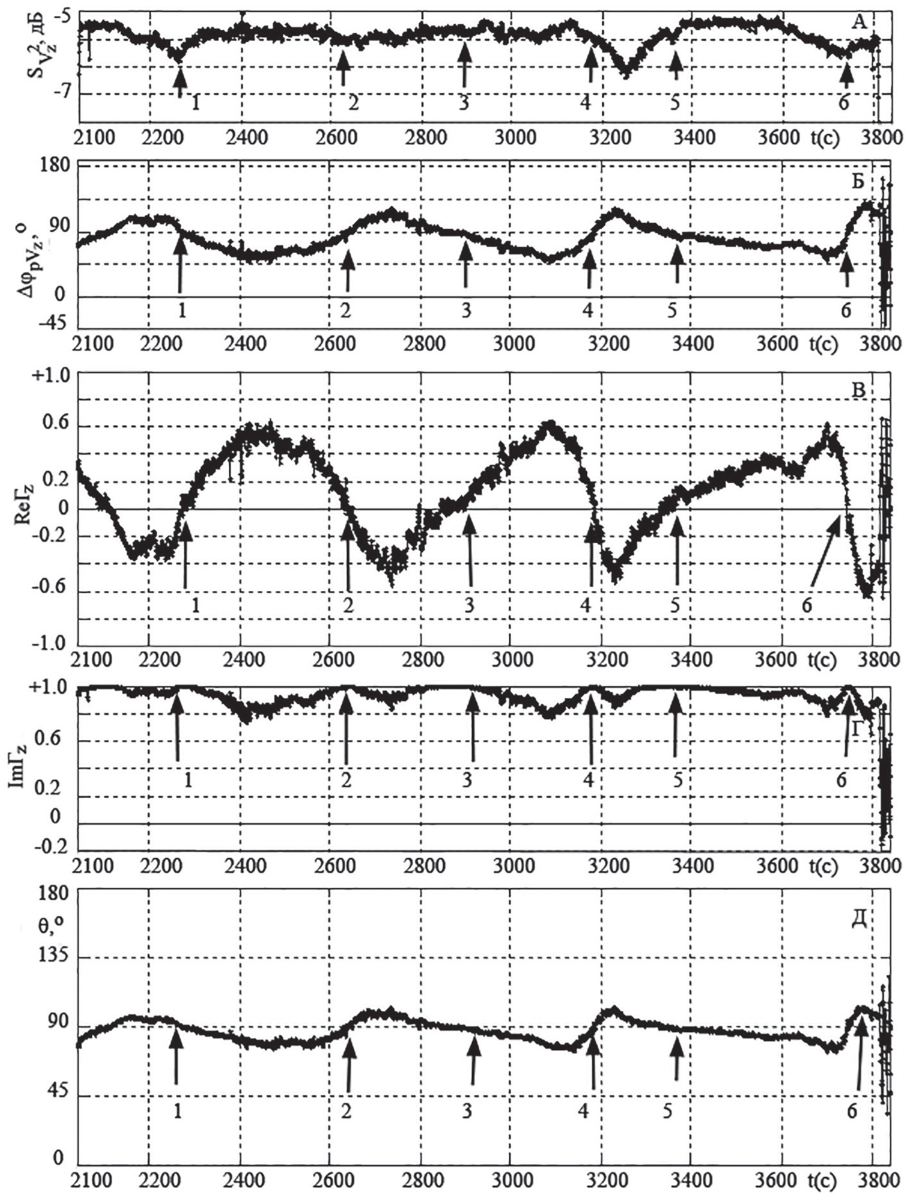


Рис. 4.8. Зависимость от времени: А – огибающая z-компоненты $S_{V_z^2}(t)$; Б – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$; В – реальная часть z-компоненты $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$; Г – z-компоненты мнимой части когерентности $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$; Д – угол скольжения $\theta(t)$. f_0=163 Гц. Время усреднения Δt = 1 с

Значения $\Delta\varphi_{pV_z}(t)=\pi/2$ тесно связаны с максимумами и минимумами $S_{p^2}(t)$ и особыми точками других функций.

На рис 4.7 и рис. 4.8 эта связь представлена номерами 1–6. Номера 1–6 соответствуют значениям $\Delta\varphi_{pV_z}(t)=\pi/2$ и, соответственно, $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ = 0 (рис. 4.8, Б, В). Номера 1, 3, 5 соответствуют изменению знака $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ с «–» на «+» при переходе через нуль. Эти номера находятся в области максимальных значений *p*(*t*) *и* $V_y(t)$. Номера 2, 4, 6 (области минимальных значений *p*(*t*) *и* $V_y(t)$) соответствуют переходу через нуль $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ с «+» на «–». Согласно работам [5–7, 20–22] переход $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ через нуль с изменением знака, при минимальных значениях p(*t*), есть один из признаков вихря. Невыполнение признаков наличия вихрей (рис. 4.7) для $\Delta\varphi_{pV_ó}(t)$ и $\mathrm{Re}\Gamma_y(t)$ указывает на существование завихренности на данной глубине.

Физический смысл $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ – это нормированный поток энергии в направлении оси *z*. При $\Delta\varphi_{pV_z}<\pi/2$ $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)>0$, поток энергии течет от поверхности к дну по оси +*z*; при $\Delta\varphi_{pV_z}>\pi/2$ $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)<0$ – течет вверх по оси –*z* [формула (4.21)].

Представим $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ в виде суммы двух углов π/2 и некоторой флуктуирующей добавки ±*α*(*t*), т.е. $\Delta\varphi_{pV_z}(t)=\pi/2\pm\alpha(t)$. В стоячей волне вдоль оси *z* должны выполняться условия $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ = 0, $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ = 1.0 $\Delta\varphi_{pV_z}(t)=\pi/2$ и *α*(*t*) = 0°. Эти требования теории выполняются частично. Периодически флуктуации *α*(*t*) достигают величин *α*(*t*) ≤ ±45° (рис. 4.8, Б). При этом $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ достигает значений от -0.4 до +0.6. Таким образом, в вертикальной плоскости вдоль вертикальной оси *z* наблюдается знакопеременный поток энергии сигнала при существующей системе стоячих волн. В областях (номера 1–6), в которых $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ равно или близко к нулю, вертикальный поток энергии отсутствует. В этих областях переноса энергии вдоль оси *z* нет, $\Delta\varphi_{pV_z}(t)=\pi/2$, что соответствует стоячей волне. Это полностью согласуется с поведением функции $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ (рис. 4.8, Г). Значения функции $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ =+1.0 указывают на отсутствие переноса энергии сигнала вдоль оси *z*. На временной реализации длительностью 1700 с (расстояние 1700 м) значительнуюая часть времени $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)\approx$+1.0. Однако требования теории выполняются не всюду, так как возникают квазипериодические знакопеременные не скомпенсированные по оси *z* потоки энергии сигнала. Период флуктуаций $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$, *θ*(*t*) составляет ~ 560 с, что практически совпадает с периодом флуктуаций $S_{p^2}(t)$ и $S_{V_y^2}(t)$, равным ~ 550 с.

Движение энергии сигнала вдоль оси волновода (оси y) в вертикальной плоскости *y*0*z* определяется углом скольжения *θ*(*t*) линии тока энергии. Угол скольжения *θ*(*t*) отсчитывается от оси z. Значение угла *θ*(*t*), равное 90°, означает, что линия тока энергии горизонтальна. Результирующая компонента интенсивности $\mathbf{I}_{yz}=\mathbf{j}I_y(t)+\mathbf{k}I_z(t)$ в вертикальной плоскости *y*0*z*, являясь касательной к линии тока энергии, испытывает квазипериодические отклонения от горизонтальной оси волновода. В данном случае эти отклонения составляют не более ±15°. Итак,

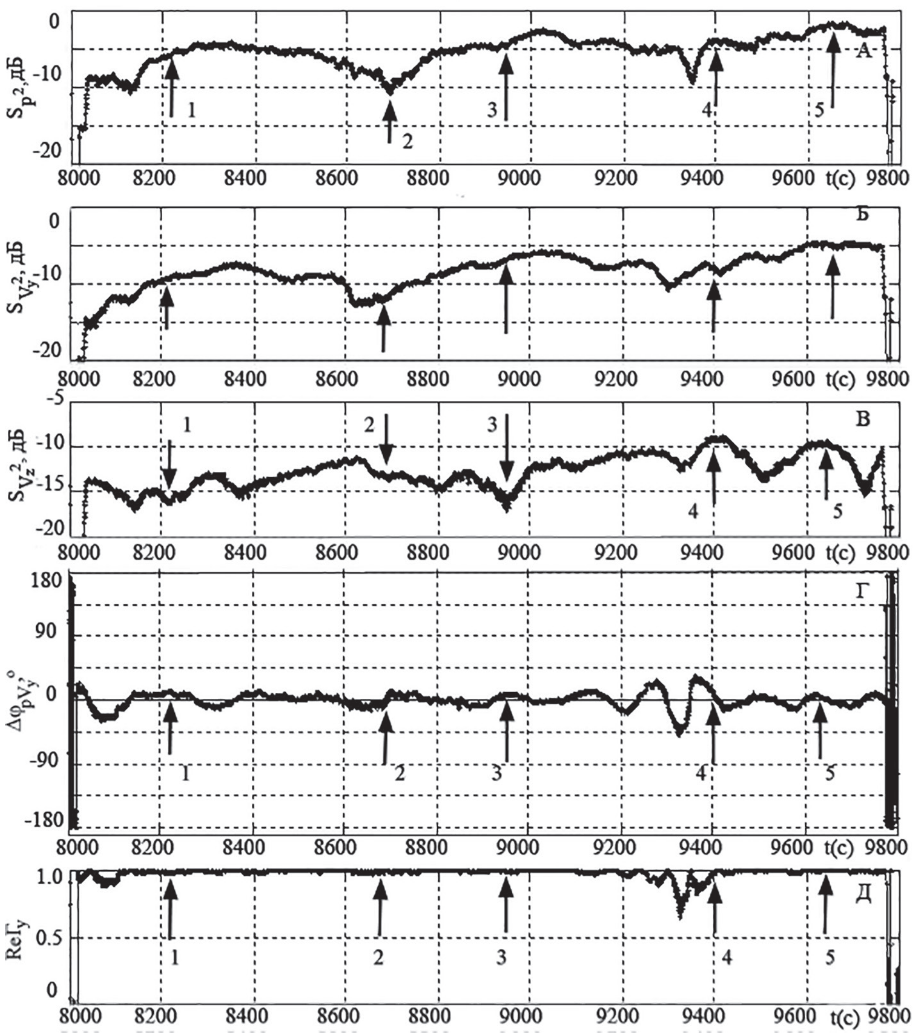


Рис. 4.9. Зависимость от времени (расстояния): А − огибающая давления $S_{p^2}(t)$; Б − огибающая y-компоненты скорости $S_{V_y^2}(t)$; В − огибающая z-компоненты скорости $S_{V_z^2}(t)$; Г − разность фаз $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$; Д – реальная часть y-компоненты $\mathrm{Re}\Gamma_y(t)$. f_0=163 Гц. Время усреднения Δt = 1 с

данный эксперимент показывает, что требования теории нормальных волн выполнены частично.

Рассмотрим результаты эксперимента на второй временной реализации 14:45–15:15 ч. Источник излучения также находится в четвертой четверти координат комбинированного приемника, ближе к оси y. Существенно изменилось расстояние до приемника, теперь оно меняется в пределах от ~ 3500 м (при t = 8000 с) до ~ 1850 м (при t = 9800 с) (рис. 4.6).

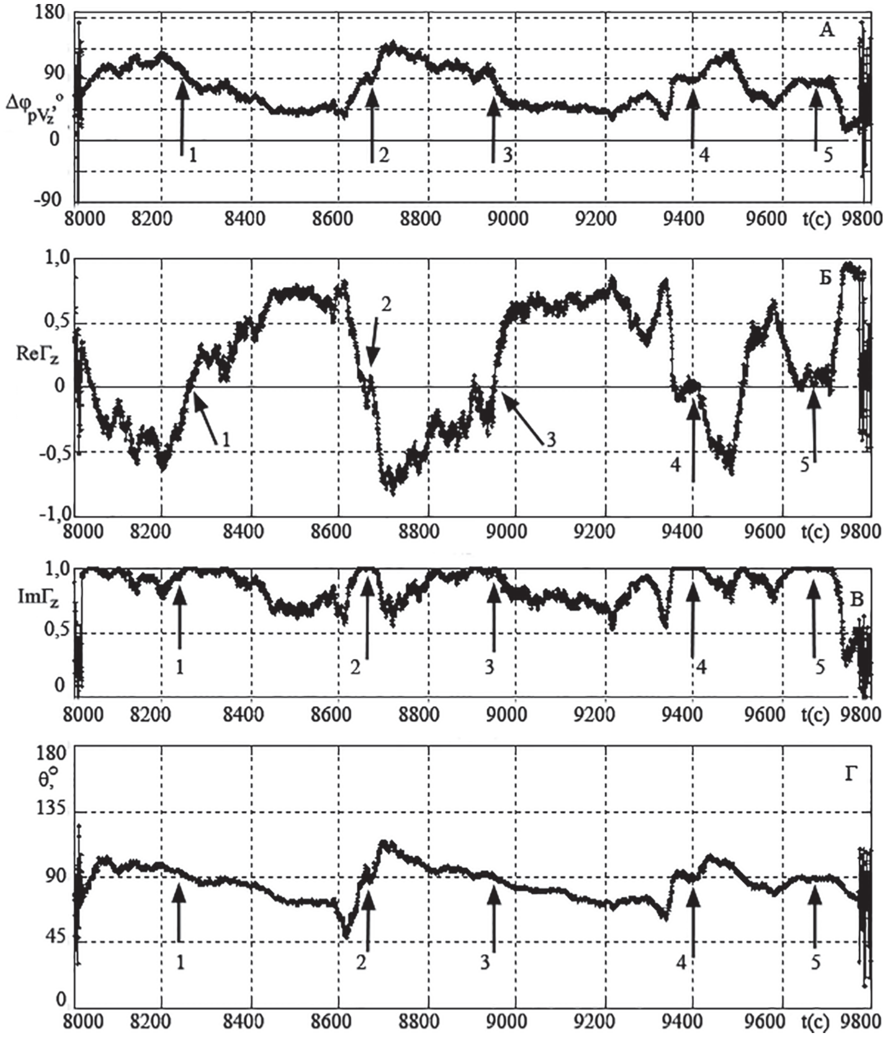


Рис. 4.10. Зависимость от времени: А – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$; Б – реальная часть z-компоненты $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$; В – мнимая часть z-компоненты в $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$; Г– угол скольжения $\theta(t)$. f_0=163 Гц. Время усреднения Δt = 1 с

На рис. 4.9, 4.10 представлены те же функции, что и на рис. 4.7, 4.8. Из рис. 4.9, А, Б следует, что огибающие акустического давления $S_{p^2}(t)$ и у-компоненты колебательной скорости $S_{V_y^2}(t)$ подобны и синфазны. Огибающая $S_{V_z^2}(t)$ имеет другую зависимость от t. Рост уровня кривых $S_{p^2}(t)$, $S_{V_y^2}(t)$, $S_{V_z^2}(t)$ на расстоянии 1700 м составляет ~5 дБ. Как и в первом эксперименте аномалий, связанных с вихревыми структурами, на рис. 4.9 не наблюдается, поскольку $\Delta\varphi_{pV_y}(t) \approx 0°$ и $\mathrm{Re}\Gamma_y(t)$ = +1.0 на большей части временного интервала 1700 с. Следовательно, вдоль оси волновода (ось y) энергия сигнала переносится плоской волной. На интервалах 8000–8100 с и 9200–9400 с наблюдаются аномалии $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ и Re$\Gamma_y(t)$, которые, скорее всего, вызваны вихрями расположенными на других глубинах [22]. Движение энергии вдоль оси z идентично первому эксперименту (рис. 4.8, 4.10). Особые точки обозначим номерами 1–5. Как следует из рис. 4.10, А, $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ флуктуирует относительно π/2. Размах флуктуаций достигает величин ± π/4. Из сравнения рис. 4.8, Б и рис. 4.10, А следует, что $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ испытывает более продолжительные флуктуации. Однако характер явления в обоих случаях совпадает. Как и в первом случае, запишем выражение для $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ в виде $\Delta\varphi_{pV_z}(t)=\pi/2\pm\alpha(t)$. Номера 1–5 соответствуют $\Delta\varphi_{pV_z}(t)=\pi/2$, Im$\Gamma_z(t)$ = +1.0, Re$\Gamma_z(t)$ = 0. Как и в первом случае, номера 1, 3, 5 соответствуют максимальным значениям $S_{p^2}(t)$, в этих точках Re$\Gamma_z(t)$ переходит через нуль с изменением знака с «–» на «+»; номера 2, 4 соответствуют меньшим значениям $S_{p^2}(t)$, в этих точках Re$\Gamma_z(t)$ проходит через ноль с изменением знака с «+» на «–». Период флуктуаций $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, Re$\Gamma_z(t)$, $\theta(t)$ равен 665 с; для $S_{p^2}(t)$, $S_{V_y^2}(t)$ период флуктуаций равен ~ 588 с. Интерференционные кривые $S_{p^2}(t)$ и $S_{V_y^2}(t)$ на рис. 4.9, А есть результат интерференции не только первых, но и высших мод, поскольку расстояние между излучателем и приемником значительно сократилось. Тем не менее периоды флуктуаций в первом и втором случаях соизмеримы.

Знакопеременная функция Re$\Gamma_z(t)$ достигает значений в пределах ±0.8 с пространственным периодом ~ 665 м. На интервале от номера 1 до номера 5 мнимая часть Im$\Gamma_z(t)$ достигает значения +1.0 (в тех точках, в которых Re$\Gamma_z(t)$ = 0) и до ~ 0.8 (при Re$\Gamma_z(t) \neq 0$). Таким образом, в точках 1–5 и их окрестности время от времени наблюдается поле стоячих волн. Нескомпенсированные потоки энергии сигнала вдоль оси z искажают эту структуру в большей или меньшей степени. Кривая угла скольжения $\theta(t)$ тока энергии сигнала флуктуируют относительно горизонтальной оси волновода. Максимальное отклонение угла $\theta(t)$ от горизонта в сторону дна достигает 45° (рис. 4.10, Г). Флуктуации $\vec{I}_{yz}=\vec{j}I_y(t)+\vec{k}I_z(t)$ относительно горизонта волновода более значительны, чем в первом случае.

Итак, в дальнем поле источника при отсутствии локальных вихрей на глубине приемника в волноводе мелкого моря теория нормальных волн и эксперимент совпадают вдоль горизонтальной оси волновода. В вертикальной плоскости вдоль оси z, наряду с полем стоячих волн, периодически возникают знакопеременные вертикальные потоки энергии сигнала. Механизм явления связан с величиной расстояния между источником и приемником. Влиянием подводного окружающего шума на результат эксперимента можно пренебречь, так как отношение сигнал/шум составляет 15–20 дБ.

Второй эксперимент, f_0 = 88 Гц. Излучающее судно движется по прямой к приемной системе в интервале расстояний от ~ 700 до ~400 м, скорость судна 1,5 м/с. Источник излучения находится в третьей четверти декартовой системы координат приемника. Азимутальный угол вектора интенсивности сигнала составляет с осью x угол ~15°, частота излучения 88 Гц, λ = 17 м при c = 1510 м/с. Исследуются те же функции, что и в первом эксперименте. Время усреднения 1 с. Пространственный интервал усреднения равен 1,5 м. Считаем ось *x* совпадающей с горизонтальной осью волновода.

На рис. 4.11 представлены огибающие трех компонент спектральной плотности мощности акустического поля: $S_{p^2}(t)$, $S_{V_x^2}(t)$, $S_{V_z^2}(t)$. Все характеристики по оси y идентичны характеристикам по оси x, поэтому они в статье не приводятся. По мере приближения судна к приемнику спектральный уровень акустическо-

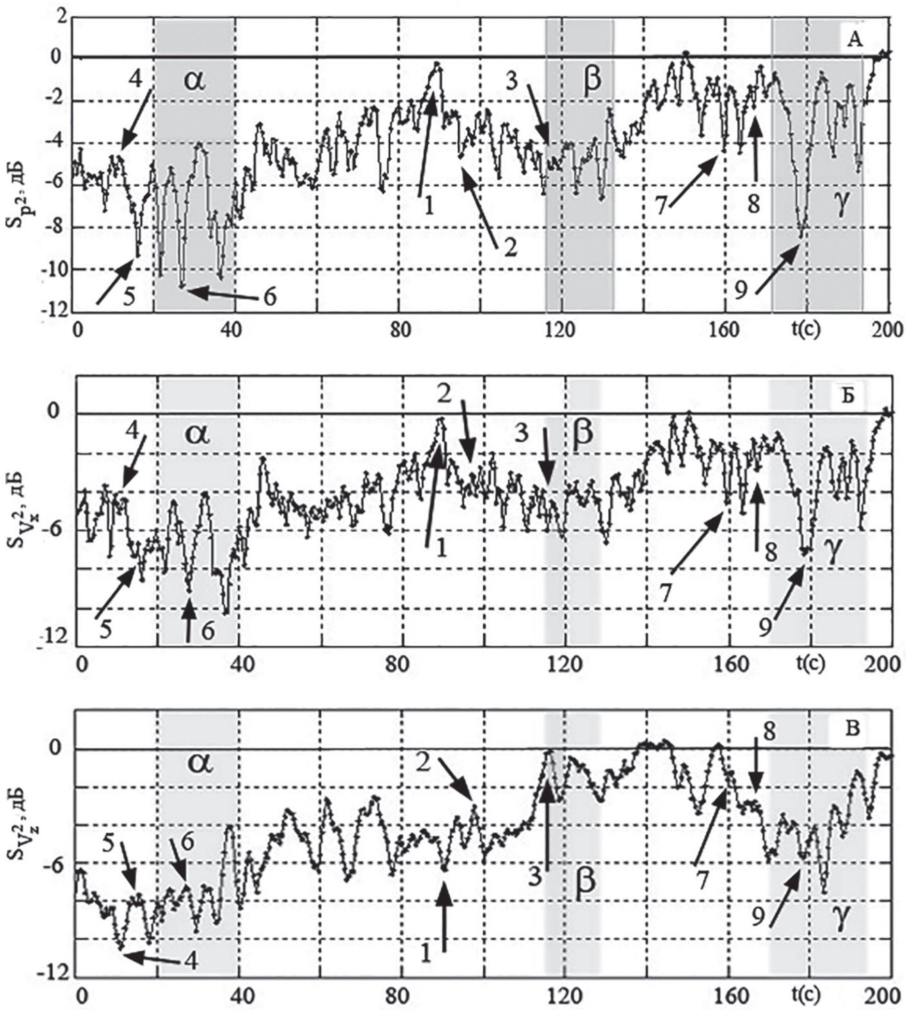


Рис. 4.11. Зависимость от времени: А – огибающая акустического давления $S_{p^2}(t)$; Б, В – огибающие мощности $S_{V_x^2}(t)$ и $S_{V_z^2}(t)$ соответственно. Время усреднения 1 с. Полоса частот (88±1) Гц. Уровень децибел выбран произвольно

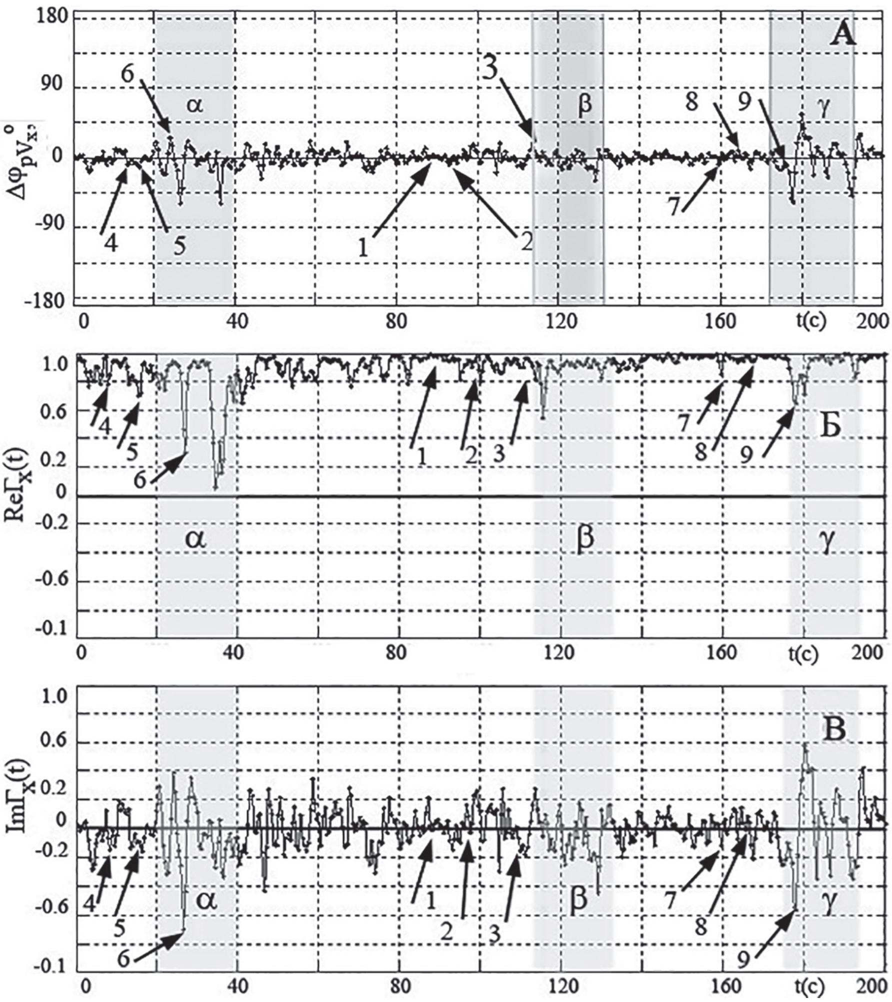


Рис. 4.12. Зависимость от времени: А – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; Б – x-компоненты реальной части $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$; В – x-компонента мнимой части $\mathrm{Im}\Gamma_x(t)$. Время усреднения 1 с. Полоса частот (88±1) Гц

го давления и колебательной скорости растет: на ~ (5–6) дБ в области максимальных и на ~2 дБ в области минимальных уровней.

Кривые огибающих давления $p(t)$ и x-компоненты колебательной скорости $V_x(t)$ аналогичны, огибающая z-компоненты колебательной скорости $V_z(t)$ имеет другую зависимость от времени (рис. 4.11). Интерференционные минимумы р(t) и $V_x(t)$ на временных интервалах α, β, γ связаны с деструктивной интерференцией (темное поле). Области подъема уровней принадлежат области конструктивной интерференции (белое поле). В областях конструктивной интерференции

$\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0°$, $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) \approx +1.0$, $\mathrm{Im}\Gamma_z(t) \approx 0$, т.е. p($t$) и $V_x(t)$ синфазны (рис. 4.12). Вывод, вдоль оси волновода в области конструктивной интерференции энергия сигнала переносится плоской когерентной волной, как и в первом эксперименте (рис. 4.7, 4.9), т.е. условие теории нормальных волн выполняется и в данном волноводе.

На рис. 4.12 в областях деструктивной интерференции *α, β*, *γ* в точках 6, 3, 9 находятся центры локальных вихрей [17, 22]. Диаметр локального вихря не превышает 0.1 λ, т.е. величины ~ 1.7 м. Как показано в [17], в интервалах *α* и *γ* находятся вихри, колеблющиеся относительно центра комбинированного приемника, поэтому флуктуации функций $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$, $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ и значительные «провалы» уровней p(t) и $V_x(t)$ видны на рис. 4.12 при времени усреднения, равном 1 с. Время усреднения 1 с велико, чтобы увидеть детально микроструктуры локального вихря. В области *β* находится «неподвижный» вихрь, который возможно обнаружить только при времени усреднения ≤ 0.05 с. Вихри в областях *α, β*, *γ* занимают следующие интервалы времени: $\Delta T_\alpha = 12$ с, $\Delta T_\beta = 1$ с, $\Delta T_\gamma = 4$ с. Рассмотрим z-компоненты акустического поля – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ и z-компоненты реальной и мнимой частей функции временной когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ и $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ (рис. 4.13). В первом эксперименте $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ флуктуирует относительно угла π/2 и флуктуации не превышали величины ±π/4 (рис. 4.8, 4.10). В данном случае $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ испытывает во времени постоянный линейный набег разности фаз (рис. 4.13, А). Временной период линейного набега разности фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ на угол 2π происходит за время ~ 80 с. В результате функции $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ и $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ имеют знакопеременную почти-периодическую структуру от времени (расстояния), поскольку $\mathrm{Re}\Gamma_z(t) \sim cos\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, но $\mathrm{Im}\Gamma_z(t) \sim sin\Delta\varphi_{pV_z}(t)$. Кривая $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ сдвинута относительно $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ на четверть периода. При углах -90º< $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ <90º косинус угла положителен и $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)>0$; при углах 90º< $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ <-90º косинус угла отрицателен и $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)<0$. На рис. 4.8, 4.10 (первый эксперимент) и рис. 4.13 (второй эксперимент) поведение функций $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ аналогично. Положительным значениям $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ соответствует перенос энергии сигнала от поверхности к дну (в направлении оси +z); отрицательным – от дна к поверхности. Таким образом, подобно первому эксперименту (рис. 4.7–4.10) вдоль оси *z* наблюдается знакопеременный поток энергии сигнала. Рассмотрим временной интервал от т. 4 до т. 7, который представляет собой два полных периода с набегом разности фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = 4\pi$ (рис. 4.13). Максимальным значениям $\mathrm{Re}\Gamma_z(t) \approx \pm 1.0$ соответствуют $\Delta\varphi_{pV_z}(t) \approx 0°$ и $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \pm 180°$. Области нулевых значений $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ соответствуют точки 1, 3, 4, 6, 7, 9, в которых $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \pm\pi/2$ (рис. 4.13, А). Точка 1 соответствует максимальному значению $S_{p^2}(t)$. В этой точке $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = -\pi/2$, $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ проходит через нуль с изменением знака с «-» на «+». Точка 3 соответствует минимальному значению $S_{p^2}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = +\pi/2$, $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ меняет знак с «+» на «-». В интервале времени между точками 4 и 6, 6 и 1, 1 и 3, 3 и 7, 7 и 9 $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ достигает максимального значения ±1.0. Весь этот процесс для $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ полностью совпадает с первым экспериментом, но $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ подчиняется другой закономерности.

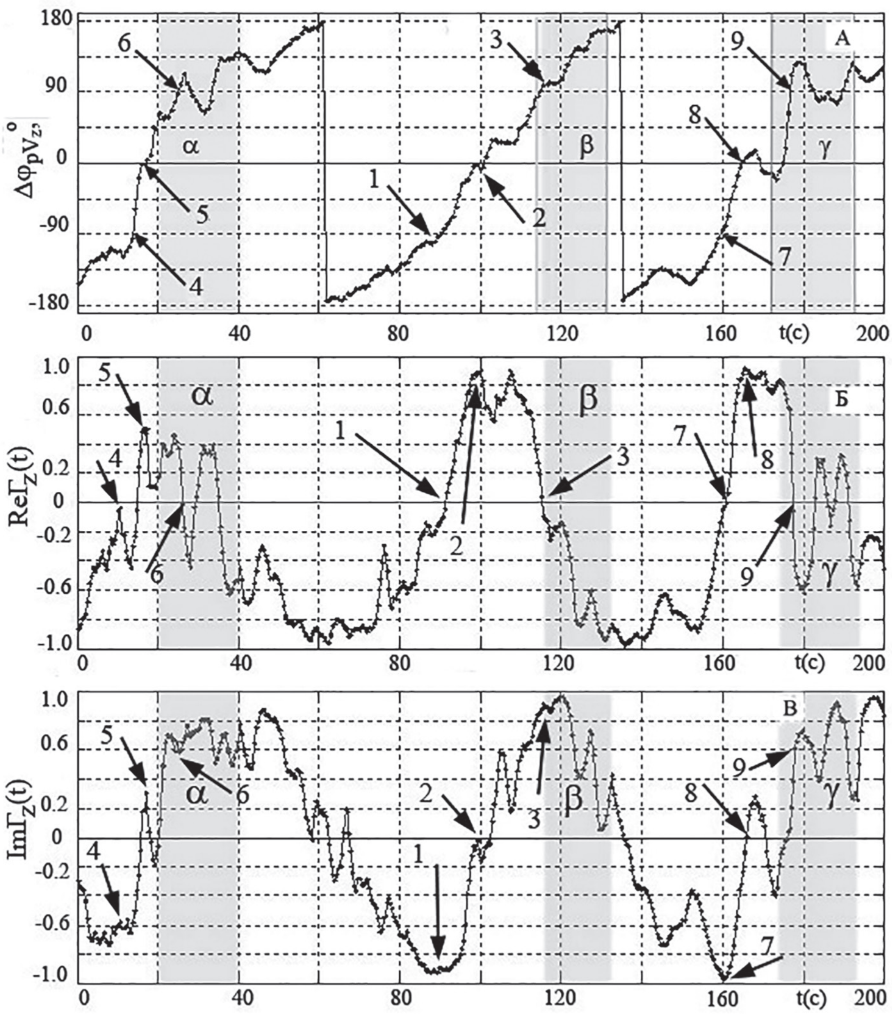
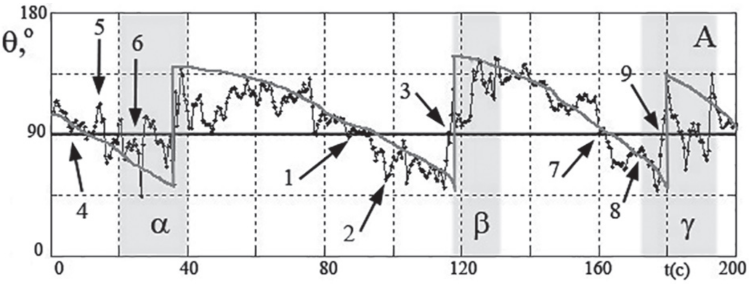


Рис. 4.13. Зависимость от времени: А – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$; Б – z-компонента реальной части $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$; В – z-компонента мнимой части $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$. Время усреднения 1 с

Если в первом эксперименте $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ оставалась всегда положительной (рис. 4.8, Г и рис. 4.10, В), то в данном эксперименте $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ имеет почти-периодическую синусоидальную знакопеременную зависимость от времени. В точках 1, 3, 4, 6, 7, 9 $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ достигает своих максимальных значений ~±1.0 (рис. 4.13, В).

Линия тока энергии сигнала вдоль оси волновода в вертикальной плоскости x0y определяется углом скольжения $\theta(t)$ (рис. 4.14). Скачки угла $\theta(t)$ на π/2 в окрестности трех локальных вихрей α, β, γ согласуются с теоретической кривой (сплошная линия), взятой из [12]. Экспериментальная кривая $\theta(t)$ функци-



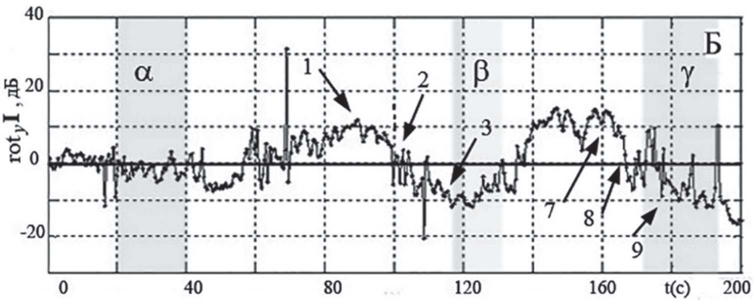


Рис. 4.14. Зависимость от времени: А – угол скольжения тока энергии $\theta(t)$; Б – y-компонента ротора $rot_y\vec{I}(t)$. Частота 88 Гц, время усреднения 1 с. Угол θ = 90° соответствует оси x

онально связана (согласно т.т. 1–3) с ранее рассмотренными характеристиками (рис. 4.11–4.13). Компонента вектора интенсивности $\vec{I}_{xz} = \vec{i}I_x(t) + \vec{k}I_z(t)$, которая является касательной к кривой $\theta(t)$, также отклоняется от оси x в окрестности локальных вихрей, что порождает завихренность поля вектора интенсивности. В результате «обтекания» вихрей потоками акустической энергии сигнала возникает завихренность вектора плотности потока энергии с отличной от нуля z-компонентой потока энергии. Таким образом, наличие вихревой структуры «деформирует» линии тока акустической энергии, что приводит к возникновению завихренности потоков энергии с отличными от нуля горизонтальными компонентами ротора вектора интенсивности [6, 7, 22]. Степень завихренности в данном случае определяется y-компонентой ротора вектора интенсивности $rot_y\vec{I}(t)$ (рис. 4.14, Б). Все исследуемые характеристики поля являются детерминированными функциями и связаны между собой. Знак ротора противоположен знаку $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ [см. формулы (4.6)]. Положительному значению ротора отвечает движение энергии против часовой стрелке (поляризация движения частиц среды положительна), отрицательному – по часовой стрелки (поляризация движения частиц среды отрицательна). Рассмотрим взаимную связь функций (рис. 4.11–4.14). В точке 1 $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$= 0, $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ = -1.0, $rot_y\vec{I}(t) > 0$. В точке 2 $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$= +1.0, $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ = 0, $rot_y\vec{I}(t)$ = 0. В точке 3 $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ = 0, $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ = +1.0, $rot_y\vec{I}(t) < 0$. В точке 7 Re$\Gamma_z(t)$= 0, Im$\Gamma_z(t)$ =-1.0, $rot_y\vec{I}(t)$ > 0. В точке 8 Re$\Gamma_z(t)$=+1.0, Im$\Gamma_z(t)$ = 0, $rot_y\vec{I}(t)$ =0.

Таким образом, в поле завихренности энергия «течет» через цепочку вихрей различных знаков. Пересечения вектором $\vec{I}_{xz}(t)$ оси волновода (точки 1, 3, 7, 9) соответствуют максимальным значениям ротора при этом Re$\Gamma_z(t)$ = 0, Im$\Gamma_z(t)$ = ±1.0. Заметим, что кривые $\theta(t)$ первого и второго экспериментов аналогичны (рис. 4.10, Г и 4.14, А). Из этого следует, что в первом эксперименте на соседних с приемником глубинах должны быть локальные вихри, т.е. завихренность существует по всей толщине волновода.

4.2.2.3.Статистический анализ данных первого и второго экспериментов

Проведенный анализа экспериментальных данных на основе детерминированных функций (согласно пунктам 4.1.2 и 4.2.1) дает детерминированный механизм переноса энергии сигнала в волноводе мелкого моря. Экспериментальные данные представляют собой временные ряды случайных функций $p(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$. Считаем случайное акустическое поле стационарным и эргодическим, искомые функции независимыми с гауссовской статистикой, проведем статистический анализ данных [3].

Рассмотрим гистограммы плотности вероятности $P(\varphi_y)$, $P(Re\Gamma_y)$, $P(Im\Gamma_y)$, $P(\varphi_z)$, $P(Re\Gamma_z)$, $P(Im\Gamma_z)$ для следующих функций первого эксперимента: $\Delta\varphi_{pV_j}(t)$, Re$\Gamma_j(t)$, Im$\Gamma_j(t)$, где $j = x, y, z$. На рис. 4.15, 4.16 представлены гистограммы движения энергии тонального сигнала 163 Гц. Характер движения в горизонтальной плоскости указывает на высокую вероятность наблюдения горизонтального потока энергии сигнала: для $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ порядка (0.8–0.9) в интервале значений (0°±8°); для Re$\Gamma_y(t)$ ≈ +1.0 составляет (0.8–0.9); Im$\Gamma_y(t)$ ≈ 0 с вероятность ~ (0.7–0.8) (рис. 4.15).

Статистический анализ показывает, что в вертикальной плоскости вдоль оси z существование поля стоячих волн и знакопеременного потока энергии равновозможны, т.е. в вертикальной плоскости наблюдается одновременно наложение бегущих и стоячих волн. Распределение плотности вероятности несимметричны (рис. 4.16). Превалируют потоки энергии, идущие сверху вниз (поверхность–дно). Вероятность $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ в области (90±10°) не более (0,23 – 0,35); Im$\Gamma_z(t)$ при равенстве ≈ +1.0 может достигать значений ~0.7; Re$\Gamma_z(t)$ занимает интервал от -0.8 до +0.8, в результате вероятность для Re$\Gamma_z(t)$ = +(0.0–0.8) колеблется от 0.6 до 0.7.

Теория нормальных волн [11, 14] показывает, что вертикальный поток энергии сигнала в идеальном волноводе Пекериса должен быть равен нулю. Эксперимент указывает на обратное, несмотря на то что при выборе реального волновода он оценивался как регулярный волновод.

Статистический анализ второго эксперимента (частота 88 Гц) не противоречит результатам первого эксперимента (рис. 4.17, 4.18). Горизонтальная

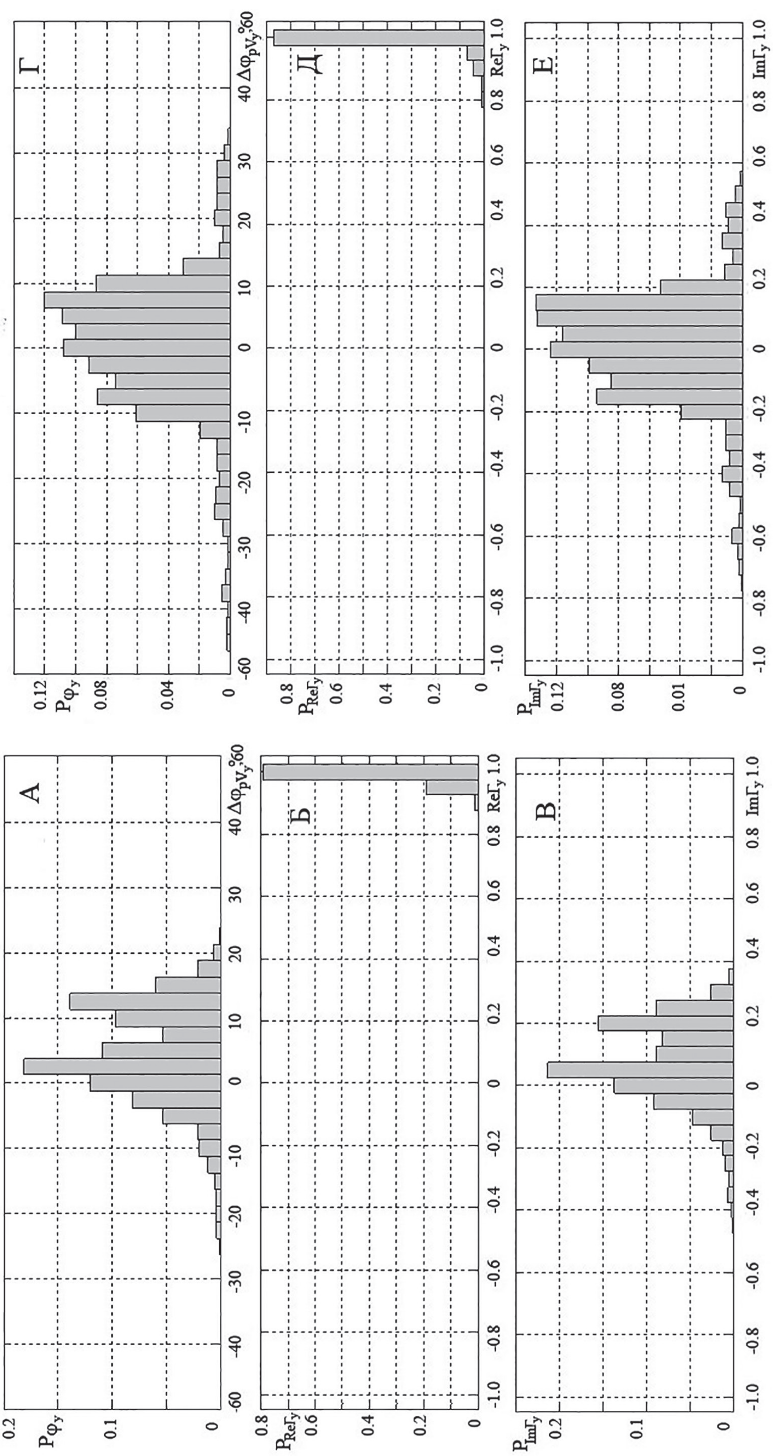


Рис. 4.15. Гистограммы плотности вероятности горизонтальных характеристик акустического поля. А, Б, В – дистанция 9050–7250 м; Г, Д, Е – 3650–1850 м. А, Г – гистограммы $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$; Б, Д – $\mathrm{Re}\Gamma_y(t)$; В, Е – $\mathrm{Im}\Gamma_y(t)$. Время усреднения 1 с. Время накопления 1700 с. Частота тонального сигнала 163 Гц

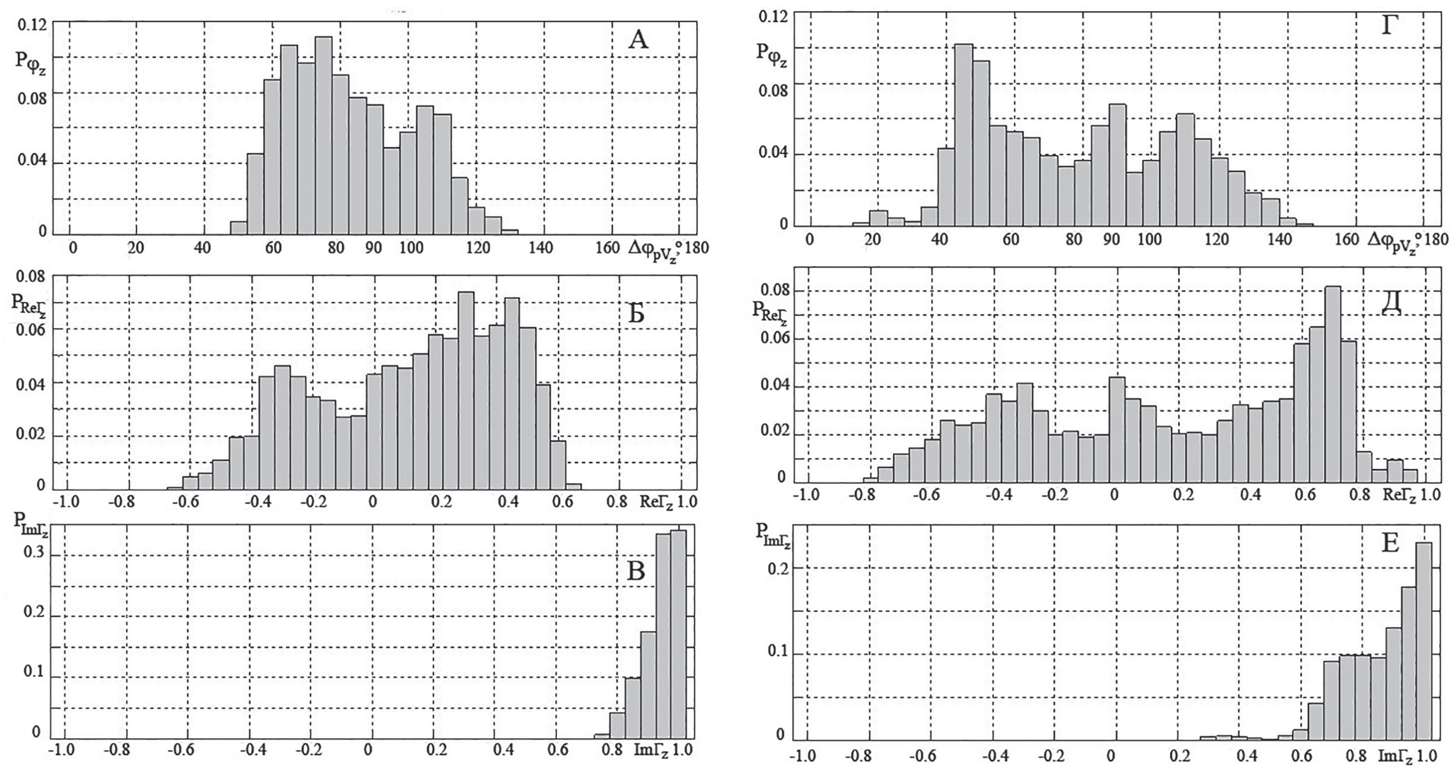


Рис. 4.16. Гистограммы плотности вероятности вертикальных характеристик акустического поля. А, Б, В – дистанция 9050–7250 м, Г, Д, Е – 3650–1850 м. А, Г – гистограммы $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$; Б, Д – $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$; В, Е – $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$. Время усреднения 1 с. Время накопления 1700 с. Частота тонального сигнала 163 Гц

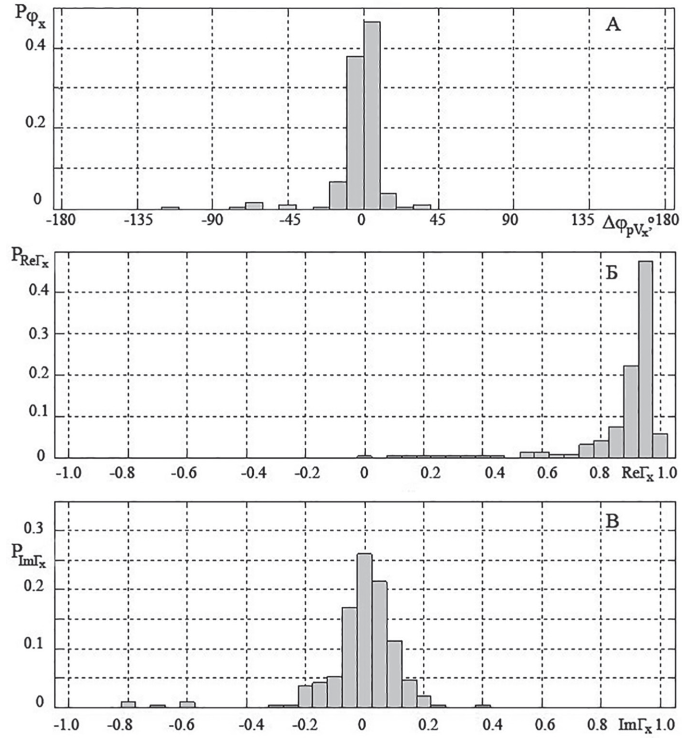


Рис. 4.17. Гистограммы плотности вероятности горизонтальных характеристик акустического поля при наличии трех локальных вихрей в волноводе. Гистограммы: А – $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, Б – $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$; В – $\mathrm{Im}\Gamma_x(t)$. Время усреднения 1 с. Время накопления 200 с. Частота тонального сигнала 88 Гц

разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \approx 0°$ с вероятностью ~0,9; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ в интервале +(0,9–1,0) и $\mathrm{Im}\Gamma_x(t)$ в интервале +(0,0±0,2) с вероятностью 0,8 указывают на движение энергии тонального сигнала вдоль оси волновода. Гистограммы вертикальных компонент поля $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ и $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ несимметричны, вертикальный поток «дно–поверхность» превалирует над «поверхность–дно», пики плотности на значениях -0.4 и +0.7 составляют ~ 0.05, распределение близко к равномерному.

Итак, первый и второй эксперименты согласуются с теорией нормальных волн в вопросе переноса энергии вдоль горизонтальной оси волновода мелкого моря. В поперечном направлении наряду со стоячими волнами обнаружены знакопеременные потоки энергии сигнала, связанные с завихренными потоками энергии из-за локальных вихрей.

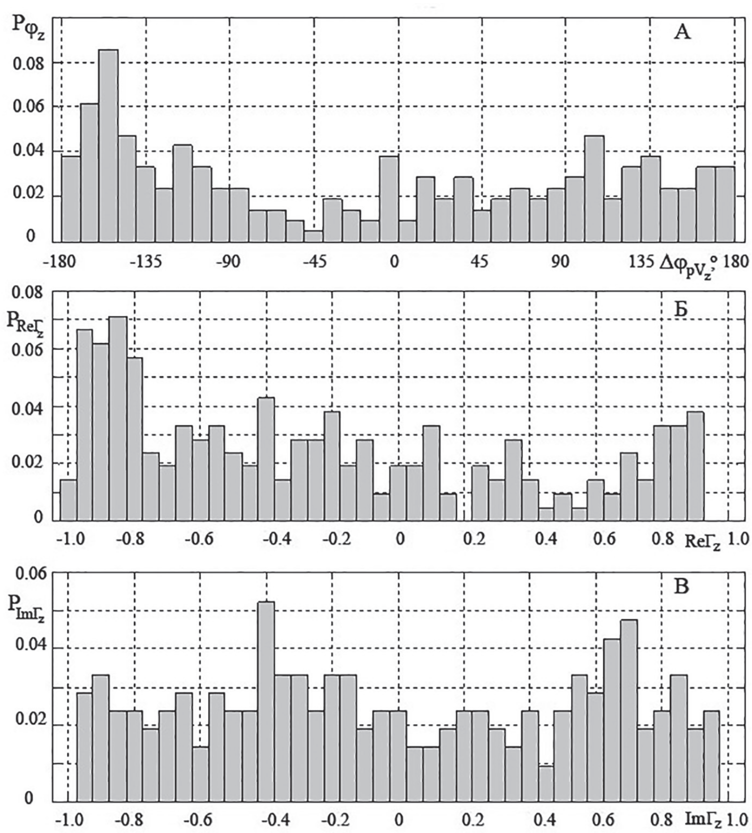


Рис. 4.18. Гистограммы плотности вероятности вертикальных характеристик акустического поля при наличии трех локальных вихрей в волноводе. Гистограммы: А – $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$; Б – $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$; В – $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$. Время усреднения 1 с. Время накопления 200 с. Частота тонального сигнала 88 Гц

4.3. ДИНАМИКА ЛОКАЛЬНЫХ ВИХРЕЙ

4.3.1. Свойства векторного поля в области деструктивной интерференции

Метод идентификации отдельных вихрей в реальном волноводе мелкого моря основан на свойствах детерминистической теоретической модели вихря [7, 10]. При статистической обработке экспериментальных данных выделение вихря в конкретной деструктивной области состояло в следующем [22]. При времени усреднения (0.025–0.05) с в областях деструктивной интерференции α, β, γ находятся интервалы времени, в которых наблюдаются относительные минимумы огибающих акустического давления $p(t)$ (рис. 4.11). Далее в данных интервалах вычислялись разностно-фазовые характеристики $\Delta\varphi_{pV_j}(t)$, компоненты функции временной когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_j(t)$ и $\mathrm{Im}\Gamma_j(t)$, компоненты ротора вектора интенсивности $rotI_j(t)$ (где $j = x, y, z$), угол скольжения $\theta(t)$ линии тока энергии [см. формулы (4.12), (4.21)–(4.23)]. Вычисленные функции времени являются независимыми характеристиками векторного поля и должны представлять полную согласованную систему функций, описывающих данное явление. Определение «относительный минимум» связано с тем, что акустическое поле представляет собой смесь сигнала и подводного окружающего шума, и величина минимума акустического давления интерференционного поля сигнала будет ограничена величиной отношения сигнал/шум. На верхней врезке рис. 4.6, а приведена схема расположения приемников 1–4. Используем экспериментальные данные с приемников 1 и 2.

Рассмотрим область деструктивной интерференции α, в которой был обнаружен физический объект, отвечающий признакам вихря.

Вихрь $\boldsymbol{\alpha}$ (рис. 4.19–4.21). Вихрь α наблюдается на временном интервале реализации ΔT = 26 с – 38 с = 12 с. Время усреднения выбираем Δt = 0.025 с, что соответствует пространственному интервалу усреднения ~ 0.04 м, это позволяет тщательно исследовать вихрь при его линейном размере ~ 1.7 м. Временной интервал 12 с соответствует пространственному интервалу, равному 18 м, что сравнимо с длинной волны λ = 17 м. Расстояние между приемником и источником равно ~ 700 м. На огибающей давления (рис. 4.19, А) имеются две области относительных минимумов. Первая область *ab* (длительностью ~1.8 с). Вторая область *cd* (длительностью ~ 5 с). Огибающая $V_x(t)$ аналогична огибающей $p(t)$. Огибающая $V_z(t)$ имеет иной характер (рис. 4.19, Б). Относительные минимумы огибающих достигают значительных величин (~ 12 дБ), что соответствует отношению сигнал/шум в области α при усреднении 0.025 с. Временной интервал *bc* между относительными минимумами $p(t)$ равен ~ 5 с, соответствует расстоянию ~ 7 м. Уровень давления на временном интервале *bc* (рис 4.19, А, т. 2) равен уровню в области конструктивной интерференции (обозначено на рис. 4.19–4.21 в виде ∗).

Как известно [10] минимум огибающей $p(t)$ должен находиться в окрестности центра вихря, максимумы – в окрестности седла; минимумы колебательной скорости – в окрестности седла, но максимум колебательной скорости должен находиться в окрестности центра вихря. Минимумы $p(t)$, $V_x(t)$, $V_z(t)$ не совпадают по времени, как и должно быть (рис. 4.19). На временных интервалах *ab* и *cd* наблюдаются аномалии всех исследуемых функций (рис. 4.19–4.21). Интерференционные структуры на интервалах *ab* и *cd*, согласно признакам [7, 10, 12], определяем как вихри вектора интенсивности. Рассмотрим интервал *ab*. Отметим следующую особенность в окрестности т. 1: наблюдается минимум уровня $p(t)$ ~ -12 дБ; разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ испытывает скачок, равный π, в результате $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ проходит через нуль с изменением знака с «+»

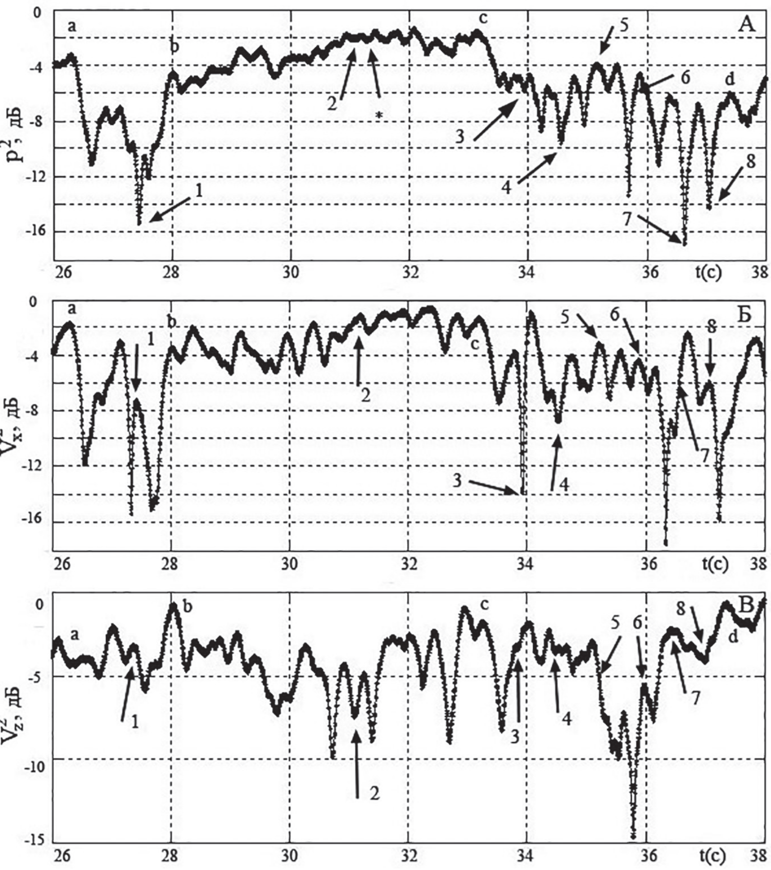


Рис. 4.19. Вихрь α. Первый приемник. Зависимость от времени огибающих спектральной плотности мощности: А – акустическое давление $S_{p^2}(t)$; Б – x-компонента колебательной скорости $S_{V_x^2}(t)$; В – z-компонента колебательной скорости $S_{V_z^2}(t)$. Частота 88 Гц. Время усреднения – 0,025 с. Уровень дБ выбран произвольно

на «-» (поворот вектора проходит против вращения часовой стрелки); $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ испытывает скачок с переходом через нуль; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ испытывает скачок от +1.0 до нуля; $\mathrm{Im}\Gamma_x(t)$ испытывает скачок с переходом через нуль; θ проходит через 0° и испытывает скачок, равный > $\pi/2$.

Взаимная синхронная динамика исследуемых параметров указывает на то, что фазовый центр комбинированного приемника находится в окрестности центра вихря (т. 1). Совокупность полученных признаков точно соответствуют модели вихря со знаком «+» [7, 10]. Однако наблюдается следующее отклонение от идеальной модели вихря. $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ имеет четыре минимума, но по признаку идеального вихря в т. 1 должен быть только один минимум (рис. 4.21, В). Данная особенность возникает вследствие того, что разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ совершает последовательность колебаний на отрезке *ab* в пределах 0°→–90°→0°→–90°→0°→–90°→0°→+90° (рис. 4.20, Б), что приводит к периодическим отклонениям величины $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ в пределах от +1 до 0 и далее до -0.4 (рис. 4.21, В). Общий набег разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ составляет величину 4π. Поскольку величина $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ при этом не испытывает значительных флуктуаций (единственный переход $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ через нуль не является случайной флуктуаций), то можно предположить, что вихрь колеблется относительно приемника в пределах отрезка *ab* вдоль оси *x*. Точнее, это есть колебания (нестабильность) интерференционного поля в данной точке реального волновода, вызванные, возможно, изменением гидрофизических параметров окружающей среды.

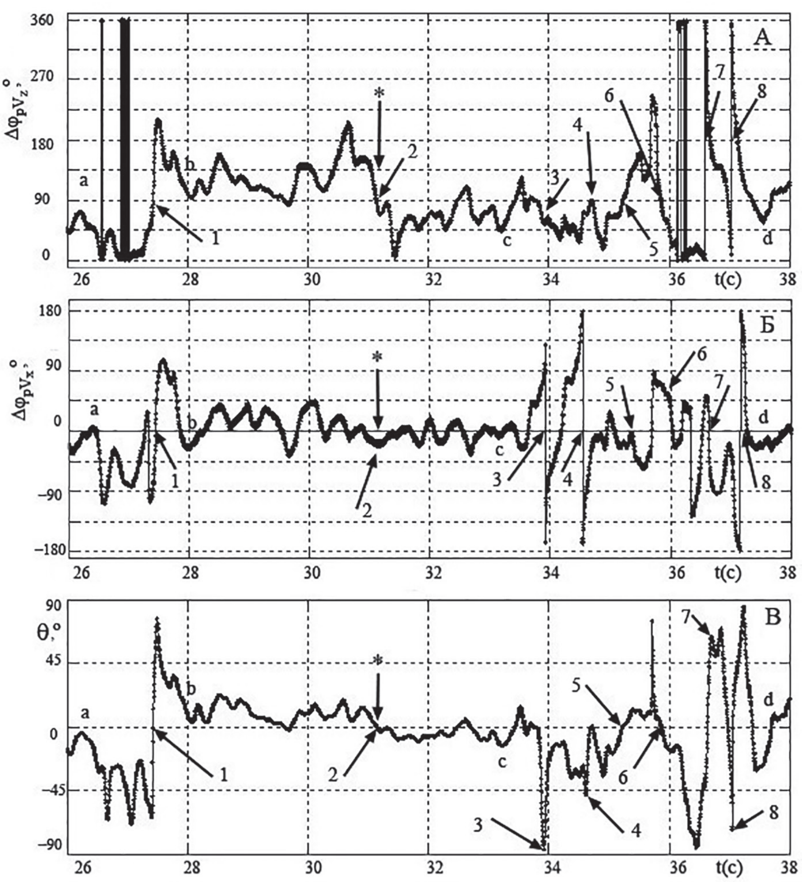


Рис. 4.20. Вихрь α. Первый приемник. Зависимость от времени: А – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$; Б – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; В – угол скольжения $\theta(t)$ линии тока энергии. Время усреднения 0,025 с

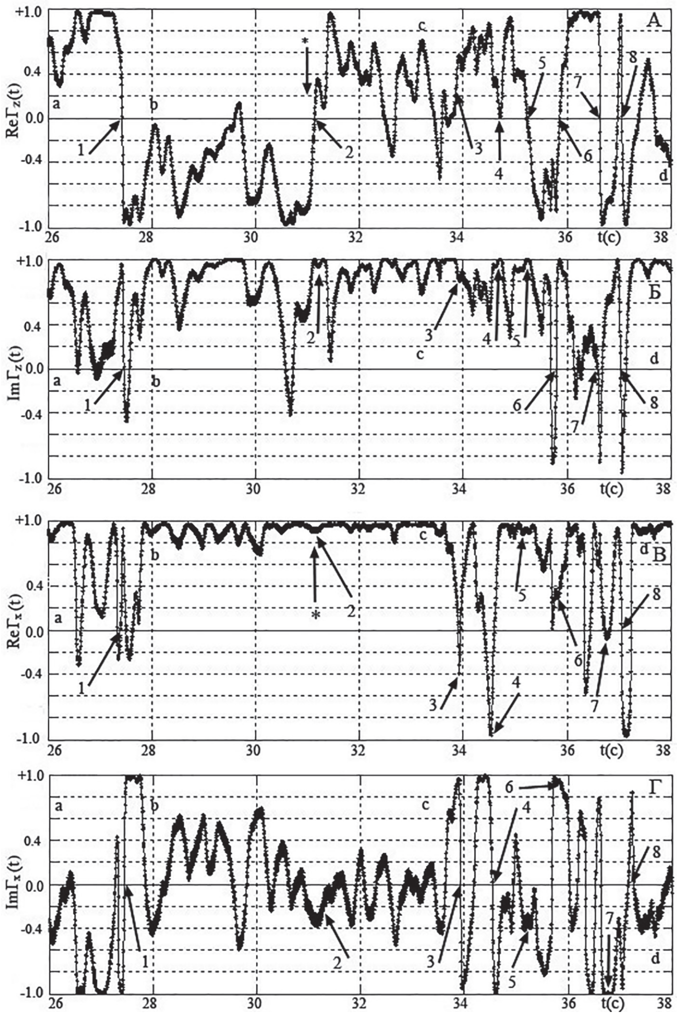


Рис. 4.21. Вихрь α. Первый приемник. Зависимость от времени: А – реальная часть z-компоненты функции временной когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$; Б – ее мнимая часть – $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$; В – $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$; Г – $\mathrm{Im}\Gamma_x(t)$. Время усреднения 0,025 с

Таким образом, нам удалось зафиксировать объект, отвечающий признакам вихря вектора акустической интенсивности для стационарного случая и идеального волновода [7, 10], но, вместе с тем, и обладающий новым свойством, связанным с его перемещением вдоль оси x. Поскольку набег фазы $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ равен 4π, то, следовательно, число полных колебаний равно двум, следовательно, частота смещения равна 1 Гц на интервале 2 с.

На всем интервале *bc*: $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ флуктуирует вблизи нуля (рис. 4.20, Б); вдоль оси $+x$ устанавливается когерентное поле сигнала и $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) \approx +1.0$ (рис. 4.21, В); в точке 2 $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = 90^{\circ}$, $\psi(t) = 0^{\circ}$, при этом $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ проходит через нуль с изменением знака с «-» на «+», т.е. вертикальная компонента вектора интенсивности $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ изменяет направление на 180º. Но поскольку в т. 2 $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = 90^{\circ}$, $\mathrm{Im}\Gamma_z(t) \approx +1.0$, $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) \approx +1.0$, то отсюда следует, что данная точка не является особенной точкой фазового фронта. Кроме того, на интервале *bc* не могут возникать вихри, поскольку эта область конструктивной интерференции (рис. 4.19, А).

Ситуация на интервале *cd* аналогична *ab*.

В т. 3: уровень *p(t)* упал на ~ 3 дБ; уровень $S_{V_x^2}$ упал на ~ 12 дБ; уровень $S_{V_z^2}$ не изменился; $\Delta\varphi_{pV_z}(t) \approx \pi/2$; $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ совершает скачок $\geq \pi$; $\theta(t)$ совершает скачок $0° \to -\pi/2 \to 0°$; $\mathrm{Re}\Gamma_z(t) \approx 0.2$; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) \approx -0.4$; $\mathrm{Im}\Gamma_z(t)$ +0.8; $\mathrm{Im}\Gamma_x(t)$ скачком меняет знак с +1.0 до -1.0. Из-за того, что $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) < 0$, т.е. поток энергии сигнала направлен на источник и $S_{V_x^2}(t)$ имеет глубокий минимум.

Из чего следует, что т. 3 находится в окрестности между центром и седлом вихря, причем ближе к седлу. Далее в т. 4 происходит тот же процесс, т.е. в результате смещения вихрь выходит из т. 3, затем возвращается в нее, т. 3 и т. – 4 это фиксация одного и того же положения вихря относительно фазового центра приемника. В точке 5 $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ меняет знак с «+» на «-»; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) \to +1.0$, $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \pi/2$; но $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0°$; $\psi(t) = 0^{\circ}$; $\mathrm{Im}\Gamma_z(t) \pm 1.0$. В т. 5 вихря нет. В т. 6 находится центр вихря, так как $\mathrm{Re}\Gamma_z(t) = 0$ и меняет знак с «-» на «+»; $\mathrm{Im}\Gamma_z(t) = 0$; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) \to 0$; $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ испытывает скачок от $\pi/2$ к 0º. Далее центр вихря перемещается в т. 7 и 8 и затем опять возвращается в т. 6. Частота смещений ~2 Гц.

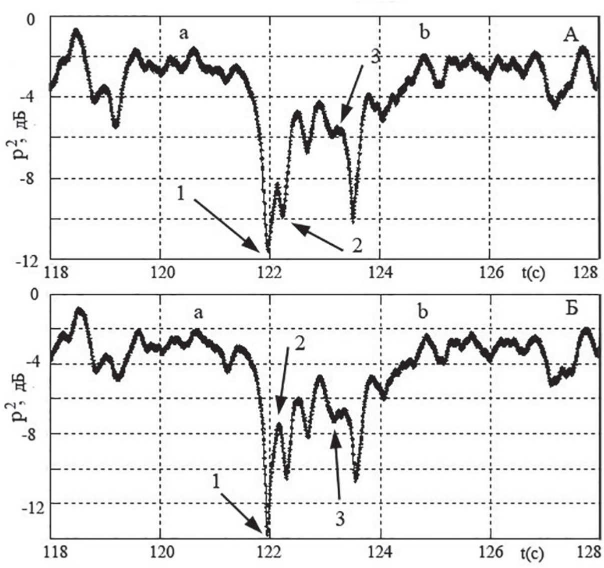


Рис. 4.22. Вихрь β. Зависимость от времени огибающей спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$. А – первый приемник; Б – второй приемник. Частота 88 Гц. Время усреднения 0,025 с. Уровень децибел выбран произвольно

На интервале *cd* наблюдается вихрь со знаком «-». Циркуляция потока энергии совершается по часовой стрелке. При регулярных изменениях $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ изменяется незначительно в пределах 45–90º. Таким образом, на интервале *cd* также наблюдаются регулярные смещения вихря вдоль оси *x*.

Вихрь $\boldsymbol{\beta}$ наблюдается в области деструктивной интер-

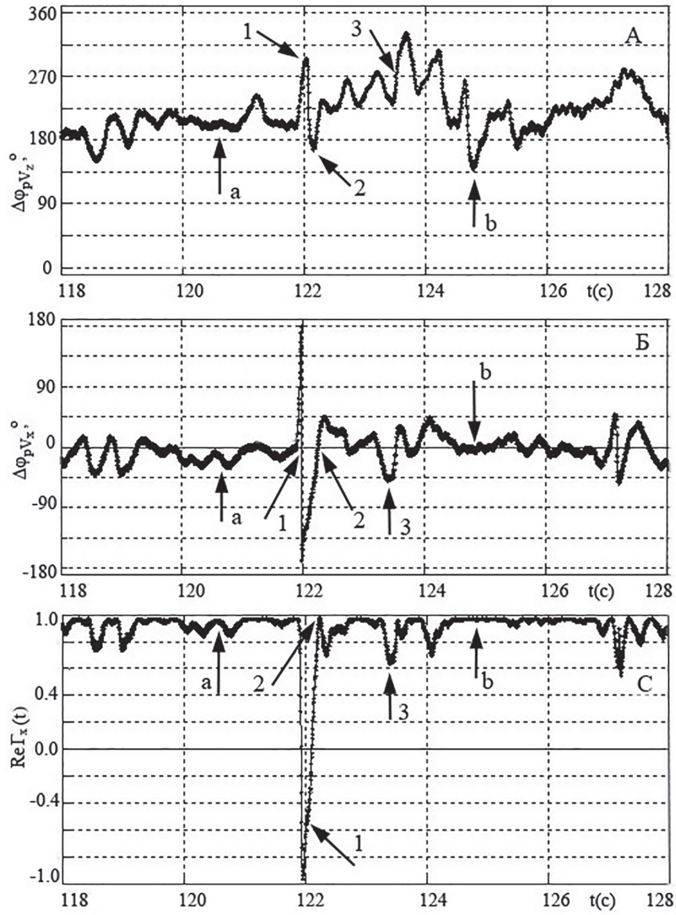


Рис. 4.23. Вихрь β. Первый приемник. Зависимость от времени: А – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$; Б – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; В – реальная часть x-компоненты функции временной когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$. Время усреднения 0,025 с

ференции β на временном интервале ΔT – 118 с – 128 с =10 с, что соответствует пространственному интервалу 15 м. Расстояние между приемником и источником равно ~ 520 м. Время усреднения 0.025 с. Пространственный интервал усреднения ~ 0.04 м. На рис. 4.22–4.24 приведены следующие функции: $S_{p^2}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$. Из рис. 4.22–4.24 следует, что комбинированный приемник находится в области вихря, структура которого отличается от вихря α.

Необходимо отметить, что наблюдаемые структуры вихря зависят прежде всего от того, в какую область вихря попадает акустический центр приемника. В любом случае определяются основные характерные свойства вихря. Приемники

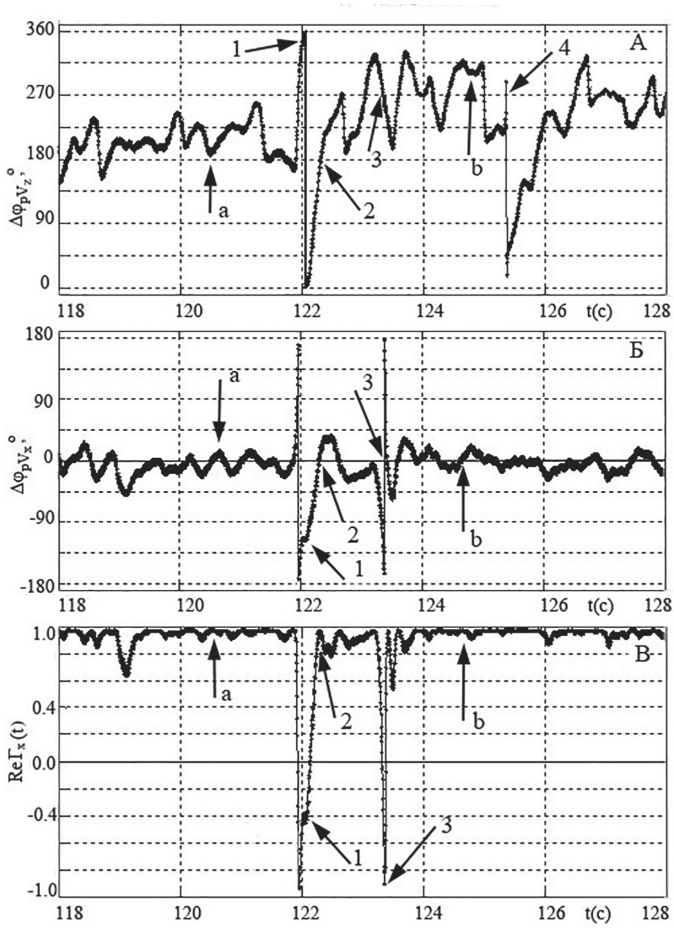


Рис. 4.24. Вихрь β. Второй приемник. Зависимость от времени: А – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$; Б – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; В – реальная часть x-компоненты функции временной когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$. Время усреднения 0,025 с

1 и 2 разнесены по вертикали на расстояние 0.67 м (рис. 4.6). «Провалы» уровней давления на интервале *ab* в т. 1 составляют: первый приемник ~ 10 дБ, второй приемник~ 12 дБ. Следовательно, второй приемник находится ближе к центру, чем первый приемник. Общий вид кривых $p(t)$ аналогичен (рис. 4.22). Из рис. 4.23 и 4.24 следует: разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ на отрезке времени 118–122 с осциллирует вблизи 180°, $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ флуктуирует вблизи 0°. На этом отрезке $\mathrm{Re}\Gamma_z(t) \approx -1.0$, т.е. энергия течет от дна к поверхности (рис. $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ в тексте не приводится), $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) = +1.0$ – энергия течет вдоль оси +x. На этом временном интервале оба приемника находятся в области конструктивной интерференции (рис. 4.22, 4.23), т.е. вне вихря.

В окрестности t = 122 с на рис. 4.22–4.24 наблюдается аномальное поведение всех функций – акустические центры приемников вошли в область вихря. Поведение функций первого и второго приемников при t > 122 различны. Реализация первого приемника при t = 122 с (рис. 4.23): $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ испытывает скачок на π ; $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ – скачок на 2π ; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ – скачок от +1.0 до -1.0; длительность скачка ~0,4 с.

Таким образом, при t=122 с $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ фиксирует x-компоненту вектора интенсивности сигнала, направленную в сторону источника сигнала, т.е. акустический центр первого приемника находится в области акустического вихря между центром и седлом. Далее от t=122 с до т. b влияние вихря несущественно, приемник попадает в область конструктивной интерференции. При проходе через вихрь $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ изменяется от -1.0 до значения ~+1.0, т.е. происходит смена знака с «-» на «+», следовательно, вихрь имеет отрицательный знак. Второй приемник на временном отрезке ab дважды проходит через область вихря в т. 1 и т. 3 (рис. 4.24), знак которого положительный, так как $\mathrm{Re}\Gamma_z(t)$ меняет знак с «+» на «-». В этом случае в области β мы имеем два близко расположенных по вертикали вихря.

<u>Вихрь γ</u>. Вихрь γ наблюдается в области деструктивной интерференции γ на временном интервале ΔT = 175 с –183 с = 8 с. Собственно сам вихрь занимает интервал от 178 до 181 с, т.е. ~3 с, что соответствует расстоянию ~4,5 м (рис. 4.25). Расстояние между источником и приемником равно ~ 400 м.

Временные интервалы от 175 с до т. а и от т. b до 183 с принадлежат области конструктивной интерференции. На этих интервалах $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ +1.0 и $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \approx 0°$, следовательно, направление x-компоненты интенсивности совпадает с+x. Однако на интервале ab в точках 4, 6, 10, 14 $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ = +1.0 и $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ = 0°, т.е. периодически приемник возвращается в зону конструктивной интерференции. Отсюда следует, что интерференционное поле испытывает смещение во времени вдоль оси x относительно фазового центра приемника, который неподвижен. На рис. 4.25 наблюдаются три идентичных флуктуации $p(t)$, $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$. От т. a до т. 4: $p(t)$ флуктуирует с понижением уровня, в т. 4 уровень падает на ~ 13 дБ (область деструктивной интерференции); $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ совершает поворот на угол 2π по часовой стрелке (0°→ π / 2→- π→+π / 2→0°); $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ в точках a и 4 достигает величины ~ +1.0, но в т. 2 $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ ≈ -1.0, что соответствует области вихря между центром и седлом. Поток энергии в т. 2 «течет» на источник.

Далее колебательный процесс возвращается в исходное состояние, если в т. 1 $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ = -(π/2) и далее стремится к -π, то на отрезке 4 – 6 $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ изменяется в пределах 0°→+π/2→0°. От т. 6 до т. 10 вторая флуктуация повторяет первую. $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ от т. 6 до т. 10 ведет себя аналогично первой, $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ = -1.0 в т. 8. Третья флуктуация $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ и $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ от т. 10 до т. 14 повторяет первую и вторую. Приемник находится между центром и седлом. Третья флуктуация полностью идентична первой и второй. Общий набег разности фаз $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ равен 6π, т.е. частота смещения вихря равна 1 Гц.

<u>Вихрь δ</u>. Рассмотрим вихрь, наблюдаемый при значительном удалении от источника звука, на дистанции ~ 1000 м. Частота излучения – 88 Гц (рис. 4.26).

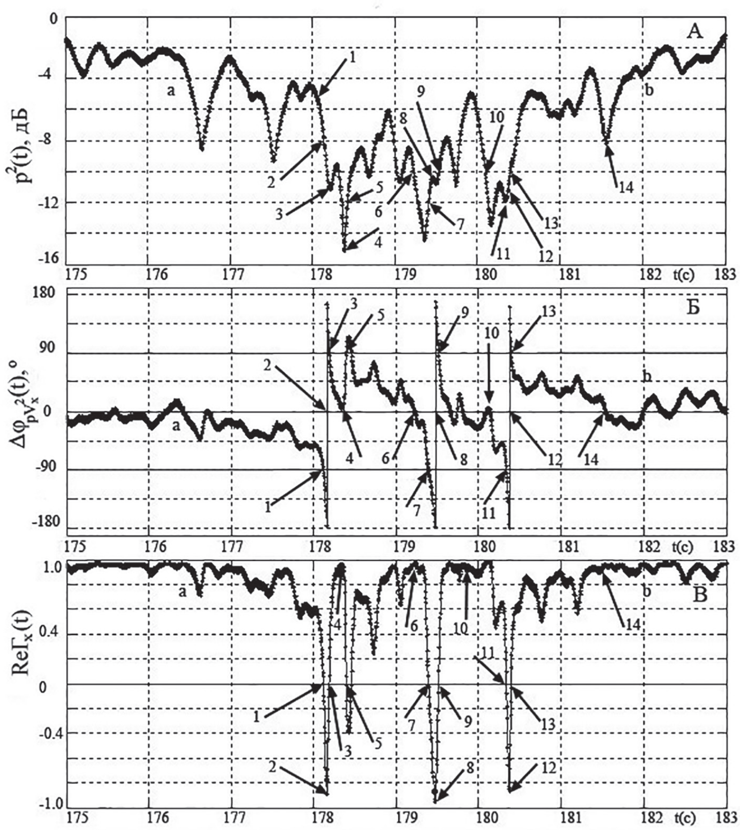


Рис. 4.25. Вихрь γ. Первый приемник. Зависимость от времени: А – огибающая акустического давления $p^2(t)$; Б – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; В – реальная часть x-компоненты функции временной когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$. Время усреднения 0,025 с

Условия эксперимента те же. Время наблюдения $\Delta T = 6$ с (интервал *ab*), пространственный интервал, занимаемый вихрем, ~ 9 м. Время усреднения 0.025 с, пространственный интервал усреднения 0.04 м. При длине волны $\lambda = 17$ м линейный размер вихря должен быть равен ~ 1.7 м. На интервале 1.7 м укладывается ~ 42 пространственных интервала усреднения, что обеспечивает высокую точность сканирования вихря и его движение.

Можно предположить, что на интервале расстояния 9 м наблюдается ~ 5,3 вихря. Известно, что соседние вихри, как правило, должны иметь противоположные знаки «+» и «-». Анализ начнем с т. 1 (рис. 4.26): $p(t)$ не мало; $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = \pi/2$; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) = 0$. В результате т. 1 находится в окрестности седла, согласно признакам вихря. Далее, т. 2: $p(t)$ растет до уровня конструктивной интерференции; $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0°$; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t) = +1.0$. Приемник вышел из вихря и попал в область кон-

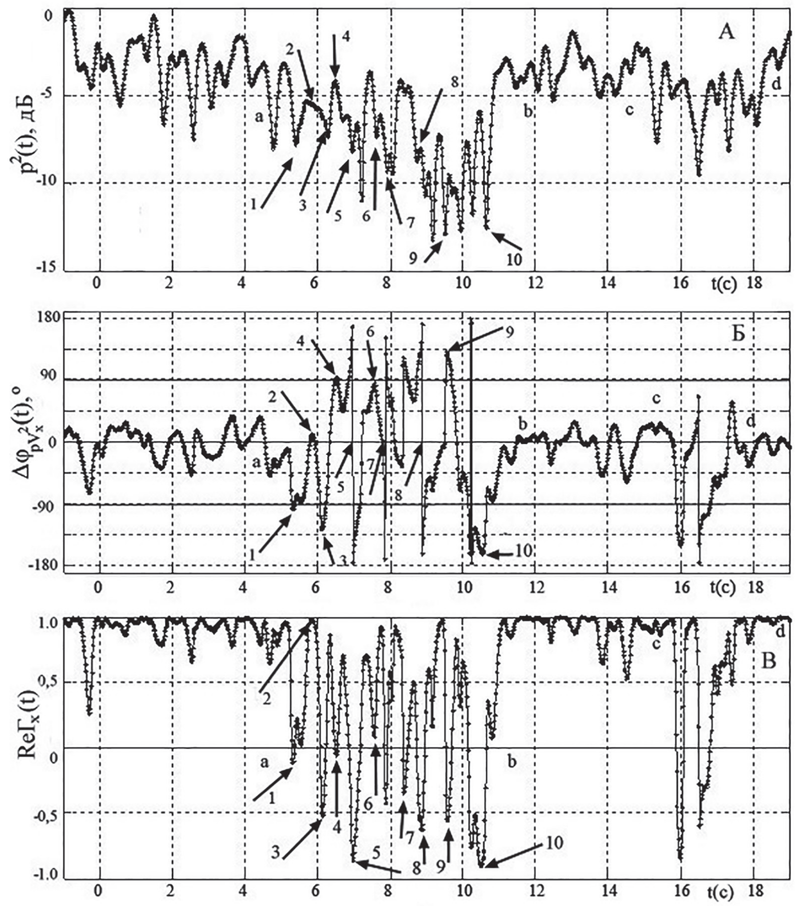


Рис. 4.26. Вихрь δ. Зависимость от времени: А – $p^2(t)$; Б – $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; В – $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$. Частота 88 Гц. Время усреднения 0,025 с

структивной интерференции. Далее во времени $p^2(t)$ флуктуирует, переходя из области деструктивной в область конструктивной интерференции; $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ изменяется в пределах 2π; $\mathrm{Re}\Gamma_x(t)$ флуктуирует от +1.0 до -1.0 с проходом через нуль. Изменение разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ происходит по часовой стрелке, следовательно, мы имеем единый вихрь со знаком «-». Общий набег фазы равен 8π за время 6 с, частота смещений равна 1,5 Гц. Обозначим $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 2\pi\cdot n$, где n есть число скачков при горизонтальном проходе через вихрь. Все рассмотренные вихри можно классифицировать посредством n. В случае вихря β $n = 1$, для α $n = 2$, для γ $n = 3$, для δ $n = 4$. При знаке вихря «+» поток энергии в вихре движется против часовой стрелки; при знаке «-» – по часовой стрелке. В первом случае седло находится выше центра, во втором – ниже.

4.3.2. Вихрь вектора акустической интенсивности как реальный физический объект

Векторно-фазовые экспериментальные исследования переноса энергии тонального низкочастотного сигнала в реальном волноводе мелкого моря обнаружили в области деструктивной интерференции физические объекты, которые идентифицированы как вихри вектора акустической интенсивности. Механизмом генерации вихрей является межмодовая интерференция. Движение энергии сигнала во внешней окрестности вихря, как следует из эксперимента, носит крупномасштабный вихревой характер, образуя завихренность. Вихри и завихренность составляют вихревую структуру акустического поля. Таким образом, вихрь, линейные размеры которого равны ~0,2 λ, порождает вихревой перенос энергии в значительной части волновода. Основой структуры отдельного вихря являются особые точки – дислокации (центр) и седла. Дислокации и седла связаны друг с другом и образуют устойчивую топологическую структуру – вихрь. В интерференционном процессе центры «привязаны» к точкам минимума акустического давления, минимумы колебательной скорости «привязаны» к седловым точкам. В реальном интерференционном процессе смещение минимума давления как и смещение минимума колебательной скорости есть естественный процесс, вызванный гидродинамическими флуктуациями среды. Смещение нуля давления приводит к тому, что седловые точки, как следует из [8, 10], «совершают своеобразный "танец" вблизи нулей поля». Таким образом, наблюдая динамику вихря во времени, возможно следить за флуктуациями интерференционного поля, отсюда возникает возможность связать данные флуктуации с причинами, их вызывающими. Общая динамическая картина вихревого переноса энергии в реальном волноводе в дальнем поле источника представляется следующим образом. Регулярное расположение вихрей вдоль оси волновода создает регулярную знакопеременную структуру потоков энергии в вертикальной плоскости. Огибания вихрей линиями тока энергии создают завихренное поле с не равным нулю ротором. Таким образом, вихри и завихренности создают общую вихревую структуру переноса энергии акустического сигнала в волноводе мелкого моря.

ВЫВОДЫ

Модовая структура и вихри вектора акустической интенсивности определяют структуру акустического поля и перенос энергии в волноводе мелкого моря. Поскольку вихри есть результат межмодовой интерференции, то горизонтальные колебательные смещения вихрей возможно рассматривать как результат перестройки модовой структуры. Теоретически показано, что вихри могут перемещаться на значительные расстояния (~150 м) при изменении уровня морской поверхности на

0,3 м при приливе [10]. В данных исследованиях наблюдались только колебательные смещения вихрей на расстояния в пределах длины волны сигнала при условиях постоянства среднего уровня морской поверхности. Результаты первого и второго экспериментов показывают, вихревой перенос энергии сигнала в волноводе мелкого моря наблюдается на всех глубинах волновода независимо от того, есть ли на данной глубине вихри или их нет. Отсюда следует, что движение энергии в волноводе мелкого моря имеет вихревой характер по всей толщине волновода.

Экспериментально показано, что модель распространения энергии низкочастотного сигнала в волноводе мелкого моря на основе теории нормальных волн ограничена, требуется учитывать вихревой перенос энергии и его связь с гидродинамическими процессами. Вихрь, являющийся устойчивым физическим объектом, может быть использован как инструмент исследований. Для построения полной картины вихревого переноса энергии по всей глубине волновода необходимы экспериментальные исследования разнесенными по вертикали комбинированными приемниками.

В список литературы под номерами 23–30 внесены дополнительные источники имеющие отношение к данной проблеме.

Литература

1. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.
2. Mann J., Tichy T., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // J. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82, N 4. P. 17–30.
3. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1976. 494 с.
4. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Фазовые спектры интерференции широкополосного поверхностного источника в мелком море // Сб. тр. XXII сессии РАО и сессии Научного совета РАН по акустике. М.: ГЕОС, 2010. Т. 2. С. 248–251.
5. Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихревые свойства вектора акустической интенсивности в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57, № 6. С. 837–843.
6. Щуров В.А., Ляшков А.С. О некоторых особенностях энергетических характеристик интерференционного акустического поля мелкого моря // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 4. С. 459-468.
7. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. № 5(11). С. 3769-3783.
8. Nye J.F., Berry M.V. Dislocations in wave trains. Proceedings of the Royal Society of London. Ser. A. 1974. Vol. 336, N. 1605. P. 165–90.
9. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Дислокации поверхностей волнового фронта и нули амплитуды // ЖЭТФ. 1981. Т. 80, № 5. С. 1789–1797.
10. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях // Акуст. журн. 1989. Т. 35, № 2. С. 260–265.
11. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат. 1982. 264 с.
12. Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47, № 6. С. 781–788.
13. Жуков А.Н., Иванников А.Н., Павлов В.И. Об идентификации мультипольных источников звука // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 447–453.
14. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М.: Мир, 1969. 302 с.

15. Самченко А.Н., Ярощук И.О. Акустические параметры рыхлых донных отложений залива Петра Великого (Японское море) // Вестн. ДВО РАН. 2017. № 5. С. 130–136.
16. Щуров В.А., Ляшков А.С., Щеглов С.Г., Ткаченко Е.С., Иванова Г.Ф., Черкасов А.В. Локальная структура интерференционного поля мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. Владивосток: Дальнаука, 2014. № 1 (17). С. 58–67.
17. Shchurov V.A. Peculiarities of real shallow sea wave-guide vortex structure // J. Acoust. Soc. Am. 2019. Vol. 145, N 1. P. 525–530.
18. Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография. М.: Мир, 1980. 580 с.
19. Кулаков В.Н., Мальцев Н.Е., Чупров С.Д. О возбуждении группы мод в слоистом океане // Акуст. журн. 1983. Т. 29, N 1. С. 74–79.
20. Shchurov V.A. Large- and small-scale acoustic vortices intensities assessment // The 5rd Pacific Rim Underwater Acoustics Conference. 2015. Proceedings of Meetings on Acoustics, Vol. 24 070012 (2016). P. 1–7.
21. Петников В.Г., Попов В.А., Шмелев А.Ю. Дислокационная томография океана: новый метод акустической диагностики // Акуст. журн. 1993. Т. 39, N 4. С. 764–765.
22. Shchurov V.A. The dynamics of low-frequency signal acoustic intensity vector vortex structure in shallow sea // Chinese J. of Acoustics. China Academy of Sciences, Beijing. China, 2019. Vol. 38. N 2. P. 113–131.
23. Дзюба В.П. Скалярно-векторные методы теоретической акустики. Владивосток: Дальнаука, 2006. 181 с.
24. Dall'Osto D.R. Properties of Acoustic Vector in Underwater Waveguides. A dissertation Doctor of Philosoph. University of Washington. 2013. 103 p.
25. Бородин В.В., Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Усредненные характеристки акустических полей в океанических волноводах // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 4. С. 601–608.
26. Chien C.F. Singular points of intensity stream lines in two-dimensional sound field// J.Acoust. Sos. Am. 1997. Vol. 101 (2). P. 705–712.
27. Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Ярошенко А.А. Особенности векторных акустических полей в волноводах мелкого моря // Акустический симпозиум «Консонанс-2011» С. 188–193.
28. Dall'Osto D.R., Dahl P. Properties of acoustic intensity vector fielg in a shallow water waveguide // J. Acoust. Sos. Am. 2012. Vol. 131 (3). P. 2023–2035.
29. Shchurov V. Comparison of the Vorticity of Acoustic Intensity Vector at 23 Hz and 110 Hz Frequencies in the Shallow Sea // Appl. Phys. Res. 2011. Vol. 3, N 2. Nov. P. 179–189.
30. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Модельные задачи в акустике слоистых сред. Владивосток: Дальнаука, 2012. 253 с.

Глава пятая

НАБЛЮДЕНИЕ СЛАБОГО СИГНАЛА В ДИФФУЗНОМ, ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОМ И КОГЕРЕНТНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПОМЕХ

ВВЕДЕНИЕ

Основная цель настоящей главы – представить новые информационные признаки, демаскирующие подводный движущийся источник, исходя из экспериментальных исследований пространственно-временной структуры векторных акустических полей сигнала и шума. На основе векторных свойств подводного акустического поля, которые изложены в главах I–IV, возможно создать систему алгоритмов, способных решать вопросы обнаружения и классификации на принципиально новом технологическом уровне.

В СССР (России) вопрос о потенциальной помехоустойчивости комбинированного приемника связан с длительными дискуссиями в научной акустической литературе. Экспериментальные исследования в мелком море и глубоком открытом океане показали эффективность акустических комбинированных приемных систем. Реальный эксперимент в глубоком открытом океане доказал, что помехоустойчивость одиночного комбинированного приемника по отношению к квадратичному детектору одиночного гидрофона может достичь в диффузном (изотропном) поле ~ 15–20 дБ и в анизотропном поле ~ 30 дБ [2]. Данный результат вызвал дискуссию на страницах «Акустического журнала» [3, 4]. Оппоненты, основываясь на теоретических и модельных представлениях, игнорируя экспериментальные результаты автора [2], утверждали, что мультипликативная обработка данных не способна дать выигрыша в помехоустойчивости относительно квадратичного детектора [3, 5–7]. Автор считает, что ошибка авторов [3, 5–7] состояла в том, что они рассматривали один канал векторного приемника как одиночный гидрофон, но с косинусоидальной диаграммой направленности. Естественно, что в результате такой мультипликативной обработки помехоустойчивость приемной системы в диффузном поле составляла не более 3 дБ. Отсюда оппоненты заключили, что мультипликативная обработка хуже аддитивной. Эта позиция оппонентов векторно-фазового метода существенно задержала внедрение векторно-фазового метода в решение прикладных задач гидроакустики. Мультипликативная обработка четырех компонент поля $p(t)$, $\vec{V}(t)\left\{V_x(t),V_y(t),V_z(t)\right\}$ есть взаимно-корреляционный анализ, в результате которого вычисляются вектор Умова, вектор интенсивность, разностно-фазовые соотношения, подавляется шум диффузной компоненты поля.

Одиночный комбинированный четырехкомпонентный приемник, являясь приемником малых волновых размеров, имеет нормированную сферическую характеристику направленности, что обеспечивает независимый от углов θ, φ пространственный обзор в угле 4 π,

$$R(\theta,\varphi) = R_x^2(\theta,\varphi) + R_y^2(\theta,\varphi) + R_z^2(\theta,\varphi) = 1, \tag{5.1}$$

где $R_x = R_0 \sin\theta \cos\varphi$, $R_y = R_0 \sin\theta \sin\varphi$, $R_z = R_0 \cos\theta$, R_0 осевая чувствительность каналов x, y, z, j – азимутальный угол, отсчитываемый от оси x, θ – полярный угол. На основе одиночных комбинированных приемников возможно построить пространственно разнесенные системы обнаружения [13–15], их удобно также размещать на глайдерах [16].

Последующие теоретические и экспериментальные работы [8–11] полностью подтвердили результаты статьи [2], которая по сути является первой теоретической и экспериментальной работой по определению помехоустойчивости одиночного комбинированного приемника в сложных акустических полях.

В США, Франции, Японии векторно-фазовый подход используется в гидроакустических системах обнаружения. Со второй половины прошлого века в военно-морских силах США используется акустический векторно-фазовый буй «DIFAR» (Directional low Frequency Analysis and Recording) для обнаружения подводных лодок. В последние годы ведутся интенсивные научно-исследовательские работы по внедрению комбинированных приемников в буксируемые и стационарные антенны, и в особенности по размещению векторных средств на беспилотных морских носителях – глайдерах. В Приложении II приведены некоторые патенты и статьи по данной тематике, опубликованные в научной иностранной печати в последние годы, из них: 20 патентов (17 – USA, Navy; 3 – China) и 74 статьи, опубликованные в JASA, IEEE и зарубежных конференциях. Патенты и статьи рассматривают принципы построения векторных приемников, векторных антенн и алгоритмов обработки. Практически все работы спонсируются US Navy, что говорит о непосредственном применении векторных систем в интересах ВМС США.

В данной главе приведена теория помехоустойчивости одиночного комбинированного приемника с оценкой выигрыша в помехоустойчивости в сравнении с квадратичным детектором. На примере реальных спектральных характеристик представлены характеристики подводного окружающего шума и сигнала в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Явление компенсации (гл. IV), метод поворота диаграммы направленности положены в основу принципа действия векторно-фазового сонара. Представлены схемы обработки сигнала с использованием БПФ и преобразования Гильберта.

5.1. ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ ОДИНОЧНОГО КОМБИНИРОВАННОГО ПРИЕМНИКА В СЛУЧАЕ ТОНАЛЬНОГО СИГНАЛА

Акустическое поле, рассматриваемое как векторное поле, приобретает ряд важнейших свойств, которые не наблюдаются в скалярном акустическом поле. Например, одним из таких свойств является компенсация встречных потоков энергии, которая может быть использована при построении алгоритмов обнаружения и классификации цели.

Важнейшим параметром акустического векторного поля являются разности фаз между акустическим давлением и компонентами колебательной скорости ($\Delta\varphi_{pV_x} = \varphi_p - \varphi_x$, $\Delta\varphi_{pV_y} = \varphi_p - \varphi_y$, $\Delta\varphi_{pV_z} = \varphi_p - \varphi_z$), а также между компонентами колебательной скорости ($\Delta\varphi_{xy} = \varphi_x - \varphi_y$, $\Delta\varphi_{xz} = \varphi_x - \varphi_z$, $\Delta\varphi_{yz} = \varphi_y - \varphi_z$). Экспериментально установлено, что разностно-фазовые соотношения являются наиболее стабильными и устойчивыми характеристиками акустического поля при статистической обработке сигнала.

Реальный подводный динамический окружающий шум содержит диффузную и когерентную составляющие. Когерентная составляющая динамического шума может быть легко идентифицирована и обычно является широкополосной. Помеха ближнего судоходства является частично когерентной или полностью когерентной. Основным направлением данных исследований должно быть выяснение особенности переноса акустической энергии в волноводе мелкого моря от поверхностных и подводных источников.

Статистическая обработка сигнала строится следующим образом. Акустическое поле считаем стационарным и эргодическим, сигнал – монохроматическим. В частотной области применяется быстрое преобразование Фурье, во временной – преобразование Гильберта. Используется понятие когерентности и частичной когерентности взаимных величин акустического поля. Степень когерентности полезного сигнала или помехи определяется в частотной области функцией $\gamma^2_{pV_i}\left(f\right)$ и во временной области функцией $\mathrm{Re}\Gamma_{pV_i}(t)$, где $i = x, y, z$. При $\gamma^2_{pV_i}\left(f, t_0\right) = +1.0$, $\mathrm{Re}\Gamma_{pV_i}(f_0, t) = \pm 1.0$ и $\mathrm{Im}\Gamma_{pV_i}(f_0, t) = 0$ сигнал считаем полностью когерентным. При $\gamma^2_{pV_i}\left(f, t_0\right) < +1.0$, $-1.0 < \mathrm{Re}\Gamma_{pV_i}(f_0, t) < +1.0$, $-1.0 < \mathrm{Im}\Gamma_{pV_i}(f_0, t) < +1.0$ сигнал или шум считаем частично-когерентным. В случае, если $\gamma^2_{pV_i}\left(f, t_0\right) = 0$, $\mathrm{Re}\Gamma_{pV_i}(f_0, t) = 0$, $\mathrm{Im}\Gamma_{pV_i}(f_0, t) = \pm 1.0$ акустическое поле является диффузным.

В работах [1, 2, 8] рассматривается процесс формирования отношения сигнал/шум SNR(PV) комбинированного четырехкомпонентного акустического приемника при мультипликативной обработке сигнала. Математическая обработка четырех акустических каналов $p\left(t\right)$, $V_x\left(t\right)$, $V_y\left(t\right)$, $V_z\left(t\right)$, расположенных в одной точке пространства с единым фазовым центром, сводится к авто- и взаимной корреляции четырех компонент при временном сдвиге $t = 0$. Результат обработки показывает, насколько взаимнокогерентны реальные характеристики акустического поля $p(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$ и каковы энергетические соотношения сигнала относительно подводного окружающего шума и когерентной или частично-когерентной помехи. В работах [2, 8] показано, что уровень средних значений компонент изотропного окружающего шума $\left\langle p(t)V_x(t)\right\rangle_t$, $\left\langle p(t)V_y(t)\right\rangle_t$, $\left\langle p(t)V_z(t)\right\rangle_t$ может «упасть» при усреднении на величину порядка 16–20 дБ относительно $\left\langle p^2(t)\right\rangle_t$. Закон спадания при усреднении уровня плотности потока энергии изотропного окружающего шума аппроксимируется кривой $b/\sqrt{\Delta fT}$, где b – коэффициент; Δf – полоса частот; T – время усреднения [1, 2]. Дисперсия $\sigma^2(pV)$ вычисляется через дисперсию давления σ_p^2 и дисперсию колебательной скорости σ_V^2 на выходе измерительной системы и определяется соотношением [8]:

$$\sigma^2(pV)=\frac{1}{4}(\sigma_{p,N}^2+\sigma_{V,N}^2+2\gamma\sigma_{p,N}^2\sigma_{V,N}^2), \tag{5.2}$$

где γ – коэффициент корреляции p и V. В случае поверхностных динамических шумов

$$\gamma = 0 \quad \text{и} \quad \sigma^2(pV)=\frac{1}{4}(\sigma_{p,N}^2+\sigma_{V,N}^2). \tag{5.3}$$

Поскольку p-канал давления имеет круговую характеристику направленности, а V-канал колебательной скорости – косинусную, то отношение дисперсий σ_p^2 и σ_V^2 определяется в изотропном поле коэффициентом концентрации V-канала, равным 3. Превышение при мультипликативной обработке сигнала $\left\langle (pV_i)_S\right\rangle_t$ однозначно определяется на фоне снижения уровня шума $\left\langle (pV_i)_N\right\rangle$, изотропного поля и флуктуационной составляющей σ_{pV}^2, где $i=x, y, z$ на выходе канала комбинированного приемника. Превышение уровня сигнала по каналу давления оценивается как $\left\langle P_S^2\right\rangle - \left\langle P_N^2\right\rangle$ относительно флуктуации $\tilde{p}_N^2$. В случае компонент вектора плотности потока энергии превышение уровня оценивается как $<(pV_i)_S> - <(pV_i)_N>$ на фоне флуктуаций $\widetilde{pV}_{i,N}$. В случае детерминированного источника $\left\langle P_S^2\right\rangle=<(pV)>_S$. Таким образом, уровень плотности потока энергии шума $\left\langle (pV_i)_N\right\rangle$ и флуктуаций потока энергии шума $\widetilde{pV}_{i,N}$ следует сравнивать с аналогичным значением на выходе приемника давления

$$\Delta = {p_N^2+\tilde{p}_N^2}\Big/{(pV_i)_N+(\widetilde{pV}_i)_N}. \tag{5.4}$$

Как показано в [8], соотношение сигнал/шум для давления, колебательной скорости и вектора плотности потока энергии можно записать в виде:

$$SNR(p^2)_N = k_p^2/\sqrt{1+\left(1+2k_p^2\right)/b\tau};$$

$$SNR(V^2)_N = \beta^2k_p^2\sqrt{1+\left(1+\beta^2k_p^2\right)/b\tau}; \tag{5.5}$$

$$SNR\left(pV\right)_N = \beta^2 k_p^2 \sqrt{b\tau} \,/\, \sqrt{1 + k_p^2\left(1-\beta\right)}\ ,$$

где $k_p^2 = p_S^2 \,/\, p_N^2$, $k_V^2 = V_S^2 \,/\, V_N^2$, $\left(\beta k_p\right)^2 \approx (p_S^2 \,/\, p_N^2)(p_N^2 \,/\, V_N^2)$, $b = 2\pi\Delta f$, Δf – полоса анализа. С увеличением времени усреднения t эти величины ведут себя следующим образом:

$SNR\left(p^2\right) \to k_p^2$; $SNR\left(V^2\right) \to k_V^2$; $SNR\left(pV\right)$ растет пропорционально $\sqrt{b\tau}$.

Следует отметить, что модель изотропного поля Крона–Шермана, которая используется в работе [8], не отвечает реальному векторному полю акустического динамического шума. Данная модель предполагает, что динамический шум морской поверхности возможно представить моделью в виде круга, по площади которого равномерно распределены независимые источники звука. В центре круга мы будем иметь изотропное поле шума. Однако, как показано в [1], морское поверхностное волнение является источником когерентного шума, направление распространения которого определяется направлением распространения поверхностного волнения и направлением приповерхностного ветра. Модель объемного шума, представленного в [8] виде шара, заполненного равномерно независимыми источниками звука, также не является верной, так как существуют вертикальные когерентные потоки энергии шума.

В реальном поле шума необходимо использовать понятие диффузного поля, поскольку степень изотропности или степень когерентности поля шума зависит от азимутального угла φ и полярного угла θ, таким образом, соотношение (5.4) Δ может изменяться от углов φ и θ. В работах [1, 2] на основе векторно-фазовой обработки экспериментальных данных показано, что соотношение сигнал / шум $SNR\left(pV\right)_N$ в диффузном поле дает выигрыш относительно одиночного гидрофона $SNR\left(p^2\right)_N$ порядка 15–16 дБ. Естественно, что величина полученного выигрыша определяется «скачком» (5.4) Δ акустического поля, т.е. насколько велика доля диффузности в полном поле.

В анизотропном поле локальной помехи выигрыш может достигать 26–28 дБ (равному коэффициенту деления отдельного канала векторного приемника), для чего достаточно направить минимум чувствительности характеристики направленности одного из каналов векторного приемника на источник помехи, согласно формуле [1]:

$$u_x^{'} = u_x \cos\varphi_0 + u_y \sin_0,\ \ u_y^{'} = -u_x \sin\varphi_0 + u_y \cos_0,$$

где u_x, u_y – электрические сигналы с каналов x и y, записанные на магнитную ленту в эксперименте; u_x, u_y – электрические сигналы с каналов x и y, повернутых на угол φ_0 относительно оси излучения.

На рис. 5.1 представлены спектры модулей акустического давления $S_{p^2}(f)$ и компонент когерентной мощности $S_{pV_x}(f)=\gamma^2_{pV_x}(f)S_{p^2}(f)$, $S_{pV_y}(f)=\gamma^2_{pV_y}(f)S_{p^2}(f)$, $S_{pV_z}(f)=\gamma^2_{pV_z}(f)S_{p^2}(f)$. Время усреднения 128 с. Полоса анализа 1 Гц. Время усреднения 128 с выбрано значительным, чтобы как можно больше подавить диффузный (некогерентный) шум и частично-когерентную помеху от случайных источников [1]. Измерения проведены на акватории залива Петра Великого Японского моря. Глубина места 60 м. Поверхностное волнение 3 балла по шкале Бофорта. Из рис. 5.1 следует, что уровень шума при измерении когерентной мощности в зависимости от частоты «падает» относительно уровня шума давления на 3–20 дБ на всех каналах комбинированного приемника. Превышение когерентной мощности относительно канала *p* сигнала 83 Гц над уровнем шума и помехи для каналов *x*, *y*, *z* составляет не менее ~ 20 дБ; превышение по каналу *p* ~ 10 дБ. В спектре подводного окружающего шума на частотах 150–350 Гц наблюдается пологий максимум уровня динамического шума, источником которого является поверхностное волнение [1]. Уровень когерентной мощности x, y, *z*-компонент на всех частотах ниже уровня шума давления от 3 до 10 дБ за счет подавления диффузной компоненты окружающего шума.

На рис. 5.2 представлены спектры векторных характеристик акустического поля $S_{p^2}(f)$, $S_{pV_i}(f)$, $\gamma^2_{pV_i}$, $\Delta\varphi_{pV_i}$, время усреднения 20 с. Расстояние между комбинированным приемником (глубина 15 м) и источником (глубина ~20 м) составляет ~15 км. Частота тонального излучения 83 Гц. Шкала децибел выбрана произвольно. Превышение сигнал/шум по давлению не превышает 5 дБ. Из рис. 5.2 следует, что $\gamma^2_{pV_x}(f)$ = 0.45; $\gamma^2_{pV_y}(f)$ =0.6; $\gamma^2_{pV_z}(f)$ = 0.1, т.е. сигнал частотой 83 Гц в точке приема воспринимается как частично-когерентный сигнал, при этом когерентность динамического шума на частотах выше 100 Гц значи-

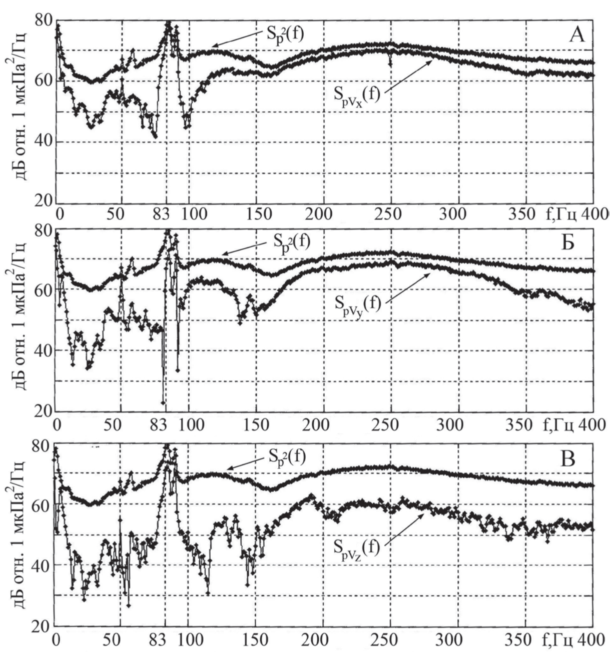


Рис. 5.1. Спектры давления $S_{p^2}(f)$ и компонент когерентной мощности: А – $S_{pV_x}(f)$, Б – $S_{pV_y}(f)$; В – $S_{pV_z}(f)$. Частота тонального сигнала 83 Гц. Полоса анализа 1 Гц. Время усреднения 128 с. Подводный источник находится на расстоянии ~ 8 км

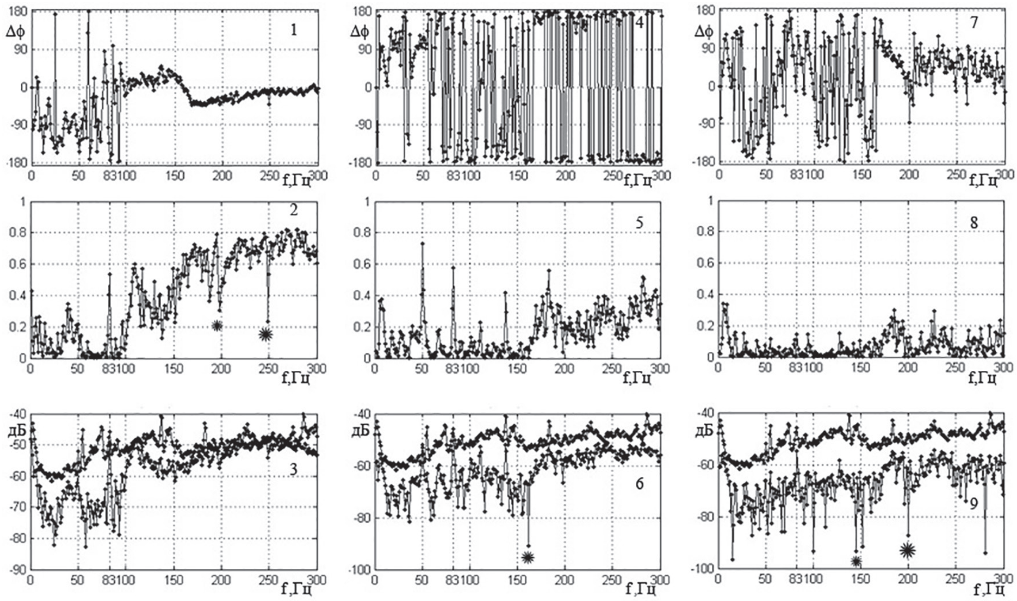


Рис. 5.2. Спектры: 1 – $\Delta\varphi_{pV_x}$; 2 – $\gamma^2_{pV_x}$; 3 – S_{p^2} и S_{pV_x}; 4 – $\Delta\varphi_{pV_y}$; 5 – $\gamma^2_{pV_y}$; 6 – S_{p^2} и S_{pV_y}; 7 – $\Delta\varphi_{pV_z}$, 8 – $\gamma^2_{pV_z}$; 9 – S_{p^2} и S_{pV_z}. Время усреднения 20 с. Полоса анализа 1 Гц. Глубина места 30 м. Подводный источник с частотой 83 Гц находился на расстоянии ~ 15 км

тельно превышает когерентность сигнала и может достигать $\gamma^2_{pV_x}(f)$ = 0,8. Тем не менее превышение сигнал/шум когерентной мощности на частоте 83 Гц относительно давления составляет по каналам: *x* ~ 20 дБ, *y* ~ 15 дБ, *z* ~ 10 дБ. Разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x} = 180°$, $\Delta\varphi_{pV_y} = 180°$, $\Delta\varphi_{pV_z} = 100°$. Данный набор характеристик указывает на то, что наблюдается сигнал 83 Гц. Превышение $S_{p^2}(f)$ над шумом составляет не более 5 дБ. Обращаем внимание на дискретные лини в виде «провалов», некоторые из них на спектрах $\gamma^2_{pV_x}(f)$, $S_{pV_y}(f)$ и $S_{pV_z}(f)$ отмечены звездочкой *. Происхождение дискретных «провалов» объясняется компенсацией встречных потоков энергии [13].

На рис. 5.3 представлены спектры $S_{p^2}(f)$, $S_{pV_i}(f)$, (*i=x, y, z*) в зависимости от времени усреднения. Частота подводного источника 123 Гц. Из рис. 5.2 следует, что в зависимости от частоты и времени усреднения, уровень когерентной мощности снижается относительно спектра $S_{p^2}(f)$ от 10 до 30 дБ. Наибольшее снижение уровня спектра когерентной мощности наблюдается на частотах до 150 Гц (до 30 дБ). На более высоких частотах наблюдается пологий максимум динамического шума (150–350 Гц), источником которого является поверхностное волнение.

Спектральные уровни $S_{p^2}(f)$ на рис. 5.3, Г, Д, Е практически идентичны, т.е. для получения статистически устойчивого спектра $S_{p^2}(f)$ достаточно усреднения, равного 8 с; но для получения статистически устойчивого спектра $S_{pV_y}(f)$ необходимо время усреднения, равное 16 с, так как спектры $S_{pV_y}(f)$ на рис. 5.3, Д, Е идентичны. Рассмотренный механизм помехоустойчивости комбинированного приемника обсуждается в научной литературе более 30 лет. Из реальных экспериментальных данных следует, что в зависимости от вида математической обработки помехоустойчивость комбинированного приемника может достигать от 5 дБ (в изотропном поле) до ~ 25–30 дБ (в анизотропном поле). Однако, в силу векторной природы акустического поля, в сложном акустическом поле при суммировании от различных источников векторов плотности потока энергии и слабом сигнале (на уровне шумов по каналу p) искомый сигнал, т.е. его когерентная часть, может быть скомпенсирован встречными потоками энергии шума или помехи. В данном случае (сложного акустического поля) выше обсуждаемая методология неприменима. Отсюда следует, что проблема обнаружения слабого сигнала в сложном акустическом поле складывается из двух этапов: первый этап – сигнал с превышением p не менее +(2–3) дБ; второй этап – сигнал по мощности находится ниже уровня p.

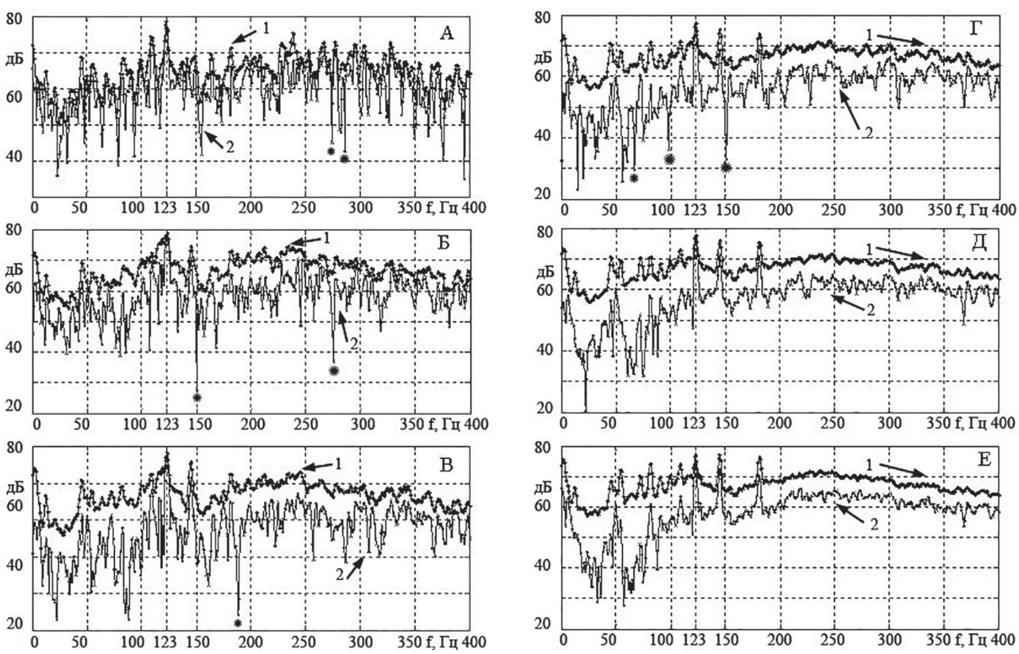


Рис. 5.3. Спектры $S_{p^2}(f)$ и y-компоненты когерентной мощности $S_{pV_y}(f)$. Время усреднения: А – 1 с; Б – 2 с; В – 4 с; Г – 8 с; Д – 16 с; Е – 32 с. Обозначения: 1 – $S_{p^2}(f)$; 2 – $S_{pV_x}(f)$. Полоса анализа 1 с. Звездочкой (*) отмечены спектральные линии, которые появляются в результате компенсации встречных потоков энергии. Уровень децибел отсчитывается относительно 1 мкПа^2/Гц. Подводный источник, излучающий 123 Гц, находится на расстоянии ~ 12 км

5.2. ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ В СЛУЧАЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА

На рис. 5.4 представлен проход катера ВРД, который использовался как широкополосный излучатель в полосе частот 50–1000 Гц. Катер двигался относительно приемной системы с постоянной скоростью ~ 9 узлов постоянным курсом.

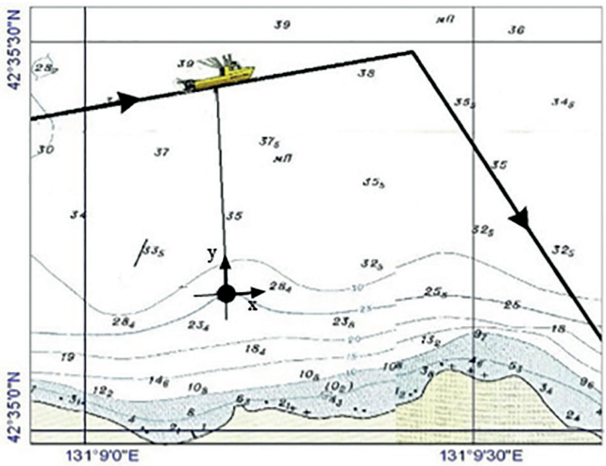


Рис. 5.4. Схема прохода катера ВРД относительно приемной системы. На схеме представлена часть галса при движении судна с расстояния ~10 км на сближение с приемной системой. Траверзное расстояние ~300 м

Проходные характеристики приведены на рис. 5.5–5.10. При различных временах усреднения 5 с, 10 с, 15 с сравниваются проходные характеристики $E_p = pp^*$ с когерентной мощностью pV_i^* ($i = x, y, z$) в полосе частот Δf = 353–397 Гц (Δf = 44 Гц). Цифры 1–8 обозначают на рис. 5.5, 5.7, 5.9 следующее: 1 – уровень подводного окружающего шума для E_p при отсутствии ВРД, цифра 2 – шумы для pV_i^* ($i = x, y, z$). Цифра 3 указывает на участок проходной характеристики E_p, на котором отсутствуют достаточно крупные изменения уровня E_p, но на pV_i^* (цифра 4) присутствуют сразу два явления – интерференция и компенсация потоков энергии со значительным изменением уровня (до ~ 20 дБ). Цифра 5 указывает на изменение уровня E_p при проходе вблизи приемной системы, цифра 6 – на изменения уровня pV_i^*, связанные с компенсацией потоков энергии при этом проходе. Цифры 7, 8 указывают уровень E_p, pV_i^*, соответственно, при удалении ВРД на расстояние ~ 7 км. На рис. 5.6, 5.8, 5.10 цифры 1 и 2, 3 и 4, 5 и 6, 7 и 8 обозначают разности фаз $\Delta\varphi_{pV_i} = \Delta\varphi_p - \Delta\varphi_z$ ($i = x, y, z$), для проходных характеристик приведенных на рис. 5.5, 5.7, 5.9. Рис. 5.5–5.10 приведены при возрастающих временах усреднения от 5 до 15 с с тем,

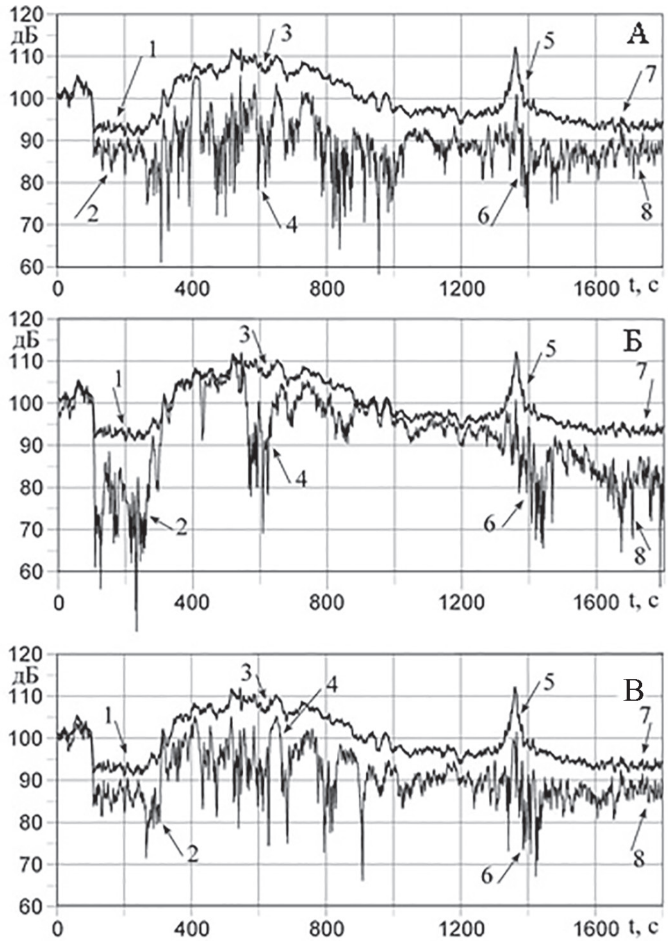


Рис. 5.5. Сравнение проходных характеристик pV_i^* ($i = x, y, z$) с характеристикой E_p: А – pp^* (вверху) и pV_x^*; Б – pp^* и pV_y^*; В – pp^* и pV_z^*. Траверз при t = 600 с. $R_{трав.}$ ~ 300 м. Максимальное удаление при t = 1800 с равно ~ 7 км. Время усреднения 5 с, Δf = 353–397 Гц

чтобы анализировать изменчивость структуры векторного поля по сравнению со скалярным полем акустического давления. Анализ проводился в полосе частот Δf = 353 – 397 Гц. Ортогональные x-, y-, z-компоненты являются компонентами колебательного ускорения.

Из рис. 5.5, 5.7, 5.9 следует, что флуктуации уровня E_p не превышают 6 дБ (см., напр., рис. 5.9), но кривые pV_i^* изрезаны, и флуктуации уровня достигают 40 дБ. Обращает на себя внимание следующее: цифра 1 обозначает ситуацию, в которой ВРД находится в дрейфе, и можно предположить, что на этом участке регистрируются только шумы акватории по каналу акустического давления; цифра 2 указывает уровень шума по каналам pV_i^*, они находятся значительно ниже уровня pp^* (по крайней мере, от 10 до 20 дБ). Разность уровней 1 и 2 между ортогональными каналами *x*, *y*, *z* указывает на значительную анизотропию акустического поля в трех измерениях.

На рис. 5.6, 5.8, 5.10 приведены разностно-фазовые характеристики $\Delta\varphi_{pV_x} = \varphi_p - \varphi_x$, $\Delta\varphi_{pV_y} = \varphi_p - \varphi_y$, $\Delta\varphi_{pV_z} = \varphi_p - \varphi_z$. Поскольку разность фаз между вектором grad *p* и вектором колебательной скорости $\vec{V}$ $\pi/2$, то на рис. 5.6, 5.8, 5.10 разность фаз -90° соответствует 180° но +90° соответствует 0° для колебательной скорости. Разностно-фазовые характеристики указывают на то, что шумы акватории (1,2 и 7,8) идут в направлении –x; по оси y с направления +y;

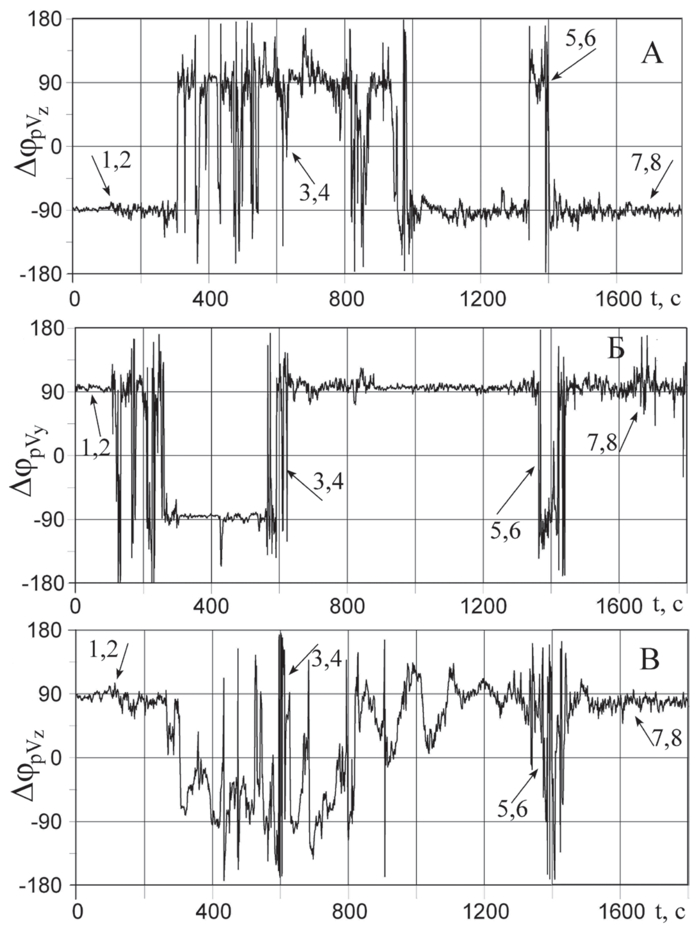


Рис. 5.6. Разностно-фазовые проходные характеристики: А – $\Delta\varphi_{pV_x}$; Б – $\Delta\varphi_{pV_y}$; В – $\Delta\varphi_{pV_z}$ для рис. 5.5. Условия те же, что на рис. 5.5

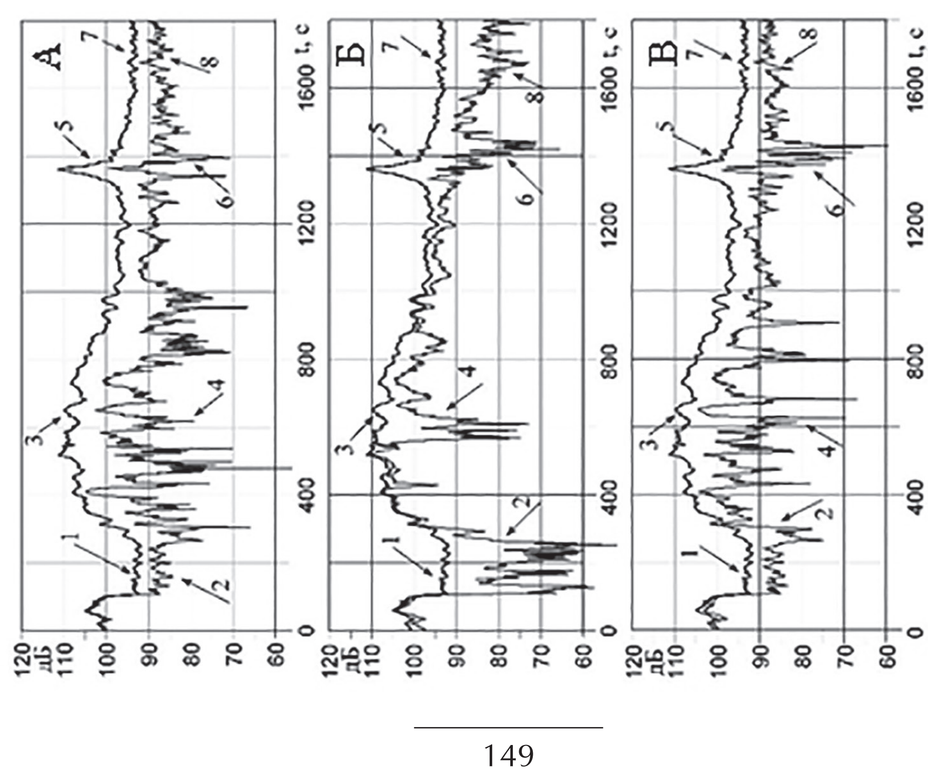


Рис. 5.7. Сравнение проходных характеристик, условия те же, что на рис. 5.5. Усреднение 10 с

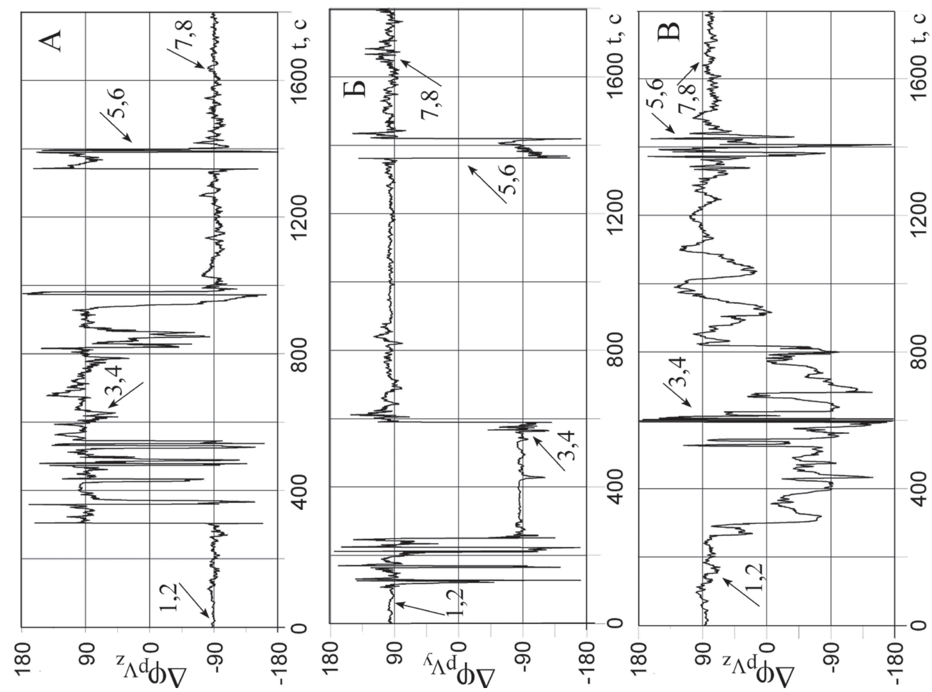


Рис. 5.8. Разностно-фазовые проходные характеристики для рис. 5.7. Усреднение 10 с

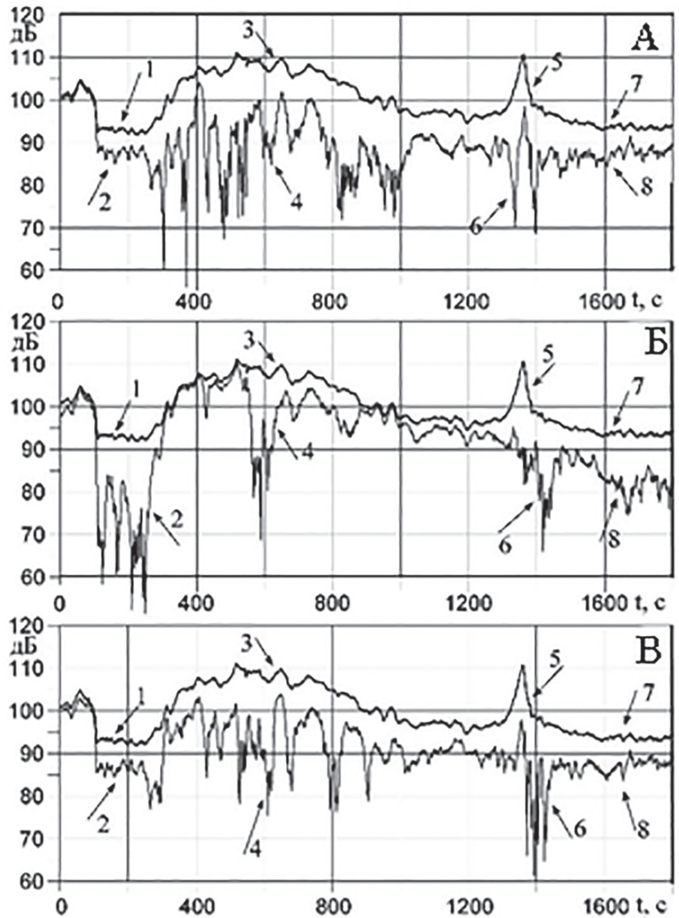


Рис. 5.9. Сравнение проходных характеристик, условия те же, что на рис. 5.5. Усреднение 15 с

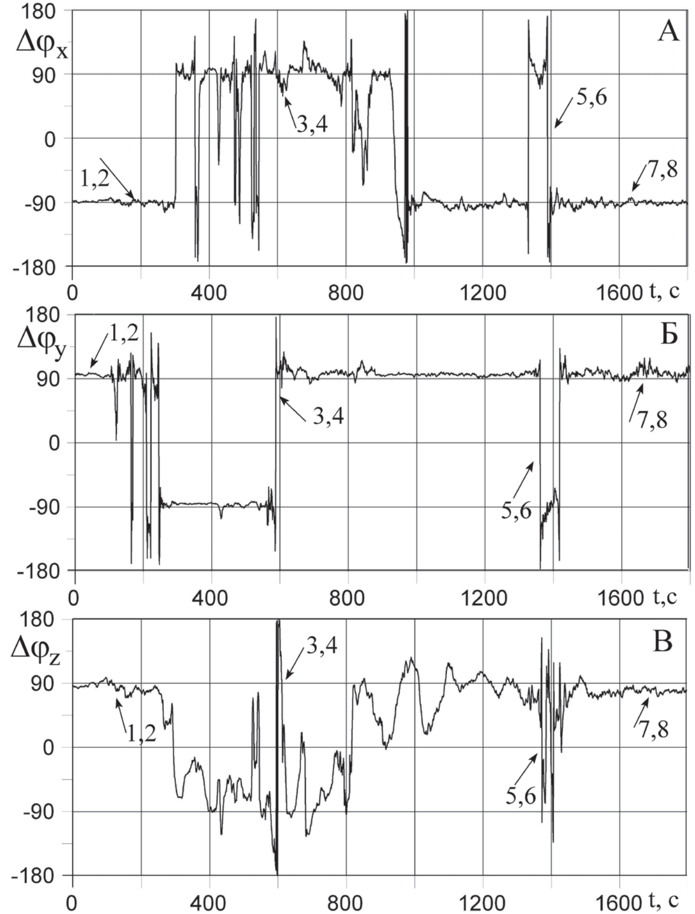


Рис. 5.10. Разностно-фазовые проходные характеристики для рис. 5.9. Усреднение 15 с

по оси z сверху, от поверхности к дну. На участке 3,4 наблюдаются шумы ВРД; на участке 5,6 – шумы яхты, идущей вслед за ВРД, поэтому разности фаз совпадают по осям x и y. Разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}$ указывает на присутствие ВРД и яхты в то время (по оси x t = 900 с, по оси y t = 600 с), когда по осям x и y преобладают шумы акватории.

5.3. ВЕКТОРНО-ФАЗОВЫЙ ПАССИВНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ СОНАР

Предлагаемая методика обработки сигнала принципиально отличается от существующей обработки в гидроакустических системах, построенных на основе скалярных величин акустического поля. Оценка отношения сигнал-шум SNR при использовании приемных гидроакустических систем (ГАС), построенных на основе скалярных приемников (гидрофонов), производится на основе уравнений гидролокации:

для активных ГАС SNR = SL – 2TL + TS – (NL – DI),

для пассивных ГАС SNR = SL – TL – (NL – DI), (5.6)

где SNR – нормированное отношение сигнал/шум на выходе приемника (дБ); SL – уровень излучения акустического источника (дБ) по отношению к $0{,}667\cdot 10^{-18}$ Вт/м^2 (это единица интенсивности звука в плоской волне со среднеквадратическим значением звукового давления 1 мкВ/Па); TL – потери (дБ) при распространении в одном направлении – от источника излучения к цели или от цели к приемнику; TS – сила цели (дБ) в случае активных ГЛС, этот параметр связан с эффективностью отражения звука от цели; NL – уровень шума в приемнике (дБ) относительно 1 мкВ/Па; DI – показатель направленности приемной антенны (дБ). Эта величина показывает, в какой степени гидрофонная антенна ослабляет изотропные шумы. Методология оценки SNR при пассивном обнаружении определяется параметром DI (показателем направленности приемной антенны), т.е. степенью когерентности полезного сигнала в апертуре антенны на гидрофонах, разнесенных на $l/2$, когерентная помеха, наряду с сигналом, также усиливается в апертуре антенны

Предлагаемая методика обнаружения акустических источников звука отличается от методов обнаружения при использовании скалярных антенн. Как известно, в антеннах порог обнаружения определяется сравнением мощности сигнала и шума. Дальность действия приемной системы определяется пороговой мощностью сигнала, т.е. минимальной мощностью полезного сигнала на входе приемника, при которой заданные вероятности пропуска и ложной тревоги обеспечиваются с заданной точностью. Подобный расчет дается в случае скалярного поля, как известно, уравнением гидролокации. Но в векторных акустических полях слабый сигнал может быть полностью компенсирован анизотропным полем шума (помехи), что делает невозможным сравнение мощностей сигнала и шума и открывает новые возможности для процесса обнаружения.

Фундаментальные свойства акустического поля, связанные с их векторной природой, могут быть использованы в реальных задачах гидроакустики. Одиночный комбинированный приемник малых волновых размеров при мультипликативной обработке сигналов, являясь корреляционным приемником, позволяет измерять в данной точке акустического поля временню когерентность и, что особенно важно, ее анизотропию. В данной работе обсуждается возможность построения алгоритма обнаружения слабых сигналов в сложных акустических условиях когерентной помехи и динамических шумов мелкого моря на основе явления компенсации встречных потоков энергии и связанной с процессом компенсации статистической неустойчивости разностно-фазовых отношений [1, 13]. Слабым сигналом считаем сигнал, мощность которого соизмерима с мощностью помехи, в этом случае отношение сигнал/помеха по каналу давления не должно превышать 3 дБ.

Алгоритм обнаружения, построенный на основе конкретного физического явления, сводится к тому, что исследователь априори знает признаки появления полезного сигнала, связанного со свойствами данного явления. Априорной информацией алгоритма обнаружения при компенсации встречных потоков энергии является «провал» уровня когерентной мощности и функции частотной когерентности относительно уровня помехи и шума на частоте (полосе частот) искомого сигнала. В фазовых спектрах на данной частоте должны наблюдаться или устойчивый скачок разности фаз, равный 180° при неполной компенсации, или случайная неопределяемая разность фаз при полной компенсации на тех же каналах.

Данный алгоритм должен иметь преимущество по сравнению с алгоритмом обнаружения сигнала в пассивном режиме в случае скалярных приемных систем, который сводится к известной схеме оценки выборочных функций случайного процесса [17]:

$$r(t) = s(t) + n(t), \quad T_i \le t \le T_j : H_1$$

$$r(t) = n(t), \quad T_i \le t \le T_j : H_0. \tag{5.7}$$

В соотношении (5.7) $r(t)$ – выборка функции случайного процесса; $s(t)$ – сигнал; $n(t)$ – шум; $T_i - T_j$ – интервал времени наблюдения; H_1, H_0 – гипотезы о наличии и отсутствии сигнала. Статистический характер процесса обнаружения основан на методе проверки статистических гипотез и оценки параметров. Чтобы избежать затруднений, возникающих из-за незнания амплитуды сигнала и априорных вероятностей для выбора приемлемого значения вероятности ложной тревоги, используют критерий Неймана–Пирсона. Порог обнаружения выбирается таким, чтобы вероятность обнаружения оказывалась максимальной при максимальной вероятности ложной тревоги.

При оценке выборочных случайных функций векторного поля с учетом априорной статистической информации становится возможным значительно упростить процесс принятия решений в задаче обнаружения. Направление на источник звука определяется по формуле $\alpha = arctgS_{pV_y}\left(f,t\right)/S_{pV_x}\left(f,t\right)$ или по скачку разности фаз $\Delta\varphi_x\left(f,t\right)$, $\Delta\varphi_y\left(f,t\right)$ при вращении направленности диаграммы. Разделение по углу двух близкорасположенных источников определяется по критерию Рэлея [1, 14].

5.3.1. Принцип действия сонара

В отличии от классической модели обнаружителя, построенного на основе квадратичного детектора, процесс обнаружения в котором сводится только к сравнению мощности сигнала и шума, предлагается (в дополнении к этому) модель обнаружителя на основе анализа фазы и степени когерентности сигнала на фазовом детекторе и когерентном детекторе. Вероятностно-статистический процесс обнаружения и принятие решений дополняет классическую схему обнаружения (критерий Неймана-Пирсона) введением новой схемы принятия статистических решений с использованием критерия Рэлея. На рис. 5.11 приведена схема векторно-фазового сонара.

Принцип действия сонара основан на характерных свойствах векторного акустического поля: явлении компенсации, устойчивом поведении разностно-фазовых соотношений при низком уровне SNR<<1 и скачке фазы на 180° при переходе цели через минимум диаграммы направленности диполя. Эти условия выполняются при любой структуре поля [14, 15].

Блок-схема сонара приведена на рис. 5.11, на которой построена методика обнаружения и принятия решения «присутствие–отсутствие цели».

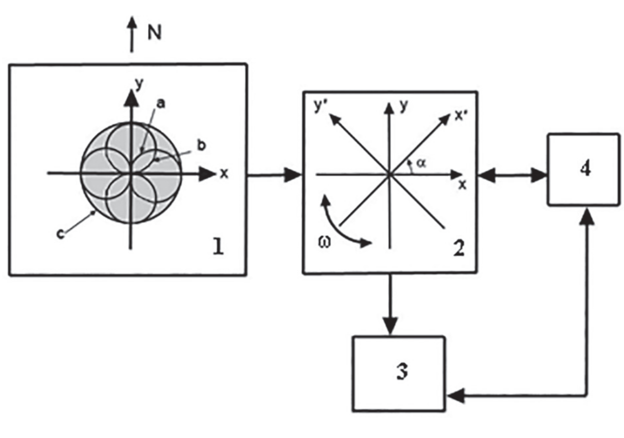


Рис. 5.11. Блок-схема векторно-фазового сонара. Обозначения: 1 – угловые характеристики чувствительности горизонтальных каналов *x* и *y*: a, b – каналы *x* и y векторного приемника соответственно; c – канал акустического давления; 2 – устройство электронного вращения характеристикой направленности чувствительности; *ω* – угловая скорость вращения («качания») диаграммы направленного комбинированного приемника; 3 – оператор; 4 – процессоры Фурье и Гильберта, детектор когерентной мощности, фазовый детектор

Сонар построен на основе одиночного комбинированного приемника. Определение пеленга на цель осуществляется путем электронного вращения и качания x-, y-диаграмм направленности вокруг оси z на некоторый угол $\pm\Delta a$ относительно направления на цель. Лоцирование шумящей цели осуществляется по направлению перпендикуляра к оси x, если качается x-диаграмма направленности относительно своего минимума или перпендикуляра к оси y, если качается y-диаграмма направленности относительно минимума y-диаграммы. Перпендикулярные прямые соответствуют минимумам соответствующих диаграмм x и y. Коэффициенты деления хороших векторных приемников составляют порядка 26–29 дБ. Угловой сектор в диаграмме направленности, отвечающий данному коэффициенту деления, не более 3°, что обеспечивает высокую точность пеленгования по минимуму диаграммы направленности. Минимум диаграммы x-канала соответствует максимуму y-канала, что является важным фактором при обработке сигнала. Основным объектом лоцирования является регистрация скачка разности фаз $\Delta\varphi_x\left(f_0,\alpha\right)$ или $\Delta\varphi_y\left(f_0,\alpha\right)$ на 180° и пиков их производных $\Delta\dot{\varphi}_x(f_0,\alpha)=\dfrac{d\left(\Delta\varphi_x\left(f_0,\alpha\right)\right)}{d\alpha}$ или $\Delta\dot{\varphi}_y(f_0,\alpha)=\dfrac{d\left(\Delta\varphi_y\left(f_0,\alpha\right)\right)}{d\alpha}$. В точке перегиба кривых разности фаз производных $\Delta\dot{\varphi}_x(f_0,\alpha)$ и $\Delta\dot{\varphi}_y(f_0,\alpha)$ имеют резкие положительные или отрицательные пики, связанные с «перекладкой» фазы с 0° на 180° или с 180° на 0°. Второй основной подход – использование в методологии процесса обнаружения явления компенсации встречных потоков энергии. Прежде всего провалов спектрального уровня на частоте слабого сигнала и нестабильность разности фаз на данной частоте. Принцип действия сонара основан на авторских патентах [14, 15].

Рис. 5.12–5.15 демонстрируют поведение разности фаз $\Delta\varphi_{x,y}\left(f_o,t\right)$, функций когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_{x,y}\left(f_o,t\right)$ и их производных от времени $\Delta\dot{\varphi}_{x,y}\left(f_o,t\right)$, $\mathrm{Re}\dot{\Gamma}_{x,y}\left(f_o,t\right)$ при переходе сигнала от подводной цели через минимум диаграммы направленности y-канала. Поскольку цель находится в максимуме диаграммы направленности x-канала, то для $\Delta\varphi_x\left(f_o,t\right)$, $\Delta\dot{\varphi}_x\left(f_o,t\right)$, $\mathrm{Re}\Gamma_x\left(f_o,t\right)$ и $\mathrm{Re}\dot{\Gamma}_x\left(f_o,t\right)$ не наблюдается особенностей от времени. Особенности этих величин наблюдаются в y-канале. Разности фаз $\Delta\varphi_y\left(f_o,t\right)$ и функция когерентности $\mathrm{Re}\Gamma_y\left(f_o,t\right)$ испытывают скачок: $\Delta\varphi_y\left(f_o,t\right)$ на 180°, $\mathrm{Re}\Gamma_y\left(f_o,t\right)$ – от -1.0 до +1.0; в точке перехода при $t\approx 200$ с их производные $\Delta\dot{\varphi}_y\left(f_o,t\right)$, $\mathrm{Re}\dot{\Gamma}_y\left(f_o,t\right)$ также испытывают скачок, который хорошо виден на фоне нулевых значений производных.

В векторном акустическом поле [1, 13–15] при компенсации встречных потоков энергии статистические характеристики параметров $S_{pV_i}\left(f\right)$, $\gamma_i^2\left(f\right)$, $\Delta\varphi_i\left(t\right)$ могут быть признаком присутствия сигнала в смеси когерентной помехи и подводного окружающего шума; при этом мы имеем значительный выигрыш в соотношении сигнал/помеха.

Таким образом, фундаментальные свойства векторного акустического поля могут быть положены в основу создания обнаружителя – векторно-фазового

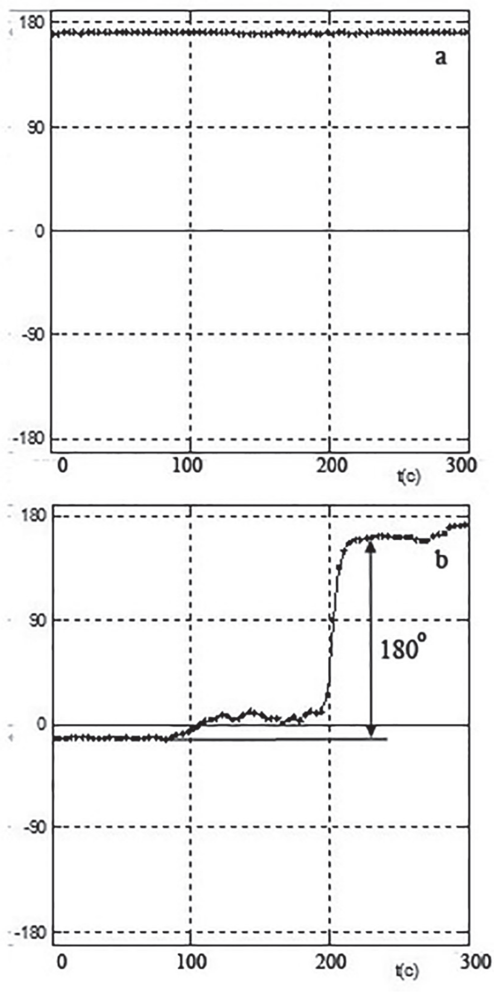


Рис. 5.12. Разности фаз: a – $\Delta\varphi_x\left(f_o,t\right)$; b – $\Delta\varphi_y\left(f_o,t\right)$. Время усреднения 8 с. Частота 400±5 Гц

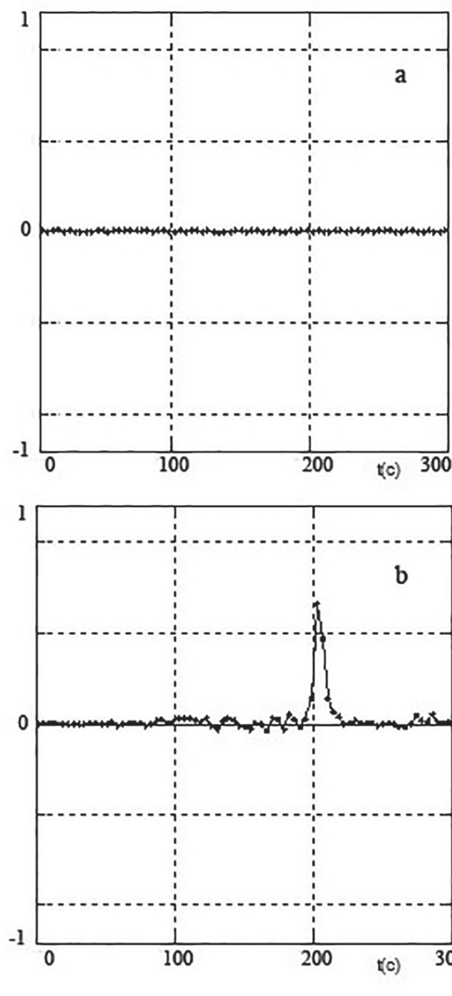


Рис. 5.13. Зависимость от времени производных разности фаз, представленных на рис. 5.12: a - $\Delta\dot{\varphi}_x\left(f_0,t\right)$; b – $\Delta\dot{\varphi}_y\left(f_o,t\right)$. Время усреднения 8 с

сонара. Структура оптимального обнаружителя, построенного на базе одиночного комбинированного приемника малых волновых размеров, состоит из детектора когерентной мощности и фазового детектора. Статистическая обработка данных основана на преобразованиях Фурье и Гильберта. Оценка принятия гипотез H_1 и H_0 производится по одновременному совпадению характеристик априорных данных, а именно, провалов уровня соответствующих компонент когерентной мощности, функции частотной когерентности и соответствующих им разностно-фазовых соотношений.

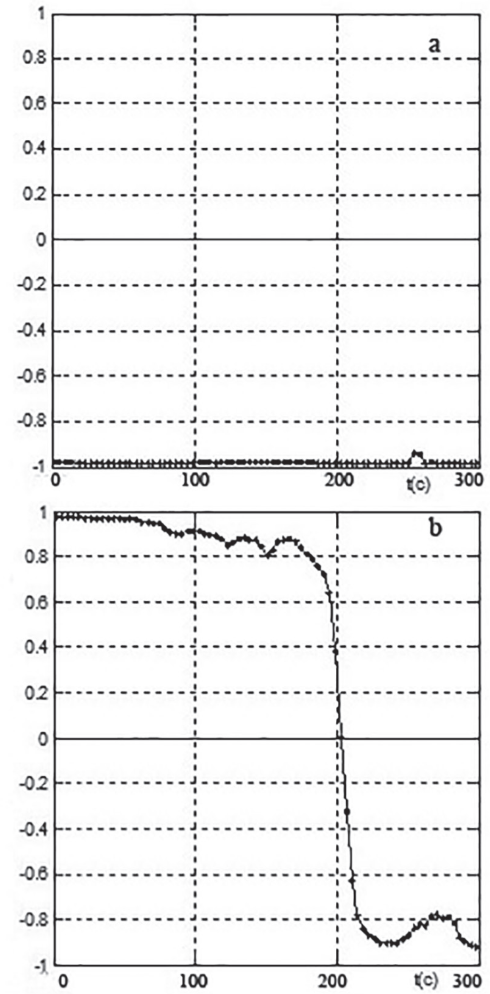


Рис. 5.14. Зависимость от времени: a – Re$\Gamma_x(f_0, t)$; b – Re$\Gamma_y(f_0, t)$. Время усреднения 8 с. Реализация та же, что на рис. 5.12, 5.13

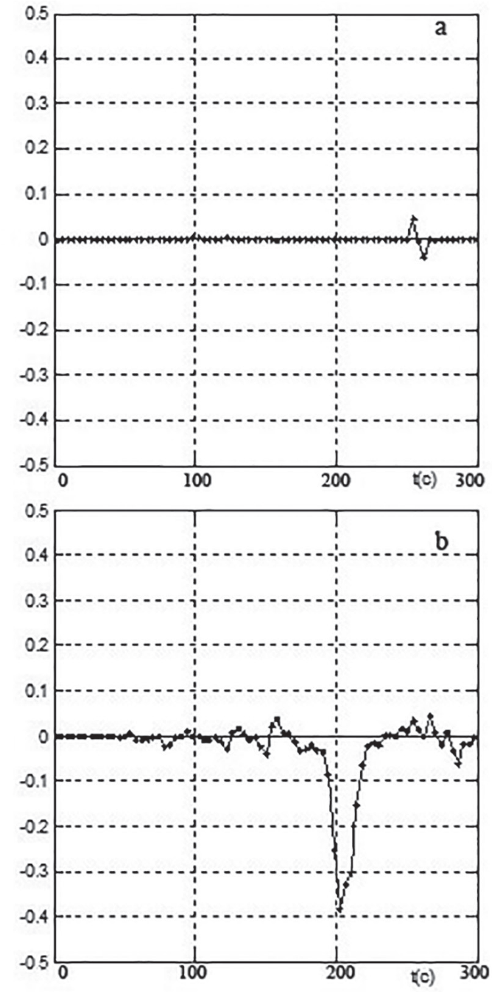


Рис. 5.15. Зависимость от времени производных: a – Re$\dot{\Gamma}_x\left(f_o,t\right)$; b – Re$\dot{\Gamma}_y\left(f_o,t\right)$. Время усреднения 8 с

5.3.2. Последовательность вычислительных операций при работе сонара

Оператор (3, рис. 5.11) задает вращение диаграммы направленности устройству электронного вращения характеристикой направленности чувствительности с угловой скоростью вращения $\omega = \dot{\alpha}$ (где $\dot{\alpha} = \dfrac{d\alpha}{dt}$) по правилу вращения декартовой системы координат:

$$u_x\left(\alpha\right) = u_x \cos\omega t + u_y \sin\omega t \,,$$

$$u_y(\alpha) = -u_x \sin \omega t + u_y \cos\cos \omega t \,, \tag{5.8}$$

где u_x и u_y – электрические сигналы при ориентации осей x и y на N при a=0 (рис. 5.11), $u_x^{'}(\alpha)$ и $u_y^{'}(\alpha)$ – электрические сигналы при повороте осей x и y на угол a.

Счетно-решающее устройство выполняет в реальном времени следующие математические операции в режиме вращения:

$$\begin{aligned} &1.\ \mathrm{Re}I_{x,y}\left(t, f_0, \alpha(t)\right), \quad \mathrm{Im}I_{x,y}\left(t, f_0, \alpha(t)\right) \\ &\quad \mathrm{Re}\Gamma_{x,y}\left(t, f_0, \alpha(t)\right), \quad \mathrm{Im}\Gamma_{x,y}\left(t, f_0, \alpha(t)\right). \\ &2.\ \varphi_{x,y}\left(t, f_0, \alpha(t)\right), \qquad \dot{\varphi}_{x,y}\left(t, f_0, \alpha(t)\right). \end{aligned} \tag{5.9}$$

После обнаружения «перекладки» разности фаз на ±180°, что указывает на наличие локального источника звука, определяется угол α_0 этой «перекладки». Далее включается режим «качания» осей x и y относительно α_0, т.е. $\alpha_0 \pm \Delta\alpha$, и вычисляются производные $\dot{\varphi}_{x,y}(\Delta\alpha)$, где Δa изменяется в пределах ±5°. Если «качание» производится относительно минимума канала x, то максимум y-канала направлен на цель и его производная $\dot{\varphi}_y(\Delta\alpha)$=0. Максимум производной $\dot{\varphi}_x(\Delta\alpha)$ совпадает с α_0. В реальной ситуации угол $\alpha_0(t)$ зависит от времени в связи с

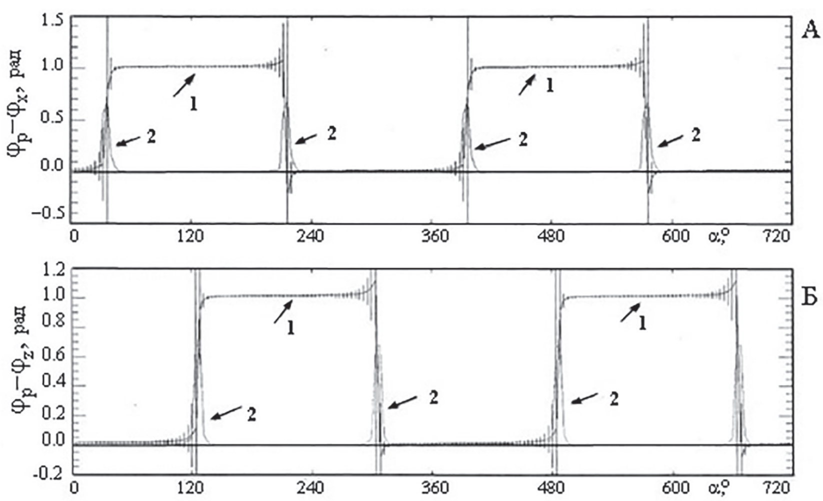


Рис. 5.16. Реальный результат пассивного лоцирования подводного источника. Глубина источника ≈ 60 м. Глубина комбинированного приемника 150 м. А – скачки разности фаз $\Delta j_x(\alpha_0,t_0)$; Б – $\Delta j_y(\alpha_0,t_0)$. 1 – соответствуют кривым $\Delta j_x(\alpha_0, t_0)$, $\Delta j_y(\alpha_0, t_0)$, 2 – их производным. Вертикальные линии на кривых соответствуют σ_x и σ_y. Угол поворота α измеряется в градусах, разность фаз – в радианах

движением цели, то производная $\dot{\varphi}_x(\Delta\alpha)$ также смещается во времени. При этом производная $\dot{\varphi}_x(\Delta\alpha)$ будет следить за смещением $\alpha_0(t)$, соответственно пик производной будет соответствовать направлению на цель. При этом производная $\dot{\varphi}_y(\Delta\alpha)$ должна быть равна нулю, поскольку максимум характеристики у точно направлен на цель. Одновременно по у-каналу строится сонограмма $S_{pV_y}(f,t)$ и отслеживаются энергетические характеристики цели. По спектрам $S_{p^2}(f)$, $S_{p,V_{x,y}}(f)$ на частоте цели определяется наличие или отсутствие компенсации. Решение о наличии цели принимается по результатам нескольких итераций при варьировании угла $\pm\Delta a$. В том случае, если вероятность появления скачков разности фаз на ±180° и соответствующих им пиков производных стремится к единице, принимается решение о наличии цели. Поскольку локально лоцируемая цель находится на фоне анизотропного поля смеси динамического шума и помехи, предполагается, что в угле $\Delta\alpha \approx \pm(3\text{–}5°)$ изменения динамического шума незначительны и в секторе (6–10°) наблюдается одна локальная цель. В качестве примера приведен результат фазового лоцирования (рис. 5.16) [14].

5.3.3. Схемы обработки сигнала по Фурье и Гильберту

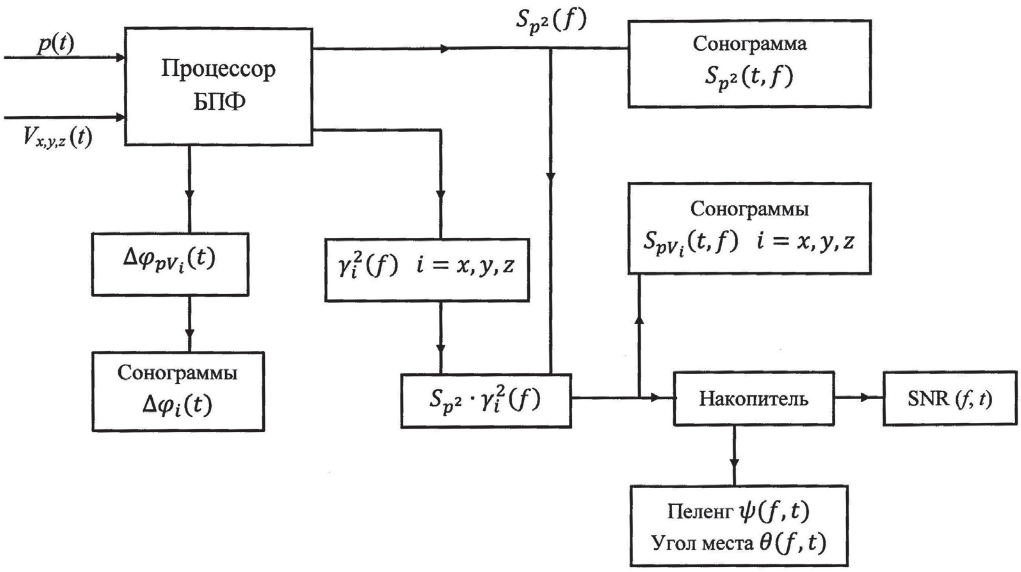


Рис. 5.17. Блок-схема математической обработки векторных характеристик сигнала и подводного окружающего шума с использованием БПФ

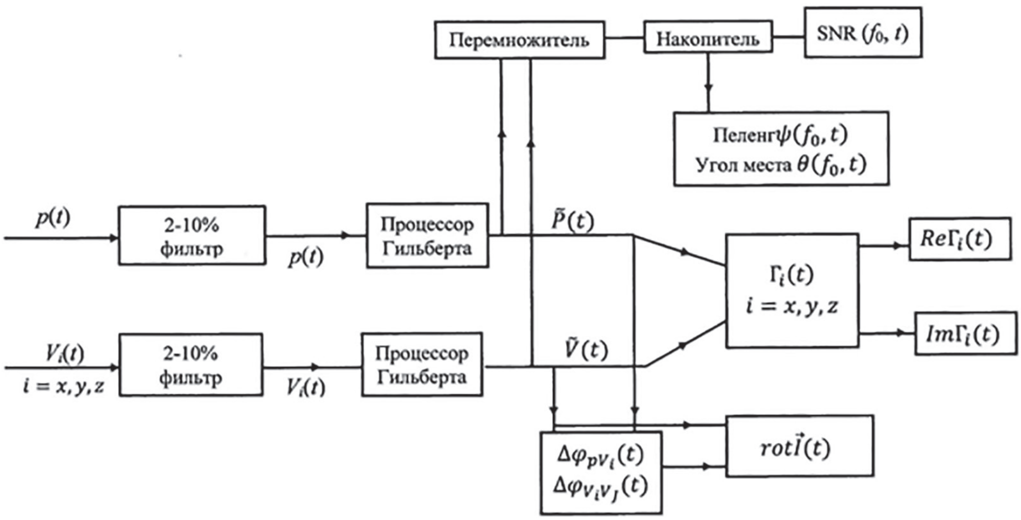


Рис. 5.18. Блок-схема математической обработки векторных характеристик сигнала и подводного окружающего шума с использованием преобразования Гильберта

ВЫВОДЫ

Изложены теоретические основы комбинированного приема. Проведен анализ экспериментальных данных. Выигрыш в помехоустойчивости SNR(PV) по сравнению с SNR(P^2) может составлять в анизотропном поле до ~30 дБ. Сформулированы основные эффекты, обнаруженные в векторном акустическом поле реального океана, которые необходимо применять в задачах наблюдения слабого сигнала в диффузном, частично-когерентном и когерентном акустическом поле помехи. Представленный материал является оригинальным и может быть использован в фундаментальных и прикладных проблемах при исследовании реального океана.

Литература

1. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с.
2. Щуров В.А., Щуров А.В. Помехоустойчивость гидроакустического комбинированного приемника // Акуст. журн. 2002. Т. 48, № 1. С. 110–119.
3. Смарышев М.Д. О помехоустойчивости гидроакустического комбинированного приемника // Акуст. журн. 2005. Т. 51, № 4. С. 558–559.
4. Щуров В.А. Ответ на письмо Смарышева М.Д. // Акуст. журн. 2005. Т. 51, № 4. С. 560–561.
5. Смарышев М.Д., Шендеров Е.Л. Помехоустойчивость плоских антенн в анизотропном поле помех // Акуст. журн. 1985. Т. 31, № 4. С. 502–506.

6. Песоцкий А.В., Смарышев М.Д. Сопоставительная оценка эффективности приемных антенн, состоящих из комбинированных приемников, в свободном поле и вблизи плоского экрана // Акуст. журн. 1989. Т. 35, № 3. С. 495–498.
7. Шендеров Е.Л. О помехоустойчивости антенн, состоящих из приемников звукового давления и приемников колебательной скорости // Гидроакустика. 2002. Вып. 3. С. 24–40.
8. Гордиенко В.А., Гордиенко Е.Л., Краснописцев Н.В., Некрасов В.Н. Помехоустойчивость гидроакустических приемных систем, регистрирующих поток акустической мощности // Акуст. журн. 2008. Т. 54, № 5. С. 774–785.
9. Злобин Д.В., Касаткин Б.А., Касаткин С.Б., Косарев Г.В. Некоторые результаты исследований скалярно-векторных звуковых полей в инфразвуковом диапазоне частот // Гидроакустика. 2017. Вып. 31 (3). С. 65–78.
10. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Экспериментальная оценка помехоустойчивости комбинированного приёмника в инфразвуковом диапазоне частот // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 1 (27). С. 38–47.
11. Дзюба В.П. Скалярно-векторные методы теоретической акустики. Владивосток: Дальнаука, 2006. 194 с.
12. Глебова Г.М., Жбанков Г.А., Селезнев И.А. Анализ характеристик обнаружения сигнала векторно-скалярной приемной системой антенны // Гидроакустика. 2014. Вып. 19 (1). С. 68–78.
13. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С., Иванов Е.Н. Признаки, определяющие компенсацию встречных потоков энергии в акустических полях океана // Акуст. журн. 2010. Т. 56, № 6. С. 835–843.
14. Способ определения пеленга на шумящий объект: пат. 2444747 C1 РФ / Щуров В.А., Иванов Е.Н., Иванов И.А. № 2010126808; заявл. 30.06.10; опубл. 10.03.12, Бюл. № 7.
15. Многоканальный цифровой комбинированный гидроакустический комплекс: пат. 82972 U1 РФ / Щуров В.А., Иванов Е.Н., Иванова Г.Ф. № 2008152703; заявл. 30.12.08; опубл. 10.05.09, Бюл. № 13.
16. Подводный планер для моноторинга векторных акустических полей: пат. 106880 U1 РФ / Щуров В.А., Иванов Е.Н., Щеглов С.Г., Черкасов А.В. № 2011108806; заявл. 09.03.11; опубл. 27.07.11, Бюл. № 21.
17. Бурдик В.С. Анализ гидроакустических систем. Л.: Судостроение, 1988. 392 с.

Глава шестая

ТЕХНИКА ВЕКТОРНО-ФАЗОВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА. ЭКСПЕДИЦИИ. КОНФЕРЕНЦИИ

Истории исследований и становлению векторно-фазового метода в ТОИ ДВО РАН (лаборатория акустических шумов океана) посвящена данная глава (1980–2019 г). На фотографиях представлены техника эксперимента различных лет, участие в международных конференциях, международные связи (рис. 6.1–6.37).

Рис. 6.1. Президент Российской академии наук Ю.С. Осипов и вице-президент Н.П. Лавёров в лаборатории В.А. Щурова, которая в 1995–1998 гг. проводила исследования по контракту с Харбинским инженерным университетом, КНР

6.1. Экспедиционные исследования

6.1.1. Экспедиция на НИС «Каллисто». Курило-Камчатская гряда. Май–июнь 1979 г.

Первые векторно-фазовые исследования анизотропии низкочастотных акустических подводных шумов на Тихом океане. Данный эксперимент положил начало векторно-фазовым измерениям в подводной акустике.

Рис. 6.2. Комбинированная донная низкочастотная четырехкомпонентная акустическая приемная система МГУ–ТОИ на борту НИС «Каллисто», о-в Итуруп, бухта Бархатная. На фото в центре В.А. Щуров (ТОИ) и сотрудники кафедры акустики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Слева направо: А. Слуцков, С. Ильин, Ф. Топоровский

Рис. 6.3. Эксперимент на НИС «Каллисто». Борт парусно-моторной яхты «Блюз». Бухта Бархатная. Запись шумов и сигналов с комбинированной донной системы. С.А. Ильин, В.А. Щуров, июнь 1979 г.

6.1.2. Северо-Западная и Центральная части Тихого океана. Экспедиция на НИС «Балхаш». 1983 г.

Эксперимент с комбинированной вертикальной антенной на глубинах 200–1000 м. Исследование анизотропии подводного низкочастотного акустического шума океана, антропогенной помехи и помехоустойчивости приемных систем в реальных условиях океанической среды.

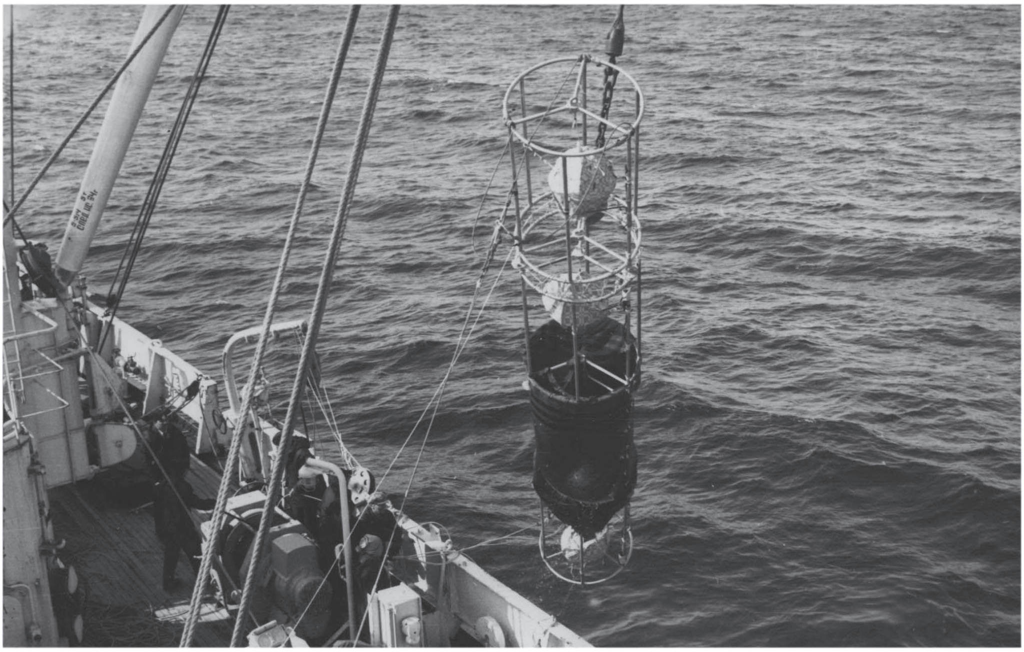


Рис. 6.4. Постановка антенны с борта НИС «Балхаш». Три балла по шкале Бофорта. Северо-Западный район Тихого океана

Рис. 6.5. Борт НИС «Балхаш». Академик В.И. Ильичев управляет характеристикой направленности антенны

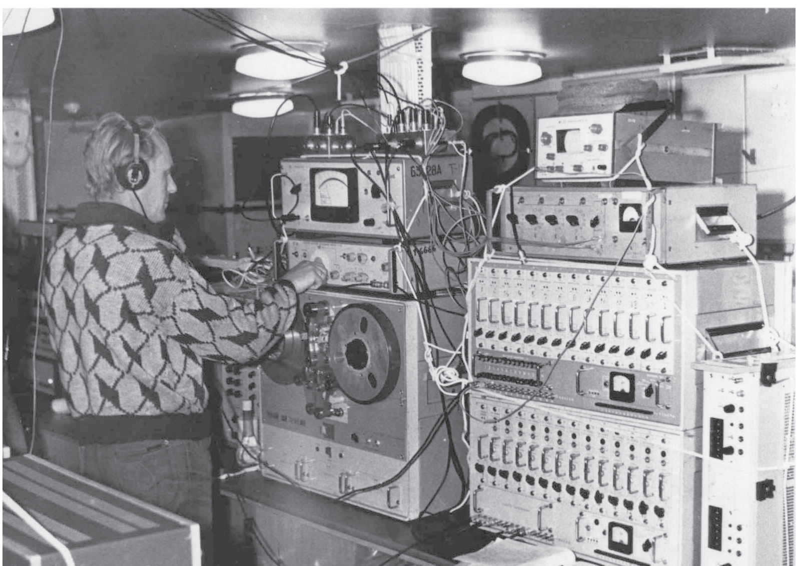


Рис. 6.6. Борт НИС «Балхаш». Стенд аналоговой записи. В.А. Щуров, 1983 г.

Рис. 6.7. НИС «Балхаш». Центральная часть Тихого океана. В.И. Ильичев, В.А. Щуров, 1983 г.

6.1.3. Северо-Западная и Центральная части Тихого океана, Индийский океан. НИС «Академик А. Виноградов». 1990 г.

Исследование векторных акустических свойств глубокого открытого океана с помощью свободнодрейфующей комбинированной телеметрической системы. Маршрут экспедиции – район п-ва Камчатка до южных широт Индийского океана. Предмет исследований – низкочастотные шумы и сигналы. Частота от 5–1000 Гц. Глубины от 150–1000 м. Фотографии представляют экспедиционные работы в Индийском океане.

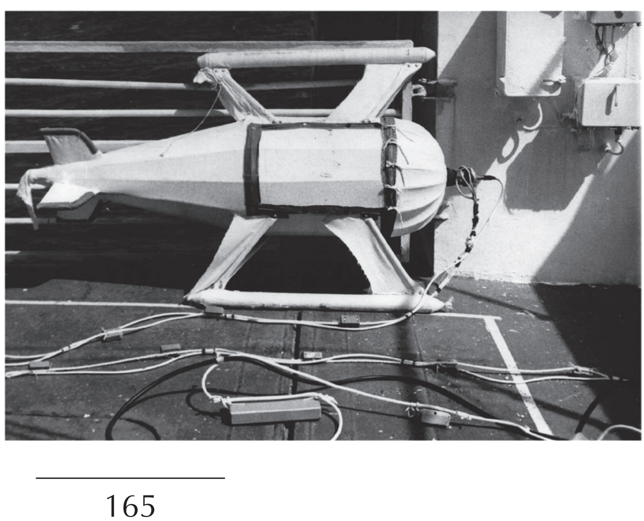


Рис. 6.8. Модуль нейтральной плавучести. Совместная разработка ТОИ, КНИИГП (Киевский научно-исследовательский институт гидроприборов, Киев) и КБ «Шторм» (конструкторское бюро «Шторм», Киевский политехнический институт, Киев), НПО «Ленинец», Ленинград

Рис. 6.9. Совет перед постановкой. Слева направо: Н.К. Воронин, Н.Г. Клименок (КНИИГП), В.А. Щуров (ТОИ), В.П. Рудниченко, Ю.А. Хворостов, Л.Ф. Шиков, В.А. Комаров (КНИИГП)

Рис. 6.10. Сборка системы на борту НИС «Академик А. Виноградов»

Рис. 6.11. Постановка через слип НИС. Слева направо: А.С. Федосеенков, С.П. Лисица, В.А. Щуров, В.А. Мелешко, В.И. Коваленко

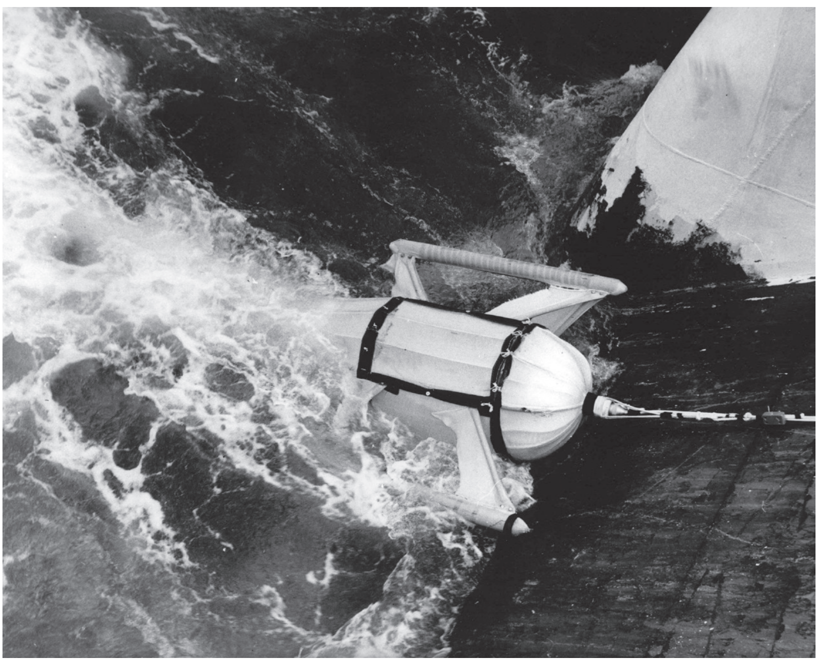


Рис. 6.12. Модуль погружается в глубины океана

Рис. 6.13. Южные широты Индийского океана. Радиобуй телеметрической системы отрабатывает трехбалльное волнение поверхности океана. Белые точки на поверхности – пластиковые поплавки кабельной линии, уходящей в глубины океана. На глубине находятся два модуля, 500 и 1000 м

6.14. НИС «Академик М. Лаврентьев у скалистых берегов Камчатки, б. Русская, 1987 г.
Слева направо: В.А. Мелешко, В.А. Щуров, Ю.А. Хворостов, В.А. Комаров, В.И. Коваленко, С.П. Лисица, вверху – А.Н. Фадеев

6.2. Акустические исследования мелкого моря. Прибрежные экспедиции

Исследования акустических процессов в мелком море проводились на акватории залива Петра Великого на глубинах от ~30 до ~120 м. Наиболее интересные результаты – обнаружение вихрей вектора акустической интенсивности, исследования направленных свойств подводного окружающего шума и явления компенсации встречных потоков энергии. На морской экспедиционной базе отрабатывались техники векторно-фазового приема и велась подготовка акустической аппаратуры к исследованиям глубокого открытого океана.

Рис. 6.15. Здание лаборатории акустических шумов океана, бухта Витязь

В 1980 г. Это здание по распоряжению директора ТОИ В.И. Ильичева передано лаборатории акустических шумов океана. В этом здании Виктор Иванович регулярно участвовал в экспериментальных работах на правах рядового научного сотрудника (1980–1990 гг.)

Рис. 6.16. Трудно переоценить роль академика В.И. Ильичева в создании и развитии векторно-фазового направления на Дальнем Востоке и, в особенности, его внедрения в практику прикладных проблем. На фото: В.И. Ильичев и В.А. Щуров, бухта Витязь, 1986 г.

Рис. 6.17. Обсуждение результатов эксперимента. Слева академик В.И. Ильичев, В.А. Щуров, справа – научные сотрудники лаборатории. Лаборатория акустических шумов океана, бухта Витязь, 1986 г.

Рис. 6.18. НИС «Гидронавт» - труженик мелкого моря. Постановка системы на свале глубин. H = 120 м. На корме рядом с модулем приемной комбинированной системы находятся Щуров В.А. и Хворостов Ю.А. (1982 г.)

Рис. 6.19. Научный сотрудник Елена Ткаченко занимается обработкой данных на четырехканальном аналого-цифровом стенде, 1982 г.

Рис. 6.20. Самый ответственный момент – постановка комбинированного модуля. Залив Петра Великого, 2015 г.

Рис. 6.21. 16-канальный модуль, который позволяет «рассмотреть» структуру акустического вихря. А.С. Ляшков. Бухта Витязь, 2014 г.

Рис. 6.22. Подготовка модулей к постановке. С.Г. Щеглов, Д. Стробыкин, М. Лебедев, 2014 г.

Рис. 6.23. Подготовка кабельной линии. Длина кабельной линии от 300 до 1500 м. МЭС «Шульц», 2014 г.

Рис. 6.24. Борт яхты «Светлана». Запись шумов акватории залива Петра Великого. В.А. Щуров, 2015 г.

Рис. 6.25. В.А. Щуров и Б.А. Касаткин. Обсуждение совместного эксперимента. 2014 г.

6.3. Международные связи

6.3.1.Китайская Народная Республика

Рис. 6.26. Заключение контракта между ТОИ и Харбинским инженерным университетом. На снимке академик Янг Ши-е и В.А. Щуров. Харбин, 1996 г.

Рис. 6.27. Торжество по поводу окончания экспериментов на озере Сунхуа. На фото слева от В.А. Щурова академик Янг Ши-е, справа переводчик М.В. Куянова. Харбин, 1997 г.

Рис. 6.28. Международная акустическая конференция, Харбин, 1997 г. Первый ряд слева направо: второй – Sang Enfang (Китай), третий – Yang Shi-e (Китай), пятый – L. Bjorno (Дания), седьмой – Bob Spindel (США). Второй ряд: за Bob Spindel – В.А. Щуров, слева – W.A. Kuperman (США), справа – Warren W. Denner (США)

Рис. 6.29. Китайский студенческий десант в Дальневосточный федеральный университет. Профессора В.И. Короченцев и В.А. Щуров после лекций среди студентов-акустиков из Харбинского инженерного университета. ДВФУ, Владивосток, 2017 г.

6.2.2. США и Англия

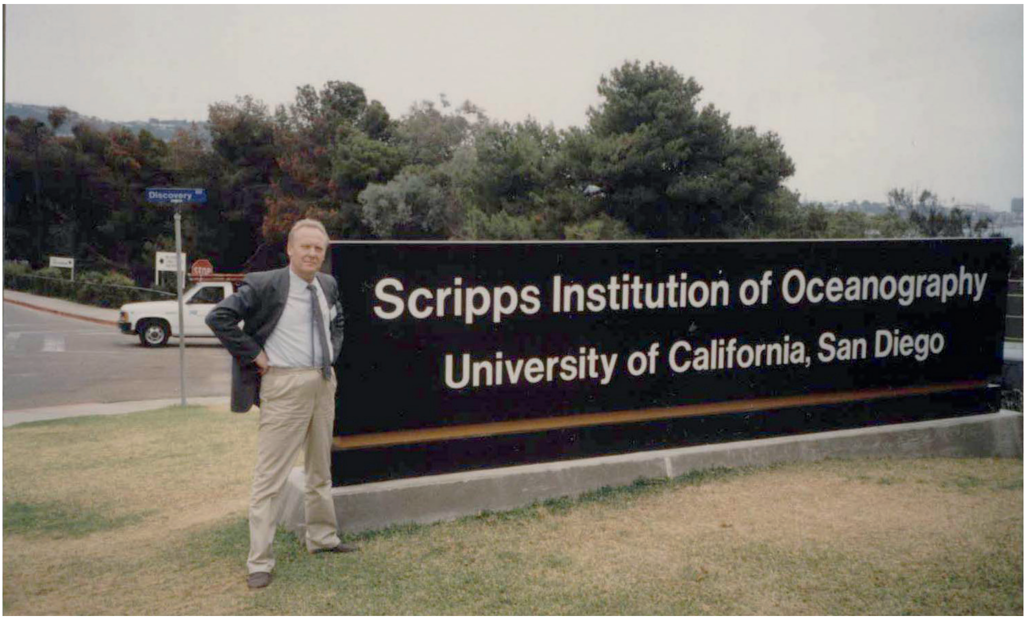


Рис. 6.30. Первая международная конференция по глобальному акустическому мониторингу океана. Институт Скриппса. Сан-Диего, Калифорния, США, 8–9 июня 1992 г. Фото В.А. Акуличева

Рис. 6.31. Международная конференция по акустическим исследованиям мелкого моря. Слева направо: В.А. Щуров, В.А. Акуличев, неизвестный, Б.Ф. Курьянов. Сан-Франциско, декабрь, 1997 г. Фото В.А. Буланова

Рис. 6.32. На Биг Бене ровно 12-00 по Гринвичу. Лондон, 1997 г.

Рис. 6.33. Международный акустический конгресс. Саутхемпстон, Англия, 1997 г.

6.4 Перспективные направления

6.4.1. Низкочастотный акустический интерферометр интенсивности. Исследование когерентных свойств акустической интенсивности в пространственно-разнесенных точках акустического поля на основе корреляционной теории когерентности

Рис. 4.34. Восьмиканальный комбинированный приемный модуль в обтекателе. Один из приемных элементов акустического интерферометра интенсивности (аналог оптического интерферометра Юнга-Релея)

6.4.3. Векторный геофон. Акустические исследования на границе вода –дно волновода мелкого моря.

Исследуется векторное акустическое поле в воде вблизи дна, на поверхности и ниже поверхности дна с помощью трехкомпонентных векторных геофонов.

Рис. 6.35 Трёхкомпонентный векторный геофон

Рис. 6.36. Академик РАН Г.И. Долгих и проф. В.А. Щуров. Обсуждается готовый к эксперименту новый прибор – геофон. Б. Витязь. 2019 г.

Рис. 6.37. Коллектив лаборатории акустических шумов океана. Слева направо: А.С. Ляшков, С.Г. Щеглов, Л.Ф. Шиков, В.А. Щуров, Е.С. Ткаченко, В.П. Кулешов. 2012 г.

Первые векторно-фазовые исследования были проведены на Тихом океане лабораторией акустических шумов океана (1979 г.). Силами ученых и инженеров техника и методология векторно-фазового метода совершенствуется по сей день. ТОИ ДВО АН СССР – РАН разработал и внедрил в практику методы векторно-фазовых исследований реального океана и прибрежных зон. Результаты исследований внести существенный вклад в современную фундаментальную подводную физическую акустику.

Приложение I

МОНОХРОМАТИЧЕСКОЕ ВЕКТОРНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Введение

Основные уравнения акустики связывают скалярные и векторные величины акустического поля. К скалярным величинам относятся: звуковой потенциал, акустическое давление и плотность сплошной среды. К векторным величинам относятся линейные величины: смещение, скорость, ускорение колебательного движения частиц среды и величина второго порядка – интенсивность звукового поля. Существование звукового потенциала вектора колебательной скорости частицы среды указывают на то, что векторное поле колебательной скорости является потенциальным и безвихревым, что не верно для вектора плотности потока энергии (интенсивности). Приоритетными измерениями в акустике, особенно в подводной акустике, являются измерения акустического давления, поскольку измерение акустического давления в реальной среде намного проще измерений колебательной скорости частиц среды, и в упрощенном виде всегда можно выразить скорость через давление посредством выражения $V = p / \rho c$, (где ρ – плотность среды, с –скорость звука в среде), поэтому в подводной акустике в основном исследовались скалярные характеристики акустического поля. Однако анализ экспериментальных данных показывает, что для более полного описания акустического поля непосредственные измерения колебательной скорости частиц среды часто бывают необходимы. При математической обработке экспериментальных данных мы имеем дело с узкополосным сигналом ($\Delta\omega / \omega_0 < 1$, где ω_0 – центральная частота обрабатываемого сигнала). Теория акустического поля, изложенная в данной монографии, основана на представлении о гармоническом (монохроматическом) сигнале, что достаточно при описании обсуждаемых явлений.

Комплексное описание гармонических векторных акустических полей

Будем считать волновое поле случайным стационарным и эргодическим; сигналы гармоническими (монохроматическими). Математические соотношения для акустического давления $p(t)$ и вектора колебательной скорости $\vec{V}(t)$ будем писать в гармоническом виде.

Как известно, гармонические функции вида

$$\begin{aligned} p_1 &= p_0 \cos\left(\omega t - \varphi_0\right), \\ p_2 &= p_0 \sin\left(\omega t - \varphi_0\right) \end{aligned} \tag{П 1.1}$$

являются отдельными решениями уравнения Гельмгольца

$$\nabla p + k^2 p = 0, \tag{П 1.2}$$

где $\Delta = \nabla \cdot \nabla = \nabla^2$ – дифференциальный оператор Лапласа; p_0 – амплитуда акустического давления; ω – циклическая частота; t – время, φ_0 – начальная фаза; $k = \omega / c$ – волновое число.

Комплексная линейная комбинация решений (П1.1) в виде

$$\tilde{p} = p_1 - ip_2 = p_0 e^{i\varphi} e^{-i\omega t} \tag{П 1.3}$$

также является решением уравнения Гельмгольца. При такой записи волны гармоническая зависимость от времени представлена множителем $e^{-i\omega t}$, независящим от координат. Выражение $p = p_0 e^{i\varphi}$ называется комплексной амплитудой колебаний; она зависит только от координат и определяет амплитуду p_0 и фазу φ_0 колебаний среды в различных точках. Уравнению Гельмгольца удовлетворяют полное решение (П1.3) и его комплексная амплитуда $p = p_0 e^{i\varphi}$. Вещественная амплитуда p_0 уравнению Гельмгольца не удовлетворяет. При данной записи такие операции, как дифференцирование и интегрирование, существенно упрощаются. Дифференцирование по времени комплексной волны осуществляется умножением на $-i\omega$, интегрирование – делением на $-i\omega$. Введем для $\tilde{p} = p_1 - ip_2 = pe^{-i\omega t}$ комплексно-сопряженную величину

$$\tilde{p}^* = p_1 + ip_2 = p_0 e^{-i\varphi} e^{i\omega t} = p^* e^{i\omega t}. \tag{П 1.4}$$

Замену знака с $-i$ на $+i$ возможно интерпретировать, что вторая комбинация соответствует отрицательной частоте, если в (П1.4) заменить ω на $-\omega$. В этом случае при расчетах с отрицательными частотами все комплексные величины также должны быть заменены сопряженными значениями; дифференцирование и интегрирование должно заменяться умножением и делением на $i\omega$. Комплексную колебательную скорость частиц в комплексной акустической волне $\tilde{p} = p_0 e^{-i(\omega t - \varphi)}$ получаем интегрированием формулы Эйлера

$$V = -\frac{1}{\rho} \nabla \int_{t_0}^{t} p\, dt \tag{П 1.5}$$

$$\tilde{V} = \frac{1}{i\rho\omega} \nabla \tilde{p} = \frac{1}{i\rho\omega} \left(\nabla p' \cdot e^{i\varphi} + i \nabla \varepsilon \cdot \nabla p' e^{i\varphi} \right) = \frac{1}{i\rho\omega} \left(\nabla \ln p' + i \nabla \varphi \right) p. \tag{П 1.6}$$

Из (П1.6) следует, что движение частицы в гармонической волне плоское; скорость частицы параллельна $\nabla p'$ и $\nabla \varphi$, а компоненты вдоль этих векторов сдвинуты по фазе на четверть периода. В разных точках плоскости движение может быть разным, что приводит к эллиптической траектории конца вектора скорости.

Комплексная скорость выразится через сопряженное давление формулой

$$\tilde{V} = \frac{1}{i\rho\omega}\nabla p^* = \frac{1}{-i\rho\omega}\left(\nabla \ln p' - i\nabla\varepsilon\right)p^*, \tag{П 1.7}$$

плоская волна, бегущая направо, запишется в виде

$$p = p_0 e^{-i(\omega t + kx)}. \tag{П1.8}$$

Отрицательные частоты встречаются в разложении волн в интеграле Фурье на интервале от $-\infty$ до $+\infty$, в случае когда разложение Фурье производится по комплексным экспонентам, а не по тригонометрическим функциям. При переходе к вещественной части результат получится один и тот же независимо от знака частоты: волны, различающиеся только знаком частоты, совпадают как физические объекты, несмотря на различную математическую запись. Комплексная запись является удобным математическим формализмом. Комплексные решения уравнения Гельмгольца не имеют физического смысла. Физический смысл имеет только вещественная часть решений.

Плоские и сферические волны

Как известно, в случае одиночной плоской бегущей волны в однородной безграничной среде давление в любой точке пространства пропорционально колебательной скорости частиц среды и находится с ней в одинаковой фазе. Связь между $p(t)$ и $V(t)$ имеет вид $V = \pm p / \rho c$. Знак «+» соответствует волне, распространяющейся вправо (по направлению +х); знак «-» – по направлению –х (где ρ – плотность среды, с – скорость звука) Данная связь сохраняется и для амплитудных значений давления и колебательной скорости плоских волн: $V = p / \rho c$.

Примеры плоской бегущей одиночной волны или плоской стоячей волны являются основополагающими объектами волнового поля, демонстрирующими возможные связи между p и V. Если в первом случае p и V синфазны, то во втором сдвиг фаз между p и V составляет π.

Рассмотрим связь акустического давления и колебательной скорости частиц среды в сферической волне, бегущей в однородной безграничной среде. В случае расходящейся монохроматической волны имеем [1]:

$$p = \frac{a}{r}e^{-i(\omega t + kr)} = p_m e^{i(\omega t - kx - \varphi(r))}, \tag{П1.9}$$

где $k = \omega / c$ – волновое число, $p_m = a / r$. Фазовая скорость с для сферических волн давления совпадает с фазовой скоростью для плоских волн. Интегрируя уравнение Эйлера, найдем колебательную скорость:

$$V = -\int_{t_0}^{t} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} dt = \frac{a}{r \rho c \cos\varphi} e^{i(\omega t - kx - \varphi(r))}, \tag{П1.10}$$

$$\text{где} \quad \cos\varphi = \frac{kr}{\sqrt{1 + k^2 r^2}}; \quad \sin\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + k^2 r^2}}; \quad \mathrm{tg}\varphi = \frac{1}{kr}.$$

В сферической волне (П.10) в отличие от плоской волны скорость частиц отстает по фазе от давления на угол $\varphi(r)$, модуль амплитуды скорости равен $|V_m| = \dfrac{|p_m|}{\rho c \cos\varphi}$, т.е. больше, чем $\dfrac{|p_m|}{\rho c}$. В дальней зоне ($kr \gg 1$) $\cos\varphi \to 1$ и $\sin\varphi \to 0$, т.е. ($\varphi \to 0$), и, следовательно, сферическая волна в этом случае приобретает свойства плоской волны $V \to p / \rho c$. В дальней зоне p и V убывают как $1 / r$. В ближней зоне ($kr \ll 1$) $\cos\varphi \to kr$, $sin \to 1$ и $\varphi \to \pi / 2$. В этом случае $p_m \to a / r$, но $V_m \to a / r^2$, и скорость частиц отстает от давления по фазе на $\pi / 2$, как в случае плоской стоячей волны. Таким образом, расходящаяся одиночная сферическая волна в зависимости от r меняет свои свойства. Запишем связь p и V для амплитуды в ближней зоне ($kr \ll 1$):

$$V(r) = \frac{p(r) e^{-i\varphi}}{\rho c \cos\varphi}.$$

Представим ее в виде

$$V(r) = \frac{p(r)}{\rho c \cos\varphi} (\cos\varphi - i \sin\varphi) = \frac{p(r)}{\rho c} - i \frac{p(r)}{\rho c k r}. \tag{П1.11}$$

Первое слагаемое в (П1.11) совпадает с выражением для плоской волны, т.е. p и V синфазны; второе слагаемое отстает от p по фазе на $\pi / 2$. Первое слагаемое определяется как активная компонента колебательной скорости V_a; вторая – как реактивная компонента колебательной скорости V_R. Основной вывод нашего анализа заключается в том, что в ближней зоне сферического пульсирующего излучателя колебательная скорость сдвинута по фазе относительно звукового давления, что приводит к необходимости введения активной $\vec{V}_a$ и реактивной $\vec{V}_R$ компонент колебательной скорости и, соответственно, активной и реактивной интенсивности. В дальней зоне сферическое поле по своим характеристикам приближается к полю плоской бегущей волны. Многие исследователи считали, что измерение в дальнем поле только акустического давления достаточно для полного описания акустического поля. Однако, как показали исследования во второй половине двадцатого века, для полного описания акустического поля в акустическом волноводе мелкого и глубокого моря необходимы одновременные измерения, как минимум, в одной точке пространства, давления и колебательной скорости частиц среды. В общем случае, в интерференционном поле бегущих плоских волн также наблюдается сдвиг между $p(t)$ и $V(t)$, т.е. реактивная компонента колебательной скорости также отлична от нуля. Сдвиг фаз приводит к тому, что конец вектора колебательной скорости в течение одного периода $T = \dfrac{2\pi}{\omega}$ описывает эллипс, т.е. в течение одного периода вектор скорости имеет проекции на все направления в пределах угла 2π. В случае стационарного поля вектора $\vec{V}_a$ и $\vec{V}_R$ есть постоянные векторы и могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} \vec{V}_a &= \vec{i}V_{0,x}\cos\Delta\varphi_x + \vec{j}V_{0,y}\cos\Delta\varphi_y + \vec{k}V_{0,z}\cos\Delta\varphi_z \\ \vec{V}_R &= \vec{i}V_{0,x}\sin\Delta\varphi_x + \vec{j}V_{0,y}\sin\Delta\varphi_y + \vec{k}V_{0,z}\sin\Delta\varphi_z \end{aligned}. \qquad (\text{П}1.12)$$

Вращение вектора колебательной скорости $\vec{V}(t)$ происходит в направлении меньшего угла между вектором $\vec{V}_a$ и вектором $\vec{V}_r$ в плоскости, образующейся этими векторами.

Аналитический сигнал

Реальные физические процессы описываются вещественными функциями времени t, но вычислительные операции с экспериментальными данными удобнее проводить с комплексными величинами, в том числе и в исследовании волновых полей в акустике. Однако, заменяя реальные $p(t)$ или $\vec{V}(t)$ их комплексными функциями, например $\tilde{p} = p_1(t) - ip_2(t)$, необходимо установить однозначную связь между $p_1(t)$ и $p_2(t)$. Эта связь устанавливается преобразованиями Гильберта. Комплексная функция $\tilde{p}(t)$, построенная преобразованием Гильберта из вещественной функции $p(t)$, называется аналитическим сигналом. Преобразование Гильберта используется при взаимной обработке скалярных и векторных характеристик волнового поля, в особенности при исследовании их когерентных свойств. Средние значения $p_1(t)$ и $p_2(t)$ также связаны преобразованиями Гильберта. Отсюда следует, что в случае стационарного процесса должно выполняться условие $\left\langle p_1(t)\right\rangle_t = \left\langle p_2(t)\right\rangle_t = 0$. Таким образом, исследуемые процессы должны быть стационарными и сигналы центрированными.

Как известно, произвольный сигнал $s(t)$ с известной спектральной плотностью $S(\omega)$ может быть однозначно записан как сумма двух компонент, каждая из которых содержит только положительные или только отрицательные частоты:

$$s(t) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} S(\omega)e^{i\omega t}d\omega = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{0} S(\omega)e^{i\omega t}d\omega + \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-0}^{\infty} S(\omega)e^{i\omega t}d\omega \,. \qquad (\text{П}1.13)$$

Функция

$$z_s\left(t\right)=\frac{1}{\pi}\int\limits_0^\infty S\left(\omega\right)e^{i\omega t}d\omega \qquad (\text{П}1.14)$$

отвечает вещественным колебаниям и называется аналитическим сигналом. Преобразуем первый интеграл в (П1.13) путем замены переменной $\xi=-\omega$:

$$\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{0}S\left(\omega\right)e^{i\omega t}d\omega=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{\infty}^{0}S\left(-\xi\right)e^{-i\xi t}d\xi=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{0}^{\infty}S\left(-\omega\right)e^{-i\xi t}d\xi=\frac{1}{2}z_s^*\left(t\right), \qquad (\text{П}1.15)$$

где $z_s^*\left(t\right)$ – есть величина комплексного сопряжения $z_s\left(t\right)$. Отсюда выражение (П1.13) запишем в виде

$$s\left(t\right)=\frac{1}{2}\left[z_s\left(t\right)+z_s^*\left(t\right)\right]=Re z_s\left(t\right). \qquad (\text{П}1.16)$$

Мнимая часть аналитического сигнала

$$Im z_s\left(t\right)=\frac{1}{2}\left[z_s\left(t\right)-z_s^*\left(t\right)\right] \qquad (\text{П}1.17)$$

называется сопряженным сигналом по отношению к исходному сигналу $s\left(t\right)$.

Итак, аналитический сигнал

$$z_s\left(t\right)=s\left(t\right)+i\hat{s}\left(t\right) \qquad (\text{П}1.18)$$

на комплексной плоскости отображается вектором, модуль и фазовый угол которого есть функция времени.

Спектральная плотность аналитического сигнала. Преобразование Гильберта

Исследуем спектральную плотность аналитического сигнала, т. е. функцию $Z_s\left(\omega\right)$, позволяющую находить $z_s\left(t\right)$, используя обратное преобразование Фурье:

$$z_s\left(t\right)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}Z_s\left(\omega\right)e^{i\omega t}d\omega\ . \qquad (\text{П}1.19)$$

Из (П1.14) следует, что $Z_s(\omega)$ отлична от нуля лишь в области положительных частот:

$$Z_s\left(\omega\right)=\begin{cases}2S\left(\omega\right), & \omega>0\\ 0, & \omega<0\end{cases}. \qquad (\text{П}1.20)$$

Если $\hat{S}(\omega)$ – спектральная плотность сопряженного сигнала, то в силу линейности преобразования Фурье

$$Z_s(\omega)=S(\omega)+i\hat{S}(\omega)\,. \tag{П1.21}$$

Поэтому равенство (П1.20) будет выполняться только в том случае, если спектральные плотности исходного и сопряженного сигналов связаны между собой следующим образом:

$$\hat{S}(\omega)=-isgn(\omega)S(\omega)=\begin{cases}-iS(\omega), & \omega>0\\ iS(\omega), & \omega<0\end{cases}. \tag{П1.22}$$

Из (П1.22) следует, что в области $\omega>0$ это преобразование осуществляет поворот фаз всех спектральных компонент на угол -90° и на угол 90° в области отрицательных частот, не изменяя их по амплитуде. Данное преобразование известно как преобразование Гильберта. Символическая запись их такова:

$$\begin{array}{ll}\text{прямое преобразование} & \hat{s}(t)=H\left[s(t)\right]\\ \text{обратне преобразование} & s(t)=H^{-1}\left[\hat{s}(t)\right]\end{array}. \tag{П1.23}$$

Пусть гармонический сигнал $s(t)$ задан своим Фурье представлением:

$$s(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}S(\omega)(\cos\omega t+i\sin\omega t)d\omega\,. \tag{П1.24}$$

Преобразование Гильберта от гармонических функций $\cos\omega t$ и $\sin\omega t$ будет следующим:

$$\begin{aligned}H(\cos\omega t)&=\ \ \sin\omega tsgn(\omega)\,,\\ H(\sin\omega t)&=-\cos\omega tsgn(\omega)\,,\end{aligned} \tag{П1.25}$$

где «sgn» обозначает знак ω.

Дифференциальные векторные полевые соотношения

Для понимания теоретического текста необходимо привести следующие известные соотношения. На основе дифференциального векторного оператора набла ∇ (оператор Гамильтона)

$$\nabla=\vec{i}\,\frac{\partial}{\partial x}+\vec{j}\,\frac{\partial}{\partial y}+\vec{k}\,\frac{\partial}{\partial z}\,, \tag{П1.26}$$

который применяем к скалярным или векторным величинам поля, получаем следующие соотношения:

1. Градиент скалярной функции акустического давления

$$\nabla p = \overrightarrow{grad}\, p = \vec{i}\,\frac{\partial p}{\partial x} + \vec{j}\,\frac{\partial p}{\partial y} + \vec{k}\,\frac{\partial p}{\partial z} \qquad (\text{П}1.27)$$

$$\overrightarrow{grad}\, p \equiv \nabla p\ .$$

2. Дивергенция вектора $\vec{V}$

$$\nabla \vec{V} = div\vec{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \qquad (\text{П}1.28)$$

$$div\vec{V} = \nabla\vec{V}.$$

3. Ротор вектора $\vec{V}$ (символически обозначается как векторное произведение оператора ∇ на $\vec{V}$)

$$\nabla \times \vec{V} = \overrightarrow{rot\vec{I}} = \vec{i}\left(rot\vec{I}\right)_x + \vec{j}\left(rot\vec{I}\right)_y + \vec{k}\left(rot\vec{I}\right)_z \qquad (\text{П}1.29)$$

$$\nabla \times \vec{I} \equiv \overrightarrow{rot\vec{I}}\ .$$

$$\left(rot\vec{I}\right)_x = \frac{\partial I_z}{\partial y} - \frac{\partial I_y}{\partial y},$$

$$\left(rot\vec{I}\right)_y = \frac{\partial I_x}{\partial z} - \frac{\partial I_z}{\partial x}, \qquad (\text{П}1.30)$$

$$\left(rot\vec{I}\right)_z = \frac{\partial I_y}{\partial x} - \frac{\partial I_x}{\partial y}\ .$$

4. Скалярный оператор

$$\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \Delta, \quad \text{где}\,\Delta - \text{оператор Лапласа}$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \equiv div\,grad. \qquad (\text{П}1.31)$$

Литература

1. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: МГУ, 1960. 335 с.

2. Бронштейн И.Н., Семеидяев К.А. Справочник по математике. М.: Наука, 1981. 720 с.

Приложение II

ЧЕТВЕРТЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ МОМЕНТ АКУСТИЧЕСКОГО ВЕКТОРНОГО ПОЛЯ

На основе статистической теории когерентности, разработанной в оптике и радиофизике [1, 2], введем новое соотношение в векторной подводной акустике – четвертый статистический момент акустического векторного поля. Корреляционная теория когерентности может быть применена для исследования корреляционных свойств вектора интенсивности (величины второго порядка), т.е. статистическим моментом четвертого порядка, при этом мы выходим за рамки корреляционной теории второго порядка. Данный подход существенно расширяет возможности в исследовании векторных акустических полей.

Вектор плотности потока энергии (вектор интенсивности) является статистическим моментом второго порядка:

$$\vec{I}(f)=\left\langle p(f,t)\vec{V}(f,t)\right\rangle_t, \qquad (П2.1)$$

где $p(f, t)$, $\vec{V}(f,t)$ – мгновенные значения акустического давления и вектора колебательной скорости соответственно; знак $<\ldots>_t$ означает усреднение по времени. Выражение (П2.1) есть функция взаимной корреляции двух случайных процессов акустического давления $p(t)$ и вектора колебательной скорости $\vec{V}(t)$ при относительном временном сдвиге $\tau = 0$. Акустическое поле считаем стационарным, эргодичным; величины $p(t)$ и $\vec{V}(t)$ – центрированными. Сигналы считаем монохроматическими.

Переходя в комплексную плоскость, запишем для данной точки поля (в точке расположения приемника) функцию временной когерентности в декартовой системе координат:

$$\Gamma_{pV_i}(t)=\frac{\left\langle \tilde{p}(t)\tilde{V}_i^*(t)\right\rangle_t}{\sqrt{\left\langle \tilde{p}(t)\tilde{p}_i^*(t)\right\rangle\left\langle \tilde{V}_i(t)\tilde{V}_i^*(t)\right\rangle_t}}=\operatorname{Re}\Gamma_{pV_i}(t)+\operatorname{Im}\Gamma_{pV_i}(t). \qquad (П2.2)$$

Аргумент $\Gamma_{pV_i}(t)$ есть $\theta(t)=arctg\dfrac{\operatorname{Im}\Gamma_{pV_i}(t)}{\operatorname{Re}\Gamma_{pV_i}(t)}$, где $\tilde{p}(t)$, $\tilde{V}_i(t)$, $\tilde{V}_i^*(t)$ – аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости на частоте ω, $i = x, y, z$. Функция когерентности принимает значения $-1\le\Gamma_{pV_i}(t)\le+1$. В случае если $\operatorname{Re}\Gamma_{pV_i}(t)=\pm1$ акустические величины $p(t)$ и $\vec{V}(t)$ является полностью когерентным. При $\operatorname{Re}\Gamma_{pV_i}(t)=0$, $\operatorname{Re}\Gamma_{pV_i}(t)=\pm1$ поле некогерентно (диффузно); при $-1<\operatorname{Re}\Gamma_{pV_i}(t)<+1$, $-1<\operatorname{Im}\Gamma_{pV_i}(t)<+1$ поле частично-когерентно. Величины $p(t)$ и $\vec{V}(t)\left\{V_x(t),V_y(t),V_z(t)\right\}$ являются случайными функциями времени и координат. Рассмотрим когерентные свойства мгновенной интенсивности от времени с использованием не только величины второго порядка в виде (П2.1) и (П2.2), но и высших порядков.

Берем время наблюдения T гораздо больше периода T_0 несущей частоты ω $(T > T_0 = 2\pi / \omega)$. Будем считать $\vec{I}(t)$ мгновенной интенсивностью. Когерентность $\tilde{A}_{pV_i}(t)$ представляет собой нормированное значение интенсивности $I(t)$ в некоторой полосе частот и является низкочастотной функцией времени с аргументом $\theta(t)$. Рассмотрим два комбинированных приемника, расположенных в акустическом поле и разнесенных по горизонтали на расстоянии $d > \lambda$ (рис. П2.1). Процесс измерений на всех приемниках синхронизирован. Измеренную интенсивность в т. 1 обозначим $\vec{I}_1(t)$, в т. 2 – $\vec{I}_2(t)$. Возникает вопрос, может ли корреляция интенсивностей $\vec{I}_1(t)$ и $\vec{I}_2(t)$ содержать информацию о флуктуациях интенсивностей в т. 1 и т. 2? Корреляционную функцию интенсивности запишем в виде [2]:

$$\psi_I(\tau) = \langle I_1(t+\tau) I_2(t) \rangle - \langle I_1(t+\tau) I_2(t) \rangle, \qquad (\text{П2.3})$$

где τ – относительная временная задержка, обусловленная разностью хода длин волн Δl от локального источника до каждого из двух приемников (рис. П2.1).

Таким образом, корреляция интенсивностей $\vec{I}_1(t)$ и $\vec{I}_2(t)$ требует вычисления статистического момента четвертого порядка, что выходит за пределы корреляционной теории второго порядка. Входящий в формулу (П2.3) четвертый статистический момент равен сумме попарных произведений вторых моментов [2]:

$$\langle p_1(t+\tau) V_1^*(t+\tau) p_2(t) V_2^*(t) \rangle = \langle p_1(t+\tau) V_1^*(t+\tau) p_2(t) V_2^*(t) \rangle +$$

$$+ \langle p_1(t+\tau) p_2(t) \rangle \langle V_1^*(t+\tau) V_2^*(t) \rangle + \langle p_1(t+\tau) V_2^*(t) \rangle \langle V_1^*(t+\tau) p_2(t) \rangle =$$

$$= I_1 I_2 + |B_{12}(\tau)|^2 + |\tilde{B}_{12}(\tau)|^2, \qquad (\text{П2.4})$$

где $B_{12}(\tau) = \langle p_1(t+\tau) V_2^*(t) \rangle$ и $\tilde{B}_{12}(\tau) = \langle p_1(t+\tau) p_2(t) \rangle = 0$ – первая и вторая корреляционные функции. Третье слагаемое равно нулю, поскольку оно описывает замкнутые потоки энергии (вихри вектора интенсивности) [3].

В результате формула (П2.3) приводится к виду $\psi_1(\tau) = |B_{12}(\tau)|^2 = I_1 I_2 |K_{12}(\tau)|^2$. Но

$$K_{12}(\tau) = \frac{B_{12}(\tau)}{2\sqrt{I_1 I_2}} = |K_{12}(\tau)| e^{i\theta_{12}(\tau)}, \qquad (\text{П2.5})$$

где $K_{12}(\tau)$ – коэффициент корреляции для комплексных амплитуд. В окончательном виде корреляционная функция интенсивности выглядит так:

$$\psi_I(\tau) = I_1 I_2 \left|K_{12}(\tau)\right| \cos\theta_{12}(\tau). \qquad (\text{П2.6})$$

В выражении (П2.6) I_1, I_2, $K_{12}(\tau)$ – постоянные величины. Если обратиться к рис. П2.1, то ясно, что при движении источника звука относительно первого и второго приемников интерферометра разность хода Δl и, соответственно, задержка τ будут изменяться, что приведет к модуляции вида $\cos\theta_{12}(\tau)$ корреляционной функции интенсивности $\psi_I(\tau)$.

Приведем результаты исследований 2014 г. Для проверки соотношения (П2.6) был проведен натурный эксперимент в мелком море. Приемная система представляла собой интерферометр интенсивности [4], состоящий из двух вертикальных линий, каждая из которых имеет по два комбинированных приемника (16 цифровых информационных каналов), разнесенных по глубине. Глубина места ~ 30 м. Приемники по горизонтали разнесены на 300 м. Исследовалась когерентность интенсивности, измеряемая двумя комбинированными приемниками,

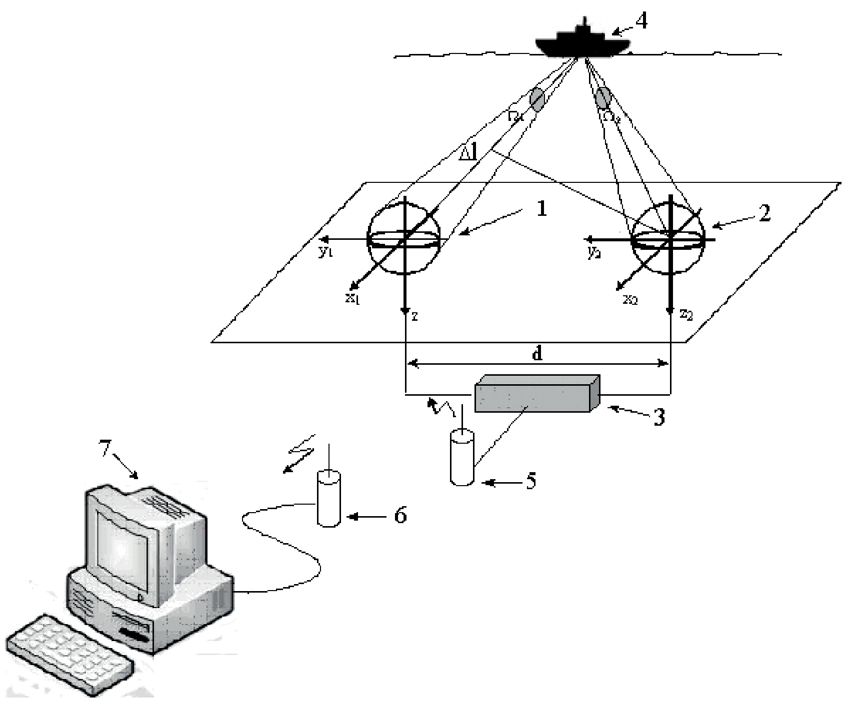


Рис. П2.1. Схема эксперимента на основе интерферометра интенсивности (аналог оптического интерферометра Юнга–Релея). Обозначения: 1, 2 – комбинированные приемники; 3 – гермоконтейнер с электронной аппаратурой; 4 – источник звука, $\Delta l = \tau \cdot c$ – разность хода длин волн; $d = 300$ м – расстояние между приемниками (база интерферометра); 5, 6 – приемопередатчики; 7 – многоканальная цифровая система обработки информации

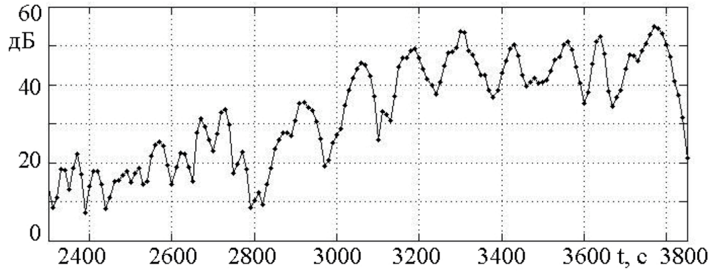


Рис. П2.2 Компонента y коррелограммы интенсивности проходящего судна. Частота 166 Гц, полоса частот 6 Гц. Время усреднения 20 с. Шкала децибел выбрана произвольно

расположенными на глубинах 15 м. Рассматривался ряд частот от 23 до 600 Гц. На рис. П2.2 приведена коррелограмма y-компоненты интенсивности для случая проходящего судна. Как и следует из соотношения (П2.6), сигнал постоянного уровня модулирован функцией $\cos\theta_{12}(\tau)$. Для сравнения на рис. П2.4 представлена $\mathrm{Re}\Gamma_{pV_y}(\tau)$ (П2.2) для y-компонент интенсивности первого и второго приемников. Из сравнения рис. П2.2 и П2.3 следует, что флуктуации $\mathrm{Re}I_{y_1}(t)$ и $\mathrm{Re}I_{y_2}(t)$ трансформируются в общую картину корреляции интенсивности между точками 1 и 2.

Таким образом, статистические свойства $p(t)$ и $\vec{V}(t)$ через взаимную корреляцию $Re\vec{I}_1(t)$ и $Re\vec{I}_2(t)$ отражены в корреляционных свойствах $\psi_I(\tau)$. Из рис. П2.3 следует, что когерентность поля в т. 2 выше, чем в т. 1, на значительной части временного интервала (2400–3800 с). Знак минус указывает, что энергия течет в направлении против оси *y*. Колебания уровня интенсивности (рис. П2.4) (при переводе безразмерных величин в децибелы по мощности) не превыша-

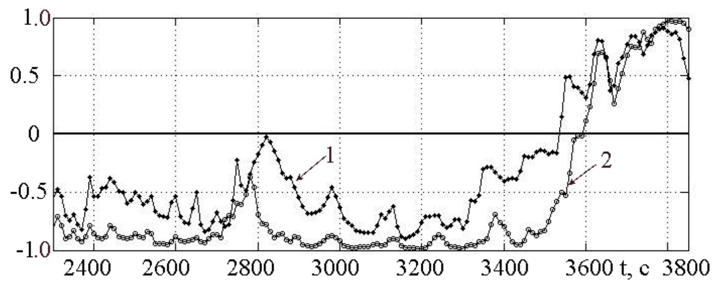


Рис. П2.3. Зависимость от времени y-компонент интенсивностей $\mathrm{Re}I_{y_1}(t)$ и $\mathrm{Re}I_{y_2}(t)$ от проходящего судна в приемных точках интерферометра, разнесенных на расстояние 300 м. Частота 166 Гц, полоса частот 6 Гц. Время усреднения 3 с. Знак «+» означает, что энергия сигнала переносится вдоль положительных направлений оси y; знак «–» – против ют ±(3–5) дБ. Однако модуляция уровня $\psi_I(\tau)$ достигает ±25 дБ. Таким образом, величина $\psi_I(\tau)$ «откликается» на изменение когерентности поля в более значительной степени, чем интенсивность. На временном интервале 3400–3600 с происходит смена знака с «-» на «+» y-компонент интенсивностей (рис. П2.3), т.е. источник звука перемещается из I четверти в III четверть системы координат комбинированных приемников интерферометра. Этот переход не отражается на коррелограмме $\psi_I(\tau)$, что и должно быть, так как расположение системы координат не должно влиять на когерентные свойства акустического поля.

Исследование сложных акустических процессов и выяснение степени их когерентности с использованием четвертого статистического момента вектора интенсивности открывают совершенно новую, ранее неизвестную, информацию об акустическом поле шума и сигнала, что дает новый импульс в развитии теории частичной и полной когерентности в векторной акустике. Очевидно, что данный подход может найти применение при решении прикладных задач.

Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1957. 501 с.
2. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М., 1976. 494 с.
3. Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихревые свойства вектора акустической интенсивности в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57, № 6. С. 837–843.
4. Щуров В.А., Щеглов С.Г., Кулешов В.П., Иванов Е.Н., Ткаченко Е.С. Гидроакустический комбинированный интерферометр интенсивности // XXVI сессия РАО, совмещенная с XIV школой-семинаром им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана». 2013. С. 335–338.

Приложение III

СПИСОК НЕКОТОРЫХ ОТКРЫТЫХ ИНОСТРАННЫХ ПУБЛИКАЦИЙ (ПАТЕНТЫ И СТАТЬИ) ПО ВЕКТОРНОЙ ТЕМАТИКЕ ЗА ПОСЛЕДНИЕ ДВАДЦАТЬ ЛЕТ

Патент	Заявлен	Дата публикации	Заявитель	Название
US5392258	12 окт. 1993	21 февр. 1995	The United States Of America As Represented By The Secretary Of The Navy	Underwater acoustic intensity probe
US5930201A	27 янв. 1998	27 июля 1999	The United States Of America As Represented By The Secretary Of The Navy	Acoustic vector sensing sonar system
US6172940	27 янв. 1999	9 янв. 2001	The United States Of America As Represented By The Secretary Of The Navy	Two geophone underwater acoustic intensity probe
US6370084B1	25 июня 2001	9 апр. 2002	The United States Of America Represented By The Secretary Of The Navy	Acoustic vector sensor
US6697302B1	1 апр. 2003	24 февр. 2004	The United States Of America Represented By The Secretary Of The Navy	Highly directive underwater acoustic receiver
WO2005008193A2	9 июля 2004	27 янв. 2005	Ken Deng	Acoustic vector sensor
US7066026	9 июля 2004	27 июня 2006	Wilcoxon Research, Inc.	Underwater acoustic vector sensor using transverse-response free, shear mode, PMN-PT crystal
WO2006137927A2	2 нояб. 2005	28 дек. 2006	Gerald C Lauchle	A rigidly mounted underwater acoustic inertial vector sensor
US7274622B1	23 мая 2005	25 сент. 2007	The United States Of America Represented By The Secretary Of The Navy	Nonlinear techniques for pressure vector acoustic sensor array synthesis
CN100554896C	2 февр. 2005	28 окт. 2009	哈尔滨工程大学	High frequency small two-dimension coseismal column type vector hydrophone
US7536913B2	1 нояб. 2005	26 мая 2009	The Penn State Research Foundation	Rigidly mounted underwater acoustic inertial vector sensor
US20100316231A1	15 июня 2009	16 дек. 2010	The Government Of The Us, As Represented By The Secretary Of The Navy	System and Method for Determining Vector Acoustic Intensity External to a Spherical Array of Transducers and an Acoustically Reflective Spherical Surface
US20100265800A1		21 окт. 2010	Graham Paul Eatwell	Array shape estimation using directional sensors

Окончание таблицы

Патент	Заявлен	Дата публикации	Заявитель	Название
US7839721B1	30 июля 2008	23 нояб. 2010	The United States Of America Represented By The Secretary Of The Navy	Modal beam processing of acoustic vector sensor data
US8077540	15 июня 2009	13 дек. 2011	The United States Of America As Represented By The Secretary Of The Navy	System and method for determining vector acoustic intensity external to a spherical array of transducers and an acoustically reflective spherical surface
US8085622B2	31 марта 2009	27 дек. 2011	The Trustees Of The Stevens Institute Of Technology	Ultra low frequency acoustic vector sensor
CN102353937B	6 июля 2011	24 апр. 2013	哈尔滨工程大学	Single-vector active acoustic intensity averager
US8638956	29 июля 2010	28 янв. 2014	Ken K. Deng	Acoustic velocity microphone using a buoyant object
US8873340B1	13 февр. 2013	28 окт. 2014	The United States Of America As Represented By The Secretary Of The Navy	Highly directive array aperture
CN102914354B	26 окт. 2012	20 мая 2015	哈尔滨工程大学	A three-dimensional combined hydrophone

1 Berliner, Marilyn J. et al. Acoustic Particle Velocity Sensors: Design, Performance, and Applications // J. Acoust. Soc. Am. 1966. Vol. 100, N. 6. P. 3478–3479.

2 Gabrielson, Thomas B. et al. A simple neutrally buoyant sensor for direct measurement of particle velocity and intensity in water // J. Acoust. Soc. Am. 1995. Vol. 97, N. 4. P. 2227–2237.

3 Nehorai A., Paldi E. Acoustic Vector-Sensor Array Processing. IEEE Trans. Sig. Proc. Sep. 1994. Vol. 42, N. 9. P. 2481–2491.

4 Benjamin A. Cray, Albert H. Nuttall. Directivity Factors for Linear Arrays of Velocity Sensors // J. Acoust. Soc. Am. Jul. 2001. Vol. 110, N. 1. P. 324–331.

5 D'Spain G.L., Hodgkiss W.S., Edmonds G.L. Energetics of the Deep Ocean's Infrasonic Sound Field // J. Acoust. Soc. Am. Mar. 1991. Vol. 89, N. 3. P. 1134–1158.

6 Teutsch H., Kellermann W. Acoustic Source Detection and Localization Based on Wavefield Decomposition Using Circular Microphone Arrays // J. Acoust. Soc. Am. Nov. 2006. Vol. 120. N. 5. P. 2724–2736.

7 Teutsch H., Kellermann W. EB-ESPRIT: 2D Localization of Multiple Wideband Acoustic Sources Using Eigen-Beams // ICASSP (Mar. 18–23, 2005). P. III-89 to III-92.

8 Heinz Teutch, Walter Kellermann. Eb-Espirit: 2D Localization of Multiple Wideband Acoustic Sources Using Eigen-Beams // 2005 International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing (ICASSP 2005), IEEE, March 18–23, 2005, Philadelphia, Pennsylvania. Vol. 3. P. III-89 to III-92.

9 Heinz Teutsch, Walter Kellermann. Acoustic Source Detection and Localization Based on Wavefield Decomposition Using Circular Microphone Arrays // J. Acoust. Soc. A. Nov. 2006. Vol. 120, N. 5. P. 2724–2736.

10 Clark J.A., Tarasek G. Localization of Radiating Sources along the Hull of a Submarine Using a Vector Sensor Array. Oceans '06, IEEE, Boston, MA, Sep. 18–21, 2006.
11 Meyer J., Elko G. A Highly Scalable Microphone Array Based on an Orthonormal Decomposition of the Soundfield // ICASSP (May 13–17, 2002). P. II-1781 to II-1784.
12 Joseph A. Clark and Dehua Huang. High Resolution Angular Measurements with Single Vector Sensors and Arrays, Acoustics '08 Paris // J. Acoust. Soc. Am. May 2008. Vol. 123, N. 5. Pt 2. P. 3006 (Abstract).
13 Joseph A. Clark and Gerald Tarasek. Localization with Vector Sensors in Inhomogeneous Media. 153 rd Meeting of the Acoustical Society of America // J. Acoust. Soc. Am. May 2007. Vol. 121. N. 5. Pt 2. P. 3070 (Abstract).
14 Joseph A. Clark and Gerald Tarasek. Radiated Noise Measurements with Vector Sensor Arrays. 151st Meeting of the Acoustical Society of America // J. Acoust. Soc. Am. May 2006. Vol. 119. N 5. Pt 2. P. 3444 (Abstract).
15 Joseph A. Clark. Calibration of Vector Sensors. Acoustics '08 Paris // J. Acoust. Soc. Am. May 2008. Vol. 123, N. 5. Pt 2. P. 3347 (Abstract).
16 Joseph A. Clark, Gerald Tarasek. Localization of Radiating Sources along the Hull of a Submarine Using a Vector Sensor Array. Oceans '06, IEEE, Boston, Massachusetts, Sep. 18–21, 2006 (3 pages).
17 Joseph A. Clark. Rapid Communication High-order angular response beamformer for vector sensors // J. of Sound and Vibration. 2008. Vol. 318, is. 3; Dec. 9. P. 417–422.
18 Smith K.B., van Leijen A.V. Steering Vector Sensor Array Elements with Linear Cardioids and NonLinear Hippioids // J. Acoust. Soc. Am. Jul. 2007. Vol. 122, N. 1. P. 370–377.
19 Kevin B. Smith, A. Vincent van Leijen. Steering Vector Sensor Array Elements with Linear Cardioids and Non-Linear Hippioids // J. Acoust. Soc. Am. Jul. 2007. Vol. 122, N. 1. P. 370–377.
20 Hawkes M., Nehorai A. Acoustic Vector-Sensor Beamforming and Capon Direction Estimation // IEEE Trans. Sig. Proc. Sep. 1998. Vol. 46, N. 9. P. 2291–2304.
21 Berliner M.J., Lindberg J.F. Acoustic Particle Velocity Sensors: Design, Performance and Applications, Woodbury, N.Y., 1996.
22 Na Qi, Tan Tian. Acoustic Vector Hydrophone Array Supergain Energy Flux Beamforming. Eighth International Conference on Signal Processing (ICSP '06), Nov. 16–20, 2006, Guillin, China (4 pages).
23 Robert Hickling, Wei Wei, Richard Raspet. Finding the Direction of a Sound Source using a Vector Sound-Intensity Probe // J. Acoust. Soc. Am. Oct. 1993. Vol. 94, N. 4. P. 2408-2412.
24 U.S. Appl. N. 61/070,617, filing date Mar. 13, 2008, invention title "Modal Beam Processing of Acoustic Vector Sensor Data," sole inventor Joseph A. Clark.
25 Shchurov V.A., Shchurov A.V. Noise Immunity of a Combined Hydroacoustic Receiver // Acoustical Physics. Jan. 2002. Vol. 48, N. 1. P. 98–106.
26 D'Spain GL., Relationship of Underwater Acoustic. Intensity measurement to Beamforming , Canadian Acoustics. Sep. 1994. Vol. 22, N. 3. P. 157–158.
27 Hawkes et al. Bearing Estimation with Acoustic Vector Sensor Arrays // AIP Conference Proceedings. 1996. N. 368. P. 345–358. ISSN 0094 243X.
28 Herdic P.C., Houston B.H., Marcus M.H., Williams E.G., Baz A.M. The Vibro-Acoustic Response and Analysis of a Full-Scale Aircraft Fuselage Section for Interior Noise Reduction // J. of the Acoustical Society of America. Jun. 2005. Vol. 11, N. 6. P. 3667–3678.
29 Houston B.H., Marcus M.H., Bucaro J.A., Williams E.G., Photiadis D.M. The Structural Acoustics and Active Control of Interior Noise in a Ribbed Cylindrical Shell // J. of the Acoustical Society of America. Jun. 1996. Vol. 99, N. 6. P. 3497–3512.
30 Sklanka B.J., Tuss J.R., Buehrle R.D., Klos J., Williams E.G., Valdivia N. Acoustic Source Localization in Aircraft Interiors Using Microphone Array Technologies. Paper No. AIAA-2006-2714, 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Cambridge MA, May 2006.
31 Valdivia N.P., Williams E.G. Reconstruction of the acoustic field using patch surface measurements. Proceedings Thirteenth International Congress on Sound and Vibration, Vienna, Austria, Jul. 2006.

32 Williams E.G. Continuation of Acoustic Near-Fields // J. of the Acoustical Society of America. Mar. 2003. Vol. 113, N. 3. P. 1273–1281.
33 Williams E.G. Regularization Methods for Near-Field Acoustical Holography // J. of the Acoustical Society of America. Oct. 2001. Vol. 110, N. 4. P. 1976–1988.
34 Williams E.G. et al. Tracking energy flow using a Volumetric Acoustic Intensity Imager (VAIM). Presentation slides, Inter-noise 2006, Hawaii, Dec. 5, 2006. P. 1–25.
35 Williams E.G. Fourier Acoustics: Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography, Academic Press Inc., 1999, Ch. 7. P. 235–249.
36 Williams E.G., Houston B.H., Herdic P.C. Fast Fourier Transform and Singular Value Decomposition Formulations for Patch Near-Field Acoustical Holographyю // J. of the Acoustical Society of America. Sep. 2003. Vol. 114, N. 3. P. 1322–1333.
37 Williams E.G., Houston B.H., Herdic P.C., Raveendra S.T., Gardner B. Interior Near-Field Acoustical Holography in Flight // J. of the Acoustical Society of America. Oct. 2000. Vol. 108, N. 4. P. 1451–1463.
38 Williams E.G., Valdivia N., Herdic P.C., Klos J. Volumetric Acoustic Vector Intensity Imager // J. of the Acoustical Society of America. Oct. 2006. Vol. 120, N. 4. P. 1887–1897.
39 Williams E.G., Valdivia N.P., Klos J. Tracking energy flow using a Volumetric Acoustic Intensity Imager (VAIM). Paper presented at Inter-noise 2006, Hawaii, Dec. 3-6, 2006. P. 1–10.
40 Williams E.G. Volumetric Acoustic Intensity Probe. 2006 NRL Review. P. 110–111. Dec. 2006.
41 Willliams E.G. A Volumetric Acoustic Intensity Probe based on Spherical Nearfield Acoustical Holography. Proceedings Thirteenth International Congress on Sound and Vibration, Vienna, Austria, Jul. 2006.
42 Cox H., Baggeroer A.B. Performance of vector sensors in noise. // J. Acoust. Soc. Am. 2003**.** N 114, pt 2. P. 24–26.
43 Greene C.R., McLennan M.W., Norman R.G., McDonald T.L., Jakubczak R.S., and Richardson W.J. Directional frequency and recording _DIFAR_ sensors in seafloor recorders to locate calling bowhead whales during their fall migration // J. Acoust. Soc. Am. 2004. Vol. 116. P. 799–813.
44 McDonald, M.A. DIFAR hydrophone usage in whale research // Can. Acoust. 2004. Vol. 32. P. 155–160.
45 Traweek C.M. Optimal Spatial Filtering for Design of a Conformal Velocity Sonar Array. Ph.D. thesis, The Pennsylvania State University. 2003.
46 Traweek C.M. A collaborative roadmap for vector sensor towed arrays enabled by piezocrystal materials. ONR powerpoint presentation, Office of Naval Research. 2004.
47 Wilcoxon Research “The vector sensor,” specification sheet, www.wilcoxon.com. 2004.
48 Meyer J. and Elko G. A highly scalable spherical microphone array based on an orthonormal decomposition of the soundfield // Proc. *IEEE ICASSP*. Vol. 2, Orlando, FL, USA, May 2002. P. 1781–1784.
49 Rafaely B. Anaysis and design of spherical microphone arrays // IEEE Trans. Speech Audio Process. Jan. 2005. Vol. 13, N. 1. P. 135–143.
50 Li Z., Duraiswami R. Flexible and optimal design of spherical microphone arrays for beamforming. IEEE Trans. Speech Audio Process. Feb. 2007. Vol. 15, N. 2. P. 702–714.
51 Sun H., Yan S., Svensson U.P. Robust minimum sidelobe beamforming for spherical microphone arrays // IEEE Trans. Speech Audio Process. May 2011. Vol. 19, N. 4. P. 1045–1051.
52 Yan S., Sun H.. Svensson P., Ma X., Hovem J.M. Optimal modal beamforming for spherical microphone arrays // IEEE Trans. Speech Audio Process. Feb. 2011. Vol. 19, N. 2. P. 361–371.
53 Teutsch H., Kellermann W. Acoustic source detection and localization based on wavefield decomposition using circular microphone arrays // J. Acoust. Soc. Am. Nov. 2006. Vol. 120, N. 5. P. 2724–2736.
54 Torres A.M., Cobos M., Pueo B., Lopez J.J. Robust acoustic source localization
based on modal beamforming and timecfrequency processing using circular microphone arrays // J. Acoust. Soc. Am. Sep. 2012. Vol. 132, N. 3. P. 1511–1520.

55 Abhayapala T.D., Gupta A. Higher order differential-integral microphone arrays // J. Acoust. Soc. Am. May 2010. Vol. 127, N. 5. P. EL 227–233.
56 Doclo S., Moonen M. Superdirective beamforming robust against microphone Mismatch // IEEE Trans. Speech Audio Process. Feb. 2007. Vol. 15, N. 2. P. 617–631.
57 De Sena E., Hacihabiboglu H., Cvetkovic Z. On the design and implementation of higher order differential microphones // IEEE Trans. Speech Audio Process. Jan. 2012. Vol. 20, N. 1. P. 162–174.
58 Chen J., Benesty J., Pan C. On the design and implementation of linear differential microphone arrays // J. Acoust. Soc. Am. Dec. 2014. Vol. 136, N. 6. P. 3097–3113.
59 Yang Y., Sun C., Wan C. Theoretical and experimental studies on broadband constant beamwidth beamforming for circular arrays // Proc. OCEANS, San Diego, CA, Sep. 2003. P. 1647–1653.
60 Ma Y., Yang Y., He Z., Yang K., Sun C., Wang Y. Theoretical and practical solutions for high-order superdirectivity of circular sensor arrays // IEEE Trans. Ind. Electron. Vol. 60, no. 1. P. 203–209, Jan. 2013.
61 Wang Y., Yang Y., Ma Y., He Z. Robust high-order superdirectivity of circular sensor arrays // J. Acoust. Soc. Am. Oct. 2014. Vol. 136, N. 4. P. 1712–1724.
62 Trucco A., Traverso F., Crocco M. Broadband performance of superdirective delay-and-sum beamformers steered to end-fire // J. Acoust. Soc. Am. Jun. 2014. Vol. 135, N. 6. P. EL 331–337.
63 Cray B.A., Evora V.M., Nuttall A.H. Highly directional acoustic receivers // J. Acoust. Soc. Am. Mar. 2003. Vol. 113, N. 3. P. 1526–1532.
64 Schmidlin D.J. Directionality of generalized acoustic sensors of arbitrary order // J. Acoust. Soc. Am. Jun. 2007. Vol. 121, N. 6. P. 3569–3578.
65 McConnell J.A., Jensen S.C., Rudzinsky J.P. Forming first- and second-order cardioids with multimode hydrophones // Proc. OCEANS, Boston, MA. Sep. 2006.
66 Shipps J.C., Abraham B.M. The use of vector sensors for underwater port and waterway security // *Proc. Sensors Industry Conf.* New Orleans, LA, Jan. 2004. P. 41–44.
67 Silvia M.T., Richards R.T. A theoretical and experimental investigation of low-frequency acoustic vector sensors // Proc. OCEANS. Vol. 3, Biloxi, MS, Oct. 2002. P. 1886–1897.
68 McEachern J.F., McConnell J.A., Jamieson J., Trivett D. ARAP - deep ocean vector sensor research array // Proc. OCEANS, Boston, MA. Sep. 2006.
69 D'Spain G.L., Luby J.C., Wilson G.R., Gramann R.A. Vector sensors and vectorsensor line arrays: Comments on optimal array gain and detection // J. Acoust. Soc. Am. Jul. 2006. Vol. 120, N. 1. P. 171–185.
70 Zou N., Nehorai A. Circular acoustic vector-sensor array for mode beamforming // IEEE Trans. Signal Process. Aug. 2009. Vol. 57, N. 8. P. 3041–3052.
71 Gur B. Particle velocity gradient based aoustic mode beamforming for short linear vector sensor arrays // Jun. 2014. J. Acoust. Soc. Am. Vol. 135, N. 6. P. 3463–3473.
72 Van Trees H.L. Optimum Array Processing: Part IV of Detection, Estimation, and Modulation Theory (Wiley, 2002), Chap. 4. P. 231–322.
73 Kinsler L.E., Frey A.R., Coppens A.B., Sanders J.V., Fundamentals of Acoustics, (Wiley, 2000, 4th edition), Chap. 4. P. 113–148.
74 Xijing Guo, Shi'e Yang, Sebastian Miron, Low-Frequency Beamforming for a Miniaturized Aperture three-by-three UniformRectangular Array of Acoustic Vector Sensors // J. Acoust. Soc. Am. 2015.

ОГЛАВЛЕНИЕ

CONTENTS

Научное издание

Владимир Александрович Щуров

ДВИЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ОКЕАНЕ

Редактор *Л.А. Русова*
Дизайнер *Г.П. Писарева*
Верстка *И.В. Миромановой*

Подписано к печати 15.10.2019 г.
Формат 70×100/16. Усл. п. л. 16,58. Уч.-изд. л. 15,1.
Тираж 200 экз. Заказ 17

Отпечатано
в Информационно-полиграфическом хозрасчетном
центре ТИГ ДВО РАН
690041, г. Владивосток, ул. Радио, 7