



Е. А. ШАРКОВ

ОБРУШАЮЩИЕСЯ МОРСКИЕ ВОЛНЫ:

структура, геометрия, электродинамика

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES
SPACE RESEARCH INSTITUTE**

Eugene A. Sharkov

**BREAKING
SEA WAVES:
Structure, Geometry,
Electrodynamics**

Moscow
«Scientific World» Publishing House
2009

Е. А. ШАРКОВ

**ОБРУШАЮЩИЕСЯ
МОРСКИЕ ВОЛНЫ:
структура, геометрия,
электродинамика**

Москва
«Научный мир»
2009

УДК 551.465
ББК Д221.3
Ш26



*Издание осуществлено при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 09-05-07021*

Шарков Е.А.

Ш26 Обрушающиеся морские волны: структура, геометрия, электродинамика. — М.: Научный мир, 2009. — 304 с. : ил.

ISBN 978-5-91522-081-1

Настоящая монография представляет собой первое в русскоязычной научной литературе детальное аналитическое описание состояния дистанционных исследований (в оптическом и микроволновом диапазонах электромагнитных волн) одного из важнейших нелинейных элементов динамики морского волнения — процесса обрушения гравитационных волн и последующих за ним эволюции и динамики дисперсных пенных систем различных классов и капельно-брызговой фазы. Рассмотрены вопросы методологии многомасштабных оптических и микроволновых дистанционных измерений; описаны методики изучения индивидуальных обрушений, а также методики изучения мезомасштабных точечных дискретных случайных полей обрушений. Детально описаны в книге последние экспериментальные и теоретические достижения электродинамики излучения и рассеяния электромагнитных волн полидисперсными плотноупакованными полиэдральными системами и концентрированными потоками водных сферических частиц. Монография является обобщением и развитием научно-исследовательских работ, выполненных в рамках проектов РФФИ № 05-02-16384-а, 05-05-64451-а, 05-05-08033-офи, 05-05-79113к, 05-02-31011к, 06-05-64600, а также в рамках Программы фундаментальных исследований РАН ОФН-14.

Для специалистов, занимающихся проблемами дистанционной диагностики океанической поверхности, нелинейными волновыми процессами, интересующихся собственным излучением и рассеянием электромагнитных волн сложными полидисперсными системами. Может быть использована студентами и аспирантами.

This book represents the first comprehensive description of the physical findings of an investigation into the spatio-temporal characteristics of the gravity wave breakings and the foam activity in open sea by methods and instruments of optical and microwave remote sensing. The study of physical and electrodynamics' properties of the gravity wave breaking processes and the foam spatio-temporal activity is a important problem of satellite oceanography, ocean engineering, air-sea interaction and ocean remote sensing. The statistical characteristics of wave breaking and attendant foam forming are very important to ocean wave dynamics (wave generation, transformation and dissipation). The monograph is the extension and development of scientific works supported by the Russian Foundation for Basic Research.

The book will be useful for researchers, university teachers, and undergraduate and postgraduate students working in the remote sensing and geophysical areas.

УДК 551.465
ББК Д221.3

ISBN 978-5-91522-081-1

© Научный мир, 2009
© Шарков Е.А., 2009

© Институт космических исследований Российской академии наук, 2009

Предисловие

С самого начала истории человечества поверхность океана привлекала самое пристальное внимание. Особенно гипнотизируют любого непредвзятого наблюдателя обрушения крупных океанических волн. Эти природные процессы неоднократно находили свое отражение в живописи (рис. П1 на цв. вклейке), литературе и в музыке, поскольку невозможно остаться равнодушными к этому проявлению величия природы. Не менее важное место процессы обрушения океанических волн занимают и в научных концепциях, касающихся изучения Мирового океана.

Исследование физических и электродинамических характеристик гравитационных волн на морской поверхности в процессе их обрушения и образования последующих пенных структур и капельно-брызговой фазы является одной из важнейших проблем современной спутниковой океанологии, физики взаимодействия океан — атмосфера и океанической инженерии (рис. П2 на цв. вклейке). В частности, значителен вклад пенных и капельно-брызговых систем различных типов в средние значения и пространственно-временные вариации радиоизлучения, обратного рассеяния и в ИК- и оптические параметры взволнованной морской поверхности. Знание детальных статистических характеристик полей обрушения волн также весьма важно в изучении динамики морских волн (генерация волн, нелинейные взаимодействия, диссипация).

Несмотря на внешнюю доступность и кажущуюся простоту визуального и инструментального наблюдения процесса обрушения океанических волн, детальными научными сведениями о пространственных полях обрушений в акваториях Мирового океана, полученными в натурных дистанционных экспериментах, мы в настоящее время пока не располагаем. Связано это, в первую очередь, с высокой пространственно-временной вариабельностью (изменчивостью) самого процесса обрушения гравитационных океанических волн в условиях развитого волнения и с высокими значениями скоростей ветра на океанической поверхности. В таких сложных навигационных условиях возникают как естественные экспериментальные методологические сложности дистанционной фиксации этих быстро протекающих процессов с надводных судов и самолетных средств, так и трудности административного

плана (например, запреты полетов аэроносителей в сложных метеоусловиях). Космические же средства не имеют в настоящее время необходимой пространственной разрешающей способности для дистанционной фиксации процессов обрушения океанических волн.

Отметим также, что, в зависимости от научных подходов и конкретных задач дистанционного зондирования и морской гидродинамики, основные характеристики процесса обрушения должны рассматриваться в настоящее время, по крайней мере, в двух принципиально различных аспектах — в индивидуальном аспекте, т. е. в виде временной последовательности единичного обрушения, и во множественном представлении, т. е. в виде пространственного поля обрушений океанических волн. Следует отметить, что в зависимости от геометрических характеристик дистанционной системы (высота полета носителя, мгновенное пространственное поле зрения и время накопления сигнала) вклад от одной и той же дисперсной структуры или их совокупности может быть принципиально иным.

В настоящей книге впервые представлено детальное аналитическое описание состояния дистанционных исследований (в оптическом и микроволновом диапазонах электромагнитных волн) одного из важнейших нелинейных элементов динамики морского волнения — процесса обрушения гравитационных волн и последующих за ним эволюции и динамики дисперсных пенных систем различных классов и капельно-брызговой фазы. Рассмотрены вопросы методологии многомасштабных оптических и микроволновых дистанционных измерений; описаны методики изучения индивидуальных обрушений, мезомасштабных точечных дискретных случайных полей обрушений, а также результаты полевых натурных исследований. В книге рассмотрены достоинства и ограничения различных дистанционных комплексов для выявления пространственно-временных особенностей полей обрушения гравитационных волн и дисперсных систем с аэроносителями различных классов. Детально описаны последние достижения электродинамики излучения и рассеяния электромагнитных волн полидисперсными плотноупакованными полиэдральными системами и концентрированных потоков водных сферических частиц.

В книге использован единый подход как к содержательной части, так и к характеру описания изучаемых процессов и методикам дистанционного наблюдения. Принципиальная особенность монографии состоит в комплексном описании пространственно-временных и структурных свойств обрушающихся океанических волн и их электродинамических свойств. Упор делается также на физические аспекты процессов обрушения, которые необходимы для понимания возможностей и ограничений при дистанционном зондировании взволнованной морской поверхности. В книге содержится большое количество иллюстраций и практических приложений по данным самолетного зондирования, наблюдений на исследовательских судах и лабораторных исследований.

Монография базируется на научных результатах целой серии комплексных летно-морских экспедиционных работ, выполненных при реализации Академией наук СССР, а затем Российской академии наук фундаментальных программ по изучению состояния взволнованной морской поверхности в

акваториях Баренцева, Каспийского, Черного и Японского морей, а также в процессе проведения морских экспедиций в дальневосточных морях и тропиках. Эти результаты легли в основу лекционных курсов, которые автор читал и читает в настоящее время студентам физических и геофизических специальностей Московского физико-технического института (МФТИ-ГУ) и Московского университета геодезии и картографии.

В настоящей книге систематически и полно изложены фундаментальные положения и основы теории обрушения гравитационных волн, электродинамические свойства дисперсных систем, возникающих в процессе обрушений, а также различные приборные и методологические вопросы микроволновых и оптических дистанционных измерений, что очень важно для практического использования данных дистанционных наблюдений океанической поверхности. Кроме того, представляется полезным дать единое и систематическое описание последних, новых, достижений в области микроволнового зондирования взволнованной морской поверхности, легко доступное для студентов старших курсов, аспирантов, научных сотрудников и инженеров-прибористов. Настоящая книга задумана как издание, дающее систематизированное представление о возможностях и современных достижениях методов дистанционной диагностики взволнованной морской поверхности для широкого круга специалистов и заинтересованных читателей.

Изложение построено таким образом, чтобы читатель получил необходимые знания о физических механизмах обрушения гравитационных волн, а также наиболее полные сведения о современном уровне развития микроволновой и оптической дистанционной диагностики взволнованной морской поверхности. Содержание настоящей книги существенно шире тех требований, которые обычно предъявляются к учебному пособию для студентов. Многие ее части содержат детальную информацию и могут быть использованы в качестве справочного издания по некоторым специальным вопросам микроволновой и оптической дистанционной диагностики морской поверхности.

В первой главе рассмотрены научные и прикладные аспекты дистанционного зондирования морской поверхности, роль и место оптических и микроволновых методов и средств при изучении обрушающихся волн, основные положения современной теории обрушения гравитационных волн, возможности пассивных и активных методов микроволновой диагностики взволнованной морской поверхности.

Вторая глава посвящена основным результатам самолетного зондирования пространственных полей обрушений морских волн в режиме как полностью развитого волнения, так и ограниченного разгона. На основе экспериментальных данных сформированы важные модельные представления о пространственном поле обрушающихся морских волн как о пуассоновском точечном поле невзаимодействующих центров.

В третьей главе описаны результаты экспериментального исследования геометрических характеристик (линейные и площадные размеры) процесса индивидуального обрушения гравитационных волн и пенных полей различных типов. На основе экспериментальных данных построены статистические

модели процессов обрушения. Проведен критический анализ существующих теоретических представлений об обрушении волн как порогового процесса для гауссового трехмерного стохастического поля (критерии обрушения, ограничения порогового механизма).

В четвертой главе представлены результаты экспериментальных исследований времени жизни дисперсной фазы обрушающейся индивидуальной гравитационной волны — в частности, выявление экспоненциального характера временной динамики распада буруна и полосовой пены, обнаружение специфической группы обрушений гравитационных волн — мезообрушения. Пятая глава посвящена изучению природы образования, дисперсной структуры и вклада капельно-брызговой фазы, образуемой в результате обрушения, в массо- и влагообмен в системе океан — атмосфера.

Шестая глава содержит детальный анализ электродинамики поглощения и излучения плотноупакованных сред типа пенной коллоидной системы. Проведено детальное рассмотрение коллоидных, физических и дисперсных свойств плотноупакованных пенных структур. В главе уделено большое внимание методам описания электродинамических свойств разреженных и плотноупакованных дисперсных структур, а также приведены результаты детальных экспериментальных исследований, обнаруживших два типа коллоидных структур, принципиально различающихся своими излучательными характеристиками, — монослой дисперсной эмульсии и пенная система полиэдральной структуры. Проведен анализ целого спектра электродинамических моделей пенных систем и выявлена наиболее адекватная экспериментальным данным модель — а именно, модель неоднородного диэлектрического слоя с учетом рассеяния и поглощения электромагнитных волн полыми сферами и распределенного межфазового перехода.

Седьмая глава посвящена исследованию электродинамики капельно-брызговой фазы как потока высококонцентрированной капельной среды. В первую очередь рассмотрены оптические модели для разреженных потоков в теории переноса излучения и их ограничения. Детально проанализированы результаты специализированных экспериментов по исследованию электромагнитных свойств концентрированных капельных потоков и возможности использования их для формирования электродинамических моделей капельно-брызговой фазы обрушающихся волн.

Восьмая глава посвящена детальному анализу натуральных дистанционных исследований переходной зоны системы океан — атмосфера при помощи оптических, ИК- и микроволновых аэрокосмических миссий, начиная с первых успешных российских миссий на спутниках «Космос-243» и «Космос-384» с микроволновыми многочастотными комплексами. Представлено подробное изложение результатов натуральных экспериментов с борта научно-исследовательского судна при помощи микроволновых активно-пассивных комплексов в акватории Индийского океана. Важное место в главе занимает описание современных моделей состояния системы океан — атмосфера в штормовых условиях (модели, гипотезы, предварительные эксперименты). Детально рассматривается современное положение в аппаратурной части микроволновых



Рис. П1. Тридцать шесть видов горы Фудзияма: вид через обрушающиеся волны на побережье провинции Канагава (японский художник XVIII в. Катушика Хокусай)



Рис. П2. Нефтяная платформа в бушующем море (акватория Северного моря)

потенциальных дистанционных миссий, пути развития способов и методов наблюдения, освоение новых частотных диапазонов для детального изучения состояния океанической поверхности.

В книге приведена детальная библиография, которая, несомненно, будет полезна как для студентов и аспирантов соответствующих специальностей, так и для научных сотрудников.

Представленные в монографии данные могут представлять интерес для научных работников, преподавателей вузов и университетов, студентов старших курсов, аспирантов в области геофизики, океанологии, радиофизики, атмосферных наук, дистанционного зондирования, географии, наук об окружающей среде.

Значительная часть экспериментальных и натуральных результатов, использованных при подготовке книги, получена во время работы автора в Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН). Натурные и лабораторные эксперименты, выполненные в период 1974–1989 гг. сотрудниками ИКИ РАН с оптической и микроволновой аппаратурой предельной чувствительности, а также полученные с их помощью уникальные результаты во многом определили облик будущих аэрокосмических микроволновых систем для изучения состояния океанической поверхности. Автор благодарен своим коллегам, без поддержки которых уникальные натурные и лабораторные эксперименты не могли быть выполнены и, особенно, И.В. Покровской, М.Д. Раеву, В.М. Веселову, В.Ю. Райзеру, И.В. Чёрному. В течение всего времени подготовки рукописи автор пользовался советами и рекомендациями своих коллег.

Автор искренне признателен Н.Ю. Комаровой, взявшей на себя кропотливый труд по подготовке рукописи к печати.

Прекрасно понимая всю сложность и ответственность настоящего издательского проекта, автор с признательностью воспримет все конструктивные пожелания и замечания заинтересованных читателей (E-mail: easharkov@iki.rssi.ru).

Глава 1

Научные и прикладные основы изучения обрушающихся океанических волн

В главе рассмотрены научные и прикладные аспекты дистанционного зондирования морской поверхности в условиях нарушения ее односвязности; роль и место оптических и микроволновых средств и методов при изучении пространственно-временных характеристик полей обрушающихся волн; основные положения современной теории обрушения гравитационных волн; возможности пассивных и активных методов микроволновой диагностики взволнованной морской поверхности.

1.1. ОБРУШАЮЩИЕСЯ ОКЕАНИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ ОКЕАН – АТМОСФЕРА

В условиях умеренного и сильного волнения морская поверхность перестает быть односвязной поверхностью с резкой границей вода – воздух, возникает зона промежуточной плотности, представляющая собой полидисперсную смесь конечных объемов воздуха и воды с определенным и сильно флуктуирующим в пространстве и во времени градиентом перехода. Наличие такой двухфазной среды резко меняет как характер взаимодействия двух сред, и, в том числе, параметры влагообмена, газообмена, теплообмена, массообмена, так и сам динамический режим шероховатой морской поверхности.

1.1.1. Волновая динамика при обрушении волн

Несмотря на значительные успехи научного сообщества за последние 60 лет в области изучения волновой динамики и волнового моделирования морского волнения, существует целый ряд физических и методологических проблем, которые подвергаются серьезной критике и дискуссии [Cavaleri, 2006; Papadimitrakis, 2005a, b].

Одной из самых сложных задач волновой динамики является решение проблемы диссипации волновой энергии при обрушении гравитационной волны. Исследования ведутся по различным направлениям — проводятся пространственно-временные оценки параметров обрушения при помощи размерностных соображений [Banner, Phillips, 1974; Phillips, 1977; Китайгородский, 1997; 2001]; используются упрощенные численные модели [Vinje, Brevig, 1981; Banner, Peregrine, 1993; Красильников, 1987]; имеется серия работ по обрушениям волн, выполненных в лабораторных условиях [Deane, Stokes, 2002], что, разумеется, в полной мере не может быть соотнесено с условиями обрушения морских гравитационных волн в натуральных ситуациях (в частности, на «глубокой» воде). Детальный анализ современных исследований обрушения гравитационных волн, основанных на спектральной методологии, представлен в работе [Young, Babanin, 2006].

Важнейший структурный элемент обрушения гравитационной волны — появляющаяся в процессе обрушения дисперсная фаза (пенные и капельно-брызговые структуры и аэрированный слой), которая в значительной степени (согласно целому ряду моделей — от 10 до 50 %) «вбирает» в себя диссипируемую энергию волны. Однако, как справедливо отмечено в работе [Young, Babanin, 2006], методология учета диссипируемой волновой энергии при обрушении волн должна быть жестко согласована с теми пространственно-временными масштабами, в которых исследуется само волновое поле. Это обстоятельство ставит на повестку дня необходимость постановки и проведения последовательных натуральных, в условиях открытого моря, экспериментов по изучению временных и пространственных характеристик полей обрушающихся волн и дисперсной фазы, образующейся при обрушении индивидуальной гравитационной волны над поверхностью воды (пенные структуры и капельно-брызговые облака) и внутри объема воды (аэрированный слой).

1.1.2. Энергообмен при обрушении волн

Длительное время считалось, что для определения турбулентных потоков тепла и влаги над морем достаточно умножить скорость ветра на перепад температуры между водой и воздухом и коэффициент теплообмена или на перепад влажности и коэффициент влагообмена. Безразмерные коэффициенты теплообмена (C_H) и влагообмена (C_E) (числа Стэнтона и Дальтона) считались постоянными, не зависящими от скорости ветра и условий стратификации, и равными друг другу и коэффициенту сопротивления морской поверхности C_U [Зилитинкевич и др., 1978]. Однако постепенное накопление экспериментальных данных, как натуральных и дистанционных, так и лабораторных, привело к серьезной реконструкции изложенной схемы.

Согласно современным данным, коэффициент C_U возрастает с усилением ветра, а различия между ними и коэффициентами C_H и C_E при этом увеличиваются. Задолго до получения этих результатов было высказано предположение о том, что возможно значительное увеличение коэффициента C_U при шторме. Кроме того, была отмечена серьезная роль брызговых облаков, заполняющих

приводный слой воздуха при шторме, в переносе импульса. Однако лишь в последнее время интерес к изучению термодинамического взаимодействия океана и атмосферы при штормовых условиях заметно усилился. Это связано, в первую очередь, с выявлением решающей роли тепло- и влагообмена между океаном и атмосферой в глобальных атмосферных процессах [Лаппо и др., 1990]. Даже грубые оценки, учитывающие возможное увеличение коэффициентов C_H , C_E при шторме, показали, что за небольшое время действия шторма океан может дополнительно отдать атмосфере огромные количества тепла и влаги, которые, в свою очередь, способны заметно изменить состояние атмосферы на обширных территориях. В районах Мирового океана, где повторяемость штормов сравнительно велика, вклад последних в средний годовой или сезонный перенос тепла и влаги весьма значителен. Районы высокой повторяемости штормов в основном совпадают с энергоактивными районами океана, оказывающими наибольшее влияние на атмосферные процессы. Этим определяется очевидная необходимость учета штормового усиления энерго- и массопереноса через поверхность океана при построении моделей климата и общей циркуляции атмосферы и океана, при разработке методов долгосрочных прогнозов погоды.

Оценки, приведенные ранее [Бортковский, 1983], показывают, что тропические циклоны существенно влияют на баланс тепла и влаги в граничных слоях между атмосферой и океаном в масштабе всей тропической зоны. Поэтому сказанное выше о зонах активного влияния океана на атмосферные процессы относится и к районам тропического циклогенеза [Sharkov, 1996b; 1998; 2000]. Более того, важные в практическом отношении анализ и прогноз эволюции и перемещения тропических циклонов невозможны без знания пространственного распределения потоков тепла, влаги и импульса внутри их штормовой зоны; в современных же моделях тропических циклонов потокам зачастую приписываются произвольные, далекие от реальных значения. Корректная параметризация энерго- и массопереноса при шторме требует изучения физики процессов переноса в приповерхностных слоях, в которых во время шторма формируются двухфазные течения: брызги заполняют нижний слой воздуха, а пузырьки — верхний слой воды. Как показали предварительные расчеты [Бортковский, 1983], перенос брызгами тепла и влаги уже при скорости ветра 20 м/с становится соизмеримым с переносом соответствующими турбулентными потоками. Отсюда следует, что без учета роли брызг невозможно достаточно надежно определить потоки тепла и влаги при шторме и в условиях тропического циклона. Изучение этого механизма переноса связано с решением множества различных проблем. В свою очередь, параметры поля брызг связаны с такими непостоянными факторами, как степень и стадия развития волнения, состояние поверхности раздела (степень его покрытия «барашками» и пеной), загрязнение поверхности нефтепродуктами, детергентами и естественными (биогенными) веществами. Лабораторные и натурные исследования показали, что генерация брызг связана с обрушением гребней ветровых волн, и основным механизмом генерации является схлопывание пузырьков воздуха, всплывающих после прохождения «барашков», — обрушающихся гребней волн.

Важным моментом при изучении процессов энергообмена в системе океан – атмосфера являются попытки определить степень влияния пенопокрытия на глобальный и региональные радиационные бюджеты, ввиду изменения эффективной отражаемости поверхности океана в оптическом и ИК-диапазонах при наличии пенных систем. Однако из-за отсутствия надежных экспериментальных данных по пенопокрытию в региональных и глобальном масштабах оценки носят весьма противоречивый характер (см., например, [Frouin et al., 2001]).

Таким образом, анализ тепло- и влагообмена между океаном и атмосферой при штормовых условиях, а также тесно связанных с ними потоков импульса и газа требует рассмотрения широкого комплекса процессов и явлений, касающихся, в первую очередь, состояния поверхности раздела и возникающей на ней дисперсной фазы.

1.1.3. Газообмен в системе океан – атмосфера

Как известно, благодаря своей значительной площадной протяженности на поверхности Земли, Мировой океан является своего рода регулятором содержания так называемых парниковых газов: углекислого газа, водяного пара, метана и ряда других малых газовых компонент. Считается, что современный парниковый эффект в климатической системе Земли создают первые два газа. И, в первую очередь, ввиду возможной антропогенной нагрузки промышленной деятельности человека, важна роль углекислого газа и вариации его содержания в атмосфере. Роль Мирового океана в регулировании содержания углекислого газа в атмосфере Земли представляется очень важной и определяется тремя факторами.

Первый фактор связан с высокой растворимостью углекислого газа в морской воде. Второй — с тем, что углекислый газ, в отличие от большинства газов, при растворении в воде является химически активным и выводит из динамического равновесия карбонатную систему океана, а именно, вызывает целый ряд последовательных реакций, начиная с образования угольной кислоты при растворении CO_2 в морской воде и кончая выпадением нерастворимых карбонатов кальция и магния, которые постепенно превращаются в осадочные породы в виде известняков и доломитов. Третий фактор — фотосинтез. Под воздействием солнечной энергии происходит процесс превращения неорганического углекислого газа в органический углерод. Поскольку солнечный свет сильно поглощается водой, фотосинтез происходит в океане лишь в поверхностном слое глубиной не более 70–80 м. Тем не менее ежегодно в океане продуцируются 20 млрд т органического углерода.

Механизмы транспортировки газов из атмосферы в океан весьма разнообразны [Бортковский, 2006]: это и непосредственная молекулярная диффузия газов в жидкость, и вовлечение их из атмосферы в более глубокие слои океана посредством пузырьков при обрушении гравитационных волн в условиях сильных ветров и в штормовых зонах, а также активное перемешивание в поверхностных слоях в условиях сильных штормов и в зонах тропических циклонов.

приводный слой воздуха при шторме, в переносе импульса. Однако лишь в последнее время интерес к изучению термодинамического взаимодействия океана и атмосферы при штормовых условиях заметно усилился. Это связано, в первую очередь, с выявлением решающей роли тепло- и влагообмена между океаном и атмосферой в глобальных атмосферных процессах [Лаппо и др., 1990]. Даже грубые оценки, учитывающие возможное увеличение коэффициентов C_H , C_E при шторме, показали, что за небольшое время действия шторма океан может дополнительно отдать атмосфере огромные количества тепла и влаги, которые, в свою очередь, способны заметно изменить состояние атмосферы на обширных территориях. В районах Мирового океана, где повторяемость штормов сравнительно велика, вклад последних в средний годовой или сезонный перенос тепла и влаги весьма значителен. Районы высокой повторяемости штормов в основном совпадают с энергоактивными районами океана, оказывающими наибольшее влияние на атмосферные процессы. Этим определяется очевидная необходимость учета штормового усиления энерго- и массопереноса через поверхность океана при построении моделей климата и общей циркуляции атмосферы и океана, при разработке методов долгосрочных прогнозов погоды.

Оценки, приведенные ранее [Бортковский, 1983], показывают, что тропические циклоны существенно влияют на баланс тепла и влаги в пограничных слоях между атмосферой и океаном в масштабе всей тропической зоны. Поэтому сказанное выше о зонах активного влияния океана на атмосферные процессы относится и к районам тропического циклогенеза [Sharkov, 1996b; 1998; 2000]. Более того, важные в практическом отношении анализ и прогноз эволюции и перемещения тропических циклонов невозможны без знания пространственного распределения потоков тепла, влаги и импульса внутри их штормовой зоны; в современных же моделях тропических циклонов потокам зачастую приписываются произвольные, далекие от реальных значения. Корректная параметризация энерго- и массопереноса при шторме требует изучения физики процессов переноса в приповерхностных слоях, в которых во время шторма формируются двухфазные течения: брызги заполняют нижний слой воздуха, а пузырьки — верхний слой воды. Как показали предварительные расчеты [Бортковский, 1983], перенос брызгами тепла и влаги уже при скорости ветра 20 м/с становится соизмеримым с переносом соответствующими турбулентными потоками. Отсюда следует, что без учета роли брызг невозможно достаточно надежно определить потоки тепла и влаги при шторме и в условиях тропического циклона. Изучение этого механизма переноса связано с решением множества различных проблем. В свою очередь, параметры поля брызг связаны с такими непостоянными факторами, как степень и стадия развития волнения, состояние поверхности раздела (степень его покрытия «барашками» и пеной), загрязнение поверхности нефтепродуктами, детергентами и естественными (биогенными) веществами. Лабораторные и натурные исследования показали, что генерация брызг связана с обрушением гребней ветровых волн, и основным механизмом генерации является схлопывание пузырьков воздуха, всплывающих после прохождения «барашков», — обрушающихся гребней волн.

Важным моментом при изучении процессов энергообмена в системе океан – атмосфера являются попытки определить степень влияния пенопокрытия на глобальный и региональные радиационные бюджеты, ввиду изменения эффективной отражаемости поверхности океана в оптическом и ИК-диапазонах при наличии пенных систем. Однако из-за отсутствия надежных экспериментальных данных по пенопокрытию в региональных и глобальном масштабах оценки носят весьма противоречивый характер (см., например, [Frouin et al., 2001]).

Таким образом, анализ тепло- и влагообмена между океаном и атмосферой при штормовых условиях, а также тесно связанных с ними потоков импульса и газа требует рассмотрения широкого комплекса процессов и явлений, касающихся, в первую очередь, состояния поверхности раздела и возникающей на ней дисперсной фазы.

1.1.3. Газообмен в системе океан – атмосфера

Как известно, благодаря своей значительной площадной протяженности на поверхности Земли, Мировой океан является своего рода регулятором содержания так называемых парниковых газов: углекислого газа, водяного пара, метана и ряда других малых газовых компонент. Считается, что современный парниковый эффект в климатической системе Земли создают первые два газа. И, в первую очередь, ввиду возможной антропогенной нагрузки промышленной деятельности человека, важна роль углекислого газа и вариации его содержания в атмосфере. Роль Мирового океана в регулировании содержания углекислого газа в атмосфере Земли представляется очень важной и определяется тремя факторами.

Первый фактор связан с высокой растворимостью углекислого газа в морской воде. Второй — с тем, что углекислый газ, в отличие от большинства газов, при растворении в воде является химически активным и выводит из динамического равновесия карбонатную систему океана, а именно, вызывает целый ряд последовательных реакций, начиная с образования угольной кислоты при растворении CO_2 в морской воде и кончая выпадением нерастворимых карбонатов кальция и магния, которые постепенно превращаются в осадочные породы в виде известняков и доломитов. Третий фактор — фотосинтез. Под воздействием солнечной энергии происходит процесс превращения неорганического углекислого газа в органический углерод. Поскольку солнечный свет сильно поглощается водой, фотосинтез происходит в океане лишь в поверхностном слое глубиной не более 70–80 м. Тем не менее ежегодно в океане продуцируются 20 млрд т органического углерода.

Механизмы транспортировки газов из атмосферы в океан весьма разнообразны [Бортковский, 2006]: это и непосредственная молекулярная диффузия газов в жидкость, и вовлечение их из атмосферы в более глубокие слои океана посредством пузырьков при обрушении гравитационных волн в условиях сильных ветров и в штормовых зонах, а также активное перемешивание в поверхностных слоях в условиях сильных штормов и в зонах тропических циклонов.

Но есть и более тонкий механизм — внутренняя микроконвекция, которая возникает при охлаждении тонкого поверхностного слоя океана за счет молекулярно-турбулентной диффузии и испарения воды.

Поглощение углекислого газа Мировым океаном в основном сосредоточено в тропических широтах, которые занимают почти половину его площади. В умеренных широтах в течение года происходит смена направления потоков, они в среднем компенсируют друг друга, но в некоторых районах все же преобладает поток из атмосферы в океан (например, район Гольфстрима). Лишь в высоких широтах практически все время года происходит насыщение углекислым газом земной атмосферы.

Отметим, что при изменении скорости ветра над морской поверхностью существенно меняется и сам характер газообмена — так, при слабых ветрах он носит диффузионный характер, а при сильных ветрах газообмен практически полностью контролируется дисперсной средой, возникшей при обрушении гравитационных волн [Бортковский, 2006].

1.2. ОБРУШАЮЩИЕСЯ ОКЕАНИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И ДИСТАНЦИОННОЕ МИКРОВОЛНОВОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

Микроволновые изображения системы океан — атмосфера и непосредственно поверхности океана, полученные с самолетов и спутников, несут совершенно уникальную информацию о разнообразных явлениях, происходящих как непосредственно в приводном слое атмосферы и приповерхностном слое океана, так и, как ни удивительно, в океанских глубинах. Разумеется, сами по себе электромагнитные волны микроволнового диапазона проникают в воду не более чем на несколько миллиметров или сантиметров (в зависимости от диапазона длин волн), и протекающие в толще океана процессы визуализируются благодаря своим поверхностным проявлениям. При этом отметим, что информация, получаемая в активном и пассивном режимах микроволнового зондирования, может различаться принципиально, ввиду различного характера физических механизмов собственного излучения и обратного рассеяния объектов в системе океан — атмосфера [Sharkov, 1998; 2003; 2007; Булатов и др., 2003; Каневский, 2004]. Так, на радиолокационных изображениях хорошо идентифицируются следы течений и океанических вихрей, а также гидрологические фронты, представляющие собой границы раздела морских вод с различными свойствами (температура, соленость, плотность, цвет, различные взвеси и органические примеси). Радиолокаторы высокого разрешения фиксируют поверхностное волнение, точнее, крупномасштабную компоненту волнения с характерными длинами, превышающими 20—40 м. Особый интерес представляют поверхностные проявления внутренних волн в океане [Sabinin, Serebryanu, 2005]. Помимо того, радиолокаторы в состоянии видеть выровненные участки поверхности — слики, в том числе

слики, обусловленные нефтяными загрязнениями и поверхностно-активными веществами.

На поверхности океана отражаются не только внутрокеанические, но и целый спектр атмосферных процессов, происходящих в приводном слое атмосферы [Булатов и др., 2003]. В частности, на радиолокационных изображениях видны проявления приповерхностного ветра, который воздействует на сантиметровую составляющую спектра волн на морской поверхности (гравитационно-капиллярные волны) и тем самым влияет на рассеяние радиоволн. Возбужденная ветром мелкомасштабная рябь на поверхности океана отражает ряд других атмосферных процессов: атмосферные фронты, атмосферные внутренние волны, а также атмосферные конвективные ячейки, развивающиеся над океаном в условиях неустойчивой стратификации [Булатов и др., 2003].

Возбуждаемая приповерхностным ветром рябь отображает как атмосферные, так и внутрокеанические процессы, которые тем или иным способом модулируют короткие гравитационно-капиллярные волны на поверхности океана, что, в свою очередь, проявляется в модуляциях обратно рассеянного сигнала и сигнала собственного излучения морской поверхности. Таким образом, радиолокационные и радиотепловые изображения поверхности океана визуализируют движения как в самом океане, так и в атмосфере, а также газовый и дисперсный состав самой атмосферы. Развивающийся в настоящее время комплексный подход к изучению полей радиотепловых и радиолокационных сигналов, несомненно, явится серьезным шагом при исследовании системы океан – атмосфера.

Важное преимущество волн микроволнового диапазона по сравнению электромагнитными волнами оптического и ИК-диапазонов состоит в том, что они проникают через облачный покров, обеспечивая круглосуточное и всепогодное наблюдение океана. Еще одно достоинство микроволнового диапазона, важное для задач дистанционной диагностики океана, заключается в том, что эти волны дифракционным образом взаимодействуют с возмущениями поверхности и тем самым визуализируют такие движения в океане и атмосфере, которые принципиально недоступны для наблюдения в других диапазонах электромагнитного спектра и, в первую очередь, в оптическом диапазоне.

Общепринятая в настоящее время резонансная (брэгговская) теория рассеяния радиоволн на морской поверхности основана на использовании метода малых возмущений. В рамках метода возмущений высота неровностей поверхности (ряби) считается малой по сравнению с длиной электромагнитной волны, так что в уравнениях Максвелла возникает малый параметр, по которому и производится разложение.

Различные структуры на поверхности океана становятся видимыми благодаря тем или иным механизмам модуляции ряби, главным образом течениям и поверхностно-активным веществам (ПАВ), влияющим на поверхностное натяжение жидкости.

Большая часть наблюдаемых при помощи радиолокаторов явлений на поверхности океана может быть объяснена в рамках резонансного механизма

рассеяния [Moor, Fung, 1979; Alpers, Hasselmann, 1982; Phillips, 1988; Phillips et al., 2001]. В то же время широкий круг явлений свидетельствует о существовании так называемых нерезонансных механизмов рассеяния. Экспериментально обнаружено [Калмыков и др., 1976; Lewis, Olin, 1980], что при малых углах скольжения, помимо рассеяния рябью, значительный вклад вносят отражения, возникающие при обрушении волн, при этом на горизонтальной поляризации иногда наблюдаются всплески, амплитуда которых на 10–15 дБ превышает средний уровень рассеяния рябью. При этом можно считать твердо установленным факт наличия корреляции между спекл-сигналами и процессом обрушения крупных гравитационных волн, высвечиваемых зондирующим сигналом в пространственном элементе разрешения [Калмыков и др., 1976; Lewis, Olin, 1980; Чёрный, Шарков, 1988]. Обрушения крупных поверхностных волн, которые целесообразно называть макрообрушениями, следует отличать от мезо- и микрообрушений волн мезомасштабного волнового спектра (см. более подробно гл. 3, 4). Обрушение крупных волн представляет собой сложный динамический процесс, являющийся предметом интенсивных исследований (см., например, [Longuet-Higgins, Turner, 1974]). Механизмы, управляющие обрушением крупных волн в открытом океане и в прибрежной зоне, в настоящий момент еще недостаточно ясны и описываются преимущественно статистически.

В ряде работ приведены результаты влияния различных факторов, связанных с обрушением волн, на формирование радиолокационных отражений (см. обзор [Булатов и др., 2003]). Так, рассмотрены дифракция электромагнитных волн на заостренных гребнях поверхностных волн, «уголковая» модель рассеяния радиоволн в области гидравлического скачка «скользящий бурун – поверхностная волна», зеркальное отражение радиоволн от гребней поверхностных волн в момент формирования «ныряющего» буруна. Принципиально иной (а именно, недифракционного типа) небрэгговский механизм рассеяния на двухфазных средах — «капли воды в воздухе» (капельно-брызговые облака) и «пузырьки воздуха в воде» (слой аэрации) — предложен и развивается в работах [Калмыков и др., 1976; Чёрный, Шарков, 1988].

За последние годы был выполнен ряд радиофизических экспериментов в специальном волновом бассейне [Sletten et al., 2003]. Однако полной ясности в понимание физического механизма обратного рассеяния эти эксперименты также не внесли. Естественно, результаты этих исследований не могут быть в полной мере соотнесены с реальной ситуацией в открытом океане.

Существенным для выяснения физических причин формирования поля обратного рассеяния является постановка детальных радиофизических и оптических экспериментов с подробной кино- и фоторегистрацией процесса обрушения единичных крупных гравитационных волн, проводимых в натуральных морских условиях, но по своим геометрическим параметрам (угол наблюдения, элемент разрешения и др.) сходных с ситуацией, возникающей при наблюдениях с движущихся аэро- и космических носителей. Описанию классификации методов исследований и методологии такого рода экспериментов и посвящен следующий раздел.

1.3. КЛАССИФИКАЦИЯ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

Несмотря на определенный прогресс в течение последних 20 лет в изучении пространственно-статистических свойств пенных полей и мелкомасштабной структуры пенно-брызговых систем, физические свойства и структура морской пены и капельно-брызговых облаков исследованы явно недостаточно. Это объясняется, в первую очередь, сложностью непосредственных измерений в морских условиях и, особенно, в условиях открытого моря при сильном волнении. Тем не менее можно говорить об общем подходе к изучению процесса обрушения и пенно-брызговых структур, в первую очередь, оптическими методами, которые, наряду с акустическими, позволят получать в недалеком будущем необходимую и достаточную информацию об аэрированном и дисперсном слоях на поверхности моря и в приводном слое для нужд микроволновых дистанционных исследований.

Представляется целесообразным дать следующую классификацию оптических методов для исследования процессов обрушения гравитационных волн, которой мы будем придерживаться в процессе изложения материала в настоящей книге.

I тип — аэрофотосъемка с борта высотного аэроносителя для выявления закономерностей распределения центров диссипации морского волнения (обрушений гравитационных волн) на больших площадях морских акваторий (порядка нескольких квадратных километров) без дифференциации по типу пенных систем. Экспериментальный метод предложен и подробно описывается в работах [Покровская, Шарков, 1987; 1988; 1993] (см. гл. 2).

II тип — аэрофотосъемка с борта малоскоростного аэроносителя и перспективная съемка с борта научно-исследовательского судна (НИС) для исследования пространственно-статистических характеристик площадной и линейной геометрии пенных структур различного типа, но без выявления временной динамики. Метод предложен и развит в работах [Бондур, Шарков, 1982; 1986] (см. гл. 3).

III тип — исследование временной динамики процесса обрушения индивидуальных гравитационных морских волн, временной эволюции геометрических свойств отдельных дисперсных образований на морской поверхности при помощи их многократной съемки с борта НИС (кино- и фотосъемка с длиннофокусными объективами). Метод развивается в работах [Бортковский, 1983; Чёрный, Шарков, 1988] (см. гл. 8).

IV тип — исследование дисперсной структуры слоя аэрации и поверхностных дисперсных систем при помощи макрофотосъемки проб пенной массы, взятых с поверхности [Райзер, Шарков, 1980] или непосредственно в поверхностном слое моря при помощи герметичных боксов (см. гл. 4).

Ввиду специфики, которую накладывают на наблюдательный процесс носители оптической аппаратуры, каждый из отмеченных выше типов дистанционных наблюдений короткоживущих дисперсных систем имеет определенные ограничения. И, в первую очередь, здесь надо отметить, что наблюдения по типу I и II не выявляют временной динамики пенных структур, поскольку

при этих типах наблюдений индивидуальная пенная структура фиксируется в определенный (и неизвестный исследователю) момент собственной «жизни». И, таким образом, в статистику общей геометрии пенных систем, определяемую по наблюдениям типа II, как бы «вложена» статистика времени «жизни» пенных структур. Последняя особенность, по-видимому, в значительной степени обуславливает «размытость» статистических плотностей распределений геометрических параметров пенных систем, обнаруженных в работах [Бондур, Шарков, 1982; 1986] (см. более подробно разд. 3.5).

ВЫВОДЫ

Из краткого обзора целого спектра океанологических задач и дистанционных проблем следует необходимость постановки и проведения последовательных натурных, в условиях открытого моря, экспериментов по изучению временных и пространственных характеристик полей обрушающихся волн и дисперсной фазы, образующейся при обрушении индивидуальных гравитационных волн над поверхностью воды (пенные структуры и капельно-брызговые облака) и внутри объема воды (аэрированный слой).

Для выяснения физических причин формирования поля обратного рассеяния и собственного излучения крайне необходимой является постановка детальных радиофизических и оптических экспериментов с подробной кино- и фоторегистрацией процесса обрушения единичных крупных гравитационных волн, проводимых в натуральных морских условиях, но по своим геометрическим параметрам сходных с ситуацией, возникающей при наблюдениях с движущихся аэро- и космических носителей.

Глава 2

Пространственно-стохастическая структура полей обрушающихся волн в системе океан – атмосфера

В настоящей главе представлены результаты экспериментальных дистанционных исследований закономерностей статистической пространственной структуры и элементов стохастической динамики хаотизированных природных дисперсных сред, образующихся в системе океан – атмосфера в условиях среднего волнения и обрушения гравитационных волн. На основе полученных данных сформирована пространственно-стохастическая модель поля обрушений гравитационных волн как основа для выяснения физики взаимодействия турбулентного ветрового потока и гравитационных волн.

2.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ПО ИЗУЧЕНИЮ ПРОСТРАНСТВЕННО-СТОХАСТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЕЙ ОБРУШАЮЩИХСЯ ВОЛН

Как было отмечено в гл. 1, наиболее детальные исследования полей обрушения волн могут быть выполнены с помощью анализа оптических изображений. Экспериментальные методики и аппаратура оптической съемки взволнованной морской поверхности многообразны — используются как мелкомасштабные съемки с кораблей, так и крупномасштабные — с самолетных и космических носителей. С одной стороны, экспериментальные данные, получаемые в результате исследований, выполненных на научно-исследовательских судах, имеют ряд естественных ограничений (пространственная локальность, сильные перспективные искажения, неполный учет статистической независимости выборок и т. д.), в силу чего они мало пригодны для получения информации о крупномасштабных пространственных характеристиках пенных полей. С другой стороны, применение аэрофотосъемки с высотных самолетных (а тем более космических) носителей не позволяет получить высокого пространственного разрешения (порядка дециметров и сантиметров), которое необходимо для детального анализа пенных структур. Анализ возможностей

дистанционных средств, необходимых для экспериментального решения поставленных выше задач, привел к заключению о целесообразности использования двух видов оптической съемки: крупномасштабной, с применением многозональной фотоаппаратуры МКФ-6, и среднемасштабной, с применением аэрофотосъемочной аппаратуры АФА-100, установленной, соответственно, на российских самолетах-лабораториях Ан-30 и Ил-14, синхронные съемки с которых производились с существенно различных эшелонов высот — 5100 и 400 м соответственно. Тем самым достигалось большое пространственное поле кадра для визуализации полной картины поля обрушения и вместе с тем обеспечивалось удовлетворительное пространственное разрешение при анализе индивидуальных процессов обрушения.

2.2. МЕТОДИКА И УСЛОВИЯ ВЫПОЛНЕНИЯ НАТУРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Крупномасштабное оптическое зондирование морской поверхности в режиме разгона волнения и в зоне развитого волнения, результаты которых анализируются в настоящей главе, были выполнены в акватории Каспийского моря в рамках комплексной программы АН СССР «Каспий-81» под научным руководством автора настоящей книги [Беспалова и др., 1982; Грушин и др., 1986]. Особое внимание при выполнении эксперимента уделялось такому выбору гидрометеоусловий, которые позволили бы осуществить режим «чистого» разгона и, таким образом, проследить эволюцию пространственно-углового спектра морского волнения (включая режим обрушения волн) от начального режима взаимодействия устойчивого ветрового потока и слабо взволнованной морской поверхности до полностью развитого режима. Отметим, что в условиях открытого океана подобные гидрометеоусловия встречаются крайне редко и, к тому же, их трудно инструментально проконтролировать. В силу этих обстоятельств запланированный эксперимент был проведен в сравнительно ограниченной (по океаническим масштабам) акватории Каспийского моря. При его выполнении были удовлетворены условия как принципиального плана (соответствующая устойчивая барическая обстановка и ее контроль, наличие и фиксация начального этапа взаимодействия ветрового потока с поверхностью), так и технического (наличие неподвижного основания в зоне разгона, возможность точной географической привязки наблюдения). Результаты именно этого натурального эксперимента, выполненного в контролируемых (с точки зрения знания пространственно-спектральных характеристик волнения) условиях турбулентного ветрового режима, термической стратификации и барического поля, были использованы нами для исследования пространственно-статистических характеристик поля обрушений гравитационных волн.

Дистанционные измерения морского волнения в зоне ограниченного разгона были выполнены с борта самолетов-лабораторий Ил-14 и Ан-30 в

акватории Каспийского моря с использованием стандартной аэрофотосъемочной аппаратуры АФА-ТЭ-100 (Ил-14) [Лаврова, Стеценко, 1981] и многозональной фотоаппаратуры МКФ-6М (Ан-30) [«Союз-22»..., 1980]. Измерения сопровождались подробными визуальными наблюдениями опытными бортоблюдателями. Полеты выполнялись 31 октября 1981 г. в первой половине дня. Высота Солнца составляла 35–40°.

2.2.1. Гидрометеоусловия проведения эксперимента и методика выполнения полетов

Крупномасштабные метеорологические условия проведения комплексного эксперимента «Каспий-81» представлены в виде приземных синоптических карт (рис. 2.1) за 31.09.1981 г. в 00 ч 00 мин и 09 ч 00 мин московского времени (архивные данные Гидрометцентра СССР), а также данных навигационных измерений величины и направления вектора скорости ветрового потока на разных высотах полета самолетов. Синоптический анализ барических карт свидетельствует, что устойчивый южный ветровой поток от поверхности земли до высот 5 км в течение продолжительного времени (последняя декада октября – первая декада ноября 1981 г.) обуславливался наличием малоградиентного барического поля у поверхности земли и высотного гребня относительно повышенного давления, направленного с южных широт на Закавказье и Каспийское море, что способствовало выносу теплого и сухого воздуха (см. рис. 2.1).

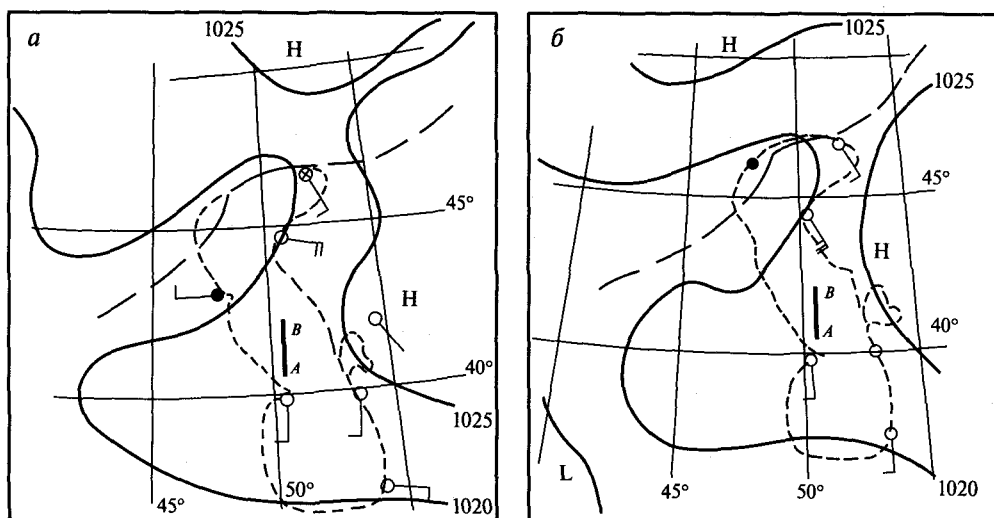


Рис. 2.1. Приземные синоптические карты над акваторией Каспийского моря (штриховая линия) за 31 октября 1981 г. (давление дано в миллибарах): *a* — 00 ч 00 мин; *б* — 09 ч 00 мин (время московское). Отрезком *AB* обозначена трасса полета самолетов; *L* — зоны пониженного давления; *H* — зоны повышенного давления

При полете самолетов-лабораторий оптическая съемка выполнялась по прямолинейному маршруту протяженностью 250 км вдоль вектора устойчивого ветрового потока и генерального распространения морского волнения на самолете Ил-14 с 10 ч 36 мин до 11 ч 19 мин на высоте 400 м с путевой скоростью 270 км/ч и самолете Ан-30 с 08 ч 58 мин до 09 ч 46 мин (I галс) и с 10 ч 35 мин до 11 ч 17 мин (II галс) на высоте 1500 и 5100 м, соответственно, с путевой скоростью 375 км/ч. Схема маршрутов показана отрезком АВ на рис. 2.1, а на рис. 2.2 представлены схемы зон синхронной оптической съемки аппаратурой АФА-ТЭ-100 и МКФ-6М (см. рис. 2.2а) и данные визуальных наблюдений за состоянием поверхности моря, направлением доминирующей компоненты ветрового волнения и наличием фронтов зыби на различных стадиях развития волнения (рис. 2.2б).

В соответствии с основной задачей эксперимента каждый галс выполнялся над неподвижным основанием, на котором проводились контактные измерения морского волнения, а также измерения аэро- и термодинамических характеристик приводного слоя атмосферы и морской поверхности. Южнее неподвижного основания (на расстоянии около 24 км) находилась обширная отмель глубиной 0,5 м (банка Нефтяные Камни), на которой происходило практически полное разрушение крупных гравитационных волн, образующихся в акватории Каспийского моря южнее этой отмели. Начальная точка разгона ($X=0$) на рис. 2.2 соответствует географическому положению протяженной отмели.

2.2.2. Методика проведения и обработки данных контактной части эксперимента

Регистрация волновых колебаний морской поверхности осуществлялась с неподвижного основания при помощи двухструнного волнографа, позволившего регистрировать возвышения морской поверхности в следующих пределах: по высоте волн от 0,005 до 2 м и по периоду от 0,05 до 20 с. Погрешность определения высоты волн в низкочастотном диапазоне (0,05–2 Гц) составляла не более 1,5 см, в высокочастотном (2–15 Гц) — также не более 0,5 см. Обработка волнограмм с целью получения спектров волнения производилась на ЭВМ. Доверительный интервал оценок спектров с вероятностью 0,8 составил:

$$0,72 S(\omega) < \hat{S}(\omega) < 1,8 S(\omega), \quad (2.1)$$

где $\hat{S}(\omega)$ и $S(\omega)$ — соответственно, оценка и истинный энергетический спектр волнения; ω — круговая частота гравитационных волн.

Таким образом, были зарегистрированы одноточечные частотные спектры, которые для сопоставления с пространственными спектрами, полученными при обработке оптических изображений морской поверхности, пересчитывались в одномерные пространственные спектры в соответствии с методикой, основанной на использовании изотропного дисперсного соотношения:

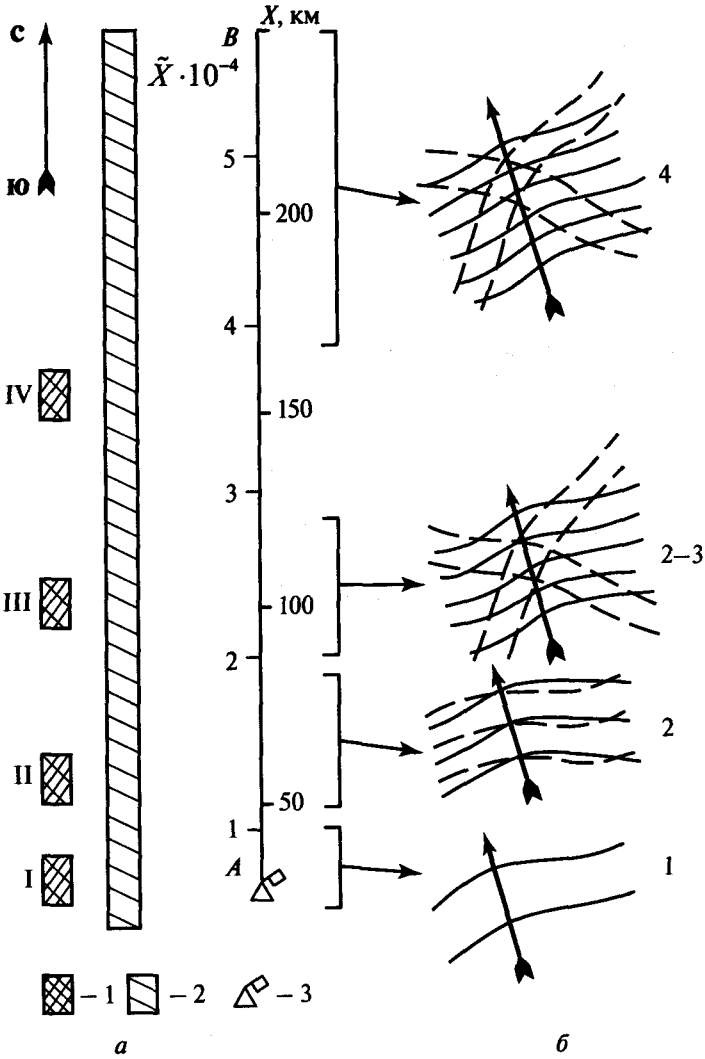


Рис. 2.2. Схема зон синхронной оптической съемки и данные визуальных наблюдений: *a* — участки съемки аппаратурой АФА-ТЭ (1), МКФ-6М (2), неподвижное основание (платформа с метеорологической аппаратурой и волнографами) (3); *б* — визуальная оценка бортноблюдателем состояния поверхности моря. Стрелками показано генеральное направление распространения ветрового волнения; извилистые сплошные и прерывистые линии — ориентация фронтов ветрового волнения и волн зыби соответственно (представлены не в масштабе); цифрами справа обозначено состояние морской поверхности в баллах; X — разгон в километрах; $\tilde{X} = Xgu_{10}^{-2}$ — безразмерный разгон; I–IV — серии аэрофотосъемок аппаратурой АФА-ТЭ, кадры которых подвергнуты специальной обработке на ЭВМ. Географическая привязка трассы *AB* показана на рис. 2.1

$$S(\omega) = \frac{kS(k)}{\left. \frac{\partial \omega(k)}{\partial k} \right|_{k=\omega^2/g}}, \quad (2.2)$$

где $S(k)$ — одномерный пространственный спектр; $\omega(k) = (gk)^{1/2}$; k — модуль волнового числа.

Одновременно с определением характеристик волнения с неподвижного основания проводилась серия аэродинамических и термических измерений характеристик приводного слоя атмосферы и морской поверхности.

2.2.3. Состояние стратификации и турбулентный режим приводного слоя. Условия «чистого» разгона

Из анализа пространственных масштабов синоптической барической обстановки (см. рис. 2.1) нетрудно видеть, что размеры экспериментального полигона (200–250 км) существенно меньше характерных масштабов пространственной изменчивости синоптических процессов (2000 км). Таким образом, приводный слой и экмановский пограничный слой атмосферы могут рассматриваться как статистически стационарные и однородные по горизонтали, и одноточечные (с основания) измерения метеополей могут быть (в известном приближении) распространены на всю трассу полета.

Для определения состояния турбулентного приводного слоя обработка результатов градиентных измерений проводилась в рамках методики, базирующейся на полуэмпирической теории приводного слоя Мони́на–Обухова [Зилитинкевич и др., 1978]. В статистически стационарном и однородном по горизонтали приводном слое вертикальные турбулентные потоки импульса (напряжение трения) τ , тепла H , влаги E и масштаб Мони́на–Обухова L имели следующие численные значения: $\tau = 0,05 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$; $H = -22,2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$; $E = (2 \pm 2,4) \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Вертикальное развитие приводного слоя характеризуется масштабом длины Мони́на–Обухова L , равным в условиях данного эксперимента 30 м. Оценки величины динамической скорости u_* и масштаба пульсаций температуры T_* составили $u_* = 0,23 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ и $T_* = 0,37 \text{ К}$. Обращает на себя внимание своеобразный термический режим, при котором турбулентный поток влаги очень мал (по абсолютной величине) и при этом сильно флуктуирует как по времени, так и в пространстве (перемежаемая турбулентность).

Для оценки степени устойчивости режима стратификации проведена оценка динамического числа Ричардсона R_f , используя измеренные (средние) значения скорости ветра на уровнях 10 и 2 м и величины τ , H и E :

$$R_f = \frac{BoH/c_p + 0,61gE}{\tau(\partial u/\partial z)} \approx 0,03. \quad (2.3)$$

Здесь c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; g — ускорение свободного падения. Отсюда следует, что эксперимент проходил в условиях сильно выраженной температурной инверсии приводного слоя ($T_{10} - T_S > 0$), устойчивой температурной стратификации ($R_f > 0$) при слабом

влиянии стратификации влажности (величина отношения Боуэна $Bo > 1$), что обуславливает своеобразный турбулентный режим приводного слоя сравнительно слабого вертикального развития ($L \approx 30$ м). Турбулентные пульсации в значительной мере подавлены гидростатической устойчивостью — дисперсии пульсационных составляющих скоростей представляют величину порядка u_* , а дисперсия температуры — порядка T_* ; потоки влаги и тепла направлены из атмосферы к морской поверхности, при этом тепловой поток почти на порядок превышает поток влаги; для описания высотных профилей температуры и средней скорости ветра можно воспользоваться линейно-логарифмическим приближением. Для оценки степени согласованности волнения с ветровым потоком была использована методика, разработанная на основе обработки ряда контактных экспериментов и, в том числе, международного эксперимента JONSWAP, и включающая рассмотрение двух неравенств [Carter, 1982]:

$$D > 1,167 \frac{X^{0,7}}{u_{10}^{0,4}}; X < 2,32 u_{10}^2, \tag{2.4}$$

где D (ч) и X (км) — время и пространственный размер взаимодействия ветрового потока с поверхностью; u_{10} — скорость ветра на высоте 10 м от среднего уровня моря. Удовлетворение первого неравенства (в нашем случае оно удовлетворяется — $D > 20$ ч, $u_{10} = 6,2$ м/с, $X > 250$ км) показывает, что взаимодействие ветрового потока с поверхностью происходило в режиме «пространственного» (а не «временного») разгона, причем до $X > 200$ км осуществлялись условия ограниченного разгона (удовлетворение второго неравенства) с последующим переходом в режим «полного» разгона (полностью развитое состояние волнения) при $X > 250$ км. Экспериментальным доказательством

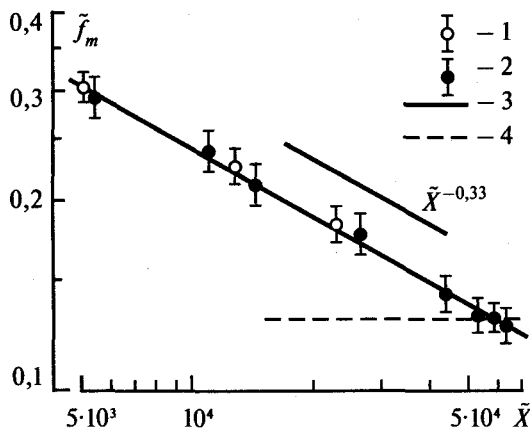


Рис. 2.3. Экспериментальная зависимость безразмерной частоты максимума спектра волнения $\tilde{f}_m = f_m u_{10} g^{-1}$ от безразмерного разгона \tilde{X} : 1 — данные машинной обработки по восстановленным спектрам высот; 2 — данные оптической обработки кадров съемки аппаратурой МКФ-6М; 3 — аппроксимация $\tilde{f}_m = 5,02 \tilde{X}^{-0,33}$; 4 — безразмерный максимум спектра Пирсона–Московитца развитого волнения

утверждения о пространственной эволюции ветрового волнения может служить полученная [Грушин и др., 1986] экспериментальная зависимость безразмерной частоты максимума одномерного спектра (\tilde{f}_m) от безразмерного разгона (\tilde{X}) (рис. 2.3), которая удовлетворительно аппроксимируется степенной зависимостью $(\tilde{X})^{-0,33}$, хорошо известной по данным ряда экспериментов [Carter, 1982]. В данном случае численный коэффициент больше принятого в ранних аппроксимациях на ~40 %.

Интересно отметить, что в условиях полного разгона ($X = 250$ км) величина \tilde{f}_m практически точно соответствует значению безразмерной частоты, получаемой из спектра развитого волнения Пирсона–Московитца [Pierson, Moskowitz, 1964] ($\tilde{f}_m = 0,13$). При $X > 200$ км нетрудно видеть, что удовлетворяются и соотношения для возраста волны [Papadimitrakis, 2005a, b] $c/u_* \geq 30$ (здесь c — фазовая скорость гравитационной волны, соответствующей частоте максимума спектра) и для безразмерного разгона $Xg/u_*^2 > 4 \cdot 10^7$, характеризующее, по данным [Волков, 1968], полностью развитое волнение.

2.2.4. Восстановления спектральных характеристик морской поверхности по ее оптическим изображениям

Для восстановления пространственных спектральных характеристик поля крупномасштабного волнения по всей трассе измерений была применена специальная методика восстановления спектральных характеристик шероховатой поверхности по ее оптическим изображениям [Лупян, Шарков, 1986], получаемым по самолетным съемкам. Поле почернения однопозиционного оптического изображения (ОИ) шероховатой поверхности на фотоносителе $D(x, y)$ можно в самом общем случае рассматривать как случайную функцию, связанную с полем высот исследуемой поверхности в виде [Kazevich et al., 1972; Лупян, Шарков, 1986]:

$$D(x, y) = P[\eta(x, y)] = P_F P_I P_A [I[\eta(x, y)]], \quad (2.5)$$

где P — полный передаточный оператор, состоящий из P_F, P_I, P_A — передаточных операторов фотоносителя (пленки), камеры и атмосферы соответственно; I — интенсивность оптического потока, проходящего в камеру от точки поверхности с координатами x, y ; $\eta(x, y)$ — случайное поле высот поверхности. Для ряда приближений (которые в естественных условиях проведения эксперимента могут быть реализованы) можно найти восстанавливающий оператор P_S такой, что

$$\frac{P_S \{S_D [D(x, y)]\} - S_Z [\eta(x, y)]}{S_Z [\eta(x, y)]} < \varepsilon \quad (2.6)$$

при условии $k \in (k_{\min}, k_{\max})$. Здесь $S_Z []$ — энергетический спектр высот морской поверхности, $S_D []$ — энергетический спектр поля яркости, ε — наперед заданное число, характеризующее ошибку восстановления. Естественно, что это неравенство выполняется не для любого ε , однако, как показывают

модельные расчеты, для различных ситуаций освещенности можно найти также условия съемки с фиксированной высоты, что данное условие будет выполняться при $\varepsilon \sim 0,05-0,1$ для интересующего нас диапазона волновых чисел ($0,5-30 \text{ м}^{-1}$). Схема, по которой были получены данные оценки, следующая. Считая выполненными условия — отсутствие атмосферных искажений; проведение плановой съемки x и $y < H$, где H — высота проведения съемки; диапазон почернения фотоносителя лежит в области нормальных экспозиций; справедливость фацетной модели — мы можем представить исходный оператор P в виде

$$P = A \lg [I(\alpha, \beta)] + C, \quad (2.7)$$

где $\alpha = \partial \eta(x, y) / \partial x$, $\beta = \partial \eta(x, y) / \partial y$; A и C — константы, а I может быть представлено в виде

$$I = R(\gamma) L_H(\theta, \varphi) + [1 - R(\gamma)] L_M, \quad (2.8)$$

где $R(\gamma)$ — коэффициент отражения Френеля (по мощности); $L_H(\theta, \varphi)$ — функция освещенности небосвода; L_M — фон подповерхностного потока; углы γ , θ , φ связаны известными соотношениями [Kazevich et al., 1972] с малыми уклонами α , β . Для оценки основных факторов, влияющих на точность восстановления, были использованы эмпирические выражения $L_H(\theta, \varphi)$ для двух предельных случаев — ясное безоблачное небо и сплошная однородная облачность — и после соответствующих упрощений можно показать, что $D(x, y)$ представимо в следующей канонической форме [Лупян, Шарков, 1986]:

$$P = \sum \sum A_{nm}(x, y) (\partial/\partial x)^n (\partial/\partial y)^m. \quad (2.9)$$

При этом можно показать, что пренебрежение квадратичными и более высокого порядка членами в P , а также наложение условия постоянства (независимость от x, y) коэффициентов A_i ($i = 0, \alpha, \beta$) сужают диапазон волновых чисел (k_{\min}, k_{\max}) шероховатости исследуемой поверхности, в котором возможно корректное восстановление спектра высот по оптическому изображению. Вместе с тем, эти упрощения позволяют найти аналитическую связь между спектром возвышений морской поверхности S_Z и полем яркости S_D :

$$S_Z = P_S [S_D(k_1, k_2)], \quad (2.10)$$

где

$$P_S = [] / A_\alpha k_1^2 + A_\beta k_2^2, \quad (2.11)$$

где $k(k_1, k_2)$ — волновое число. Эти соотношения справедливы в диапазоне пространственных частот $k \in (k_{\min}, k_{\max})$, граничные значения которого связаны с заданными величинами ошибок восстановления спектра высот. Последние, в свою очередь, неизбежно возникают в результате использования восстанавливающего оператора P_S . Более детально определение оптимальных условий восстановления спектральных характеристик шероховатой поверхности по ее оптическому изображению рассмотрено в работе [Лупян, Шарков, 1986].

В работе [Грушин и др., 1986] была реализована методика обработки негативных оптических изображений морской поверхности с целью получения ее двумерных пространственных спектров, состоящая из следующих этапов:

1. Выбор фрагмента на негативном изображении морской поверхности, который должен удовлетворять следующим условиям: а) во всех его точках почернение негатива D должно лежать в область нормальной экспозиции, т. е. там, где $D \sim \lg I$; б) максимальный геометрический размер фрагмента (L) может быть получен из оценочного соотношения $L \sim 5(2\pi/k_{\min})$, где второй множитель определяет максимальную пространственную гармонику исследуемой шероховатой поверхности, восстанавливаемую с задаваемой относительной ошибкой ϵ , в нашем случае $\epsilon \sim 10\%$, что и соответствует $k_{\min} \sim 0,3 \text{ м}^{-1}$. Минимальная пространственная гармоника поверхности $2\pi/k_{\max}$ определяется (при данных условиях съемки) пространственным разрешением системы носитель – аппарат – пленка Δx . В нашем случае, ввиду неполной компенсации «смаза», Δx был равен 0,4–0,5 м, что и определило, в конечном итоге, $k_{\max} \sim 10\text{--}11 \text{ м}^{-1}$; в) геометрический центр исследуемого фрагмента располагался на линии пересечения плоскости поверхности и вертикальной плоскости, составляющей азимутальный угол $\pm\pi/4$ к плоскости наблюдения, т. е. к плоскости, в которой располагаются точки наблюдения (аппарат) и источник (Солнце). В силу симметрии задачи в расположенном таким образом фрагменте изображения соблюдается приближенное равенство $A_\alpha \approx A_\beta \approx A = \text{const}$ и в этом случае

$$S_Z(k_1, k_2) \sim AS_D(k_1, k_2)/k^2, \quad (2.12)$$

где $k = k_1^2 + k_2^2$, а угловое распределение энергии в S_D и S_Z совпадает, и характерные особенности этого распределения можно идентифицировать непосредственно на S_D , не преобразуя его.

2. Для ввода в ЭВМ фрагмент оптического изображения, подлежащий обработке, оцифровывался, и его основная обработка производилась с помощью программ спектральной обработки двумерных сигналов.

3. Над полученным спектром производились следующие операции:

а) усреднение по азимутальному углу, что соответствовало интегральной операции получения одноточечного пространственного спектра

$$S_Z(|\mathbf{k}|) = 2 \int_0^\pi S_Z(|\mathbf{k}|, \theta) d\theta; \quad (2.13)$$

б) усреднение исходного спектра $S_Z(|\mathbf{k}|, \theta)$ с помощью скользящего окна размером 5×5 пикселей, что обеспечивало улучшение оценки спектра до относительной ошибки менее 20 %;

в) для детального анализа спектральных особенностей выполнялись линейные и круговые сечения исходных спектров, которые выводились на печать. Это соответствовало получению срезов пространственного спектра при фиксированном угле $S_Z(|\mathbf{k}|, \theta_i)$ и угловых спектров при фиксированных пространственных частотах $S_Z(|\mathbf{k}_i|, \theta)$. Как правило, выполнялись два линейных

разреза (по главному и перпендикулярному направлениям распространения доминирующей волновой компоненты) и 3-4 круговых разреза на разных радиусах (т. е. при различных волновых числах).

4. Для увеличения диапазона пространственных частот исходное изображение сжималось в 2 и 4 раза. Таким образом, конечный винеровский спектр охватывает диапазон пространственных частот от 0,15 до 10 м^{-1} , что в длинах поверхностных волн соответствует диапазону от 0,7 до 40 м.

В итоге полной обработки были получены визуализированные двумерные спектры высот взволнованной морской поверхности, на которых с помощью искусственных цветов можно подчеркнуть те или иные особенности и сделать их наглядными для зрительного восприятия. Кроме того, получение одномерных разрезов спектров и усредненных по углу спектров позволяет провести сопоставление с результатами контактных (одноточечных) экспериментов, а также с выводами теоретического анализа, который в подавляющем большинстве современных работ проводится для одномерных спектров.

2.2.5. Пространственно-спектральная структура волнения

Цифровой обработке были подвергнуты четыре фрагмента негативных изображений — по одному из четырех серий съемок I–IV (см. рис. 2.2), — полученных аппаратурой АФА-ТЭ-100. Ниже будут проанализированы результаты цифрового восстановления $S_Z(|\mathbf{k}|)$ фрагмента оптического изображения из серии I, выполненного непосредственно над стационарным основанием (при $\bar{X} = 5,3 \cdot 10^3$), что позволяет произвести принципиальное для данной задачи сопоставление восстановления $S_Z(|\mathbf{k}|)$ с контактными измерениями $S_Z(\omega)$. Оба типа измерений — контактное и дистанционное — были выполнены с высокой (для такого рода экспериментов) степенью временного синхронизма — с точностью несколько минут. Указанное временное расхождение, естественно, не могло привести к заметному изменению структуры морского волнения.

Нетрудно видеть (рис. 2.4), что азимутальные характеристики спектра поля возвышений взволнованной морской поверхности $S_Z(|\mathbf{k}|, \theta)$ в акватории неподвижного основания имеют сложную структуру, а именно, — характерно выраженная азимутальная анизотропия доминирующей волновой компоненты сменяется заметной изотропией коротковолновых компонент. И, более того, анализ линейных разрезов пространственных спектров во всем диапазоне исследованных волновых чисел после операции «сшивания» (рис. 2.4а) показал, что высокочастотные компоненты ($k > 6 \text{ м}^{-1}$), распространяющиеся в направлении, перпендикулярном ветровому потоку, доминируют над компонентами, коллинеарными вектору скорости ветра. Все эти пространственные особенности при контактных измерениях не могут быть обнаружены, и сопоставление может быть выполнено лишь для одноточечного спектра, усредненного по азимутальному углу $S_Z(|\mathbf{k}|)$. Анализ рис. 2.4, на котором представлены результаты контактных измерений, трансформированные в пространство волновых чисел, и восстановленный из оптических измерений одноточечный спектр высот $S_Z(|\mathbf{k}|, \theta)$ (с точностью до постоянного

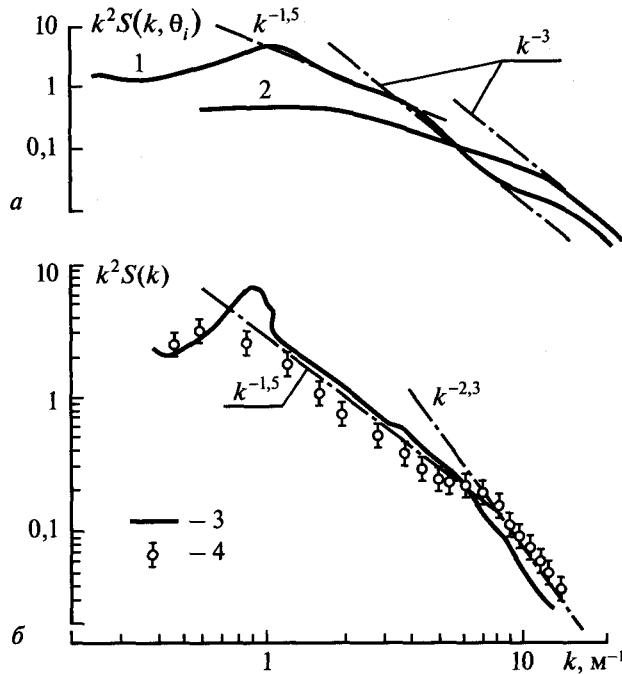


Рис. 2.4. Одномерные спектры волнения по контактными и оптическим измерениям: *a* — восстановленные одномерные спектры $S(k, \theta_i)$ при $\theta_i = 0^\circ$ (1) и при $\theta_i = 90^\circ$ (2) по отношению к генеральному направлению распространения волн; *b* — одномерный спектр $S(k)$ (3) и одноточечный спектр (4) (абсолютные единицы), измеренный контактными средствами. Привязка $S(k)$ к контактными измерениями произведена при $k = 6,5 \text{ м}^{-1}$. Вертикальными отрезками отмечены доверительные интервалы оценок с вероятностью 80 %

множителя), показывает, что последний не только правильно отражает общий спектральный ход во всем диапазоне исследованных волновых чисел около шести октав, но и совпадает с контактными спектром в деталях, например, излом спектральной зависимости при $k = 6-7 \text{ м}^{-1}$ присутствует на обоих сопоставляемых спектрах.

Результаты обработки всех серий оптических изображений морской поверхности представлены на рис. 2.5 в виде сечений пространственных спектров вдоль и поперек волнового вектора направления волнения. Из анализа этого рисунка следует, что по мере увеличения разгона происходит достаточно быстрое развитие волнения, при котором, наряду с уменьшением k_m (частоты спектрального максимума) возрастает асимметрия пространственного спектра в области спектрального максимума.

Несомненный интерес представляет тот факт, что на полученных пространственных спектрах можно выделить два характерных поддиапазона волновых чисел, в которых спектры имеют вполне определенные закономерности:

I область — при $k > k_1 = 4-5$ (или в безразмерных волновых числах $\tilde{k}_1 = (k_1 u^2/g) = 15...19$), $S_Z \sim k^{-(4-4,2)}$ и спектр обладает азимутальной изотропией на протяжении всего развития (интервал Филлипса) [Phillips, 1977];

II область — при $k_1 > k > k_m - S_Z \sim k^{-(3-3,3)}$ — область с резко выраженной азимутальной анизотропией, образуемая за счет слабых нелинейных взаимодействий (так называемый спектр с постоянным потоком действия) [Захаров, Заславский, 1982].

Из турбулентной теории формирования спектра [Захаров, Заславский, 1982] морской поверхности следует оценка нижней границы области накачки в виде безразмерного волнового числа $\tilde{k} \sim 4-6$. Из рассмотренных данных следует, что в области накачки энергии от ветрового поля спектр волнения уже на самых ранних этапах развития анизотропичен, причем рост анизотропии интенсивно продолжается и при $\tilde{k} < 4-5$.

Таким образом, подробный анализ барической обстановки и состояния турбулентности приводного слоя, приведенный в разд. 2.2.3, показал, что взаимодействие ветрового потока с водной поверхностью происходило в условиях чистого разгона с сильно выраженной устойчивой температурной стратификацией приводного слоя и, соответственно, подавленными гидростатической устойчивостью турбулентными пульсациями.

В условиях развитого волнения, которое характеризовалось следующими значениями параметров взаимодействия — безразмерный разгон $\tilde{X} > 6 \cdot 10^4$, безразмерная частота максимума спектра волнения $\tilde{f}_m \approx 0,13$, длина волны энергонесущей компоненты $\Lambda = 42$ м, — была выполнена серия съемок аппаратурой МКФ-6 при высоте носителя (Ан-30) 5100 м и с масштабом съемки М 1:40 800, а также с самолета-лаборатории Ил-14 при высоте носителя 400 м и с масштабом съемки М 1:4000. Параметры, характеризующие степень волнения и длину разгона при выполнении каждой из четырех серий (I–IV) съемок (см. рис. 2.2), представлены в табл. 2.3.

Восстановленные по методике, рассмотренной в разд. 2.2.4, пространственные спектры в зонах съемки I–IV обладают довольно сложной пространственной структурой, связанной с особенностями нелинейных

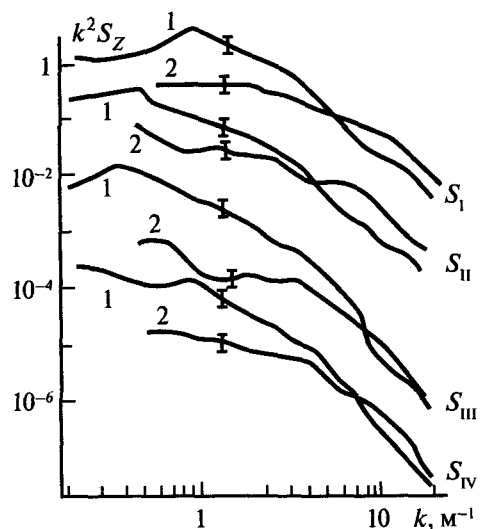


Рис. 2.5. Разрезы вдоль (1) и поперек (2) главного направления двумерных пространственных спектров $S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}$, полученных по мере развития волнения. Символы I–IV соответствуют сериям съемки аппаратуры АФА-ТЭ (см. рис. 2.2). Спектры $S_{II}-S_{IV}$ отнормированы на рисунке следующим образом: $S_{II} (150)^{-1}$; $S_{III} (150)^{-2}$; $S_{IV} (150)^{-3}$

взаимодействий волн в различных спектральных диапазонах. Однако с удовлетворительной для целей нашего исследования точностью они могут быть аппроксимированы следующими выражениями (с точностью до постоянного коэффициента):

$$S_Z(k, \varphi, X) = \begin{cases} 0 & k < k_m, \\ BXk^{-10/3} \cos^4 \varphi & k_m < k < k_1, \\ k^4 & k_1 < k < k_2, \\ 0 & k_2 < k, \end{cases} \quad (2.14)$$

где k — модуль волнового вектора случайного возмущения поверхности; φ — азимутальный угол, отсчитываемый от генерального направления энергонесущей компоненты (с безразмерным волновым числом $\tilde{k}_m = k u_{10}^2 g^{-1}$); k_1 — соответствует компоненте волнения, выше которой спектр приобретает почти изотропный характер ($k_1 \sim 6 \text{ м}^{-1}$); k_2 — высокочастотная отсечка спектра ($k_2 \sim 1 \text{ см}^{-1}$).

2.3. ПРОСТРАНСТВЕННО-СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛЯ ОБРУШЕНИЙ ВОЛН РАЗВИТОГО МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ

В настоящем параграфе рассмотрены методики обработки и результаты натуральных оптических наблюдений с целью получения информации о законах распределения удельной пространственной плотности центров обрушения $N(t)$ и пространственно-корреляционных особенностях этого же точечного поля (независимость центров, однородность поля) [Покровская, Шарков, 1986; 1987; Sharkov, 1993a, b; 1996a, b; 2007].

2.3.1. Методика формирования и обработки случайно-точечного поля

Отснятые в натуральных экспериментах аэрофильмы были сгруппированы в отдельный массив выборок, причем для обеспечения их статистической независимости анализировались неперекрывающиеся кадры. Для эффективного обнаружения и идентификации пенных структур был использован наиболее контрастный канал аппаратуры МКФ-6, исходные негативы которого увеличивались в 5 раз. Ввиду наличия сильного яркостного фона на кадрах от солнечных бликов (зона B кадра на рис. 2.6) анализу были подвергнуты части рабочих кадров, заведомо содержащие только пенные структуры (зона A кадра на рис. 2.6). Не интересуясь детальной структурой отдельного волнового обрушения, пенная структура, появившаяся в результате обрушения, обозначена точкой на плоскости калькового транспаранта. Поэтому ограниченный участок морской поверхности изображается на транспаранте совокупностью точек (центров), представляющих собой расположение обрушающихся волн

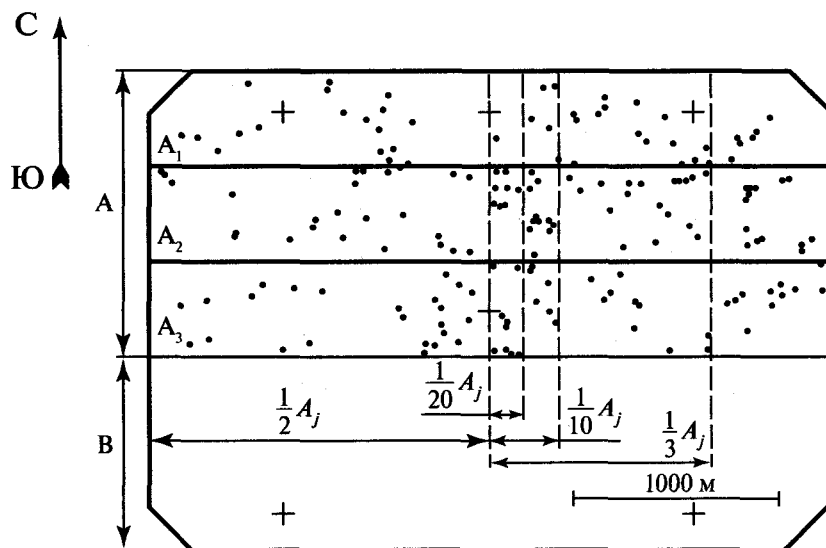


Рис. 2.6. Транспарант кадра № 4319 съемки аппаратурой МКФ-6 от 31 октября 1981 г. со случайным полем центров обрушений. Рабочая зона кадра — A ; подкадры A_1 , A_2 , A_3 — основные пространственные элементы выборки (зона № 1); зона B — область солнечного блика; зонами $(1/m)A_j$ ($m = 2, 3, 10, 20$) — обозначены соответствующая m -я часть основной зоны № 1 с площадью $S_0 = 1,49 \text{ км}^2$. Большой стрелкой обозначена географическая ориентация кадра (С—Ю)

акватории в некоторый фиксированный момент времени. Специальный анализ показал, что пенные структуры с линейными размерами менее 2 м на негативах обнаруживались с невысокой степенью достоверности и поэтому не переносились на транспарант.

Пространственное рабочее поле A размером $3264 \times 457 \text{ м}$ (см. рис. 2.6) и явилось в наших исследованиях исходным пространственным элементом (S_0 с площадью $1,49 \text{ км}^2$) основной выборки, состоящей из 39 элементов (13 неперекрывающихся кадров аппарата МКФ-6). На основном пространственном поле (зона N_1) были выделены зоны (k — номер исследуемой зоны, $k = 1, \dots, 11$) с площадями, уменьшенными по отношению к основному полю ($k = 1$) в 2, 3, 10, 20, 40, 80, 160, 320, 640 и 1280 раз (см. табл. 2.1). Далее для всех исследованных зон были выполнены подсчеты количества единичных пенных структур (N) и образованы для исследуемой площади морской акватории выборки массивов N_{ij}^k в виде матричного поля, где индекс i (условно «строка») соответствует пространственному направлению запад — восток поперек генерального направления волнения; индекс j (условно «столбец») — направлению юг — север вдоль генерального направления волнения; k — номер исследуемой зоны ($k = 1, \dots, 5$), причем значения i меняются от 1 до k при $k = 1, 2, 3$ и от 1 до 10, 20 при $k = 4, 5$. Пример транспаранта со случайным полем центров и геометрией разбиения кадра на основные пространственные элементы (зоны)

представлен на рис. 2.6. Будем считать, что $N_{ij}^k(x_j)$ — целочисленный случайный поток, т. е. случайное число неразличимых центров, появившихся в пространственном окне k -й зоны с пространственной координатой $x_j = \Delta x j$, где $\Delta x = 457$ м и $0 < x < x_1 = 17,8$ км. Исходя из этой концепции, рассмотрим пространственные характеристики матричного поля $N_{ij}^k(x_j)$. По терминологии теории случайных процессов (например, [Bhagucha-Reid, 1960; Феллер, 1984]), поле $N_{ij}^k(x_j)$ суть поле приращения целочисленного случайного процесса.

2.3.2. Законы распределения удельной плотности

Для каждой группы массивов строились гистограммы, являющиеся статистическими аналогами выборочных плотностей вероятностей в соответствии с известными правилами [Бендат, Пирсол, 1974]:

$$P^K(N^K) = \frac{1}{Q} \sum_{m=1}^M \frac{n_m(N^K)}{h_m}, \quad (2.15)$$

где $n_m(N^K) = n_m(N^K)$ при $N_m^K < N^K < N_{m+1}^K$ и $n_m(N^K) = 0$ при $N_{m+1}^K < N^K < N_m^K$; $h = N_{m+1}^K - N_m^K$ — интервал группировки; $Q = ij$ — полный объем выборки для каждой зоны; M — число интервалов группировки. Для каждой группы массивов вычислялись выборочные средние N^K , дисперсии (несмещенные оценки) $D = (\sigma^K)^2$, коэффициенты асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 . Результаты обработки представлены в табл. 2.1 и на рис. 2.7а–г.

Экспериментальные гистограммы зон $k = 4-11$ весьма сильно отличаются от гауссового распределения, особенно по значению коэффициента асимметрии, что, кстати, хорошо видно на рис. 2.7а, б. По мере роста площади исследуемого кадра (зоны $k = 6-1$) экспериментальные гистограммы приближаются к гауссовому распределению. Процесс перехода к нормальному распределению наглядно демонстрирует серия диаграмм рис. 2.7а–г. Из анализа табл. 2.1 и рис. 2.7 видно, как по мере увеличения площади исследуемой зоны кадра в характере распределений N^K начинает доминировать гауссова компонента, которая выявляется сначала в форме биномиального распределения ($k = 6, 5, 4$) и затем ($k = 3, 2, 1$) — в форме чисто нормального распределения, что соответствует в данном случае винеровскому случайному процессу с независимыми приращениями [Феллер, 1984]. В соответствии с принятой нами точкой зрения о близости пространственного поля пенной активности к точечным случайным процессам, рассмотрим согласованность экспериментальных гистограмм с двумя фундаментальными распределениями теории точечных случайных процессов — с биномиальным и пуассоновским типами.

Схему Бернулли при описании биномиального процесса в нашем случае можно интерпретировать [Покровская, Шарков, 1986] следующим образом: под «событием A » можно понимать появление индивидуальной пенной струк-

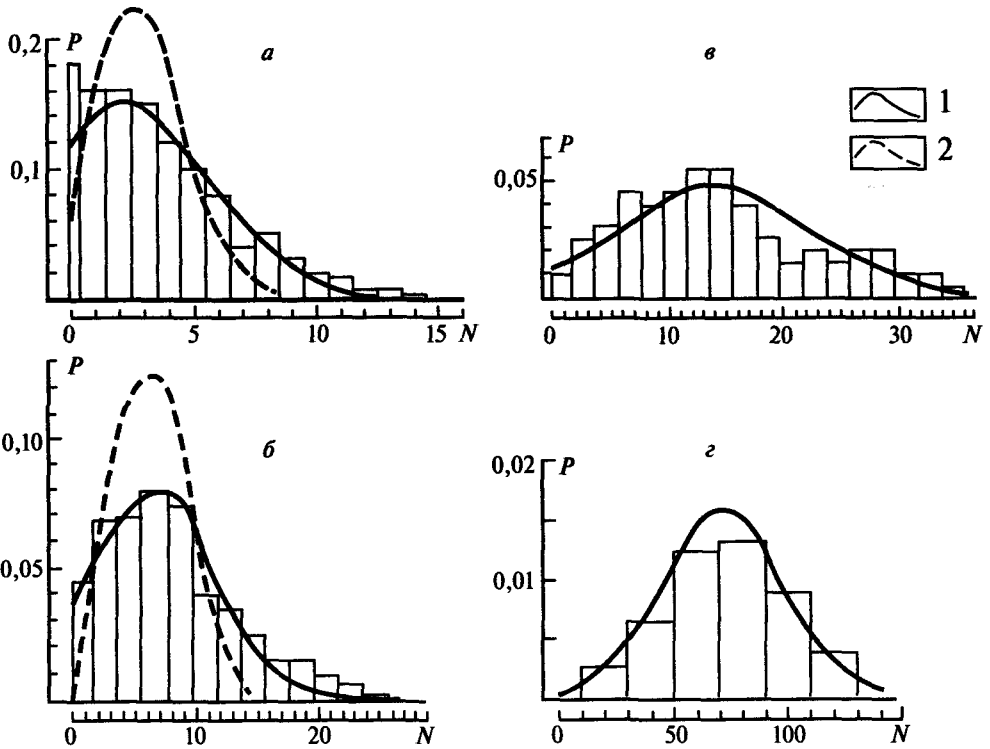


Рис. 2.7. Экспериментальные гистограммы удельной плотности пенных структур и теоретические распределения в пространственных окнах (зонах): *a* — $(1/40)S_0$; *б* — $(1/20)S_0$; *в* — $(1/10)S_0$; *г* — $(1/2)S_0$; 1 — биномиальное распределение на диаграммах *a* и *б* и нормальное распределение на *в* и *г*; 2 — распределение Пуассона с параметрами, полученными при обработке соответствующих гистограмм (см. табл. 2.1)

туры с постоянной вероятностью p в исследуемом пространственном кадре, занимающем частичную площадь основного элемента S_0 ; под независимыми испытаниями N_0 — общее число пенных структур на акватории основного пространственного элемента S_0 . Тогда общее число пенных структур N , т. е. событий с исходом A в исследуемом кадре N^K , представляет собой случайную целочисленную величину μ , подчиняющуюся биномиальному распределению:

$$P^K \{ \mu = N | N_0, p \} = C_{N_0}^N p^N (1-p)^{N_0-N}, \quad (2.16)$$

где $N = 0, 1, \dots$; с параметрами N_0 и p , причем $N = N_0 p$; $\sigma^2 = N_0 p(1-p)$, а численные значения N_0 и p определяются физическим состоянием поверхности и гидрометеоусловиями (степень волнения, величина разгона волн, скорость ветра и т. д.), $C_{N_0}^N$ — биномиальный коэффициент. Так как в нашем случае $N_0 \gg 1$, то в качестве использованной расчетной оценки для построения теоретических распределений была выбрана приближенная формула Муавра–Лапласа:

Таблица 2.1. Параметры распределений удельной плотности центров обрушения

№ зоны, k	Площадь исследуемого кадра — элемента выборки S_0	Объем выборки	Основные числовые характеристики распределения				Тип аппроксимирующего закона	Определяющие параметры аппроксимирующего закона
			Среднее значение	Дисперсия	Коэффициент асимметрии	Коэффициент эксцесса		
1	S_0	39	149	2916	-0,13	-1,07	НР	$N = 149; \sigma = 54$
2	$(1/2)S_0$	39	73	676	-0,06	-0,95	НР	$N = 73; \sigma = 26$
3	$(1/3)S_0$	39	52	441	0,17	-1,0	НР	$N = 52; \sigma = 21$
4	$(1/10)S_0$	390	15,2	75,69	0,65	0,017	БР	$p = 1,020 \cdot 10^{-1}; N_0 = 149$
5	$(1/20)S_0$	780	7,6	25	0,79	0,45	БР	$p = 5,100 \cdot 10^{-2}; N_0 = 149$
6	$(1/40)S_0$	840	3,5	9	1,07	1,01	БР	$p = 2,300 \cdot 10^{-2}; N_0 = 149$
7	$(1/80)S_0$	920	1,7	3,5	1,2	1,89	ОБР	$p = 0,490; n = 1,65$
8	$(1/160)S_0$	1920	0,86	1,7	1,09	2,5	ГР	$p = 0,575$
9	$(1/320)S_0$	960	0,396	0,62	1,8	3,1	ГР	$p = 0,710$
10	$(1/640)S_0$	1920	0,168	0,199	3,9	17	ГР	$p = 0,857$
11	$(1/1280)S_0$	3940	0,0862	0,093	3,4	15,0	ГР	$p = 0,920$

Примечание. НР — нормальное распределение; БР — биномиальное распределение; ОБР — отрицательное биномиальное распределение; ГР — геометрическое распределение; $S_0 = 1,49 \text{ км}^2$.

$$P^k \{ \mu = N | N_0, p \} = \frac{1}{\sqrt{N_0 p (1-p)}} \Phi \left\{ \frac{N - \bar{N} + 0,5}{\sqrt{N_0 p (1-p)}} \right\} \quad (2.17)$$

для $N \geq 0$ и $P^k = 0$ при $N < 0$, где Φ — плотность нормального распределения. Результаты расчетов для $k = 4, 5, 6$ (аппроксимирующий закон — биномиальное распределение) при использовании экспериментальных параметров, приведенных в табл. 2.1, представлены на рис. 2.7а, б. Для площадей исследуемого кадра от $1/3 S_0$ до S_0 (номера зон $k = 1, 2, 3$) наиболее приемлемым аппроксимирующим законом, как и следовало ожидать, явилось нормальное распределение (см. табл. 2.1 и рис. 2.7в, г). В соответствии с критерием Пирсона [Бендат, Пирсол, 1974], для зоны $k = 6$ (рис. 2.7а) значение $X^2 = 20$, для зоны № 5 (рис. 2.7б) — $X^2 = 16,38$, в то время как 1%-е критическое значение одностороннего критерия $\chi^2(9; 0,99)$ в данном случае составляет 21,67. Для зоны $k = 4$ — $X^2 = 11,1$ и $\chi^2(15; 0,95) = 25,0$; для зоны $k = 2$ — $X^2 = 0,2$ и $\chi^2(3; 0,95) = 7,8$. Таким образом, для всех рассмотренных зон гипотезы о близости к биномиальному ($k = 6, 5, 4$) и к нормальному ($k = 1, 2, 3$) распределению, в соответствии с критерием Пирсона, могут быть приняты.

В теории случайных точечных процессов фундаментальную роль играет пуассоновский процесс (поток событий), являясь предельным для биномиального процесса при $N_0 p = \text{const}$ и $N_0 \rightarrow \infty$. Важно выяснить степень близости пуассоновских распределений к экспериментальным гистограммам. Однако уже простое внешнее сопоставление (см. рис. 2.7а, б) говорит о том, что для зон с $k = 5, 6$ гипотеза о пуассоновском характере событий не может быть принята. Непуассоновский характер поля обрушений при исследованных пространственных размерах (площади от 0,037 до 1,49 км²) связан, скорее всего, с тем, что вероятность появления единичного образования p в части области S_0 постоянна, причем $p \approx S_0^k / S_0$ и при увеличении интенсивности процесса (например, усилении волнения) средняя плотность N пропорционально N_0 возрастает ($N \sim N_0$).

Основная физическая задача в данном случае заключается в нахождении аппроксимирующего закона распределения для зон с малой ($k = 7-11$) площадью, для которых характер общей статистики процесса выявляется в наиболее резкой форме. На рис. 2.8 представлены экспериментальные гистограммы целочисленных значений удельной плотности обрушающихся волн для зон с $k = 7, 8$ (соответственно с площадями и линейными размерами кадра 0,018 (136 м) и 0,0093 км² (96 м)) и аппроксимирующие теоретические распределения нескольких типов — пуассоновского, биномиального, отрицательного биномиального и геометрического (для удобства анализа гистограммы представлены в полулогарифмическом масштабе). Уже простое внешнее сопоставление (см. рис. 2.8) убеждает, что гипотеза о чисто пуассоновском и биномиальном характере процессов для зон с малой площадью (пространственные кадры с $k = 7-11$), отпадает и может быть принята с вероятностью 0,95 гипотеза о рандомизированном гамма-плотностью пуассоновском распределении в форме отрицательного биномиального распределения (смешанное распределение

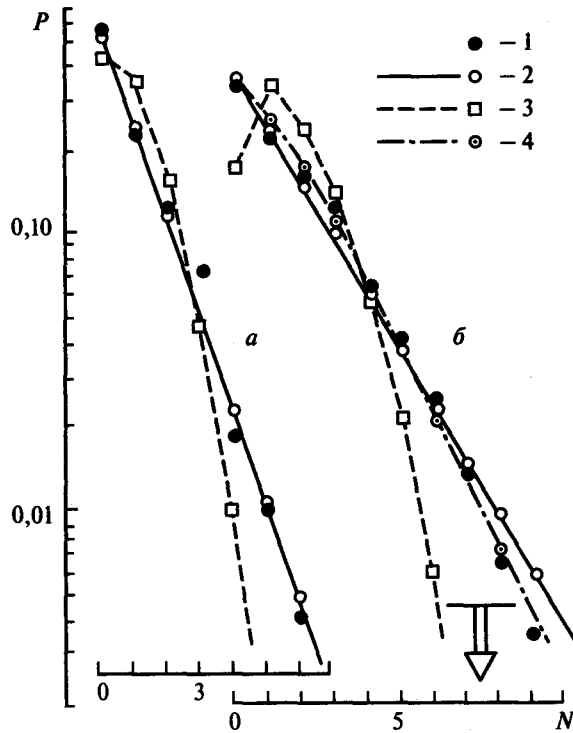


Рис. 2.8. Экспериментальные гистограммы целочисленных значений удельной плотности центров обрушения (1) для зон $(1/160)S_0$ (а) и $(1/80)S_0$ (б). Аппроксимирующие теоретические распределения (целочисленные значения — точки и их огибающие): 2 — геометрическое распределение с $p = 0,575$ (а) и $0,35$ (б); 3 — распределение Пуассона с $\lambda = 0,86$ (а) и $1,7$ (б); 4 — отрицательное биномиальное распределение с $p = 0,49$; $n = 1,65$ (б)

Пуассона) для $k = 7$, а для $k = 8-11$ — чисто геометрическое распределение (распределение Юла–Фарри) [Феллер, 1984; Johnson, Leone, 1977]. Физически это может быть интерпретировано следующим образом — среднее значение пуассоновского распределения (другими словами, число волновых обрушений в данном кадре наблюдения) является не постоянной величиной, а стохастической, которая обладает, в свою очередь, статистическим распределением типа гамма-распределения.

Таким образом, схема Бернулли для интерпретации результатов малых кадров должна быть усложнена включением дополнительных условий, а именно — опыты продолжают до тех пор, пока событие A не произойдет ровно n раз. И если взять $n = 1$, то получим частный случай отрицательного биномиального распределения, известный как геометрическое распределение [Johnson, Leone, 1977]. В исследуемом случае это означает появление события (обрушения в кадре) один раз. Отсюда следует, что по мере уменьшения площади кадра ($k = 7-11$) отрицательное биномиальное распределение пере-

идет в геометрическое, что и выявляют данные, представленные на рис. 2.8 и в табл. 2.1. Таким образом, размер мгновенного поля зрения дистанционного прибора играет принципиальную роль при формировании статистической модели поля обрушения.

Для доказательства однородности случайного процесса N построение гистограмм выполнялось при получении данных с кадров, снятых в различных частях исследуемой акватории. Все они дали аналогичные вышеприведенным результаты — так, гистограммы совпадали с точностью менее 10 %.

2.3.3. Пространственная однородность и репрезентативность поля обрушений

Для исследования пространственных особенностей статистических характеристик поля обрушений гравитационных волн и, в частности, удельной плотности центров обрушения были вычислены следующие выборочные характеристики:

а) функция распределения удельной плотности F в зависимости от пространственной координаты x_j :

$$F^K(x_j) = \sum_{l=1}^j N_l^K \left(\sum_{l=1}^{39} N_l^K \right)^{-1}, \quad (2.18)$$

где $x_j = \Delta x \cdot j$, при этом функция плотности (ее производная) от $F^K(x_j)$ по своему физическому смыслу определяет степень однородности N^K для поля центров в пространстве;

б) текущее значение удельной плотности $N^K(x_j)$ в зависимости от пространственной координаты x_j :

$$N^K(x_j) = \frac{1}{\Delta x} j \sum_{l=1}^j N_l^K, \quad (2.19)$$

которое в известном смысле характеризует пространственную репрезентативность выборочного значения $N^K(x_j)$ по отношению к N^K генеральной совокупности.

При построении пространственных зависимостей значение i выбиралось: для зон № 1–3 $i = 1$, для зон № 4 и № 5 $i = 6$ и 11. Результаты вычислений представлены на рис. 2.9. Из анализа этих данных можно сделать заключение о высокой степени однородности удельной плотности в физическом пространстве — отклонения от равновероятностного закона распределения для всех исследованных зон не превышает 5–6 %. С другой стороны, текущее же значение $N^K(x_j)$ имеет вполне определенную величину пространственного радиуса, на котором происходит приближение выборочного значения $N^K(x_j)$ к показателю N^K , характеризующему всю совокупность (радиус репрезентативности). Так, для зон 4 и 5 он составляет 4,5 и 1,3 км, соответственно, для зон 1–3 его величина превышает 12–13 км.

2.3.4. Линейная некоррелированность поля обрушений

Для проверки гипотезы о линейной пространственной некоррелированности поля удельной плотности обрушений был вычислен выборочный попарный линейный коэффициент корреляции R_{XY} двух столбцов (или двух случайных выборок x и y) матрицы $N^K(x_j)$ для зоны № 5. Причем j -столбцы (x , y) компоновались для вычисления R_{XY} следующим образом: в начале брались столбцы, расположенные рядом ($j = 10, 11$), затем — с разнесением на $3 \times 0,163$ км ($j = 9, 12$), на $5 \times 0,163$ км ($j = 8, 13$) и т. д., а значения индекса i в каждом из них варьировали в пределах 1–39. Выборочные значения R_{XY} вычислялись по известным соотношениям [Johnson, Leone, 1977]:

$$R_{XY} = \frac{\sum_{i=1}^{39} (N_{ix} - N_x)(N_{iy} - N_y)}{\left[\sum_{i=1}^{39} (N_{ix} - N_x)^2 \right]^{1/2} \left[\sum_{i=1}^{39} (N_{iy} - N_y)^2 \right]^{1/2}} \quad (2.20)$$

Результаты вычислений приведены в табл. 2.2; там же представлены доверительные границы (при доверительной вероятности 0,99) выборочного значения R_{XY} (в соответствии с правилами, изложенными в [Johnson, Leone, 1977]). Из анализа табл. 2.2 следует, что, поскольку доверительные границы выборочных значений R_{XY} во всех рассмотренных случаях включают нулевое значение, нулевая гипотеза $N [R_{XY} = 0]$ с вероятностью 0,99 может быть принята для всех исследованных пространственных разнесений случайных выборок удельной плотности (от 0,163 до 3 км). Аналогичная операция выполнена и по разнесенным в пространстве строкам матрицы N_{ij} (иными словами, выборки

Таблица 2.2. Выборочные значения коэффициента корреляции R_{XY} и их доверительные границы (доверительная вероятность 0,99) для зоны № 5

Номера столбцов		Пространственное расстояние между столбцами, км	Выборочное значение R_{XY}	Доверительные границы	
X	Y			нижняя граница (НГ)	верхняя граница (ВГ)
10	11	0,163	0,31	-0,018	0,60
9	12	0,489	0,39	-0,050	0,65
8	13	0,815	0,23	-0,20	0,55
7	14	1,141	0,39	-0,05	0,65
6	15	1,467	0,26	-0,20	0,60
5	16	1,793	0,35	-0,10	0,67
4	17	2,119	0,21	-0,15	0,50
3	18	2,445	0,42	-0,05	0,70
2	19	2,771	0,15	-0,30	0,50
1	20	3,097	0,09	-0,35	0,44

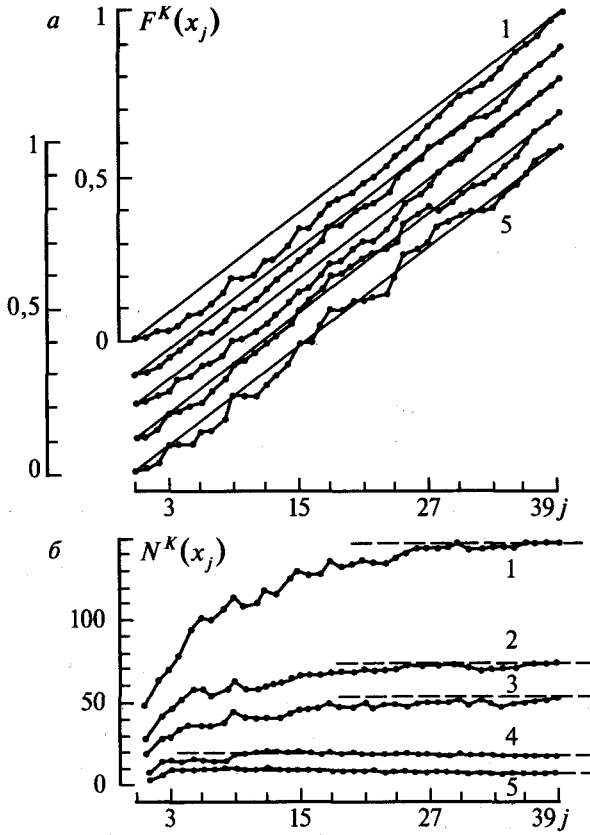


Рис. 2.9. Экспериментальные пространственные зависимости: *a* — функции распределения $F^K(x_j)$ удельной плотности; *б* — текущего значения $N^K(x_j)$ от координаты $x_j = \Delta x_j$ для зон № 1–5. Цифры у кривых соответствуют номеру зоны

формировались поперек генерального направления волнения) и была показана возможность принятия нулевой гипотезы $N[R_{XY} = 0]$ для случайных выборок по строкам матрицы N_{ij} . Таким образом, независимо от пространственной ориентации выборок (и расстояния между ними), в поле удельной плотности пенных структур по отношению к генеральному направлению волнения наблюдается линейная некоррелированность выборок поля удельной плотности (по крайней мере, в исследованных гидрометеоусловиях). Более того, поскольку случайные процессы появления центров обрушений близки к гауссовым (при больших кадрах наблюдений), то можно считать, что пространственные выборки в поле удельной плотности представляют собой независимые случайные процессы. Полученный вывод важен в экспериментальном плане, поскольку снимает ограничение на пространственную ориентацию съемки морской поверхности при исследовании статистических характеристик пенной активности.

2.3.5. Азимутальная однородность поля обрушений

В предыдущем параграфе была показана линейная некоррелированность поля обрушений, представленных в виде двумерной матрицы. Однако вопрос об азимутальных характеристиках точечных случайных полей центров обрушений остается открытым ввиду того, что использованные методики обработки целочисленных полей (см. в разд. 2.3.1—2.3.4) не были приспособлены для выявления азимутальных особенностей.

С другой стороны, более или менее упорядоченная структура энергонесящих компонент пространственного спектра возвышений — наличие явно выраженного максимума спектра и анизотропия угловой части спектра (см. соотношение (2.14)) — наводит на мысль о возможных структурно определенных особенностях пространственного поля обрушений, например, о пространственно-азимутальной группировке в виде «квазирешетки» или даже типа «шахматной доски». Ниже, на основе предлагаемой авторами работы [Покровская, Шарков, 1993] статистической процедуры обработки целочисленных случайных полей, показано, что поле обрушений развитого морского волнения обладает высокой степенью азимутальной изотропии, несмотря на существование резко анизотропного поля возвышений основного (несущего) морского волнения.

В определенных гидрометеорологических условиях (см. разд. 2.3.1—2.3.3) была выполнена серия крупномасштабных оптических съемок взволнованной морской поверхности акватории Каспийского моря в присутствии пенных образований с масштабом съемки 1:40 800 в режиме прямолинейного полета с юга на север, вдоль направления генерального волнения. Полученная серия оптических изображений взволнованной поверхности моря была использована одновременно и как исходный материал для анализа поля обрушения, и для восстановления пространственной спектральной структуры основного волнового поля, несущего следы поля обрушений в виде пенных систем. Отснятые в натурных экспериментах аэрофильмы были сгруппированы в отдельный массив выборок, причем для обеспечения статистической независимости анализировались неперекрывающиеся кадры. Для детального анализа негативы, полученные с аппаратуры МКФ-6, увеличивали в 5 раз и затем каждую отдельную пенную структуру переносили на кальковый транспарант в виде точки. Таким образом, полю пенных структур, которые сопровождают обрушение гравитационных волн, соответствовало точечное поле центров обрушения (приближение случайного точечного поля).

Аналізу были подвергнуты части транспарантов в рабочих зонах девяти независимых кадров МКФ-6 над акваторией развитого волнения. Методика выбора рабочих зон (вне поля солнечных бликов) представлена в разд. 2.3.1. Пространственные размеры анализируемых частей транспарантов соответствуют размерам поверхности акватории $1,28 \times 1,28$ км.

Каждая анализируемая часть транспаранта была разбита на 12 секторов (I—XII), по 30° каждый, со случайно выбранным центром (k — номер сектора) (рис. 2.10). В свою очередь каждый сектор делился на 10 пространственных

зон по радиусу R_j (j — номер зоны): $R_j = (j - 1/2)80$ от $R_1 = 40$ м до $R_{10} = 720$ м с шагом $\Delta R = 80$ м. Далее для всех выбранных зон были выполнены подсчеты количества единичных обрушений, попавших в соответствующую зону, и для всех девяти исследованных кадров МКФ образованы выборки массивов удельной плотности $N_j^K(R_j)$. Объемы выборок элементов (количество обрушений) по каждому сектору всех девяти кадров колебались от 90 до 212 элементов. Пример транспаранта одного из кадров МКФ-6 со случайным полем обрушений и геометрией разбиения на пространственные элементы представлен на рис. 2.11.

Положим, что массив $N_j^K(R_j)$ есть целочисленный случайный поток неразличимых и независимых центров обрушения, появившихся в j -й зоне k -го сектора девяти кадров. Такой подход к изучению пространственных свойств полей обрушения имеет надежное экспериментальное обоснование. Исходя из указанного выше положения, рассмотрим пространственно-азимутальные особенности полей обрушений.

Для исследования пространственно-азимутальных особенностей полей обрушений была вычислена выборочная характеристика — функция распределения

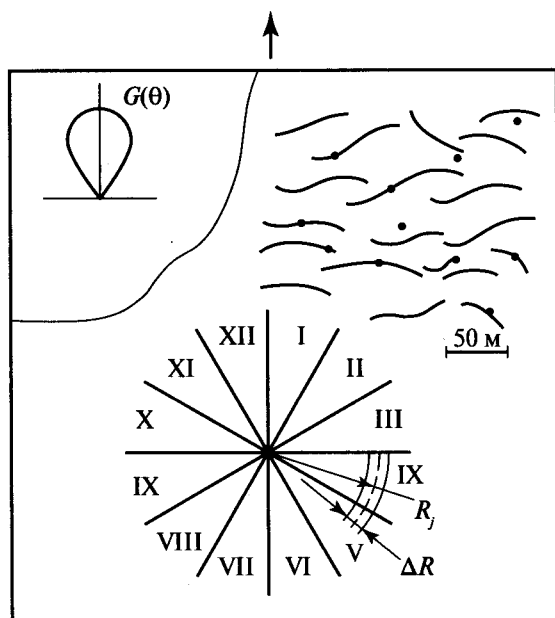


Рис. 2.10. Фрагмент транспаранта кадра № 4318 съемки аппаратурой МКФ-6 от 31.10.1981 г. со схематическим представлением систем волн и случайным точечным полем центров обрушения (точки) в верхней части рисунка. В нижней части показаны геометрия построения 12 (I–XII) секторов и разбиение сектора на пространственные зоны с текущим радиусом R_j и шагом ΔR . На врезке схематически показан угловой спектр энергонесущих волновых компонент спектра морского волнения

удельной плотности центров F^K зависимости от значения текущего радиуса R_j :

$$F^K(R_j) = \sum_{i=1}^j N_i^K(R_j) \left(\sum_{i=1}^{10} N_i^K(R_j) \right)^{-1}. \quad (2.21)$$

При этом производная функция распределения (плотность вероятности) по своему физическому смыслу определяет степень однородности заполнения пространства азимутальных секторов центрами обрушения или, другими словами, степень азимутальной однородности.

Результаты вычислений представлены на рис. 2.11а, б. Из анализа этих данных можно сделать заключение о высокой степени однородности удельной плотности центров обрушений по различным азимутам, поскольку отклонения от равновероятностного закона заполнения центрами физического пространства по всем 12 исследованным азимутальным направлениям незначительны. Это, в частности, подтверждает анализ построенного для сектора I доверительного коридора в соответствии с критерием согласия Колмогорова–Смирнова с доверительной вероятностью 80 % (уровень значимости 0,20). Гипотеза о линейном характере функции распределения может быть принята и поэтому можно сделать заключение о постоянном значении по пространству отдельно рассматриваемых секторов (азимутальных направлений) плотности вероятности удельного заполнения морской поверхности центрами обрушений. Более того, плотность вероятности имеет то же значение и для всего пространства (рис. 2.11в), т. е. для значений азимутальных углов от 0 до 360°.

Таким образом, экспериментально показано, что в режиме развитого и анизотропного волнения поле центров обрушений гравитационных волн в пространственных масштабах 1–2 км представляет собой азимутально-однородное поле.

2.3.6. Марковское свойство поля обрушений

Наряду с выявлением крупномасштабных особенностей поля обрушения, на том же экспериментальном материале был выполнен анализ пространственно-корреляционных связей между индивидуальными обрушениями гравитационных волн [Покровская, Шарков, 1987]. Анализ базировался на изучении закона распределения плотности вероятности площади ожидания («пространства жизни»), т. е. площади вокруг избранного центра, не содержащей ни одного центра из анализируемого ансамбля [Феллер, 1984]. Для проверки гипотезы о принадлежности пространственного поля обрушений гравитационных волн к процессам последействия (с независимыми приращениями) было выполнено построение гистограмм квадратов расстояний от произвольного случайного выбранного «ведущего» центра (центра обрушения) до ближайшего соседа — «ведомого» центра в пространственном окне основного кадра S_0 (с общей площадью 1,49 км²). Представленная на рис. 2.12 гистограмма является статистическим аналогом выборочной плотности вероятности «площади

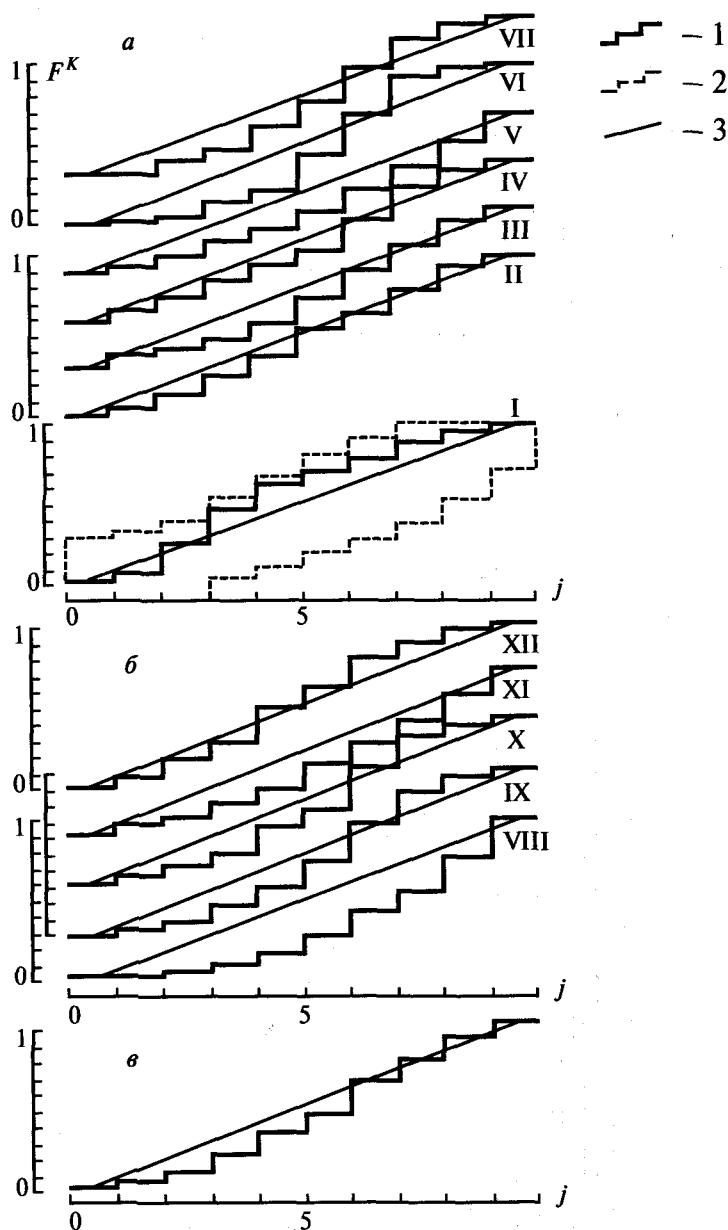


Рис. 2.11. Экспериментальные функции распределения плотности центров обрушения в зависимости от сектора наблюдения: *a* — для секторов I–VII; *б* — VIII–XII; *в* — для функции распределения, усредненной по всем азимутам. 1 — экспериментальные значения функции распределения; 2 — 80%-й доверительный коридор по критерию Колмогорова–Смирнова; 3 — теоретические функции распределения

ожидания» («пространства жизни»), т. е. площади вокруг избранного центра, не содержащей ни одного центра из ансамбля центров. Из анализа рис. 2.12 нетрудно сделать заключение о ярко выраженном показательном характере плотности вероятности площади ожидания, что и является, в силу известной теоремы [Феллер, 1984], экспериментальным доказательством отсутствия последствия (марковское свойство) для случайного целочисленного поля центров обрушения. Интересно отметить, что «площадь ожидания» состоит из двух подобластей — ближней зоны и дальней зоны, плотность распределения в которых, оставаясь строго показательной функцией (в данном случае — экспонентой), имеет разные численные параметры. Так, плотность вероятности в ближней зоне может быть аппроксимирована следующим выражением для показательного распределения:

$$P \{R^2\} = A \exp(-\alpha R^2), \quad (2.22)$$

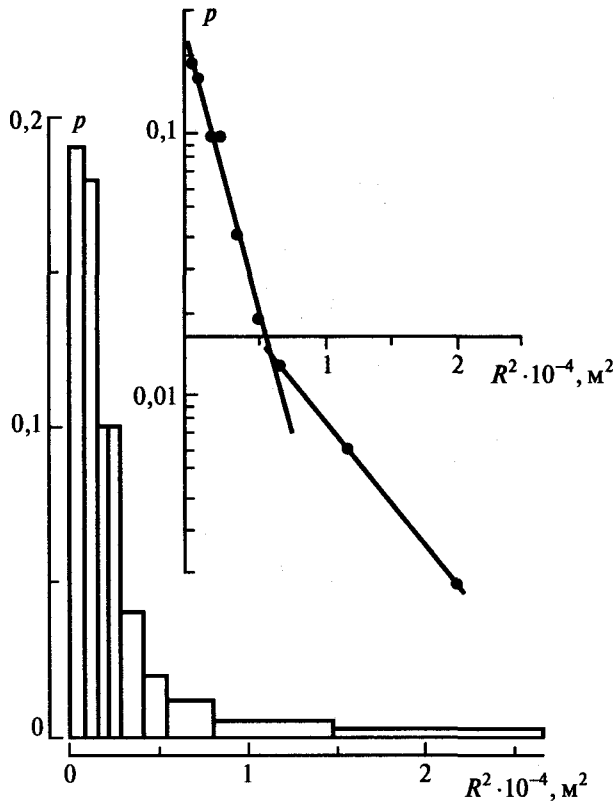


Рис. 2.12. Экспериментальная гистограмма плотности распределения «площади ожидания» $S_w = \pi R^2$ в линейном и полулогарифмическом (на вставке) масштабах. Объем выборки — 320. Сплошные линии — экспоненциальная аппроксимация $p = A \exp(-\alpha S_w)$; $\alpha = 1,44 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2}$

где значение α равно $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2}$, A — нормировочный множитель. Отсюда следует, что среднее значение радиуса ожидания для ближней зоны составит 70 м. Для дальней зоны значение α равно $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2}$ и соответственно среднее значение радиуса ожидания составит 85 м. Радиус ожидания, на котором происходит смена зон, составляет 77 м. Отметим, что все полученные численные результаты относятся строго к тем гидрометеороусловиям и тому состоянию волнения (спектр волнения), при которых были выполнены эксперименты (см. разд. 2.2.3 и 2.2.5).

2.4. ПРОСТРАНСТВЕННО-СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛЯ ОБРУШЕНИЙ РАЗВИВАЮЩЕГОСЯ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ

В настоящем разделе рассмотрены основные статистические характеристики точечного поля обрушения и их эволюция по мере развития волнения, начиная с ранних этапов взаимодействия взволнованной поверхности и ветрового потока [Покровская, Шарков, 1988].

2.4.1. Методика формирования и обработки случайно-точечного поля в условиях развивающегося волнения

Отснятые в натуральных экспериментах (носитель Ил-14) аэрофильмы были сгруппированы в отдельные массивы выборок соответственно различным этапам взаимодействия ветрового потока и морской поверхности (табл. 2.3). Специальный анализ показал, что пенные структуры с линейными размерами менее 40 см на негативах обнаруживались с невысокой степенью достоверности, и поэтому они не переносились на транспарант. Анализируемая часть транспаранта была разделена на два равных поля, которые и явились исходными элементами выборки с размером пространственного окна $L = 260 \times 280$ м (рис. 2.13). При таком формировании элементов выборки удалось полностью избежать перекрытия кадров и, следовательно, их можно считать независимыми выборками. Для всех четырех серий в указанных пространственных окнах были выполнены подсчеты количества единичных пенных центров (N) и образованы для исследуемых площадей морской акватории выборки массивов N_{ij}^k в виде матричного точечного поля, где индекс i (условно строка) соответствовал направлению юг — север вдоль генерального направления волнения ($i = 1-18$); индекс j (условно столбец) соответствовал направлению запад — восток поперек генерального направления волнения ($j = 1, 2$); k — номер серии съемок ($k = 1-4$). Как и в случае развитого волнения (см. разд. 2.3.1), будем считать, что N_{ij}^k — целочисленный случайный поток, т. е. случайное число неразличимых центров, появившихся в пространственном окне элемента выборки соответствующей серии. Исходя из этого, рассмотрим пространственные характеристики матричного поля N_{ij}^k .

Таблица 2.3. Условия разгона морского волнения и параметры распределения площади ожидания

№ серии съежок	Условия разгона				Объем выборки	Параметр распределения $\alpha \cdot 10^{-4}, \text{ м}^{-2}$	Средняя пло- щадь ожидания $\bar{S} \cdot 10^{-4}, \text{ м}^2$	Средний радиус ожидания $\bar{R}, \text{ м}$
	разгон $X, \text{ км}$	безразмерный разгон $\tilde{X} \cdot 10^{-4}$	длина волны макси- мума спектра $\Lambda, \text{ м}$	безразмерная частота максимума спектра, \tilde{f}_m				
I	24	0,55	7	0,31	47	0,28	3,570	109,0
II	57	1,32	14	0,22	90	1,20	0,833	51,0
III	95	2,20	18	0,19	200	1,91	0,523	41,0
IV	156	3,60	30	0,15	202	7,66	0,131	20,5

Примечание. Безразмерный разгон \tilde{X} и безразмерная частота максимума спектра волнения \tilde{f}_m определяются по следующим выражениям $\tilde{X} = XgU_{10}^{-2}$; $\tilde{f}_m = f_m U_{10} g^{-1}$, где f_m — частота спектрального максимума (Гц); U_{10} — скорость ветра на высоте 10 м; g — ускорение свободного падения; средний радиус ожидания определяется по соотношению $\bar{R} = (\bar{S}/\pi)^{1/2}$.

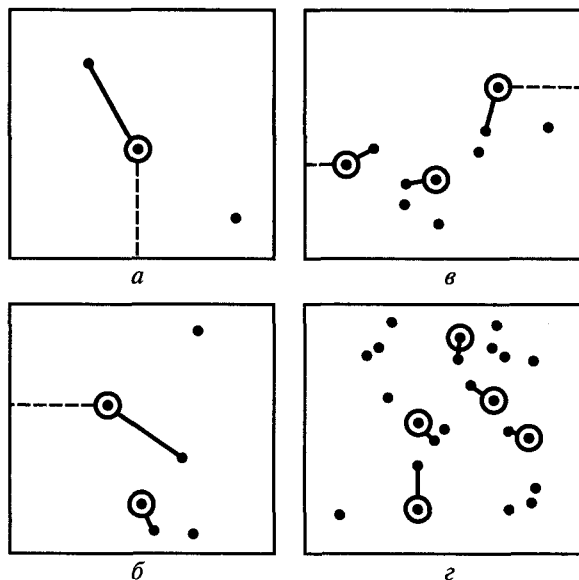


Рис. 2.13. Примеры транспарантов случайных полей центров обрушения с пространственным окном $L = 260 \times 280$ м: *а* — серия I при разгоне $X = 24$ км; *б* — серия II при $X = 57$ км; *в* — серия III при $X = 95$ км; *г* — серия IV при $X = 156$ км. Ведущий центр обведен кружочком

2.4.2. Марковское свойство поля обрушений в условиях развивающегося волнения

Для проверки гипотезы о принадлежности поля обрушения к процессам с отсутствием последействия были выполнены подсчеты и затем построены гистограммы квадратов расстояний от произвольно выбранного «ведущего» центра (пенной структуры) до ближайшего соседа — «ведомого» центра — в исследуемом пространственном окне кадра. При этом учитывалось то обстоятельство, что «ведущий» и «ведомый» центры должны выбираться таким образом, чтобы расстояние между ними было меньше, чем от «ведущего» центра до ближайшей границы кадра. Тем самым при такой методике обработки устраняется эффект влияния на выборку пространственной ограниченности исследуемой зоны. Примеры транспарантов со случайными полями центров и с подбором «ведущих» и «ведомых» центров для каждой из четырех серий съемок представлены на рис. 2.13. Результаты обработки представлены в табл. 2.3 и на рис. 2.14. Под объемом выборки здесь понимается количество расстояний между центрами, использованное для построения гистограмм. Представленные на рис. 2.14 гистограммы являются статистическим аналогом выборочной плотности вероятности «площади ожидания» («пространства жизни»), т. е. площади вокруг избранного центра, не содержащей ни одного центра из ансамбля центров. Из анализа рис. 2.14 нетрудно сделать заключение о ярко выраженном показательном характере (масштаб графика

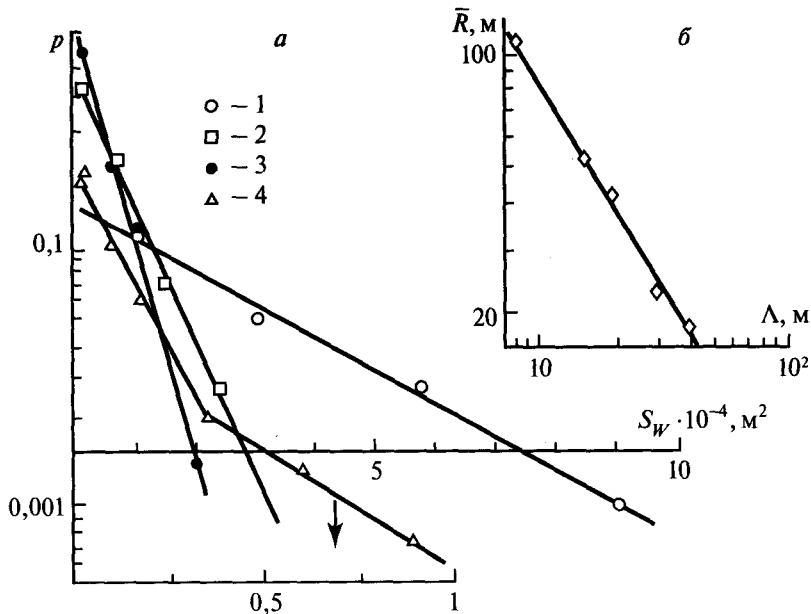


Рис. 2.14. Экспериментальные гистограммы (а) плотности вероятности площади ожидания $p(S_w)$ для разгона: 1 — $X = 24$ км; 2 — 57; 3 — 95; 4 — 156 км; сплошные линии — теоретические показательные распределения со значениями параметров, представленными в табл. 2.3; б — экспериментальная зависимость среднего радиуса площади ожидания от длины волны максимума спектра Λ_m : сплошная линия — теоретическая аппроксимация $R = B\Lambda_m^{-1,1}$ ($B = \text{const}$)

полулогарифмический) плотности вероятности площади ожидания $p(S)$ для всех четырех серий съемок. В нормированной форме распределения могут быть представлены в виде $p(S) = A\alpha \exp(-\alpha S)$, где α — параметр распределения (см. табл. 2.3), A — нормировочный множитель. Подчеркнем, что эта особенность сохраняется на всех исследованных стадиях взаимодействия ветрового потока с морской поверхностью, начиная с самых ранних этапов ($X = 24$ км). Аналогичное свойство полей обрушений было обнаружено (см. разд. 2.3.6) и для полностью развитого режима ($X > 250$ км; $\tilde{f}_m = 0,13$) в тех же гидрометеоусловиях.

Показательный характер плотности вероятности площади ожидания является, в силу известной теоремы [Феллер, 1984], экспериментальным доказательством отсутствия последействия (марковское свойство) для случайного целочисленного поля обрушающихся волн. Другими словами, интервалы между соседними точками процесса — независимые случайные величины с одинаковой экспоненциальной плотностью вероятности, и в этом смысле соседние обрушения волн — пространственно независимые процессы на всех стадиях волнообразования. При анализе соотношения состояния волнообразования, которое в нашем случае можно охарактеризовать длиной волны

максимума частотного спектра — Λ_m и пространственной структурой случайного поля, задаваемой средним радиусом площади ожидания $\bar{R} = (S/\pi)^{-1/2}$ (см. табл. 2.3), обнаружилось следующее интересное обстоятельство — тесная корреляция между изменениями Λ_m и R (см. рис. 2.14). Последняя может быть представлена в виде следующего функционального соотношения: $R\Lambda_m^n = B$, где $n = 1,1$, а B — константа, не зависящая от условий разгона (при данных гидрометеоусловиях).

2.4.3. Законы распределения удельной плотности в условиях развивающегося волнения

Для выявления конкретного вида вероятностной модели пенного поля (в масштабе исследованного пространственного кадра) для каждой из четырех серий (и, соответственно, величины разгона) были построены гистограммы плотности центров (обрушений) N , являющихся статистическими аналогами выборочных плотностей вероятностей в соответствии с известными правилами (см. разд. 2.3.2). Результаты обработки представлены в табл. 2.4 и на рис. 2.15а–г. В соответствии с критерием χ^2 Пирсона для оценки расхождения теоретических и экспериментальных распределений получим для серий I значения $X^2 = 0,08$, в то время как 5%-е критическое значение одностороннего критерия $\chi^2(1; 0,95)$ в данном случае составляет 3,84; для серий II и III X^2 соответственно равны 2,83 и 0,57 при $\chi^2(3; 0,95) = 7,8$; для серии IV — $X^2 = 8,05$, а $\chi^2(5; 0,95) = 11,07$.

Таким образом, во всех случаях наблюдаемая величина незначима, и гипотезы о близости экспериментальных распределений к биномиальному (серия I) и нормальному (серии II–IV) законам могут быть приняты.

С удовлетворительной степенью точности среднее значение удельной плотности может быть аппроксимировано в следующем виде:

$$\bar{N} = \begin{cases} AX & X \leq 90 \text{ км,} \\ BX^2 & X > 90 \text{ км,} \end{cases} \quad (2.23)$$

где $A = 0,11 \text{ км}^{-1}$; $B = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-2}$.

Таблица 2.4. Параметры распределений удельной плотности

Номер серии съемок	Объем выборки	Основные числовые характеристики распределений				Тип и определяющие параметры аппроксимирующего закона
		Среднее значение	Дисперсия	Коэффициент асимметрии	Коэффициент эксцесса	
I	36	2,94	2,28	0,23	0,56	БР; $\bar{N} = 3$; $\sigma = 1,5$
II	38	7,60	6,90	0,62	0,12	НР; $\bar{N} = 7$; $\sigma = 2,7$
III	38	12,6	15,10	1,00	0,13	НР; $\bar{N} = 13$; $\sigma = 4$
IV	36	30,6	73,20	0,76	0,75	НР; $\bar{N} = 30$; $\sigma = 8$

Примечание. Под объемом выборки понимается количество независимых кадров с пространственным окном 260×280 м, подвергнутых анализу. НР и БР — соответственно нормальное и биномиальное распределения.

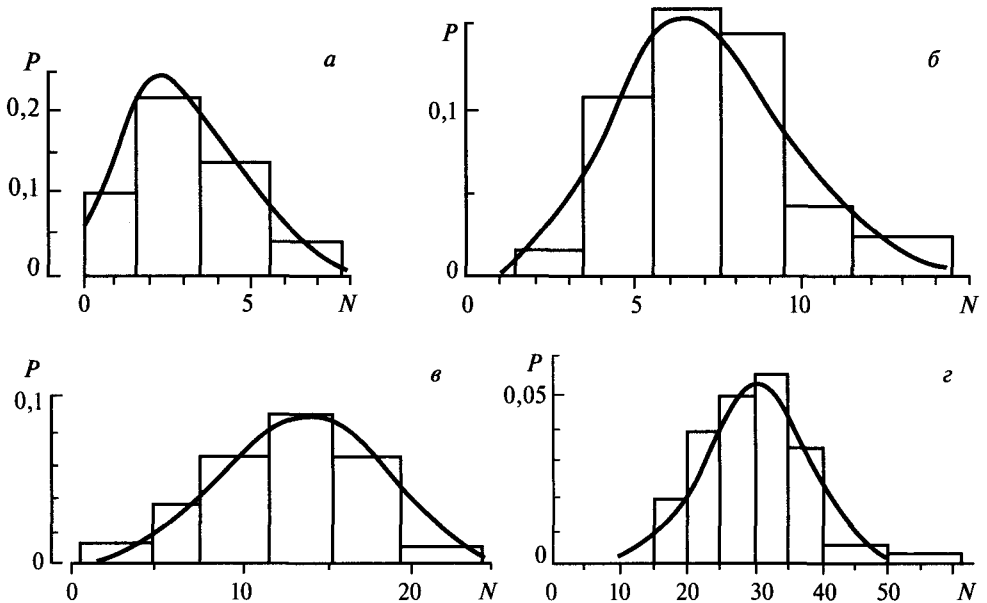


Рис. 2.15. Экспериментальные гистограммы плотности центров обрушения N в зависимости от разгона X , км: a — 24; $б$ — 57; $в$ — 95; $з$ — 156. Сплошные линии — теоретические распределения с параметрами, полученными при обработке соответствующих гистограмм (см. табл. 2.3)

2.4.4. Линейная некоррелированность удельной плотности центров обрушения в условиях развивающегося волнения

Для проверки гипотезы линейной пространственной некоррелированности поля удельной плотности центров обрушения был вычислен выборочный попарный линейный коэффициент корреляции R_{XY} двух примыкающих строк элементов поля приращения N_{ij} . Выборочные значения R_{XY} вычислялись по известным соотношениям (2.20) [Johnson, Leone, 1977]. Результаты вычислений приведены в табл. 2.5; там же представлены доверительные границы (при доверительной вероятности 0,95) выборочного значения R_{XY} в соответствии с правилами [Johnson, Leone, 1977]. Из анализа данных табл. 2.5 следует, что, поскольку доверительные границы выборочных значений во всех рассмотренных случаях включает нулевое значение, нулевая гипотеза $H_0 [R_{XY} = 0]$ (с вероятностью 0,95) может быть принята на всех стадиях разгона волнения.

Таким образом, независимо от степени разгона, наблюдается линейная некоррелированность приращений у поля обрушений. Учитывая выявленное экспериментально свойство «отсутствия последействия» между соседними точками процесса, нетрудно видеть, что полученная пространственная некоррелированность есть, собственно говоря, следствие из свойств процессов с независимыми приращениями, т. е. процессов, у которых количество точек

в непересекающихся областях независимо [Феллер, 1984]. Более того, поскольку случайные процессы появления центров обрушения в кадрах близки к гауссовым, то можно считать, что экспериментальное пространственное поле приращений центров обрушения строго обладает свойством независимости по приращениям.

Таблица 2.5. Выборочные значения коэффициента корреляции R_{XY} и их доверительные границы (доверительная вероятность 0,95)

Номер серии съемок	Выборочное значение R_{XY}	Доверительные границы	
		НГ	ВГ
1	-0,480	-0,75	0,05
2	-0,380	-0,70	0,15
3	0,364	-0,20	0,68
4	0,279	-0,25	0,62

Примечание. НГ и ВГ — нижняя и верхняя границы.

2.4.5. Пространственная однородность удельной плотности центров обрушения в условиях развивающегося волнения

Для исследования пространственных особенностей статистических характеристик удельной плотности пенных структур была вычислена следующая выборочная характеристика — функция распределения удельной плотности в зависимости от пространственной координаты x_j (вдоль трассы полета):

$$F^K(x_j) = \sum_{l=1}^j N_l^K \left(\sum_{l=1}^{18} N_l^K \right)^{-1}, \quad (2.24)$$

где $(x_j) = \Delta x \cdot j = 280$ м; при этом плотность вероятности N_{ij}^K (производная от $F^K(x_j)$) по своему физическому смыслу и определяет степень однородности среднего значения N^K для поля центров в пространстве. Анализ построенного доверительного коридора в соответствии с критерием согласия Колмогорова—Смирнова [Johnson, Leone, 1977] с доверительной вероятностью 0,80 (уровень значимости 0,20) свидетельствует о правомочности гипотезы о линейном характере функции распределения $F^K(x_j)$ и, тем самым, о постоянном значении по пространству плотности вероятности. Отметим, что отклонения эмпирической функции распределения от закона равномерного распределения удельной плотности существенно отличаются для различных стадий разгона — так, для $X = 156$ км отклонения не превышают 2–3 %, в то время как для начальной стадии ($X = 24$ км) они достигают 15 %. Последнее связано, скорее всего, с пространственной ограниченностью размера элемента выборки L_i и близостью $L_i \approx 200$ м к значениям радиуса зоны ожидания, равной при $X = 24$ км, $R_1 \sim 109$ м.

2.5. ФРАКТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЗОН ОБРУШЕНИЙ ВОЛН СТАЦИОНАРНОГО И РАЗВИВАЮЩЕГОСЯ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ

Обрушающиеся гравитационные волны на поверхности воды представляют собой особый пример турбулентного движения, в котором результирующая картина образуется вследствие сложных процессов взаимодействующих ветровых и волновых движений (см., например, [Phillips, 1977; Китайгородский, 1997; Захаров, Заславский, 1982]). Существует много различных условных режимов подобной турбулентности поверхностных волн. Эти режимы устанавливаются в зависимости от скорости ветра, и, в определенной степени, их можно характеризовать относительной долей распределения обрушающихся волн. Места и моменты обрушения являются, конечно, случайными параметрами. Однако не вызывает сомнений, что положения в пространстве и во времени обрушений обладают определенной степенью пространственно-временной корреляции, которая, однако, не может быть выявлена стандартными статистическими методами (см. разд. 2.3 и 2.4). Отметим, что существуют и другие возможности описания пространственно-стохастических структур, образуемых положением обрушающихся волн. В частности, одна из возможностей связана с определением масштабно-инвариантных (фрактальных) свойств поверхности, образованной областью обрушающихся волн.

Идеи фрактальности структур нашли уже ряд приложений при описании различных явлений в природе [Mandelbrot, 1982] и, в частности, в гидродинамической турбулентности [Frisch, 1995].

Ниже приведем экспериментальные результаты работы [Заславский, Шарков, 1987; Sharkov, 1993b], показывающие, что фрактальными свойствами обладает также пространственная структура центров обрушающихся гравитационных волн на взволнованной поверхности моря. Обработка велась на том же экспериментальном материале, что и исследование пространственно-статистических характеристик (см. разд. 2.3 и 2.4).

2.5.1. Методики формирования случайно-точечного поля для фрактальной обработки

Сформировать исходное стохастическое поле для последующей фрактальной обработки можно, вообще говоря, различными способами. В данном случае воспользуемся методологией построения исходного поля как случайно-точечного поля. Не интересуясь детальной структурой одного волнового обрушения, будем изображать обрушающуюся волну точкой на плоскости. Поэтому ограниченный участок поверхности (полигон) может быть представлен совокупностью точек на нем, представляющих расположение обрушающихся волн (т. е. отдельных центров обрушения) в некоторый момент времени. Используем определение размерности Хаусдорфа. Пусть множество точек покрывается плотноупакованными многомерными кубами со сторо-

ной ε . Обозначим через $N(\varepsilon)$ число кубов, в которое попадает хотя бы одна точка множества. Тогда хаусдорфовой размерностью d этого множества называется величина:

$$d = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\ln N(\varepsilon)}{\ln(1/\varepsilon)}. \quad (2.25)$$

В данном случае множество точек, изображающих обрушающиеся волны, располагают на плоскости, и вся проблема покрытия его квадратами (или прямоугольниками) и выполнения предела сводится к способу обработки оптических изображении полигона.

2.5.2. Фрактальные свойства полей обрушений в условиях развитого волнения

Для условий развитого волнения ($X = 250$ км, $\Lambda_m = 42$ м, $\tilde{f}_m = 0,13$) базовыми элементами выборок составили 39 карт, каждая из которых соответствовала поверхности морского полигона с размерами 3264×457 м. Таким образом, общая исследуемая площадь акватории составила $39 \times 1,49 = 58,1$ км² (см. разд. 2.3.1).

Дальнейшая обработка полученных карт заключалась в следующем. Каждая карта делилась на $n_K = 5 \cdot 2^K$ ($K = 1-8$) равных частей. Эти части будем называть ячейками. Ячейка относится к зоне обрушения, если в нее попадает хотя бы одна обрушающаяся волна. В противном случае ячейки относятся к «зоне молчания». Очевидно, что при начальных значениях K все ячейки содержат по несколько обрушений, так как размеру ячейки соответствует очень большая область морской поверхности. Однако с ростом K увеличивается разрешающая способность построения карты обрушений, и на ней начинают появляться «зоны молчания». Этому переходу соответствует критическое значение $K_0 = 2$. Ему можно придать простой физический смысл. При $K_0 = 2$ в ячейку попадает поверхность с площадью $0,075$ км². Этой площади соответствует приблизительно характерный максимальный размер «зоны молчания» $l_0 = 273$ м для развитого волнения и данных условий тепло- и массообмена в системе море – атмосфера (см. разд. 2.2.3).

На рис. 2.16 приводится один и тот же фрагмент карт для четырех различных значений $K = 4, 6, 7, 8$. Для удобства анализа все ячейки приведены к одному размеру (пикселю), поскольку с ростом K резко увеличивается размер карты и ее фрагмента. Заштрихованным ячейкам соответствуют зоны обрушения. С увеличением K происходит резкое изменение картины зон обрушения и «зон молчания». Подобная неустойчивость типична для фракталов.

Анализ хаусдорфовой размерности для зон обрушения проводился согласно формуле (2.25). Пусть $N_B = N(\varepsilon_K)$ есть число зон обрушения на всех 39 картах, а $\varepsilon_K = (S_K)^{1/2}$ — линейный размер ячейки на карте на K -м шаге ее дробления. На рис. 2.17 приведены данные зависимости $\ln N_B = N(\varepsilon_K)$

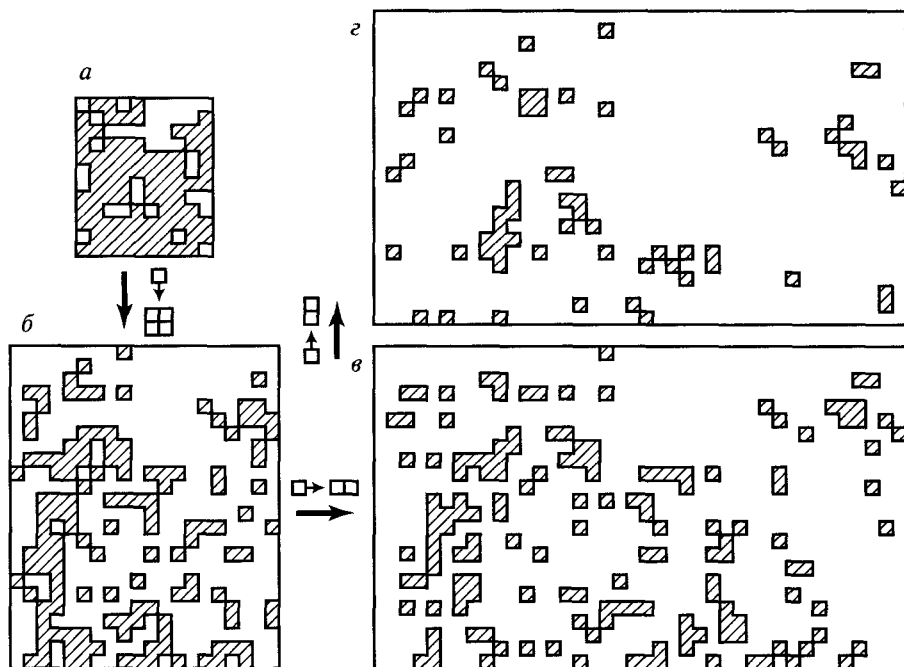


Рис. 2.16. Ячейковая структура поля обрушения морских волн одной и той же морской акватории в условиях развитого волнения ($X = 250$ км и $\Lambda_m = 42$ м) при следующих масштабах разбиения (k): $a - 4$; $б - 6$; $в - 7$; $г - 8$. Заштрихованные ячейки содержат хотя бы одно обрушение $N_k > 1$, пустые — $N_k = 0$. Стрелками показан характер разбиения площади ячейки при переходе к следующей масштабности дробления

от $\ln(1/\epsilon_k)$. Эта зависимость состоит из двух участков, которые можно удовлетворительно аппроксимировать прямыми отрезками (зоны 1 и 2). Участок кривой 1 соответствует размерности 2. Это естественно, так как при очень крупных ячейках разбиения карт в них всегда есть хотя бы одно обрушение. Следовательно, размерность d_1 при достаточно больших ϵ_k должна совпадать с размерностью плоскости. Однако при $K_0 = 3$, которому соответствует $\epsilon_0 = 190$ м, кривая для $\ln N_B(\epsilon_k)$ выходит на участок 2, которому соответствует совсем другая размерность ($d_2 = 0,5$). Переходная область лежит в интервале значений $K_T = 2-3$, и ей соответствует интервал линейных размеров ячеек разбиения $\epsilon_T = 270-190$ м. Интерпретация этих данных будет дана ниже.

Малая размерность d_2 зон обрушения указывает на особую роль «зон молчания» в рассмотренном режиме турбулентности поверхностных волн. Поскольку «зона молчания» в данном случае всегда имеет положительную меру, то ее следует отнести к «жирным фракталам». Для них также можно ввести некоторый параметр подобия, характеризующий их фрактальные свойства. Обозначим через N_k число всех ячеек разбиения на K -м шаге. Тогда $N_S = N_k - N_B$ есть число ячеек, приходящееся на «зону молчания». Зависимость

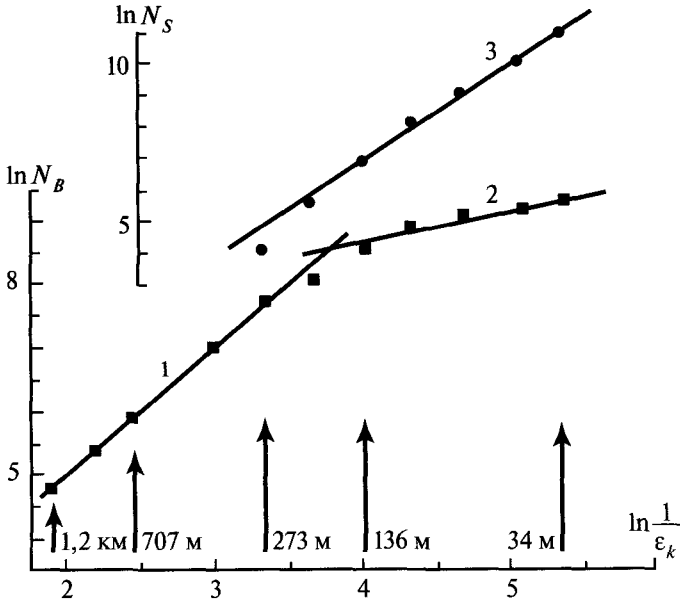


Рис. 2.17. Зависимости количества заполненных N_B (1, 2) и пустых N_S (3) ячеек от линейного размера пикселя ϵ_k для развитого волнения (при $X = 250$ км и $\Lambda_m = 42$ м). Первые три квадрата (обозначения) соответствуют площадям пикселя в 1,5; 0,75 и 0,5 км², а последующие — $1,5/n_K$, где $n_K = 5 \times 2^K$ ($K = 1-8$). Стрелками и цифрами указаны значения линейных размеров ячеек разбиения

$\ln(N_K - N_B)$ от $\ln(1/\epsilon_K)$ приведена на рис. 2.17 (кривая 3). Начиная с $K = 3$, она соответствует закону

$$N_S = (N_K - N_B) = (1/\epsilon_K)^d = (1/S_K)^{d/2}, \tag{2.26}$$

где $d = 2,0$.

2.5.3. Фрактальные свойства полей обрушений в условиях развивающегося волнения

В условиях развивающегося волнения оптическое зондирование морской поверхности выполнено с борта самолета-лаборатории Ил-14 оптической аппаратурой АФА ТЭ-100 (см. разд. 2.2) при следующих значениях разгона X : $X_1 = 24$ км и $\Lambda_m = 7$ м (серия 1); $X_2 = 57$ км и $\Lambda_m = 14$ м (серия 2); $X_3 = 95$ км и $\Lambda_m = 18$ м (серия 3); $X_4 = 156$ км и $\Lambda_m = 30$ м (серия 4); $X_5 = 250$ км и $\Lambda_m = 42$ м (серия 5) (полный разгон) (см. табл. 2.3 и рис. 2.13). Методика обработки оптических изображений сводилась к представлению ограниченного участка поверхности с обрушающимися волнами в виде поля случайного множества неразличимых центров с последующей фрагментацией поля на n_K ячеек со стороной a_K ($a_K = 240; 120; 80; 40; 20; 14; 10$ м). Ячейка относилась к зоне

обрушения, если в нее попадало хотя бы одно обрушение. В противном случае ячейки относятся к «зоне молчания». Анализ хаусдорфовой размерности для зон обрушения $N_B(a_K)$ и «молчания» $N_S(a_K)$ показал (рис. 2.18), что эти зоны обладают фрактальными свойствами, причем размерность зон обрушений N_B совпадает с размерностью плоскости (равной 2) до некоторой переходной зоны и затем размерность резко падает. Так, переходная зона $a_K = 240-120$ м для малого разгона ($X = 24$ км), а при $a_K < 120$ м размерность резко падает до значения $d = 0,06$. Это означает очень слабую зависимость числа зон обрушений от величины элемента зоны разбиения. Число зон обрушений практически постоянно. Затем, по мере увеличения разгона волнения, переходная зона уменьшается 60–40 м, а размерность d поля обрушений увеличивается до 0,3 (для $X = 156$ км). В свою очередь, при $a_K < 120$ м для «зон молчания» можно ввести свой параметр подобия, характеризующий их фрактальные свойства, а именно число ячеек, приходящихся на «зоны молчания» N_S на K -м шаге разбиения, соответствует следующему скейлингу (рис. 2.18):

$$N_S = (N_K - N_B) = (1/a_K)^d = (1/S_K)^{d/2}, \quad (2.27)$$

где $S_K = a_K^2$, $d=2,1$.

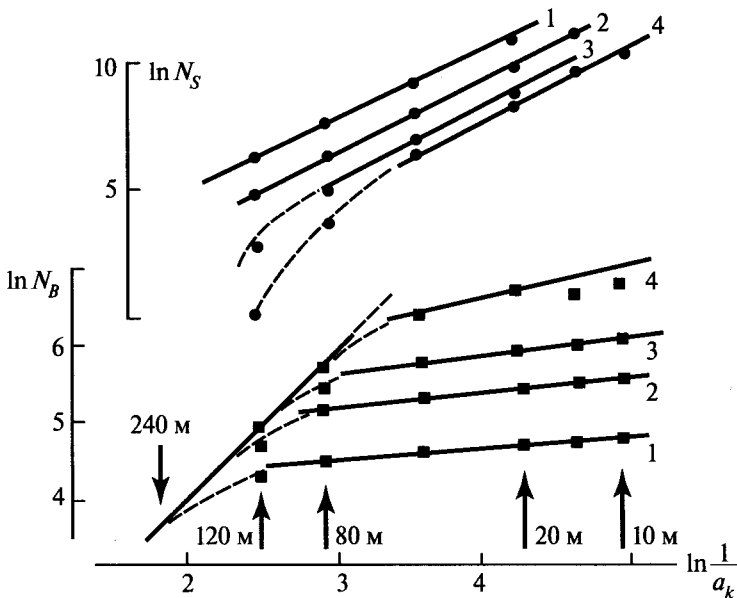


Рис. 2.18. Зависимости количества заполненных N_B и пустых N_S ячеек от линейного размера пикселя a_K ($a_K = 240$ м; 120; 80; 40; 20; 14; 10 м) для развивающегося волнения: 1 — при $X = 24$ км и $\Lambda_m = 7$ м; 2 — при $X = 57$ км и $\Lambda_m = 14$ м; 3 — при $X = 95$ км и $\Lambda_m = 18$ м; 4 — при $X = 156$ км и $\Lambda_m = 30$ м. Стрелками и цифрами указаны значения линейных размеров ячеек разбиения

Удивительным результатом можно считать устойчивость индекса фрактальности «зон молчания» на всех этапах взаимодействия ветрового потока и волн, что, видимо, связано с однородностью картины стохастического разгона волнения на всех этапах его развития.

Полученный результат можно объяснить следующим образом. Взаимодействие поверхностных волн между собой и с ветром при определенных условиях превышает некоторый порог и приводит к появлению хаотической динамики в форме обрушений. В результате взаимодействия волн с ветром начинается их разгон. Разгон заканчивается достижением волной критической скорости и ее обрушением. Полученная фрактальная характеристика относится к зонам разгона волн, определяющим фактически «зону молчания». Средний размер «зон молчания» приходится на 110 м при тех же условиях, при которых были получены используемые здесь данные. Интервал «зон молчания», в которых проявляется устойчивый скейлинг, лежит в области 34–275 м, а характерная длина гравитационной волны равна $\Lambda = 40$ м. Эти данные показывают, что резкое изменение фрактальных свойств зон обрушения может быть соотнесено с масштабами, характеризующими размер «зон молчания», т. е. с расстоянием между последовательными обрушениями. Таким образом, максимальному размеру «зоны молчания» соответствует расстояние порядка пяти длин волн. Эта величина, конечно, является функцией скорости ветра и других параметров приповерхностных процессов. Приведенные соображения приводят авторов работы [Заславский, Шарков, 1987] к нетривиальному заключению о возможном стохастическом механизме разгона волн. Он аналогичен стохастическому механизму Ферми ускорения частиц и существует также и для волн, хотя и выглядит в этом случае несколько сложнее [Заславский, Сагдеев, 1988]. Качественная картина стохастического разгона волн выглядит следующим образом. Спектральный состав волн вблизи границы опрокидывания очень широк. В приповерхностном слое возмущение от ветра является периодическим и попадает в резонанс с какой-либо гармоникой волны. Накачка энергии в волну и ее ускорение происходит благодаря этим резонансным взаимодействиям наиболее интенсивно.

Еще одно следствие полученного результата связано с возможностью диагностики волнения на воде по показателю фрактальности d «зон молчания». Его изменение очевидным образом должно характеризовать процесс зарождения и развития картины волновых обрушений в поле внешних воздействий (например, внутренних волн).

ВЫВОДЫ

Крупномасштабное оптическое зондирование морской поверхности в режиме разгона волнения и в зоне развитого волнения, результаты которых проанализированы в настоящей главе, были выполнены в акватории Каспийского моря в рамках комплексной программы АН СССР «Каспий-81». Предложены и

развиты экспериментальные дистанционные методики исследования закономерностей статистической пространственной структуры и масштабно-инвариантных свойств хаотизированных полей обрушения гравитационных волн в системе океан – атмосфера.

На основе разработанных методик экспериментально показано, что в условиях чистого пространственного разгона (на всех стадиях его развития) вероятностная модель поля обрушений гравитационных морских волн может быть представлена в виде целочисленного случайного пространственного поля с однородными и независимыми приращениями (поле марковского типа) с равномерно распределенными и независимыми центрами обрушений гравитационных волн. Плотность распределения удельной плотности центров обрушения (пенных структур) в режиме развитого волнения эволюционирует от нормального (гауссового) закона (пространственный кадр — $1,5 \text{ км}^2$) до геометрического распределения (пространственный кадр — 10^3 м^2). Обнаружена линейная некоррелированность выборок в пространственном поле удельной плотности, которая, в свою очередь, обладает высокой степенью пространственной и азимутальной однородности.

Пространственное поле центров обрушения волн обладает масштабно-инвариантными свойствами, в частности, выявлен параметр подобия «зон молчания». На всех этапах взаимодействия ветрового потока и взволнованной поверхности обнаружена устойчивость параметра подобия «зон молчания».

Глава 3

Линейная и площадная геометрии гребневой и полосовой пенных полей

В настоящей главе описаны результаты дистанционного исследования геометрических характеристик (линейные и площадные размеры) процесса индивидуального обрушения гравитационных волн с образованием пенного гребня («барашка») и пенных полей различных типов с помощью оптической съемки с высоким пространственным разрешением, выполненной с использованием малоскоростных носителей (вертолетов). На основе экспериментальных данных построены статистические модели процессов обрушения. Проведен критический анализ существующих теоретических представлений о возможности описания обрушения волн на основе порогового механизма для гауссового трехмерного стохастического поля.

3.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ПО ИЗУЧЕНИЮ ПРОСТРАНСТВЕННО-СТОХАСТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ОБРУШАЮЩИХСЯ ВОЛН

Как было отмечено в гл. 1, исследование пространственно-временных характеристик пенной активности при обрушении индивидуальных гравитационных волн является актуальным для решения целого ряда таких научных и прикладных задач океанологии, как изучение взаимодействия океана и атмосферы [Monahan, 2001], динамики ветрового волнения [Phillips, 1977], развитие дистанционных методов зондирования поверхности океана [Phillips, 1988; Glazman, 1991a, b; Sharkov, 1998; 2003; 2007], разработка надежных количественных мер, определяющих состояние взволнованной морской поверхности, вместо описательных оценок шкал Бофорта, не удовлетворяющих в настоящее время запросы практики [Alcock, Morgan, 1978; Бортковский, 1983].

К одним из наиболее важных количественных характеристик пенной активности относятся зависимости единичных размеров образований различных типов (гребней и полосовых структур), а также их относительных площадей

покрытия от приповерхностной скорости ветра, состояния морской поверхности, степени волнения, сезона наблюдения, биологической активности данной акватории Мирового океана и т. п. При этом ввиду зависимости от большого количества факторов физической, химической, и биологической природы сам процесс обрушения и последующего пенообразования целесообразно рассматривать как стохастическую процедуру, и его количественные характеристики должны быть описаны на соответствующем корректном статистическом языке.

В ряде первых работ, посвященных исследованию пенных образований [Monahan, 1971; Ross, Cordon, 1974; Самойленко и др., 1974; Бортковский, Кузнецов, 1977; Бортковский, 1983; 1987], не проводилась корректная статистическая обработка экспериментальных данных (не выяснялся, например, характер и конкретный тип распределений измеряемых параметров, не приводились данные по объемам выборок элементов, по доверительным интервалам ошибок измерений и т. д.). В свою очередь, экспериментальные данные, полученные в результате корабельных исследований, имеют ряд серьезных ограничений. Во-первых, в силу естественной специфики эти измерения [Самойленко и др., 1974; Бортковский, Кузнецов, 1977; Бортковский, 1983; 1987] являются в известной мере локальными и не могут обеспечить получение необходимой информации на значительных площадях за достаточно короткое время наблюдения. Во-вторых, они не обеспечивают полной статистической независимости выборок при фотосъемке поверхности, поскольку время жизни отдельных пенных образований может достигать минут и более (см. гл. 4). В-третьих, корабельным наблюдениям присущи серьезные искажения, связанные с перспективным фотографированием [Бортковский, Кузнецов, 1977; Бортковский, 1983]. С другой стороны, применение аэрофотосъемки с высотных носителей или съемки с малых высот (100–300 м) с помощью скоростных (более 70 м/с) носителей без использования в аппаратуре сложных компенсационных устройств не позволяет получить высокое пространственное разрешение, которое необходимо для детального анализа пенных структур. В настоящей главе на основании предположения о квазистационарности и квазиэргодичности случайного процесса пенообразования приводятся результаты статистической обработки данных аэрофотосъемки с высоким пространственным разрешением, проведенной на борту малоскоростного носителя (15–20 м/с) с высоты 100 м [Бондур, Шарков, 1982; 1986; Sharkov, Bondur, 1993].

3.2. МЕТОДИКА ДИСТАНЦИОННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПЕННЫХ СТРУКТУР В ПРОЦЕССЕ ОБРУШЕНИЯ ВОЛН

Для выполнения мелкомасштабной съемки с борта исследовательского вертолета была использована оптическая камера, имеющая угол поля зрения 44° и фокусное расстояние объектива 20 см и помещенная в специальную меха-

ническую систему для устранения эффекта «смаза» на оптическом изображении. Пространственное разрешение, с учетом разрешающей способности системы объектив – пленка на вибрирующем носителе, при высоте полетов 100 м, составило около 2 см. При исследовании выполнялись прямолинейные полеты с длинами галсов 30–60 км. Эксперименты проводились в акваториях Черного и Баренцева морей в течение летних сезонов 1976–1980 гг. с удалением от берега 20–40 км в рамках комплексных программ АН СССР «Баренц-76» – «Баренц-80» по изучению структуры морского волнения дистанционными методами [Бондур, Шарков, 1982; 1986; Sharkov, Bondur, 1993]. Сведения о гидрометеоусловиях заимствовались из результатов измерений с сопутствующих корабельных и береговых метеорологических станций. Эксперименты проводились при состоянии поверхности моря в 1, 2–3, 3–4, 4–5 баллов (по шкале Бофорта) и, соответственно, скоростях приповерхностного ветра (на уровне 19,5 м) 2; 3,2; 5,7; 9,5 и 10,5 м/с. Значения скоростей ветра определялись путем осреднения результатов измерений в нескольких местах исследуемого морского района и в течение срока проведения цикла измерений. Среднеквадратичная погрешность измерений скорости ветра составляла около 0,4 м/с. При этом ветроволновые условия были близки к режиму установившегося (развитого) волнения, а стратификация приводного слоя соответствовала нейтральной.

Указанные работы были посвящены экспериментальному исследованию пространственно-временных характеристик индивидуальных пенных систем различной структуры и, в первую очередь, двух наиболее оптически контрастных типов – гребней и разлившейся, пятнистой пены. Несмотря на то, что пенная активность проходит целую гамму промежуточных состояний – от вскипающего буруна до распадающегося эмульсионного монослоя, – анализ яркости, плотности и специфической формы пенных систем на оптических изображениях позволяет достаточно уверенно идентифицировать, по крайней мере, два класса (типа) пенных образований – гребни (или «барашки»), или так называемая «короткоживущая» фаза пенной активности со временем жизни единицы секунд, и пятнистые структуры (или пятнообразные, полосовые) – «долгоживущая», «остаточная» фаза со временем жизни порядка десятка секунд и минут. Важно отметить, что указанные типы пенных структур обнаруживают не только явное оптическое различие, но обладают существенно различными электромагнитными свойствами, что весьма важно при формировании моделей собственного излучения и рассеяния электромагнитных волн в системе океан – атмосфера [Sharkov, 1998; 2003; 2007]. При скоростях ветра более 15 м/с возникает особый класс стабильных пенных систем – нитеобразных, обусловленных захватом воздушных пузырьков лэнгмюровскими вихрями [Thorpe, 1982].

В качестве примера на рис. 3.1 приведены оптические изображения взволнованной морской поверхности (Баренцево море) при плановой аэрофотосъемке в масштабе 1:500 при оптимальном солнечном подсвете. В центре кадра рис. 3.1а четко выделяется яркое изображение обрушающегося гребня («барашек»), а на кадре рис. 3.1б в центре и в правом нижнем углу представлены

оптические изображения трех полей пятнистой пены с последующем образованием (по направлению ветра) нитеобразных полей пенных систем.

Рассматриваемая оптическая классификация пенных систем на взволнованной океанической поверхности была впервые предложена автором настоящей книги при проведении летных дистанционных экспериментов в Баренцевом море (1976) по программе АН СССР «Баренц-76» [Бондур, Шарков, 1982; 1986]. Впоследствии такая классификация неоднократно использовалась при выполнении аналогичных экспериментальных исследований как российскими учеными, так и зарубежными [Бортковский, 1983; 1987; Glazman, Weichman, 1990; Райзер, Новиков, 1990; Raizer et al., 1994; Kokhanovsky, 2004; Marmorino, Smith, 2005], и к настоящему времени получила окончательные «права гражданства» [Monahan, 2001].

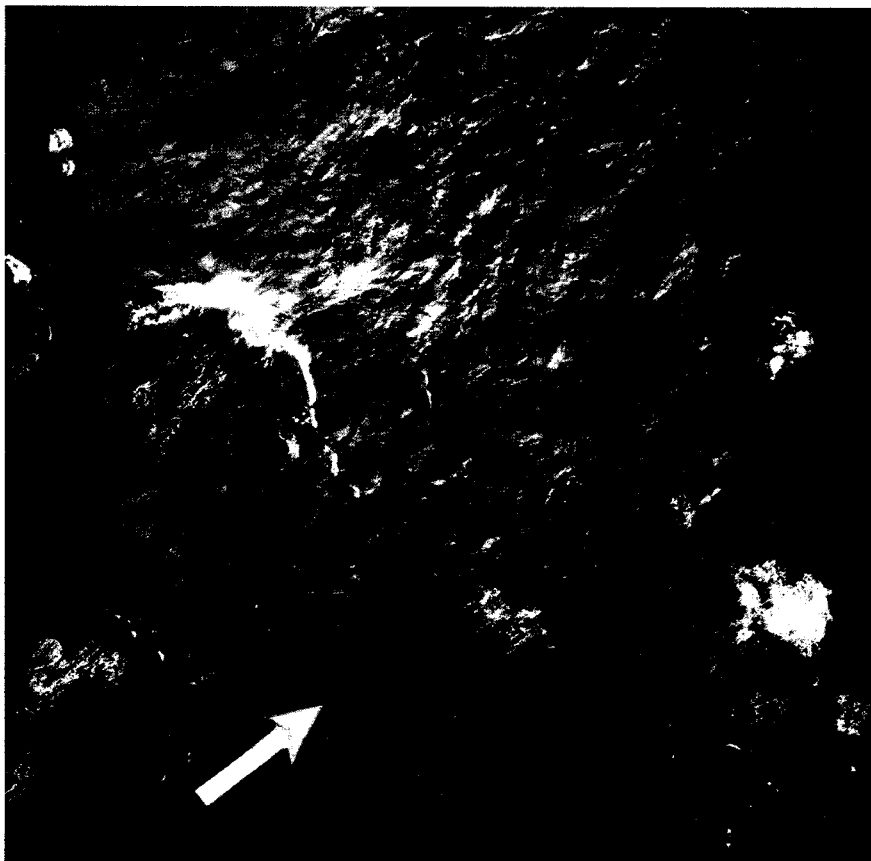


Рис. 3.1а. Оптические изображения различных типов пенных структур на взволнованной морской поверхности: в центре кадра — структура гребневой пены; в правом нижнем углу — полосовая структура. Съемки произведены аппаратурой АФА-100 в акватории Баренцева моря с высоты 200 м. Стрелкой указано направление скорости ветра



Рис. 3.1б. Оптические изображения различных типов пенных структур на взволнованной морской поверхности: три поля полосовой пены и за ними (по направлению ветра) поля нитевидной пены. Стрелкой указано направление скорости ветра. Съемки произведены аппаратурой АФА-100 в акватории Баренцева моря с высоты 200 м

3.3. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПЕННЫХ СТРУКТУР В ПРОЦЕССЕ ОБРУШЕНИЯ ВОЛН

Отснятые в ходе проведения дистанционных экспериментов аэрофильмы группировались в отдельные массивы выборок, соответствующие одинаковым гидрометеоусловиям. Для обеспечения статистической независимости выборок анализировались неперекрывающиеся кадры. Общее число обработанных кадров для $V = 5,7$ м/с составляло 205, для 9,5 м/с — 66 и для 10,5 м/с — 63. В каждом рабочем кадре оконтуривались изображения гребневой и полосовой пены, оценивалась геометрическая форма каждого единичного образования, вычислялись их характерные (максимальные и минимальные) линейные и

площадные размеры, определялось положение характерных размеров по отношению друг к другу и к генеральному направлению волнения. Затем строились реализации выборок полученных количественных характеристик для различных гидрометеоусловий. Полный объем выборки элементов изображений пенных систем для исследуемых гидрометеоусловий составлял от 165 до 311 элементов. Вопросы о вкладе субъективной оценки операторов при распознавании оптических образов различных пенных систем неоднократно дискутировались [Monahan, 1968; Бортковский, 1983, 1987; Glazman, Weichman, 1990]. Специальная проверка при обработке настоящих данных показала, что индивидуальные особенности операторов при распознавании различных пенных структур не вносят существенной погрешности в статистику исследуемых параметров. В результате проведенной оцифровки были получены:

- выборки массивов площадей единичных образований S_j^K полосовой пены S^S и гребневой пены S^W ;
- выборки массивов площадей покрытия S_{j0}^K полосовой пены S_0^S и гребневой пены S_0^W (в абсолютных величинах площадей покрытия, m^2) в пересчете на морскую поверхность и в относительных величинах покрытия, в %);
- выборки массивов L_j^K характерных минимальных (L_{\min}) и максимальных (L_{\max}) линейных размеров единичных образований гребневой (L^W) и полосовой (L^S) пены;
- выборки массивов удельной плотности очагов обрушения гравитационных волн N_0 в пространственном окне 100×100 м при скоростях ветра 5,7; 9,5 и 10,5 м/с и состоянии морской поверхности в 1, 2–3 и 3–4 балла соответственно.

На аэрофильмах, снятых при скоростях ветра 2 и 3,2 м/с, гребневых и полосовых пенных структур обнаружено не было. Кроме исследования статистики геометрических размеров, была выполнена специальная процедура по изучению статистических характеристик азимутальной ориентации (Θ_j , град) оси минимальной протяженности гребней (L_{\min}^W) относительно направления генерального распространения волн ($\Theta = 0^\circ$), определяемого по данным оптической обработки исследуемых фрагментов оптических изображений (пространственное окно 100×100 м).

Для каждой группы массивов (X_j) исследуемых параметров ($X_j = S_j, S_{j0}, L_j, \Theta_j$) строились гистограммы (графики выборочной вероятности) $p(X_j)$, являющиеся статистическими аналогами выборочных плотностей вероятностей* случайных величин при конкретных условиях проведения эксперимента [Корн, Корн, 1970; Кендал, Стьюарт, 1966; Крамер, 1975]:

$$p(X_j) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^K \frac{n_i(X_j)}{h_i}, \quad (3.1)$$

где

* Отметим, что в соответствии с определением по формуле (3.1) указанная функция является именованной величиной.

$$n_i(X_j) = \begin{cases} n_i(X_j), & (X_j)_i \leq X_j \leq (X_j)_{i+1}, \\ 0, & X_j < (X_j)_i; \quad X_j > (X_j)_{i+1}. \end{cases} \quad (3.2)$$

Здесь $n_i(X_j)$ — групповая частота попадания случайной выборки X_j в i -й классовой интервал с шириной интервала $h_i = (X_j)_{i+1} - (X_j)_i$; n — полный объем случайной выборки данного элемента; K — число интервалов (разрядов).

Для каждой группы массивов вычислялись также выборочные средние значения M и дисперсии D (с учетом поправок Шеппарда на группировку) [Кендал, Стьюарт, 1966; Крамер, 1975]:

$$M[X_j] = \bar{X}_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^K n_i(\bar{X}_j)_i, \quad (3.3)$$

$$D[X_j] = \sigma^2[X_j] = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^K n_i \left\{ (\bar{X}_j)_i - M[X_j] \right\}^2 - \frac{1}{12} h^2, \quad (3.4)$$

где (\bar{X}_j) — среднее значение исследуемого параметра для каждого разряда; n_i — количество слагаемых в каждом разряде. Статистики вида (3.3) и (3.4) являются несмещенными оценками среднего значения и дисперсии и удовлетворяют условиям эффективности и состоятельности. Кроме того, для подбора вида функции распределения выборок X_j вычислялись значения коэффициентов асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 (с учетом поправок Шеппарда на группировку) [Кендал, Стьюарт, 1966; Крамер, 1975]:

$$\gamma_1 = \frac{1}{D^{3/2}[X_j]} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{i=1}^K n_i \left\{ (\bar{X}_j)_i - M[X_j] \right\}^3 - \frac{1}{4} M[X_j] h^2 \right\}, \quad (3.5)$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{D^2[X_j]} \times \left\{ \frac{1}{n} \sum_{i=1}^K n_i \left\{ (\bar{X}_j)_i - M[X_j] \right\}^4 - \frac{1}{2} \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^K n_i \left\{ (\bar{X}_j)_i - M[X_j] \right\}^2 h^2 + \frac{7}{400} h^4 \right\} - 3. \quad (3.6)$$

Результаты обработки для всех исследуемых параметров представлены в табл. 3.1, 3.2 и на рис. 3.2–3.8.

3.4. СТАТИСТИКА ЭЛЕМЕНТОВ ЛИНЕЙНОЙ ГЕОМЕТРИИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПЕННЫХ СТРУКТУР В ПРОЦЕССЕ ОБРУШЕНИЯ ВОЛН

Результаты детальной статистики элементов линейной геометрии индивидуальных пенных структур в процессе обрушения волн, а именно, характерных минимальных и максимальных линейных размеров единичных

образований гребневых и полосовых пенных полей и пространственной ориентации гребней в зависимости от скорости ветра, представлены на рис. 3.2, 3.3 и в табл. 3.1.

Полученные по экспериментальным данным плотности распределения линейных размеров пенных структур двух классов, как и следовало ожидать, весьма сильно отличаются от нормального распределения (положительные асимметрия и эксцесс). Это наглядно видно из анализа рис. 3.2 и данных табл. 3.1. Выравнивание экспериментальных выборок проводилось в широком классе распределений в соответствии с известными правилами [Johnson, Leone, 1977]. Анализ вероятностей согласованности теоретических и экспериментальных распределений показал, что линейные геометрические размеры пенных структур подчинены гамма-распределению с параметрами, указанными в табл. 3.1. Сплошными кривыми на рис. 3.2 иллюстрируются теоретические гамма-распределения:

$$p(X_j) = \frac{1}{\Gamma(\eta)} \lambda (\lambda X_j)^{\eta-1} \exp(-\lambda X_j), \quad (3.7)$$

где $\eta = 6/\gamma_2 = 4/\gamma_1^2$; $\lambda = (\eta/\sigma^2)^{1/2}$; $\Gamma(\eta)$ — гамма-функция.

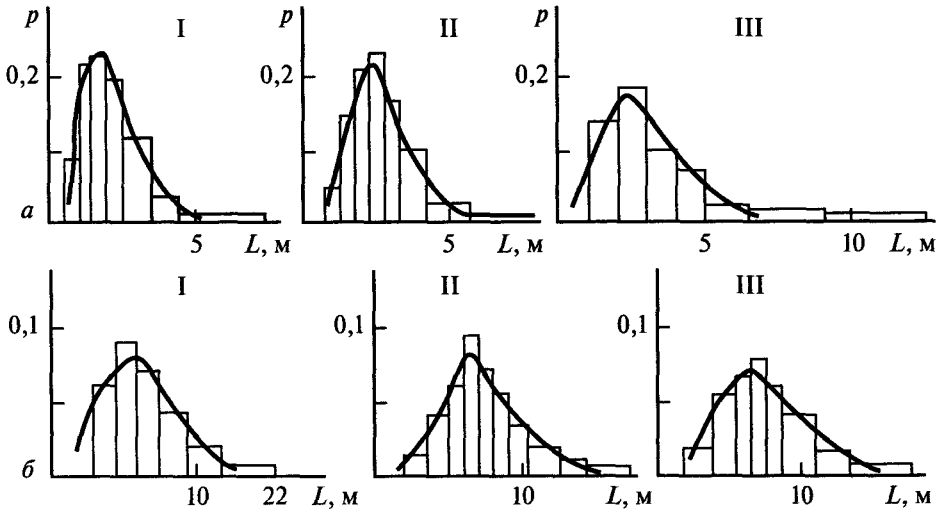


Рис. 3.2. Гистограммы распределения максимальных размеров единичных образований пенных структур двух типов в пространственном окне 100×100 м и аппроксимирующие их теоретические распределения: *a* — гребневая пена при скоростях ветра $V = 5,7$ м/с и объеме выборки $n = 212$ элементов (I); $V = 9,5$ м/с, $n = 221$ (II); $V = 10,5$ м/с, $n = 311$ (III); *б* — полосовая пена при $V = 5,7$ м/с, $n = 165$ (I); $V = 9,5$ м/с, $n = 216$ (II); $V = 10,5$ м/с, $n = 308$ (III). Сплошными линиями показано гамма-распределение с параметрами, полученными при обработке соответствующих гистограмм (см. табл. 3.1)

Таблица 3.1. Параметры и доверительные интервалы распределений геометрических размеров пенообразований

Скорость ветра V , м/с	Тип образования (объем выборки)	Параметры распределений				Доверительные интервалы				Аппроксимирующий закон распределения
		M	M/σ	γ_1	γ_2	$p = 0,6$		$p = 0,9$		
						НГ	ВГ	НГ	ВГ	
5,7	Пена L_{min}	3,65	0,34	1,68	4,13	2,70	4,90	2,20	6,30	Г
	(165) L_{max}	6,60	0,41	3,18	19,01	4,80	8,00	3,70	11,50	Г
	Гребни L_{min}	0,39	0,71	1,51	3,24	0,16	0,52	0,08	1,00	ЛН
	(212) L_{max}	2,09	0,46	1,42	4,21	1,25	2,80	0,80	3,05	Г
	Ориентация	-45,90	0,78	1,12	-0,72					Н
9,5	Пена L_{min}	3,86	0,40	2,33	9,70	2,70	4,90	2,20	6,30	Г
	(216) L_{max}	7,50	0,37	1,05	1,21	5,40	10,10	3,90	13,9	Г
	Гребни L_{min}	0,55	0,37	2,41	10,60	0,41	0,69	0,30	0,90	ЛН
	(221) L_{max}	2,71	0,18	1,29	1,94	1,70	3,25	1,40	4,80	Г
	Ориентация	-12,90	3,10	0,46	-0,26					Н
10,5	Пена L_{min}	4,20	0,49	2,27	11,56	2,30	5,90	1,10	8,30	Г
	(308) L_{max}	7,45	0,38	1,02	1,27	5,40	10,00	3,80	13,40	Г
	Гребни L_{min}	0,56	0,52	2,11	7,19	0,37	0,67	0,15	1,10	Г
	(311) L_{max}	2,91	1,07	-0,81	-1,94	1,80	3,75	1,35	5,50	Г
	Ориентация	-9,40	4,50	0,25	-0,56					Н

Примечание. Г — гамма-распределение; ЛН — логнормальное; Н — нормальное; НГ и ВГ — нижняя и верхняя доверительные границы; M — среднее значение параметра; σ — среднеквадратическое отклонение; γ_1 — коэффициент асимметрии распределения; НГ и ВГ — нижняя и верхняя доверительные границы распределения; p — доверительная вероятность.

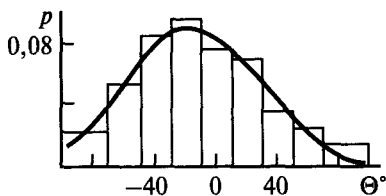


Рис. 3.3. Гистограмма распределения ориентаций (θ , град) минимальных осей гребней относительно направления генерального распределения волнения в окне 100×100 м при скорости ветра $10,5$ м/с. Сплошной линией показано нормальное распределение с параметрами, полученными при обработке соответствующих гистограмм (см. табл. 3.1)

Полученные экспериментальные распределения носят достаточно устойчивый характер и мало деформируются в зависимости от изменения скорости ветра в пределах от 5 до $10,5$ м/с. Так, наблюдаются небольшие вариации коэффициента асимметрии в пределах $1,5$ – 3 , а коэффициента эксцесса — в пределах 2 – 10 . Из-за наличия сильных «хвостов» ($\gamma_1 > 1$) у экспериментальных распределений доверительные интервалы указывают на определенную асимметричность верхних и нижних пределов по отношению к выборочному среднему. При этом отметим, что выборочную дисперсию в таком случае нельзя считать приемлемой мерой достоверности результатов, и при исследовании статистики пенных полей следует проводить специальные оценки доверительных интервалов с соответствующими уровнями доверительной вероятности (см. табл. 3.1 и рис. 3.2)*.

Выборочные средние значения имеют слабую, но явную тенденцию к линейному росту по мере увеличения скорости ветра (рис. 3.4). В зависимостях средних значений L_j^K четко выявляются «пороги» и могут быть предложены соответствующие ступенчатые аппроксимации для линейных размеров гребней («ширины» и «длины» гребня) и пятнистых структур:

$$L_j^K = \begin{cases} 0, & V < 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \\ a[1 + b(V - 5)], & V \geq 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \end{cases} \quad (3.8)$$

где для L_{\min} гребней $a = 0,39$; $b = 0,034$; для L_{\max} — $a = 2,09$; $b = 0,16$; для L_{\min} пятнистой пены $a = 3,65$; $b = 0,11$ и для L_{\max} — $a = 6,6$; $b = 0,17$.

На этом же рисунке представлены известные по литературе [Бортковский, 1983, 1987] экспериментальные данные о линейных размерах гребней. С учетом различия в методике съемки и обработки данных соответствие наших экспериментов и указанных литературных данных представляется вполне удовлетворительным.

* Близкие результаты по выявлению статистики линейных размеров пенных систем типа гамма-распределений были получены значительно позднее при анализе (по аналогичной методике) данных самолетных аэрофотосъемок океанической поверхности северо-западной части Тихого океана у полуострова Камчатка [Raizer et al., 1994], а также в тропиках и в водах Южного океана с борта научно-исследовательского судна [Бортковский, 1987].

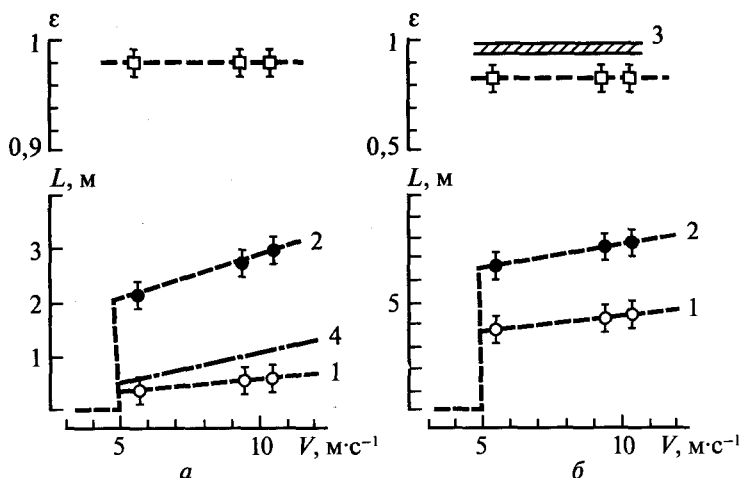


Рис. 3.4. Зависимость средних значений минимальных (1) и максимальных (2) размеров и эксцентриситета единичных образований гребневой (а) и полосовой (б) пены от усредненной скорости ветра. Вертикальными отрезками отмечены 60%-е доверительные интервалы. Зона 3 — 60%-й доверительный интервал эксцентриситета единичных образований гребневой пены; 4 — аппроксимация размеров «барашков» в направлении ветра, по данным [Бортковский, 1983]

Анализ всего массива выборок пенных гребневых структур, локализованных на фронте обрушающейся волны, показал, что в подавляющем большинстве случаев максимальный размер L_{\max} гребней ориентируется по локальному фронту обрушающейся волны и, по терминологии [Бортковский, 1983], называется «шириной» гребня, в то время как минимальная протяженность L_{\min} гребня ориентируется перпендикулярно локальному фронту обрушающейся волны (по терминологии работы [Бортковский, 1983] — длина «барашка»). Подчеркнем то обстоятельство, что при анализе ориентации линейных размеров речь идет о локальных фронтах обрушающихся волн, и эту ориентацию не следует связывать с направлением вектора ветра (как это делается, например, в работе [Бортковский, 1983], поскольку наблюдается существенное азимутальное «размытие» ориентации осей гребневых образований (в пространственном кадре 100×100 м) по отношению к некоторому выбранному направлению.

В практике дистанционных наблюдений взволнованной морской поверхности ориентация обрушающейся волны обычно ставится в соответствие с направлением вектора скорости приповерхностного ветра или с генеральным направлением волнения. Однако анализ гистограмм распределения азимутальных ориентаций оси минимального размера гребня по отношению к направлению доминирующей энергонесущей компоненты в пространственном окне кадра 100×100 м (см. рис. 3.3 и табл. 3.1) показывает, что гистограммы могут быть аппроксимированы распределением, близким к гауссовому, причем с довольно широким сектором угловой дисперсии (около 40°). Явной зависимости дисперсии от скорости ветра не прослеживается, наблюдаются

лишь небольшие вариации $\sigma(\theta)$ в пределах 36–42° (см. табл. 3.1). Таким образом, оценка направления вектора скорости ветра (или волнения) по единичным наблюдениям в пространственном окне 100×100 м может привести к значительным погрешностям в величинах этих параметров.

Высокое пространственное разрешение, обеспеченное в рассматриваемых экспериментах [Бондур, Шарков, 1982; 1986], позволило получить информацию о геометрической форме единичных пенных образований исследованных двух типов. При этом интересным с физической точки зрения и практически важным с точки зрения дистанционной диагностики является следующий экспериментальный факт — пенные системы обладают устойчивой геометрической эллипсоидальной формой с устойчивым (в среднем) эксцентриситетом $\varepsilon = \left[1 - (L_{\min}/L_{\max})^2\right]^{1/2}$, равным для гребневых структур $0,98 \pm 0,007$ и для пятнистой пены $0,82 \pm 0,08$. Отметим, что с достоверностью 0,5 пенные системы могут быть различимы по значению их эксцентриситета (см. рис. 3.4), и это обстоятельство может служить одним из критериев автоматического распознавания и классификации пенных систем по оптическим изображениям на фоне бликующей морской поверхности. С другой стороны, однако, геометрическая форма пенных систем практически не зависит, а линейные размеры слабо зависят от ветровых условий (силы ветра). По этой причине ни форма, ни линейные размеры этих структур практически не могут служить эффективным критерием оценки силы приповерхностного ветра, чего, однако, нельзя сказать о зависимостях относительной площади пенопокрытий и удельной плотности пенных структур (очагов диссипации волновой энергии) от ветровых условий.

Представленные в данном разделе статистические характеристики линейных размеров пенных систем при обрушении волн были использованы в качестве фундаментальной основы при формировании модели рассеяния радиолокационного сигнала, отраженного от морской поверхности при малых углах скольжения [Малиновский, 1991].

3.5. СТАТИСТИКА ЭЛЕМЕНТОВ ДВУМЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПЕННЫХ СТРУКТУР В ПРОЦЕССЕ ОБРУШЕНИЯ ВОЛН

Результаты исследования статистики элементов двумерной геометрии индивидуальных пенных структур в процессе обрушения волн, а именно, характерных площадей единичных образований гребневого и полосового пенных полей, а также статистики относительных площадей пенопокрытия гребневой и полосовой пенных полей в пространственном кадре 100×100 м в зависимости от скорости ветра представлены на рис. 3.5–3.8 и в табл. 3.2.

Полученные по экспериментальным данным плотности распределения относительных площадей пенопокрытия двух классов пенных структур весь-

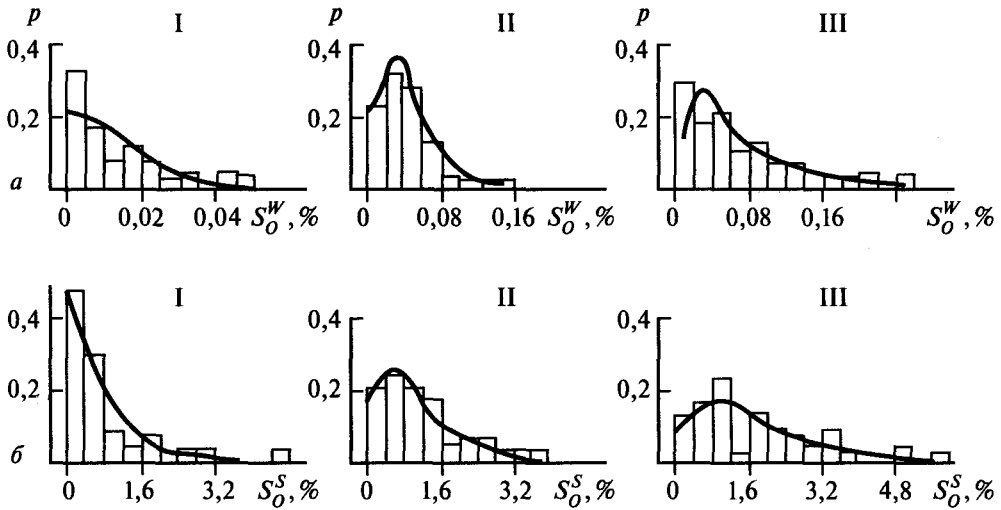


Рис. 3.5. Гистограммы распределения относительных площадей пенопокрытий в пространственном окне 100×100 м: *a* — гребневая пена; *б* — полосовая пена при различных скоростях ветра (I — $V = 5,7$ м/с; II — $V = 9,5$ м/с; III — $V = 10,5$ м/с). Сплошными линиями показаны гамма-распределения с параметрами, полученными при обработке соответствующих гистограмм (см. табл. 3.2)

ма сильно отличаются от гауссовского распределения (положительная асимметрия и положительный эксцесс). Это наглядно видно из анализа данных табл. 3.2 и рис. 3.5.

Полученные экспериментальные распределения (см. рис. 3.5) в целом носят достаточно устойчивый характер и мало деформируются в зависимости от изменения силы ветра в пределах от 5 до 10,5 м/с (например, наблюдаются изменения коэффициента асимметрии в пределах от 2 до 4). Вероятность соответствия экспериментальных гистограмм гамма-распределениям (3.7) оценивалась по критерию согласия Пирсона и составляла для всех случаев величину не менее 0,5–0,6. Выборочное среднее значение распределений имеет явную тенденцию к росту по мере увеличения силы ветра (более подробно эти зависимости будут обсуждены ниже); такая особенность выявлена и у выборочной дисперсии. Из-за наличия сильного «хвоста» (больших коэффициентов асимметрии) у экспериментальных распределений выборочную дисперсию нельзя считать мерой характеристики типа распределения, хотя она и может быть определена как степень достоверности измерений (как это делается, например, в [Ross, Cordon, 1974]). Выполнены специальные вычисления доверительных интервалов с соответствующими уровнями доверительной вероятности (см. табл. 3.2). Результаты расчетов доверительных интервалов, проведенных с уровнями достоверности 0,6 и 0,9, показывают резкую асимметричность верхнего и нижнего пределов по отношению к выборочному среднему (см. табл. 3.2 и рис. 3.5).

Таблица 3.2. Параметры и доверительные интервалы распределений площадных характеристик пенообразований

Скорость ветра, V , м/с	Тип образования (объем выборки)	Символ	Параметры распределений				Доверительные интервалы			
			M	M/σ	γ_1	γ_2	$p = 0,6$		$p = 0,9$	
							НГ	ВГ	НГ	ВГ
5,7	Полосовая пена (165)	S^S	17,7	1,02	3,09	10,52	8,80	31,2	2,4	72,9
		S_O^S	0,712	1,26	3,2	12,6	0,17	1,14	0,04	2,8
	Гребни (212)	S^W	0,52	1,11	3,73	22,19	0,16	0,98	0,04	1,95
		S_O^W	0,0146	1,24	2,31	6,97	0,0031	0,022	0,002	0,045
9,5	Полосовая пена (216)	S^S	23,2	0,67	2,46	10,77	10,4	38,000	3,800	72,9
		S_O^S	1,13	0,93	2,36	7,1	0,4	2,2	0,1	3,0
	Гребни (221)	S^W	0,93	0,75	3,28	15,2	0,34	1,21	0,16	2,08
		S_O^W	0,04	0,71	1,67	3,22	0,016	0,067	0,004	0,12
10,5	Полосовая пена (308)	S^S	26,3	1,02	3,64	25,01	10,08	51,0	4,2	80,0
		S_O^S	1,62	0,8	1,22	0,92	0,6	3,2	0,16	4,8
	Гребни (311)	S^W	1,2	2,1	10,87	6,17	0,36	1,39	0,21	2,24
		S_O^W	0,07	1,08	4,36	16,6	0,015	0,11	0,003	0,21

Примечание. Значения абсолютных величин площадей S^S и S^W представлены в m^2 , величины относительных покрытий S_O^S и S_O^W — в %; остальные обозначения см. табл. 3.1.

Рассмотрим практически важный (в океанологии и дистанционном зондировании) вопрос о зависимости средних значений относительных пенопокрытий двух классов пенных структур в пространственном кадре 100×100 м от скорости ветра. Анализ полученных данных, во-первых, показывает наличие жесткой пороговой области значений скоростей ветра при образовании пенных структур, что отмечалось и ранее [Monahan, 1971; Ross, Cordon, 1974; Самойленко и др., 1974]. Пороговая область в исследованных акваториях (Черное море, температура воды 12°C) колеблется от 4,5 до 5,5 м/с (см. рис. 3.6). Вторым, более важным моментом является факт обнаружения при анализе наших результатов порога у средних величин относительной площади пенопокрытий (см. рис. 3.6). Этот результат можно рассматривать как концепцию порогового рождения пенных систем, впервые предложенную в работе [Бондур, Шарков, 1982]*. Средние значения относительных площадей покрытия (в %), по экспериментальным данным [Бондур, Шарков, 1982], могут быть аппроксимированы (так же как и ветровые зависимости характерных размеров пенных образований двух видов (3.8)) ступенчатыми функциями (пунктир на рис. 3.6):

для полосовых структур

$$S_0^S = \begin{cases} 0, & V < 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \\ 0,65 \left[1 + 4,76 \cdot 10^{-2} (V - 5)^2 \right], & V \geq 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \end{cases} \quad (3.9)$$

для гребней

$$S_0^W = \begin{cases} 0, & V < 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \\ 0,015 \left[1 + 2,2 \cdot 10^{-2} (V - 5)^2 \right], & V \geq 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}. \end{cases} \quad (3.10)$$

Интересно отметить, что аппроксимации относительных площадей пенопокрытия, полученные другими авторами при скорости ветра близкой к 5 м/с, практически совпадают с нашим значением ($S_0^S = 0,65\%$). Так, по данным [Бортковский, Кузнецов, 1977], $S_0^S = 0,5\%$ при аппроксимации этих данных на скорость ветра 5 м/с (см. рис. 3.6а, кривая 3). При аппроксимации данных [Самойленко и др., 1974] на скорость ветра 5 м/с (см. рис. 3.6а, кривая 2) относительная площадь покрытия полосовой пеной составляет 0,75%. Для наглядности аппроксимационные кривые указанных авторов «оборваны» при скорости ветра 5 м/с. На этом же рисунке представлены одна экспериментальная точка и аппроксимация авторов работы [Ross, Cordon, 1974] (кривая 4), которая часто использовалась в прикладных целях. Из анализа данных рис. 3.6а следует, что, если для скоростей ветра, превышающих 9 м/с, эта аппроксимация вполне удовлетворительно соотносится с данными других авторов, то для скоростей ветра, меньших 9 м/с, аппроксимация явно не соответствует концепции порогового рождения пенных систем.

* Значительно позже эта концепция была подтверждена чисто волновыми экспериментами [Liu, 1993].

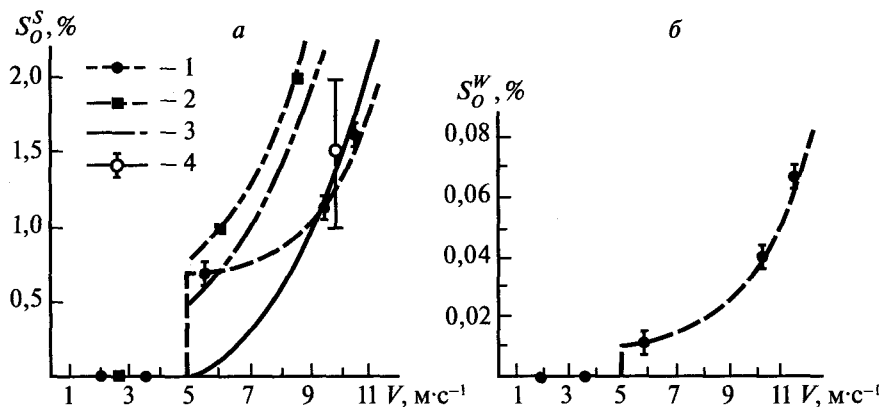


Рис. 3.6. Экспериментальная зависимость относительной площади покрытия полосовой (а) (S_0^S) и гребневой (б) пены (S_0^W) в процентах от скорости ветра (на высоте 19,5 м). 1 — средние значения с доверительными интервалами по оценке дисперсии, построенными с учетом объема выборки элементов каждого типа пенных структур (см. табл. 3.1 и рис. 3.2); пунктир — аппроксимация (3.9) и (3.10); 2 — экспериментальные точки из работы [Самойленко и др., 1974]; 3 — аппроксимация данных, по [Бортковский, Кузнецов, 1977]; 4 — экспериментальная точка и аппроксимация, по [Ross, Cordon, 1974]

При обсуждении данных рис. 3.6 следует обратить внимание на то, что в оригинальной работе авторы [Бондур, Шарков, 1982] в качестве оценки естественного разброса трех точек, соответствующих средним значениям пенопокрытия при трех значениях скорости ветра, выбрали величину доверительных интервалов при вероятности 0,6, поскольку из-за наличия сильного «хвоста» (больших коэффициентов асимметрии) у экспериментальных распределений выборочную дисперсию нельзя непосредственно считать мерой характеристики типа распределения, хотя она и может быть определена как степень достоверности измерений.

Именно это обстоятельство послужило предметом бурной дискуссии, развернувшейся в научной прессе [Glazman, Weichman, 1989, 1990; Monahan, 1990] вокруг интерпретации данных рис. 3.6. В работе [Glazman, Weichman, 1990] была дана абсолютно правильная интерпретация оригинальных данных работы [Бондур, Шарков, 1982]. Поскольку объем выборок (n) элементов пенных структур, по которым строились экспериментальные гистограммы и определялись средние значения параметров распределений, составлял от 165 до 311 элементов (см. табл. 3.1), то в качестве оценки степени достоверности экспериментальных измерений среднего значения на рис. 3.6 представлены значения выборочных стандартных отклонений при оценке выборочного среднего значения при объеме выборки n , а именно, $[D(S_{S_0})]^{1/2} \approx (\sigma^2/n)^{1/2}$, где σ^2 — выборочная дисперсия соответствующего распределения (3.4). Анализ данных рис. 3.6, где представлены оценки выборочных стандартных откло-

нений при оценке выборочного среднего значения (центра притяжения) для трех экспериментальных наборов (массивов) данных вокруг центров притяжения, убедительно демонстрирует надежность данных, полученных в работе [Бондур, Шарков, 1982] и необоснованность претензий, высказанных в работе [Monahan, 1990].

Кроме того, в отличие от утверждения авторов работы [Ross, Cordon, 1974], получившего заметное распространение в научной литературе*, о появлении полосовой пены только при значениях скорости ветра выше 9 м/с, в работе [Бондур, Шарков, 1982] показано, что происходит «пороговое» рождение практически одновременно как гребней («барашков»), так и полосовых структур, которые являются естественным продолжением во временной эволюции «динамических» пенных образований. При этом было обнаружено, что в исследованных гидрометеорологических условиях полосовая пена сопровождает гребни при всех значениях силы ветра и вклад в общее пенопокрытие (по относительной площади) полосовых структур подавляющий (см. рис. 3.6б). Отношение площади этих структур к площади гребней $R = S_0^S / S_0^W$ определяется следующей аппроксимирующей формулой:

$$R = R_0 - a(V - 5) \text{ при } V > 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (3.11)$$

где $R_0 = 40$; $a = 3,4 \text{ м/с}$.

Из формулы (3.11) следует, что по мере возрастания силы ветра величина R уменьшается по линейному закону от 40 до 23. Такое отличное от нуля значение коэффициента R при пороговых значениях скорости ветра $V \approx 5 \text{ м/с}$ естественно и, скорее всего, связано со значительным временем жизни «полосовой» пены. Ввиду роста площади зарождающихся гребней при усилении ветра значение R будет уменьшаться. Однако, как следует из результатов работ [Бортковский, Кузнецов, 1977; Ross, Cordon, 1974], величина относительной площади, занятой гребнями, возможно, имеет тенденцию к насыщению ($S_0^W \rightarrow 6-7\%$) при скоростях ветра $V = 15-20 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Поэтому значение R при дальнейшем усилении ветра ($V > 20 \text{ м/с}$), скорее всего, начнет увеличиваться.

Анализ доверительных интервалов S_0^S и S_0^W с доверительными вероятностями 0,6 и 0,9 (см. табл. 3.2) показывает, что оценки скорости ветра в диапазоне 5–11 м/с по единичным измерениям относительного пенопокрытия на пространственных участках акваторий размером 100×100 м могут приводить к значительным ошибкам. Косвенно аналогичный вывод можно сделать и из анализа данных целого ряда авторов [Бортковский, Кузнецов, 1977; Ross, Cordon, 1974; Бортковский, 1983; 1987], хотя в работах и не приводятся оценки достоверности полученных результатов. Определенная однозначность в решении этого важного для практики вопроса может быть получена при более значительных площадных реализациях пространственного кадра наблюдения. Для определения размера пространственного кадра S_Z , обеспечивающего за-

* В работе [Ross, Cordon, 1974] не проводились эксперименты при скоростях ветра ниже 10 м/с; так что указанное утверждение авторов экспериментально не обосновано.

данную статистическую точность оценки математического ожидания (M), воспользуемся соотношением [Бендат, Пирсол, 1974]:

$$S_z = (2\beta\epsilon^2)^{1/2} (\sigma/M)^2, \quad (3.12)$$

где ϵ^2 — квадрат нормированной среднеквадратичной ошибки; β — ширина полосы пространственных частот.

Проведенные расчеты показывают, что 5%-я точность оценки математического ожидания относительного пенопокрытия для диапазона скоростей ветра 5–11 м/с может быть получена при размерах пространственного кадра более 3×3 км, что осуществимо как при самолетных, так и корабельных наблюдениях взволнованной морской поверхности.

Высокое пространственное разрешение, обеспеченное в экспериментах [Бондур, Шарков, 1982] позволило получить (в отличие от более ранних работ [Monahan, 1971; Ross, Cordon, 1974; Самойленко и др., 1974; Бортковский, Кузнецов, 1977]) информацию о площадях единичных образований — гребней и полосовых структур. Характер распределений единичных площадей пенообразований двух классов практически тот же, что и у распределений суммарных площадей, — по классу они близки к гамма-распределению, имеют высокие положительные значения коэффициентов эксцесса и асимметрии (см. табл. 3.2 и рис. 3.7). Параметры распределений достаточно устойчивы при изменении скорости ветра. Интересно отметить, что, как и в случае относительной площади пенопокрытий, в зависимостях средних значений абсолютных площадей единичных образований от скорости ветра (см. рис. 3.8) четко выявляются «пороги», и могут быть предложены соответствующие ступенчатые аппроксимации —

для абсолютной площади (m^2) индивидуальных полосовых образований:

$$S^S = \begin{cases} 0, & V < 5 \text{ м/с,} \\ 17 + 3,07 \cdot 10^{-2} (V - 5)^2, & V \geq 5 \text{ м/с,} \end{cases} \quad (3.13)$$

для гребней

$$S_0^W = \begin{cases} 0, & V < 5 \text{ м/с,} \\ 0,4 + 3,8 \cdot 10^{-2} (V - 5)^2, & V \geq 5 \text{ м/с.} \end{cases} \quad (3.14)$$

Из анализа рис. 3.8 следует, что существует вполне определенная тенденция (причем квадратичная по отношению к скорости ветра) роста площадей единичных образований как для полосовой, так и для гребневой пены, хотя и в абсолютных значениях это увеличение не так сильно выражено. Так, при изменении скорости ветра от 5,7 до 10,5 м/с средняя площадь гребневой пены меняется от 0,5 до 1,6 m^2 , а средняя площадь полосовой пены увеличивается от 17 до 26 m^2 .

Отметим значительные величины доверительных интервалов у статистических массивов S^S и S^W , особенно при $p = 0,9$ (см. табл. 3.2). Это обсто-

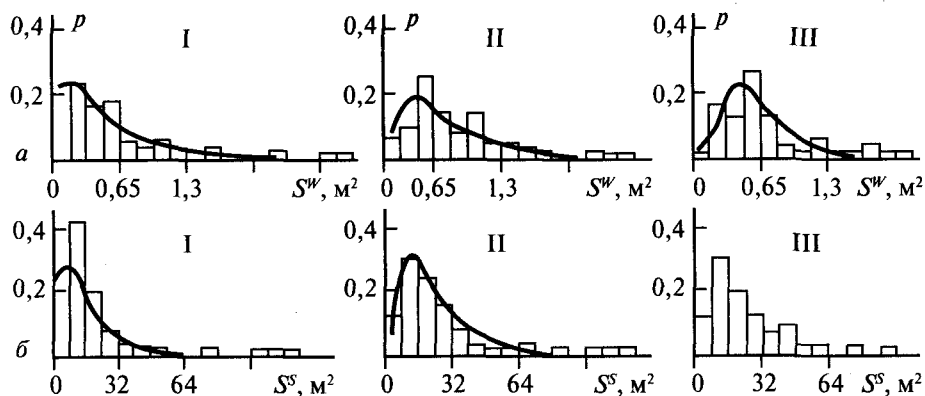


Рис. 3.7. Гистограммы распределения абсолютных площадей единичных (отдельных) пенных структур в пространственном окне 100×100 м: *a* — гребневая пена; *б* — полосовая пена при различных скоростях ветра (I — $V = 5,7$ м/с; II — $V = 9,5$ м/с; III — $V = 10,5$ м/с). Сплошными линиями показаны гамма-распределения с параметрами, полученными при обработке соответствующих гистограмм (см. табл. 3.2)

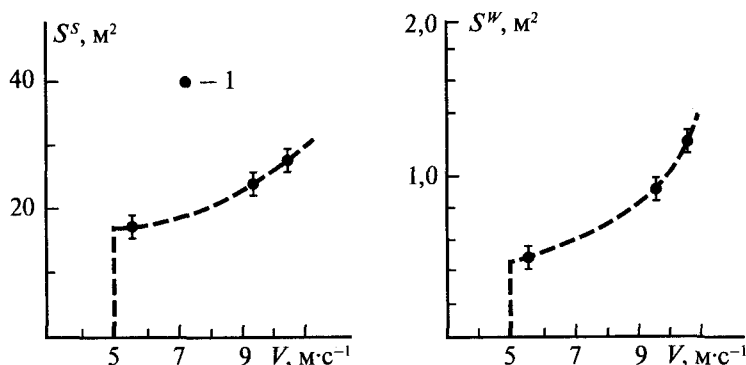


Рис. 3.8. Экспериментальная зависимость площади (в м^2) отдельного пенного образования от скорости ветра: *a* — полосовой пены S^S ; *б* — гребня S^W . 1 — средние значения с доверительными интервалами по оценке дисперсии, построенными с учетом объема выборки элементов каждого типа пенных структур (см. табл. 3.1 и рис. 3.2) и аппроксимации (3.13) и (3.14)

ятельство не позволяет с достаточной уверенностью говорить о возможности оценки скорости ветра по измерениям в пространственном кадре 100×100 м площадей единичных образований, хотя при наличии соответствующей статистической обеспеченности такой вопрос может ставиться.

Одним из важных выводов качественной теории эволюции энергетических спектров развитого морского волнения является зависимость между диссипируемой энергией обрушающейся волны и площадью пенопокрытия (гребни). Основываясь на этом заключении и экспериментальных данных

[Бондур, Шарков, 1982], можно предположить существование «порога» диссипируемой энергии (в среднем на единицу поверхности моря) при обрушении волн и слабой кубической зависимости этой энергии при росте силы ветра (по крайней мере в диапазоне скоростей ветра 5–10,5 м/с). Кроме того, одновременное получение в наших экспериментах информации об относительных и абсолютных площадях пенопокрытия гребневой пеной (берется только один тип пенных систем) позволяет ввести следующий коэффициент:

$$Q = \frac{S_0^W}{S^W}, \quad (3.15)$$

который по физическому смыслу является удельной (на единицу площади поверхности моря) плотностью очагов диссипации энергии. Используя данные табл. 3.2, коэффициент можно аппроксимировать следующей ступенчатой функцией:

$$Q \left(\text{км}^{-2} \right) = \begin{cases} 0, & V < 5 \text{ м/с}, \\ 281 \left[1 + 6,37 \cdot 10^{-3} (V - 5)^3 \right], & V \geq 5 \text{ м/с}. \end{cases} \quad (3.16)$$

Здесь выбрана более естественная для практики дистанционного зондирования нормировка плотности очагов диссипации на площадь морской акватории, равная 1 км². Отметим, что, в отличие от вышеприведенных квадратичных аппроксимаций ветровых зависимостей площадей и линейных размеров пенных систем, зависимость (3.16) является кубической, что впоследствии и было подтверждено, исходя из теоретических представлений [Phillips, 1988]. Из (3.16) следует, что возникающая (при $V = 5$ м/с) пороговая плотность очагов диссипации волновой энергии составляет около 280 центров на 1 км², и затем эта величина резко возрастает* (по кубическому закону) и при $V = 10,5$ м/с составляет около 580 на 1 км².

Как уже было отмечено (см. гл. 1 и разд. 2.5), геометрическая форма пенных систем, образующихся на взволнованной морской поверхности, не имеет гладких очертаний и границы пенных полей обладают явно шероховатой структурой, скорее всего, фрактального типа (см. рис. 3.1). Исходя из этих соображений, авторы работ [Райзер, Новиков, 1990; Raizer et al., 1994] предприняли попытки установления возможных фрактальных зависимостей для объектов сложной формы с помощью построения так называемой P^2 – A -диаграммы, где P — периметр и A — площадь сложного объекта с шероховатыми границами. Если при анализе геометрических характеристик сложного объекта выявляется следующая зависимость:

* Отметим, что автор работы [Бортковский, 1987] после достаточно сложных аппроксимационных процедур пришел к выводу о независимости величины Q от скорости ветра, что, конечно, явно противоречит многочисленным наблюдательным данным, в том числе и представленным в данной книге.

$$P \sim (A^{1/2})^{d_F},$$

то d_F есть фрактальная размерность линии контура плоской фигуры. Такой подход нашел применение при изучении структуры космических изображений различных типов облачности [Lovejoy, 1982; Baryshnikova et al., 1989]. Для исследования фрактальных свойств случайного точечного двумерного поля используются другие подходы (см. разд. 2.5). Выявление фрактальной статистики пенных систем были получены при анализе данных самолетных аэрофотосъемок океанической поверхности северо-западной части Тихого океана у полуострова Камчатка в условиях трех градаций волнения (по шкале Бофорта) — 3–4, 4–5 и 5–6 баллов [Райзер, Новиков, 1990; Raizer et al., 1994]. Массивы обработанных данных авторы представляют в виде кластеров для всех пенных полей в кадре оптического изображения для трех волновых состояний на диаграмме $\lg P - \lg(A)^{1/2}$ (рис 3. в работе [Райзер, Новиков, 1990]). По данным упомянутых авторов, коэффициент регрессии между $\lg P$ и $\lg(A)^{1/2}$ для массива точек в каждом кластере дает оценку величины d_F (при этом не указана методика определения d_F) и составляет 1,3; 1,48 и 1,57 для трех градаций состояния морской поверхности. С другой стороны, если воспользоваться данными, приведенными на рис 3. работы [Райзер, Новиков, 1990] в билогарифмическом масштабе и сделать это корректно, то нетрудно видеть, что средний наклон каждого из массива данных дает величину d_F , близкую к единице. В свою очередь, это означает, что рассматриваемые структуры представляют собой объекты с гладкими границами. Связано указанное обстоятельство, скорее всего, с недостаточным пространственным разрешением, получаемым при дискретизации (на 256 элементов) исходного оптического кадра, а именно, реальный размер обрабатываемого кадра составлял 1,6 км и, таким образом, пространственный пиксель разрешения дискретизированного кадра составил 6,25 м, что, конечно, явно не достаточно для выявления фрактальных свойств естественных индивидуальных пенных полей. И надежды В.Ю. Райзера и В.М. Новикова [1990] на использование фрактальных свойств в качестве новых характеристик, определяющих характер и степень волнения, при таких пространственных разрешениях не могут быть сколько-нибудь оправданы и реализованы. В последующей работе [Raizer et al., 1994] авторы существенно улучшили пространственные пиксели дискретизированного кадра, доведя его размер до 1,6 м. В этом случае им удалось выполнить фрактальный анализ единичных пенных образований и показать определенное различие в значениях фрактальной размерности для гребневой и полосовой пенных структур — так, для гребневой пены они составили 1,39 и для полосовой пены — 1,23. Из анализа приведенных данных следует принципиальный вывод — при исследовании таких тонких характеристик, каковыми являются фрактальные свойства сложных множеств, необходим детальный анализ всех геометрических характеристик как системы наблюдения, так и исследуемого физического объекта.

3.6. СТАТИСТИКА УДЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЦЕНТРОВ ОБРУШЕНИЯ

Уникальное пространственное разрешение (лучше 2 см) по значительному пространственному кадру 100×100 м, достигнутое в оптических дистанционных экспериментах [Бондур, Шарков, 1982; 1986], позволяет получить массив статистических данных для выявления детальной статистики единичных пенных образований двух типов, рассматриваемых как точечные центры диссипации, подобно тому, как это делалось при экспериментах, описанных в гл. 2 (см. рис. 2.6).

3.6.1. Пуассоновское приближение для поля центров обрушения

Полученные по экспериментальным данным распределения удельной плотности (количество единичных образований) пенных структур в пространственном кадре 100×100 м (и соответственно с площадью $A = 10^4$ м²) весьма сильно отличаются от гауссова распределения, обладая положительной асимметрией и положительным эксцессом (табл. 3.3 и рис. 3.9). Под объемом выборки в данном случае понимается количество кадров оптической съемки с пространственными размерами 100×100 м, в которых и определяется количество пенных структур гребневого типа, которые рассматриваются как точечные единичные образования. На этом же рисунке сплошными кривыми иллюстрируются теоретические распределения Пуассона:

$$p(N, A) = \frac{(N_0 A)^N}{N!} \exp(-N_0 A), \quad (3.17)$$

где N — удельная (на исследуемую площадь кадра) плотность пенных структур, N_0 — математическое ожидание процесса, A — площадь исследуемого кадра. Из теории случайных процессов [Cramer, Leadbetter, 1967; Karlin, 1968] известно, что величина N_0 может быть проинтерпретирована как интенсивность пуассоновского процесса (или, что то же самое для пуассоновского процесса, его среднее значение) на площади исследуемого кадра. В рассматриваемом случае эта интерпретация очевидна — это интенсивность появления центров обрушения гравитационных океанических волн на площади исследуемой акватории.

Таблица 3.3. Параметры распределений удельной плотности центров обрушения (N)

Скорость ветра, V , м/с	Объем выборки элементов	Параметры распределений			
		N_0	σ/N_0	γ_1	γ_2
5,7	205	2,09	4,11	9,03	1,92
9,5	66	3,95	6,75	3,48	0,68
10,5	63	6,94	16,88	2,26	0,42

Примечание. N_0 — среднее значение удельной плотности центров обрушения; остальные обозначения см. табл. 3.1.

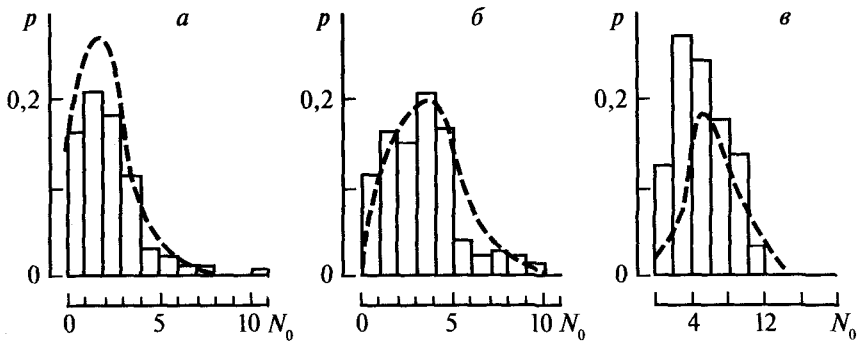


Рис. 3.9. Экспериментальные гистограммы распределения удельной плотности N_0 пенных структур гребневого типа в пространственном окне 100×100 м: а — $V = 5,7$ м/с, объем выборки $n = 205$ кадров оптической съемки; б — $V = 9,5$ м/с, $n = 66$; в — $V = 10,5$ м/с, $n = 63$. Пунктирные кривые — огибающие распределения Пуассона для $N_0 = 2$ (а), 4 (б) и 7 (в)

Полученные экспериментальные распределения для удельной плотности носят, как и в случае линейных размеров, устойчивый характер, величины γ_1 и γ_2 слабо деформируются в зависимости от изменения скорости ветра (см. табл. 3.3). Наиболее важным для нас является степень близости экспериментальных выборочных вероятностей и теоретических пуассоновских распределений. Оценки суммы X^2 в соответствии с правилами использования критерия χ^2 Пирсона [Johnson, Leone, 1977] дают для $V = 5,7$ м/с значение $X^2 = 9$, для $V = 9,5$ м/с $X^2 = 8,5$ и для $V = 10,5$ м/с $X^2 = 10$. С другой стороны, 5%-е критическое значение одностороннего критерия $\chi^2(9; 0,35)$ в случае $V = 5,7$ и $9,5$ м/с составляет 16,9, а для $V = 10,5$ м/с $\chi^2(5; 0,95) = 11$, т. е. гипотеза о пуассоновском характере распределения удельной плотности может быть принята. Во избежание недоразумений еще раз подчеркнем, что обнаруженные нами особенности статистики пенных полей относятся к исследуемому пространственному окну 100×100 м, и с определенной долей уверенности можно считать, что при расширении площади исследуемого кадра (в предположении о пространственной стационарности процесса пенообразования) распределения удельной плотности будут стремиться к гауссовому (как это собственно и следует из известного свойства распределения Пуассона при $N \rightarrow \infty$). Среднее же значение удельной плотности пенных структур N_0 имеет явную и сильную (кубическую) тенденцию к росту при усилении скорости ветра и может быть аппроксимировано ступенчатой функцией:

$$N_0 \left(\text{км}^{-2} \right) = \begin{cases} 0, & V < 5 \text{ м/с}, \\ 210 \left[1 + 2 \cdot 10^{-2} (V - 5)^3 \right], & V \geq 5 \text{ м/с}. \end{cases} \quad (3.18)$$

Здесь выбрана более естественная для практики дистанционного зондирования нормировка плотности пенных структур на площадь 1 км^2 . Следует иметь в виду, что методика получения аппроксимационной зависимости

(3.18) существенно отличается от методики формирования зависимости (3.16). Отсюда и следуют некоторые количественные различия в параметрах аппроксимационных зависимостей (3.16) и (3.18), хотя качественный характер (кубическая зависимость от скорости ветра) жестко сохраняется.

Пуассоновский характер плотности распределения $p(N)$ дает определенные основания считать пространственное поле волновых обрушений совокупностью пространственно распределенных независимых событий без последствия. Другими словами, моменты появления выбросов (т. е. гребней) у такого пространственного поля независимы при рассмотрении его как в пространственном, так и во временном представлении. Это очень важный экспериментальный результат, касающийся проблем диссипации волновой энергии, а именно, обрушение индивидуальной волны происходит независимо от обрушения соседних волн.

Интересно отметить, что авторы работ [Glazman, Weichman, 1989; 1990; Glazman, 1991a, b] предприняли попытки характеристики (толкования) пуассоновского распределения (3.17) для совершенно другого параметра поля обрушений, а именно, относительных площадей покрытия (в процентах) для гребневой пены с использованием экспериментальных данных, приведенных в разд. 3.5. Если предположить справедливость существования распределения Пуассона для числа обрушающихся гребней, встречающихся одновременно в наблюдаемой области океанической поверхности с площадью A , то можно положить, что статистики площади данного гребня не зависят от распределения числа гребней. В таком случае среднее число гребней N_0 , встречающееся в данной области с площадью A , должно быть линейно связано с площадью области, т. е. $N_0 = \rho A$, где ρ — средняя поверхностная плотность обрушений на единицу поверхности, а средняя величина относительного пенопокрытия гребневой пены S_0^W может быть вычислена как $S_0^W = \rho S(W)$, где $S(W)$ есть средняя площадь индивидуального гребня. Величина ρ является прямым аналогом средней плотности частиц в теории классического идеального газа. Отсюда следует, что среднее число гребней в области с площадью A , равно

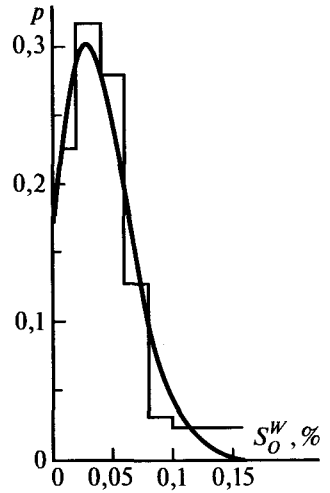
$$N_0 = S_0^W \frac{A}{S^W}. \quad (3.19)$$

Оценим справедливость такого подхода, исходя из приведенных выше экспериментальных данных. Так, при скорости ветра $V = 9,5$ м/с, согласно экспериментальным данным (см. рис. 3.6б), среднее относительное покрытие гребневой пеной составляет $S_0^W = 4 \cdot 10^{-4}$, а среднее значение площади индивидуального гребня (см. рис. 3.7б) равно $S^W = 1$ м². Таким образом, среднее число гребней в области с площадью $A = 10^4$ м² равно 4, что в точности соответствует значению среднего числа гребней, полученного при использовании другой методики, а именно, при прямом подсчете числа гребней в области A (см. табл. 3.3 и рис. 3.9). Подобные результаты получены и при других метеоусловиях. Так, при скорости ветра 5,7 м/с среднее число гребней, наблюдаемое в области с площадью $A = 10^4$ м² и вычисленное по формуле (3.19), равно 2, а при скорости ветра 10,5 м/с $N_0 = 6,8$. Эти значения практически точно

Рис. 3.10. Сопоставление экспериментальной гистограммы [Бондур, Шарков, 1982], представленной на рис. 3.5а (гистограмма II), с теоретической моделью, основанной на пуассоновском распределении (3.17)

соответствуют цифрам, полученным по методу прямого подсчета (см. табл. 3.3 и рис. 3.9).

Таким образом, можно предположить, что соотношение (3.19) справедливо при рассмотрении и анализе пуассоновских процессов (и, возможно, близких к ним) не только для средних значений указанных параметров, но и для их мгновенных значений (что собственно и предположили в неявной форме авторы работы [Glazman, Weichman, 1990]). Плотность распределения для относительного покрытия гребневой пены в пространственном кадре 100×100 м можно определить из (3.17), сделав преобразование $N = S_0^W (A/S^W)$. На рис. 3.10 демонстрируется распределение Пуассона (3.17) для случая, когда скорость ветра составляла 9,5 м/с и при $S_0^W = 4 \cdot 10^{-4}$. Там же представлена экспериментальная гистограмма для относительного покрытия гребневой пены в пространственном кадре 100×100 м, заимствованная из рис. 3.5б, которая демонстрирует удовлетворительное согласие с пуассоновской моделью.



3.6.2. Поле центров обрушения как процесс Паскаля

Хотя выше в этом разделе было показано, что гипотеза о чисто пуассоновском характере распределения удельной плотности центров обрушения может быть принята, тем не менее, результаты более детального анализа статистики центров обрушения с учетом размера кадра, приведенные в разд. 2.3, показали, что при уменьшении размера кадра плотность распределения числа центров обрушения стремится к отрицательному биномиальному распределению (распределению Паскаля или смешанному распределению Пуассона) и затем, при дальнейшем уменьшении площади кадра, — к частному случаю распределения Паскаля — геометрическому распределению. На первый взгляд возникает серьезное противоречие в результатах этих анализов (разд. 2.3 и 3.6.1). Разумеется, на самом деле, никакого противоречия в этих подходах нет. Однако для понимания этого требуется более внимательный анализ и интерпретация полученных результатов.

Как известно [Cramer, Leadbetter, 1967; Karlin, 1968, Королюк и др., 1978], теоретическое распределение Пуассона может быть представлено в следующем виде:

$$P \{ \xi = k | \lambda \} = \left[\frac{\lambda^k}{k!} \right] \exp(-\lambda), \quad (3.20)$$

где $\lambda = np$ — математическое ожидание пуассоновского процесса (n — число испытаний Бернулли с параметром успеха p). Из теории случайных процессов [Cramer, Leadbetter, 1967; Karlin, 1968, Королук и др., 1978] известно, что величина λ может быть проинтерпретирована как интенсивность пуассоновского процесса (или, что то же самое для пуассоновского процесса, его среднее значение), рассматриваемого на площади исследуемого кадра. В данном случае такая интерпретация очевидна — это интенсивность появления центров обрушения гравитационных океанических волн на площади исследуемой акватории. В таком случае для поля центров обрушения должны удовлетворяться условия, характеризующие пуассоновские свойства потока [Cramer, Leadbetter, 1967; Karlin, 1968, Королук и др., 1978]: а) независимость событий в непересекающихся областях (кадрах), или, другими словами, свойство «отсутствия последствия» между событиями; б) ординарность потока как следствие геометрического закона плотности распределения числа обрушений при уменьшении наблюдаемой площади кадра; в) стационарность, т. е. вероятность событий в области A^M (закон распределения удельной плотности) зависит от величин N^M и A^M и не зависит от положения области в исследуемой акватории.

Нетрудно видеть, что принципиальным моментом при такой интерпретации результатов является то, что наблюдаемый процесс представляется в пространстве строго однородным (стационарным), т. е. его характеристики не зависят от места фиксации наблюдаемого кадра. Любому непредвзятому наблюдателю взволнованной морской поверхности известно, что это утверждение можно принять только в первом приближении и с большой долей воображения. Ниже мы обнаружим, что именно это обстоятельство и не является строго выполнимым для поля обрушения морского волнения.

При расширении площади исследуемого кадра (в предположении о пространственной стационарности процесса обрушения) распределения удельной плотности будут стремиться к гауссовому (как это собственно и следует из известного свойства распределения Пуассона при $n \rightarrow \infty$) [Karlin, 1968; Королук и др., 1978].

Пуассоновский характер плотности распределения дает определенные основания считать пространственное поле волновых обрушений совокупностью пространственно распределенных независимых событий без последствия. Другими словами, моменты появления выбросов (т. е. гребней) у такого пространственного поля независимы при рассмотрении его как в пространственном, так и в временном представлении. Это очень важный экспериментальный результат, впервые полученный в работах [Бондур, Шарков, 1986; Покровская, Шарков, 1987] и касающийся проблем диссипации волновой энергии, а именно, что обрушение индивидуальной волны происходит независимо от обрушения соседних волн.

Хотя мы выше видели, что гипотеза о чисто пуассоновском характере распределения удельной плотности центров обрушения при определенных условиях волнообразования может быть принята (см. разд. 3.6.1), тем не менее более детальный анализ статистики центров обрушения с учетом размера

кадра, выполненный для других условий волнообразования (см. разд. 2.3), показал (см. табл. 2.1), что при уменьшении размера кадра (зона № 7 с линейным размером 137 м) плотность распределения числа центров обрушения резко трансформируется к отрицательному биномиальному распределению (распределению Паскаля или смешанному распределению Пуассона) и затем при дальнейшем уменьшении площади кадра (зона № 8 с линейным размером порядка 90 м) к частному случаю распределения Паскаля — к геометрическому распределению.

Повторяем, что никакого противоречия в этих утверждениях, разумеется, нет. Дело в том, что из теории случайных процессов для отрицательного биномиального распределения известна [Королюк и др., 1978] следующая характеристика. Отрицательное биномиальное распределение может быть представлено как смешанное распределение Пуассона, если приписать среднему значению (соответственно интенсивности λ) исходного первичного пуассоновского процесса гамма-распределение. Если рассматривать λ как случайную величину, имеющую гамма-распределение с параметрами $\mu = (p/1-p)$ и $\alpha = r$:

$$f(x|\mu, \alpha) = \frac{\mu^\alpha}{\Gamma(\alpha)} x^{\alpha-1} \exp(-x\mu), \quad (3.21)$$

то после ряда преобразований [Королюк и др., 1978] получаем выражения для отрицательного биномиального распределения с параметрами (r, p) :

$$P\{\xi = k|r, p\} = C_{r+k-1}^k p^r (1-p)^{n-k}. \quad (3.22)$$

С точки зрения волновой интерпретации это означает, что интенсивность процесса обрушения гравитационных волн в малых пространственных масштабах неравномерна в пространственном и временном представлениях и может быть выражена в виде случайной величины со своим гамма-распределением и параметрами (по данным табл. 2.1) $\mu = 0,96$ и $\alpha = 1,65$. При дальнейшем уменьшении площади кадра отрицательное биномиальное распределение вырождается в свой частный случай — в геометрическое распределение, а именно — когда событие (обрушение) может произойти в исследуемом кадре ровно один раз ($r = 1$)

$$P\{\xi = k|p\} = p(1-p)^k \quad (3.23)$$

с моментами $M\xi = (1-p)/p$ и $D\xi^2 = (1-p)/p^2$.

Важность геометрического распределения объясняется свойством, называемым отсутствием последствия, т. е. независимостью событий (обрушений) в непересекающихся областях. При увеличении площади кадра экспериментальное распределение стремится к гауссовому (см. табл. 2.1), что, собственно, и следует из известных свойств пуассоновского распределения. При этом внутренние особенности процесса (как, например, неоднородность интенсивности процесса обрушения по пространству и времени) не проявляются в явной форме, хотя и имеют место быть в природных условиях.

Из анализа полной эволюционной картины (рис. 3.11) можно сделать вывод [Шарков, 2009] о том, что основой эволюционной картины может служить

биномиальное распределение, которое является моделью случайных экспериментов, состоящих из n независимых однородных испытаний Бернулли. При этом если в пространственном исследуемом кадре событий производится n независимых однородных испытаний Бернулли, причем каждое испытание имеет вероятность появления единичного события (параметр успеха) p ($0 < p < 1$), схема Бернулли приводит общую статистику системы к биномиальному распределению (см., например, [Королюк и др., 1978] и рис. 3.11).

Однако можно предположить и другую характеристику возникновения биномиального распределения как основы эволюционной картины. Так, экспериментальная плотность вероятности поля $p(N^M)$, носящая биномиальный характер (см. рис. 3.11), может быть интерпретирована как условная вероятность присутствия в ограниченном пространственном кадре A^M данного количества событий $N^M = n$ при условии пуассоновского характера процесса в целом, т. е. по макроплощади A_0 акватории с общим количеством событий N . И тогда в силу известного свойства пуассоновских распределений [Johnson, Leone, 1977] можем записать

$$P \left\{ N(A^M) = n \mid N(A^0) = N \right\} = \frac{P \left\{ N(A^M) = n; N(A^0) - N(A^M) = N - n \right\}}{P \left\{ N(A^0) = N \right\}} = C_N^n p_0^n (1 - p_0)^{N-n}, \quad (3.24)$$

где $p_0 = (A^M/A^0)$. Здесь параметр p_0 соответствует параметру p успеха в формуле (1), однако имеет другой физический смысл.

Рассмотрим дальнейшую эволюцию в статистике дифференциальных плотностей распределений центров обрушений (см. рис. 3.11). При увеличении площади кадра или степени волнения по мере его развитости (и, соответственно, N^M) экспериментальное распределение стремится к гауссовскому (см. табл. 2.1), что, собственно, и следует из известных свойств биномиального распределения. При уменьшении пространственного кадра A^M (зоны 4, 5, 6) и соответственно уменьшении параметра успеха (с 0,1 до 0,02), экспериментальная плотность распределения $p(N^M)$ должна стремиться к чисто пуассоновскому распределению. Однако эксперимент демонстрирует совершенно другой результат — в зоне № 7 с линейным размером 137 м плотность распределения трансформируется к распределению Паскаля. Физически это может быть интерпретировано следующим образом: число волновых обрушений в данном кадре наблюдения является стохастическим процессом с распределением типа гамма-распределения. Таким образом, это приводит к рандомизации пуассоновского процесса и последующей его трансформации к распределению Паскаля. При формировании моделей рассеяния электромагнитных волн на взволнованной морской поверхности естественным образом должна быть добавлена рандомизация и от статистического процесса рассеяния, которое в целом ряде случаев близко к гамма-распределению. И, следовательно, полная

Характеризация ДПР ЦО

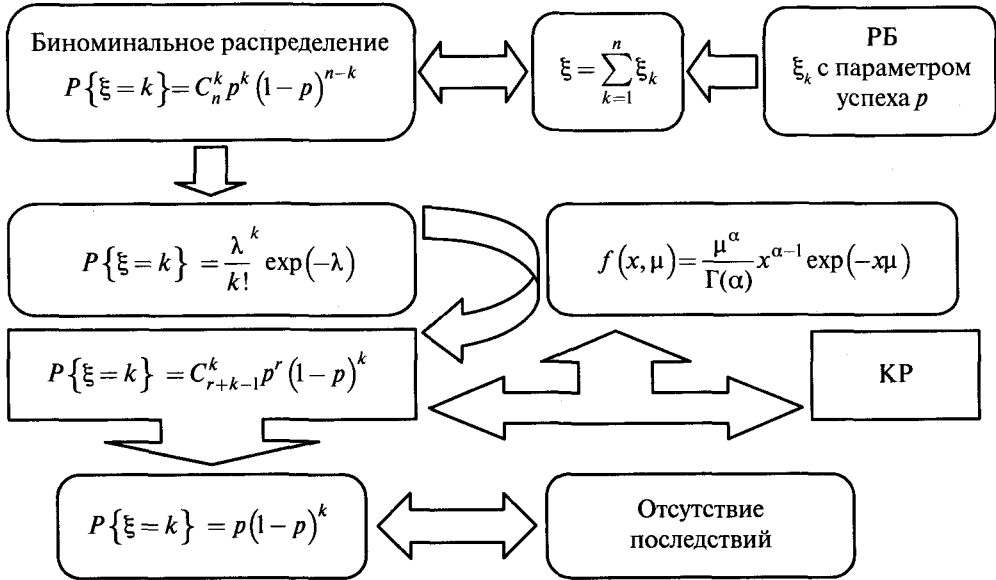


Рис. 3.11. Блок-схема эволюции характеристики дифференциальной плотности распределения поля центров обрушения при изменении пространственного кадра мгновенного поля наблюдения при дистанционном зондировании: РБ — распределение Бернулли; КР — К-распределение

картина статистики рассеяния будет представлена семейством значительно более сложных K -распределений [Teich, Diament, 1989; Шарков, 2009].

Также нет противоречий с выявленной выше пространственной неоднородностью поля обрушений и результатами по азимутальной изотропии поля обрушений (см. разд. 2.3.5) и фрактальными свойствами этого поля (см. разд. 2.5). При исследовании изотропии поля обрушения был использован весьма «слабый» статистический критерий, который не в состоянии отобразить в силу своих свойств детальную структуру неоднородности поля обрушений (в том числе и слабую неизотропность, которая несомненно имеет место быть в структуре поля обрушения). Хотя и в «нулевом» приближении изотропия поля обрушения существует. Что касается выявления свойств фрактальных множеств, то их свойства стандартными статистическими приемами просто не выявляются и для их отождествления необходимо использование специальных методик, что и было сделано в разд. 2.5. Фрактальные свойства полей обрушений выявлены для весьма ограниченных пространственных масштабов и в явной форме в статистических распределениях не проявляются.

Интересно отметить также и еще одно обстоятельство. Эволюция плотностей распределений при изменении площади наблюдения, связанная с пространственной или временной неоднородностью собственно самого процесса, не является уникальным свойством полей обрушений на морской поверхности,

а достаточно часто (а, возможно, и повсеместно) встречаются в геофизических природных явлениях. Так эта особенность (непуассоновость распределений) была исследована в неоднородных дождевых потоках капель [Jameson, 1991; Jameson, Kostinski, 1996; Jameson et al., 1999]. Однако, к сожалению, в расчетных моделях по излучению и рассеянию электромагнитных волн от морской поверхности и от облачных структур практически никогда эти особенности не учитываются, хотя вклад от неоднородности пространственно-временных структур в излучение и рассеяние несомненно достаточно серьезный.

3.7. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ПОЛЕ ОБРУШЕНИЙ ВОЛН И ТЕОРИЯ ВЫБРОСОВ СЛУЧАЙНОГО ГАУССОВОГО ПОЛЯ

Полное описание пространственных особенностей поля обрушений волн движущейся морской поверхности — весьма сложная и до конца не решенная задача. Один из возможных подходов к количественному описанию поля обрушения гравитационных волн — привлечение результатов теории выбросов (пересечений) случайного гауссового поля за фиксированный уровень [Cramer, Leadbetter, 1967; Karlin, 1968; Бункин, Гочелашвилли, 1968; Тихонов, 1970; Хусу и др., 1975]. Ниже будут обсуждены вопросы применимости теории выбросов к описанию экспериментальных результатов, полученных на реальной морской поверхности, и, в частности, по общей статистике поля обрушений, по зависимостям удельной плотности от степени разгона, по статистике линейной и площадной геометрии структур. Кроме того, будут сопоставлены полученные выше (см. гл. 2, разд. 3.2–3.6) экспериментальные результаты с качественными и некоторыми количественными выводами теории выбросов случайных полей, а также обсуждена возможность привлечения этих результатов к физическим основам теории динамики морского волнения.

Первые попытки теоретического описания количественных характеристик обрушений и пенообразования опирались, в первую очередь, на естественное привлечение результатов теории выбросов случайного гауссова двумерного поля, каковым и является взволнованная морская поверхность за фиксированный уровень [Cramer, Leadbetter, 1967; Karlin, 1968; Бункин, Гочелашвилли, 1968; Тихонов, 1970; Хусу и др., 1975]. При этом отметим, что детальные исследования статистических характеристик выбросов выполнены для одномерного случая [Cramer, Leadbetter, 1967; Karlin, 1968; Тихонов, 1970], тогда как результаты двумерного случая носят, скорее, качественный характер [Бункин, Гочелашвилли, 1968] и выполнены для полей с гауссовой статистикой.

3.7.1. Свойства потока пересечений гауссовым полем фиксированного уровня

Согласно фундаментальным результатам [Cramer, Leadbetter, 1967], поток пересечения фиксированного уровня a сходится при $a \rightarrow \infty$ по распределению

к пуассоновскому потоку при условии, что ковариационная функция $R(t)$ гауссового поля удовлетворяет следующим двум условиям:

$$R(t) = 1 - \frac{\lambda_2}{2} t^2 + \frac{\lambda_4}{4} t^4 + O(t^4) \quad \text{при } t \rightarrow 0; \lambda_2 \text{ и } \lambda_4 - \text{конечны} \quad (3.25)$$

и

$$R(t) = O(t^{-\gamma}) \quad \text{при } t \rightarrow \infty \text{ для некоторого } \gamma > 0. \quad (3.26)$$

Эти условия соответствуют дважды дифференцируемости случайного поля, по крайней мере, в среднем квадратичном. Позднее получены более общие условия [Cramer, Leadbetter, 1967] на пуассоновость потока пересечений фиксированного уровня.

В случае исследования взволнованной морской поверхности нетрудно видеть, что необходимое и достаточное условие [Тихонов, 1970; Хусу и др., 1975] дважды дифференцируемости реализаций изучаемого процесса удовлетворяется, поскольку одномерный пространственный спектр возвышений поверхности убывает быстрее, чем k^{-4} при $k > k_1$ (2.14), и, соответственно, одномерный частотный спектр спадает быстрее, чем ω^{-5} . Последнее соответствует ограниченности четвертой производной ковариационной функции $R(t)$ в нуле и выполнению условия (3.26). На условия (3.25) можно посмотреть и с более общих позиций. Анализ разнообразного экспериментального материала позволил установить для ковариационной функции поля возвышений морского волнения типичный вид затухающей косинусоиды (или суммы косинусоид) [Рожков, 1979]:

$$R(t) = \exp\{-\alpha(t)t\} \cos\{\beta(t)t\}, \quad (3.27)$$

причем для типичных значений параметров α и β характерно неравенство $\beta \gg \alpha$, например, $\alpha \approx 0,07 \text{ с}^{-1}$, $\beta \approx 0,6 \text{ с}^{-1}$ [Рожков, 1979]. Нетрудно видеть, что в этих условиях соотношения (3.25) удовлетворяются при следующих условиях: при $t \rightarrow 0$ $\exp(-\alpha t) \approx 1$ и разложение косинуса дает вид (3.25), а при $t \rightarrow \infty$ известен предел (при $\gamma > 0$):

$$\lim \left\{ \exp(-t)/t^\gamma \right\} = 0, \quad (3.28)$$

что означает удовлетворение условия (3.26).

Поскольку исследуемая случайная гауссова поверхность удовлетворяет условиям (3.25) и (3.26), то, согласно теории пересечений, статистические свойства поля обрушения этой поверхности должны быть близки к пуассоновскому процессу. И, действительно, представленный выше экспериментальный материал показывает, что удовлетворительной вероятностной моделью поля обрушения гравитационных волн на всех стадиях разгона может служить пространственное поле пуассоновского типа. Более детальный анализ, однако, показал, что реальное поле обрушений на морской поверхности обладает сильно выраженной неоднородностью, что и приводит уточненную вероятностную модель к смешанному распределению Пуассона (распределению Паскаля).

3.7.2. Интенсивность потока пересечений гауссовым полем фиксированного уровня и экспериментальные наблюдения

Используя результаты теории выбросов, рассмотрим зависимость среднего значения интенсивности потока пересечений гауссовым полем фиксированного уровня N от степени состояния шероховатой поверхности, используя следующее выражение для плотности выбросов неизотропного гауссового поля [Karlin, 1968]:

$$N_0 = (m_{20}m_{02} - m_{11}^2) (2\pi m_{00})^{-3/2} \exp\left\{-\frac{a^2}{2m_{00}}\right\}, \quad (3.29)$$

где $m_{ij} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_x, k_y) k_x^i k_y^j dk_x dk_y$ — моменты пространственного спектра высот шероховатой поверхности; k_x, k_y — проекции волнового вектора. С учетом аппроксимации экспериментального спектра возвышений взволнованной морской поверхности (2.14) и после ряда преобразований с учетом естественного в натуральных условиях приближения $k_m > k_1 \gg k_2$ имеем:

$$\begin{aligned} m_{00} &= \frac{3\pi}{8} (B_0 + X) k_m^{-1,5} + B_1 \pi k^{-3}, \\ m_{02} &= \frac{\pi}{2} \left[\frac{1}{4} (B_0 + X) k_1^{1/2} + B_1 k^{-1} \right], \\ m_{20} &= \frac{\pi}{2} \left[\frac{5}{4} (B_0 + X) k_1^{1/2} + B_1 k^{-1} \right], \\ m_{11} &= 0. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Из соотношения (2.14) следует $B_1 = 0, 1k_1^3 = B_0 k_1^{1,5}$. Подставляя найденные выражения для моментов спектра в (3.25), получим:

$$N_0 = \frac{64}{\pi^4 \sqrt{135}} \frac{(ak_m) k_m^{5/4}}{(B_0 + X)^{5/2} k_1^{1/2}} \exp\left\{-\frac{4}{3} \frac{(ak_m)^4}{(B_0 + X) k_1^{1/2}}\right\}. \quad (3.31)$$

Важное значение для дальнейшего анализа имеют физические предпосылки при выборе фиксированного уровня a . Так, следуя [Longuet-Higgins, 1969], в работе [Snyder, Kennedy, 1983] за уровень a принимается точка поля, в которой «мгновенное» отрицательное ускорение превышает значение $(0,4-0,5)g$. В ряде работ, например, в [Аванесова и др., 1984], авторы вообще уровень a не детализируют. Принимая за уровень a для узкополосного шумового спектра, согласно [Longuet-Higgins, 1969], величину $a = (g/2)(2\omega_m^2)^{-1}$, имеем $ak_m = 0,25$. Причем это выражение не зависит от гидрометеоусловий и условий разгона волнения. Если же принять за a высоту существенной волны спектра Пирсона-Московитца, то также будем иметь для ak_m постоянную величину,

равную 0,18. С учетом этого обстоятельства и установленной нами экспериментальной зависимости \tilde{k}_m от разгона $\tilde{k}_m = 100\pi^2 X^{-0,66} g U_{10}^{-2}$, из соотношения (3.27) получим, что среднее значение удельной плотности обрушений N_0 уменьшается с увеличением разгона как $N_0 \sim X^{-3,3} \exp(-X^{-0,67})$. Интересно отметить, что в «пороговой» модели [Snyder, Kennedy, 1983] с использованием пространственного спектра типа JONSWAP получены близкие результаты: так, плотность обрушений (в работе [Snyder, Kennedy, 1983] используется несколько другой параметр — вероятность обрушений в единицу времени и на единице поверхности) также быстро спадает с увеличением разгона как $N_0 \sim X^{-n}$, где n изменяется в зависимости от стадии разгона от 2 до 4 (см. рис. 5 в работе [Snyder, Kennedy, 1983]). Разумеется, подобные выводы в корне противоречат как полученным в настоящей работе экспериментальным результатам, так и многочисленным качественным наблюдениям других авторов. Так, по данным, приведенным в гл. 2 (2.23), $N_0 \sim X^n$, причем $n = 1-2$ на различных этапах стадии разгона. Однако авторы «пороговой» модели, а также последующих работ, развивающих эту же точку зрения, пытаются объяснить явное противоречие с экспериментальными данными ссылками на то, что «более крутые волны обрушаются интенсивнее» и «по мере развития волнового поля количество обрушений должно уменьшаться» [Бердюгов и др., 1986]. Ранее подобную точку зрения высказывал и Р.С. Бортковский [1983]. Более того, теория «выбросов» показывает свою несостоятельность и при интерпретации статистики линейной геометрии индивидуальных обрушений, где отмечена резко убывающая зависимость средней плотности гребней от скорости ветра, что также противоречит эксперименту (см. разд. 3.6).

Явная противоречивость экспериментальным данным концепции «порогового механизма» в теории выбросов гауссового поля (и их модификаций) говорит о существенных упущениях в физических представлениях, лежащих в основе этой концепции. По крайней мере, требуются два уточнения — учет нелинейности гауссового поля и включение в модели влияния флуктуаций атмосферного давления. Важность указанных факторов можно продемонстрировать на результатах численных экспериментов [Красильников и др., 1986; Красильников, 1987], где показано, что гармонические волны с небольшими искажениями профиля (вызванные, например, флуктуациями ветрового давления), благодаря включению «внутренних обратных связей» через динамические граничные условия Коши-Лагранжа, стремительно (за время порядка периода волны) эволюционируют к нелинейным формам с насыщением высшими гармониками и к последующему обрушению (неоднозначность формы). Наличие же крупных волн, в известной мере, приводит к «подталкиванию» («ускорению») механизма обрушения. Исходя из этой гипотезы, становится ясным и отсутствие «близких» корреляций между соседними обрушениями («отсутствие последействия») и невозможность образования в условиях ординарности потока событий (обрушений) «группировки» в поле обрушения волн, как это следует из теории «порогового» механизма [Snyder, Kennedy, 1983]. Разумеется, в данном случае речь идет о свободных гравитационных

волнах без «внешних» воздействий типа внутренних волн и влияния нижней границы водной среды (концепция «мелкой» воды). В последнем случае пространственная статистика обрушений, разумеется, резко изменится. Однако последние рассуждения вовсе не означают, что в поле обрушений развивающихся волн должны полностью отсутствовать и «дальние» (и слабые) корреляции между пространственными зонами обрушений, связанные со стохастической динамикой процесса разгона. Так, например, в разд. 2.5 описаны результаты впервые экспериментально обнаруженного [Заславский, Шарков, 1987] фрактального характера поля обрушений волнения как в режиме его полного разгона, так и при неустановившемся волнении.

3.7.3. Области выбросов изотропного гауссового поля и экспериментальные наблюдения

Согласно результатам работы [Бункин, Гочелашвили, 1968], области выбросов двумерного изотропного поля представляют собой односвязанные области эллиптической формы со случайно флуктуирующими параметрами (в частности, эксцентриситетом и площадью) и случайно равномерно распределенными (по азимутальным углам) ориентациями главных осей. Количественные оценки можно выполнить, следуя результатам этой работы для средних значений удельной плотности N_0 и средней площади одного выброса (гребня) S^W , которые можно представить для упрощенного степенного пространственного спектра $F(k) = (\alpha/2)k^{-4}$ для $k_0 < k < k_m$ и $F(k) = 0$ при $k_m < k < k_0$ следующим образом:

$$S^W \sim \alpha \pi^2 k_0^{-2} \left(\ln \frac{k_m}{k_0} \right) (k_0 a)^{-2}, \quad (3.32)$$

$$N_0 \sim (2\pi)^{-3/2} k_0^2 \frac{k_0 a}{2\pi} \ln \frac{k_m}{k_0} \exp \left(-\frac{k_0^2 a^2}{\alpha \pi} \right), \quad (3.33)$$

где k_0 — волновой вектор случайного возмущения морской поверхности, соответствующей энергонесущей компоненте (для спектра Пирсона–Московитца $k_0 = 0,77gU_{10}^{-2}$ — скорость ветра на высоте 10 м, g — ускорение свободного падения), а k_m — граница высокочастотной отсечки спектра, $\alpha = 0,8 \cdot 10^{-2}$ [Захаров, Заславский, 1982].

Анализ соотношений (3.32) и (3.33) выявляет существенную зависимость средних значений N_0 и S^W (в рассматриваемом приближении) от «средней» крутизны опрокидывающихся волн ak_0 , гидрометеоусловий и условий разгона волнения (значение k_0). Если принять за значение a высоту существенной волны для спектра Пирсона–Московитца $h_s = 2,38\alpha^{1/2}g^{-1}U_{10}^2 \approx 2,46 \cdot 10^{-2}U_{10}^2$, то нетрудно видеть, что ak_0 не зависит от гидрометеоусловий (и, в частности, от U_{10}^2), составляя величину 0,18. Следовательно, среднее значение площади индивидуального выброса (гребня) растет, а удельной плотности падает с увеличением скорости ветра как четвертая степень, т. е. $S^W \sim U_{10}^4$ и $N_0 \sim U_{10}^{-4}$.

Обращаясь к данным, приведенным в работах [Бондур, Шарков, 1982; 1986] (см. соотношение (3.14)), видим, что средняя площадь гребней (3.28) качественно правильно оценивает рост площади гребня с увеличением скорости ветра (правда, в эксперименте зависимость квадратичная $S^W \sim U_{10}^2$). Однако, что касается среднего значения удельной плотности, то здесь наблюдается качественное различие — экспериментальные данные демонстрируют кубический рост удельной плотности с увеличением силы ветра (3.18), тогда как по теоретическим соображениям происходит резкое падение удельной плотности с увеличением скорости ветра, что, разумеется, в корне противоречит наблюдаемым данным.

Теоретический анализ плотностей распределений N_0 и S^W двумерного поля в работе [Бункин, Гочелашвили, 1968] детально не проводился, за исключением общезначимого замечания о возможности использования для S^W класса распределения типа гамма-распределения $p(x) \sim x^\nu \exp(-\beta x)$, где $x = S^W$. Последнее обстоятельство полностью соответствует результатам экспериментов [Бондур, Шарков, 1982] по статистике S^W единичных пенных образований (см. разд. 3.4).

Если рассматривать более детальные результаты одномерного случая [Тихонов, 1970; Хусу и др., 1975], то можно обнаружить, что выражения для плотностей распределения длительности выбросов (в нашем подходе — линейных размеров) и удельной плотности могут быть записаны в явном виде при следующих ограничениях: 1) гауссовости исходного поля; 2) превышении фиксированного уровня a среднеквадратического отклонения высот σ_h , т. е. $(a/\sigma_h) > 1$, и 3) малом времени выброса (τ_0) по сравнению со временем корреляции основного случайного процесса (τ_1) $\tau_0 \ll \tau_1$. Известно, что в первом приближении гауссовость поля возвышенной морской поверхности с хорошей степенью точности соблюдается, и при этом τ_1 составляет сотни секунд [Рожков, 1979], тогда как время выброса (обрушения) — порядка секунд (см. более детально гл. 4). Таким образом, и первое и последнее условия соблюдаются. Второе же ограничение можно обосновать, исходя из полуэмпирических соотношений между высотой обрушающейся волны ($H = a$) и ее периодом (T) — $H \geq 0,02gT^2$ [Ochi, Tsai, 1983]. Приняв для оценки σ_H^2 степенной пространственный спектр, имеем:

$$\sigma_H^2 = 2\pi \int F(k) dk \approx \frac{\pi\alpha}{2} k_0^{-2} \quad (3.30)$$

и, используя соотношение между длиной волны и периодом для гравитационной волны $\Lambda = (g/2\pi)T^2$, нетрудно видеть, что $(a/\sigma_H) > 1-2$. Таким образом, в рассматриваемом приближении и второе условие применимости теории выбросов для обрушающейся волны удовлетворяется.

Итак, теоретические соотношения для плотностей распределений линейных размеров выбросов (x) для гауссового поля [Тихонов, 1970] можно представить для степенного спектра $F(k)$ в виде распределения Рэлея:

$$p(x) = Ax \exp\left(-\frac{A}{2}x^2\right), \quad (3.31)$$

где $A = k_0^2 \ln(k_m/k_0) \pi a (k_0 a)^2$, а для удельной плотности — в виде распределения Пуассона.

Дополнительные оценки соответствия по критерию χ^2 Пирсона экспериментальных гистограмм и теоретического распределения Рэлея (3.31) показали, что нет оснований отвергать (при уровне значимости 5 %) гипотезу о рэлеевском характере распределений линейных размеров пенных структур, тем более что принятая нами аппроксимация гамма-распределений (3.7) близка к предсказанным по теории выбросов ($\eta - 1 = 1 - 2$). Однако существенная зависимость коэффициентов A распределений (3.31) от скорости ветра (четвертая степень) экспериментально не подтверждается — коэффициенты практически не зависят от гидрометеоусловий, по крайней мере, регулярной зависимости не обнаруживается.

В заключение настоящего раздела отметим, что в таких тонких экспериментах, какими являются изучение обрушения морских волн, однопараметрическое описание морской поверхности в виде задания скорости ветра (и, соответственно, состояния поверхности моря, например, в соответствии со шкалой Бофорта*), по-видимому, не может быть удовлетворительным. Необходимо привлечение данных по состоянию турбулентности приводного слоя и спектральным характеристикам морского волнения в широком диапазоне волновых чисел, поскольку имеются определенные экспериментальные указания [Ochi, Tsai, 1983] о доминирующем влиянии на эффективность обрушения более высоких, чем первый и второй, моментов спектра морского волнения, а также флуктуации турбулентного приводного ветра.

3.7.4. О соотношении интервалов диссипации и прозрачности в спектрах высот морского волнения

Экспериментальные данные, приведенные в настоящей главе, позволяют сделать ряд важных, на наш взгляд, выводов по оценкам соотношения интервалов диссипации и прозрачности в спектрах высот морского волнения. Представление о существенной разнесенности в пространстве волновых чисел этих интервалов является физической основой применимости идеологии колмогоровских слаботурбулентных спектров для описания энергетики реального морского волнения [Захаров, Заславский, 1982]. Известно, что, начиная со скорости ветра более 5–6 м/с, основным диссипативным фактором для ветровых волн является обрушение гребней, и сброс энергии локализуется в гребнях и турбулентных пятнах приповерхностного слоя воды, где, собственно, собирается и удерживается без разрушения в течение значительного времени (десятки секунд) пена в эмульсионном состоянии благодаря эффекту «турбу-

* Отметим, что вопрос о неуниверсальности шкалы Бофорта при выполнении тонких волновых экспериментов уже неоднократно дискутировался в научной прессе [Alcock, Morgan, 1978; Бортковский, 1983].

лентного» успокоения волнения непосредственно над турбулизированным объемом воды.

Присутствие в турбулентном пятне оптически контрастных пенных образований является уверенным опознавательным признаком для оптических систем, регистрирующих пространственные масштабы порядка областей диссипации волновой энергии. Из данных, приведенных в табл. 3.1 и на рис. 3.2, нетрудно видеть, что характерные масштабы гребневой пены сосредоточены (с вероятностью 90 %) в области волновых чисел $1-50 \text{ м}^{-1}$, а пятнообразной пены, которая и обуславливает область диссипации, — в области $0,5-2 \text{ м}^{-1}$. Для сопоставления с теоретическими оценками взаимодействия волн с ветром указанные масштабы областей целесообразно представить в безразмерном виде (следуя, например, работе [Захаров, Заславский, 1982]) как $\tilde{k} = kU_{10}^2/g$, где U_{10} — скорость ветра на высоте 10 м и g — ускорение свободного падения. Выполнив эту операцию, получим, что при малых скоростях ветра (5,7 м/с) область безразмерных волновых чисел гребней сосредоточена в диапазоне 4,5–50, а при больших скоростях ($10,5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$) — в диапазоне 15–500. Диапазоны \tilde{k} турбулентных пятен локализованы в более крупномасштабной области — для $V = 5,7 \text{ м/с}$ в диапазоне 1,5–6, а для $V = 10,5 \text{ м/с}$ — 54–30.

Так, при достаточно развитом волнении безразмерный спектральный максимум \tilde{k}_m занимает область $\tilde{k}_m \leq 2-4$ [Захаров, Заславский, 1982]. Нетрудно видеть, что при малых скоростях ветра происходит значительное перекрытие («перепутывание») в k -пространстве пределов интервала диссипации $\tilde{k} = 1,5-50$ (при 90%-й вероятности), а также интервала энергонесущей окрестности спектрального максимума и инерционного интервала.

При умеренных же ветрах (10–11 м/с) происходит определенное разделение интервалов диссипации и прозрачности: безразмерный максимум спектра стремится к единице (для спектра развитого волнения Пирсона–Московитца $\tilde{k}_m = 0,77$), нижняя же граница области диссипации устанавливается в районе $\tilde{k} \sim 5$. При этом интервал диссипации резко расширяется в высокочастотную область, достигая значений $\tilde{k} \sim 500$, что соответствует характерным масштабам гравитационно-капиллярных волн.

Таким образом, представления о значительном разнесении в k -пространстве интервала диссипации и окрестности максимума спектра волн как на ранних стадиях волнообразования, так и на стадиях, близких к полному разгону ($\tilde{k}_m \sim 1$), вряд ли можно считать экспериментально обоснованными (в противоположность мнению авторов работы [Захаров, Заславский, 1982]).

При этих оценках, однако, следует иметь в виду, что общая относительная площадь покрытия пенными образованиями на взволнованной морской поверхности (физическое пространство) даже при умеренных скоростях ветра достаточно мала 0,5–2 % (см. рис. 3.6). Кроме того, из-за порогового механизма рождения очагов диссипации волновой энергии (см. разд. 3.5) следует, видимо, в теоретических моделях учитывать «жесткое» включение механизма диссипации в энергетику волнового поля.

ВЫВОДЫ

Крупномасштабное оптическое зондирование морской поверхности в зоне развитого волнения, результаты которого проанализированы в настоящей главе, было выполнено в акватории Баренцева и Черного морей в рамках комплексной программы АН СССР «Баренц-76» — «Баренц-80». Предложены и развиты экспериментальные дистанционные методики исследования закономерностей статистической пространственной структуры хаотизированных дисперсных сред, появляющейся в результате обрушения гравитационных волн в системе океан — атмосфера.

Экспериментальные плотности распределения элементов линейной геометрии пенных систем двух типов на взволнованной морской поверхности, по данным оптической съемки, близки к гамма-распределениям с достаточно стабильными параметрами, при этом средние значения линейной геометрии единичных элементов линейно возрастают при усилении скорости ветра, обладая пороговым характером. Геометрические формы пенных структур обладают устойчивой эллипсовидной конфигурацией с параметрами, статистически различимыми для гребневой и пятнообразной пены.

Экспериментальные плотности распределения величин площади единичных пенообразований и относительной площади покрытия гребней и полосовых структур при размерах кадра съемки 100×100 м близки к гамма-распределениям с достаточно стабильными (при изменениях скорости ветра от 5,7 до 10,5 м/с) параметрами.

Обнаружено, что зависимость средних величин относительной площади пенопокрытий и площадей единичных образований двух классов от скорости ветра носят «пороговый» характер. Указанная зависимость имеет квадратичный характер, а плотность очагов диссипации — кубичный от скорости ветра.

Глава 4

Временная динамика процесса обрушения морских волн

В настоящей главе представлены результаты экспериментальных дистанционных оптических исследований закономерностей временной эволюции природных дисперсных сред, образующихся в системе океан – атмосфера в условиях среднего волнения и обрушения гравитационных волн. Они получены на основе специально предложенной и разработанной методики обработки данных крупномасштабных фото- и киносъемок поверхности моря, выполненных в акваториях Тихого океана и Каспийского моря при скоростях ветра от 7,7 до 13,5 м/с с борта научно-исследовательского судна. Цель исследований – выявление детальной временной структуры эволюции непосредственно процесса обрушения морской гравитационной волны и дальнейшей эволюции образовавшихся при этом полосовых пенных полей. Экспериментально установлена экспоненциальная временная зависимость эволюции пенного образования, а также обнаружена специфическая группа обрушения гравитационных волн – мезообрушения (МО).

4.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Как уже было отмечено (гл. 1), одной из самых сложных задач изучения волновой динамики является решение проблемы диссипации волновой энергии при обрушении гравитационной волны. Исследования ведутся по различным направлениям — проводятся пространственно-временные оценки параметров обрушения при помощи размерностных соображений [Phillips, 1977]; используются упрощенные численные модели [Vinje, Brevig, 1981; Красильников, 1987]; имеется серия работ по обрушениям волн, выполненных в лабораторных условиях, что, разумеется, в полной мере не может быть соотнесено с условиями обрушения морских гравитационных волн в натуральных ситуациях (в частности, на «глубокой» воде). Важнейший структурный элемент обрушения

гравитационной волны — появляющаяся в процессе обрушения дисперсная фаза (пенные и капельно-брызговые структуры и аэрированный слой), которая, согласно некоторым моделям [Красильников, 1987], в значительной степени «вбирает» в себя диссипируемую энергию волны. Это обстоятельство вызывает необходимость постановки и проведения последовательных натурных (в условиях открытого моря) экспериментов по изучению временных характеристик эволюции дисперсной фазы, образующейся при обрушении индивидуальной гравитационной волны.

Вместе с тем, одной из актуальных задач аэрокосмической океанографии является описание механизмов взаимодействия электромагнитного излучения с взволнованной морской поверхностью. Исследования последних двадцати лет [Phillips, 1988; Ворсин и др., 1982; Чёрный, Шарков, 1988; Glazman, 1991a; Sharkov, 2003; 2007; Булатов и др., 2003] свидетельствуют о настоятельной необходимости подробного изучения детальной структуры (временной и пространственной) зоны обрушения индивидуальных морских волн, поскольку выявление чисто статистических связей между интенсивностью рассеянного сигнала и элементами геометрии обрушающихся волн (как, например, сделано в работах [Малиновский, 1991; Sletten et al., 2003; Mouche et al., 2006; Hu et al., 2006]) полностью не решает вопрос о механизме рассеяния и радиоизлучения электромагнитных волн.

Как уже отмечалось, представляется целесообразным дать следующую классификацию оптических методов для исследования процессов обрушения гравитационных волн:

I тип — аэрофотосъемка с борта высотного аэроносителя для выявления закономерностей распределения центров диссипации морского волнения (обрушений гравитационных волн) на больших площадях морских акваторий (порядка нескольких квадратных километров) без дифференциации по типу пенных систем (экспериментальный метод предложен автором настоящей книги и подробно описывается в работах [Покровская, Шарков, 1986; 1987; 1988; 1993; Sharkov, 1993a, b] (см. гл. 2).

II тип — аэрофотосъемка с борта малоскоростного аэроносителя и перспективная съемка с борта научно-исследовательского судна для исследования пространственно-статистических характеристик площадной и линейной геометрии пенных структур различного типа, но без выявления временной динамики. Метод предложен и развит в работах [Бондур, Шарков, 1982, 1986] (см. гл. 3); в последнее время при этом типе наблюдений стали использоваться высокочувствительные панорамные системы в ИК-диапазоне (в ближнем и тепловом поддиапазонах) для детальной идентификации нарушений теплового режима поверхностного скин-слоя в процессе обрушения и образования пенных полей [Marmorino, Smith, 2005].

III тип — исследование временной динамики процесса обрушения индивидуальных гравитационных морских волн, временной эволюции геометрических свойств отдельных дисперсных образований на морской поверхности при помощи их высокоскоростной съемки с борта НИС (кино- и фотосъемка с длиннофокусными объективами); метод предложен и развивается в работах

[Чёрный, Шарков, 1988; Тимофеев, Шарков, 1992; Шарков, 1994а, б] и в данной главе.

IV тип — исследование дисперсной структуры слоя аэрации и поверхностных дисперсных систем при помощи макрофотосъемки проб пенной массы, взятых с поверхности [Райзер, Шарков, 1980] или непосредственно в поверхностном слое моря при помощи герметичных боксов [Тимофеев, Шарков, 1992; Бортковский, Тимановский, 1982].

Ввиду специфики, которую накладывают на наблюдательный процесс носители оптической аппаратуры, каждый из отмеченных выше типов дистанционных наблюдений короткоживущих дисперсных систем имеет определенные ограничения. И, в первую очередь, здесь надо отметить, что наблюдения по типу I и II не выявляют временной динамики пенных структур, поскольку при этих типах наблюдений индивидуальная пенная структура фиксируется в определенный (и неизвестный исследователю) момент собственной «жизни». И, таким образом, в статистику общей геометрии пенных систем, определяемую по наблюдениям типа II (см. разд. 3.5), как бы «вложена» статистика времени «жизни» пенных структур. Последняя особенность, по-видимому, в значительной степени обуславливает «размытость» статистических плотностей распределений геометрических параметров пенных систем, обнаруженных в работах [Бондур, Шарков, 1982; 1986] (см. более подробно разд. 3.5). Указанная особенность (важная для выявления физического смысла «размытости» распределений) явилась предметом оживленной дискуссии результатов работ [Бондур, Шарков, 1982; 1986] в зарубежной научной прессе [Glazman, Weichman, 1989; 1990; Monahan, 1990].

Однако, несмотря на общедоступность визуального наблюдения процесса обрушения морских волн, какими-либо достоверными литературными сведениями по временной эволюции зоны обрушения морской волны, полученными в натуральных экспериментах, мы не располагаем.

В настоящей главе на основе предложенной в работах [Тимофеев, Шарков, 1992; Шарков, 1994а, б] методики наблюдения («быстрая» фотосъемка) и специальной обработки оптических данных представлены результаты экспериментального изучения временной эволюции геометрических параметров пенных систем двух классов («барашки» и полосовая пена), а также данные по обнаружению нового класса дисперсных структур, появляющихся при обрушении морских волн — мезообрушений [Тимофеев, Шарков, 1992; Шарков, 1994а, б; Sharkov, 1996а, b; 2007].

4.2. МЕТОДИКА И УСЛОВИЯ ВЫПОЛНЕНИЯ НАТУРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Натурные эксперименты проводились в трех акваториях, принципиально различающихся по гидрологическим и гидрофизическим параметрам: а) в северо-западной части Тихого океана с удалением от берега (полуостров

Камчатка) более, чем на 50 миль; б) в проливе Фриза (Курильские острова) и в) в Каспийском море в районе банки Макарова (в 20 милях от берега с глубиной моря около 20 м). Эксперименты были проведены в течение летнего сезона 1982 г. в рамках комплексных программ АН СССР «Сахалин-82» и «Каспий-82» по изучению структуры морского волнения дистанционными методами под научным руководством автора настоящей книги. Летные средства включали самолеты-лаборатории Ан-30 (с оптической аппаратурой) и Ан-24, оборудованный радиолокационной станцией бокового обзора «Торос». В программе «Сахалин-82» принимало участие НИС «Абхазия», обеспечивающее гидрометеорологическое обслуживание и контактные измерения; с борта этого судна проводились также оптические наблюдения и крупномасштабная фото- и киносъемка взволнованной морской поверхности. Сведения о гидрометеороусловиях заимствовались из результатов детальных метеоизмерений, выполняемых на НИС.

Надводные эксперименты в Тихом океане и в Каспийском море проводились в период, когда ветро-волновые условия были близки к режиму развитого волнения и стратификация приповерхностного слоя близка к нейтральной (табл. 4.1). Значения скоростей приповерхностного ветра определялись путем усреднения результатов измерения на НИС (на уровне 20 м) в течение 2–3 ч до проведения цикла оптических измерений. Среднеквадратические отклонения в состоянии естественной изменчивости скорости ветра за указанный срок наблюдения составляли менее 0,3–0,4 м/с.

Таблица 4.1. Условия проведения натуральных экспериментов и типы гидрометеороусловий (ГМУ)

Место проведения экспериментов	Дата	Тип ГМУ	Гидрометеороусловия					
			скорость ветра, м/с ($h = 20$ м)	соленость, ‰	ветровое волнение, балл	зыбь, м	температура воды, °С	температура воздуха, °С
Северо-западная часть Тихого океана 51° 20' с.ш. 162° 00' з.д.	21.08.82	Ia	7,7	35	3	1,0	11,6	12,1
	11.08.82	Iб	9,2	—	4	2,0	11,0	12,0
	16.08.82	Iв	10,0	—	4	2,0	10,0	11,0
	11.08.82	Iг	10,4	—	5	2,5	11,0	12,0
	12.08.82	Iд	13,5	—	6	2,5	11,0	12,0
Пролив Фриза, Курильские острова	01.08.82	II	8,5	35	—	1,0	9,1	10,0
Каспийское море, банка Макарова	10.10.82	III	9,0	14	—	—	11,0	12,0

Эксперименты в проливе Фриза были выполнены в режиме дрейфа НИС «Абхазия» в проливе со стороны Охотского моря. Несмотря на то, что ветро-

вое волнение в целом имело стационарный характер из-за интенсивных приливных течений, в исследуемом районе были зарегистрированы значительные вторжения водных тихоокеанских масс в поверхностные воды Охотского моря, а также регистрировались выходы внутренних волн на морскую поверхность (по данным синхронной радиолокационной съемки, выполненной с помощью радиолокационной станции бокового обзора на борту самолета-лаборатории Ан-24). В качестве примера на рис. 4.1 приведено изображение взволнованной морской поверхности в поле обратного рассеяния в акватории Охотского моря, непосредственно примыкающей к проливу Фриза, в момент вторжения тихоокеанских водных масс. Общий вид вторжения характеризуется контуром в виде спирали. При столкновении водных масс возникают интенсивные обрушения систем поверхностного волнения, которые, в свою очередь, отражаются в поле обратного рассеяния в виде полос и нитей с резко повышенной интенсивностью обратного рассеяния.

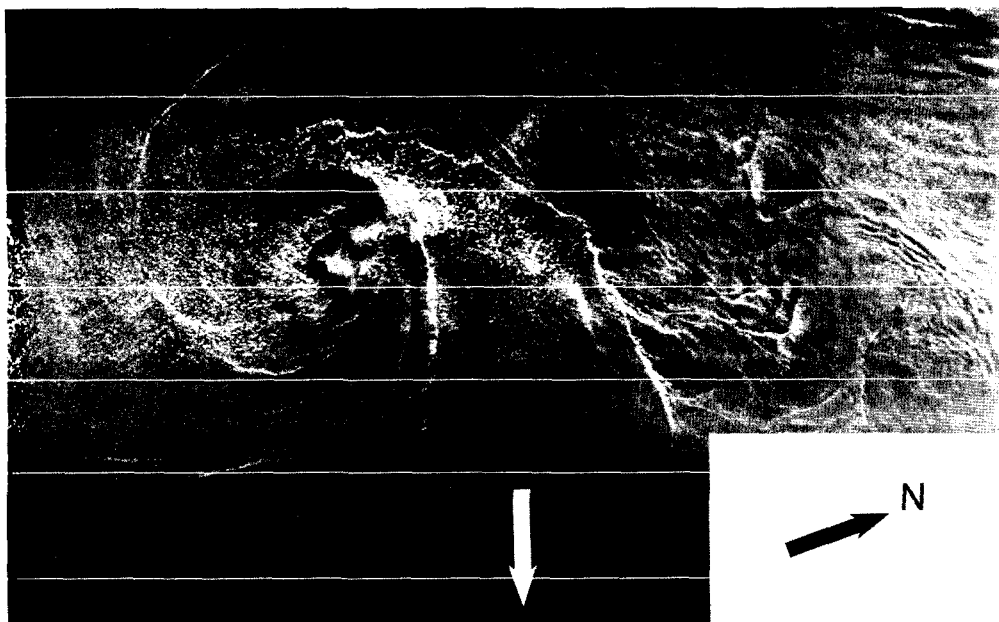


Рис. 4.1. Радиолокационное изображение взволнованной морской поверхности вблизи пролива Фриза (Курильские острова) со стороны Охотского моря во время вторжения вод Тихого океана в форме спирали в водные массы Охотского моря. Радиолокационные съемки были выполнены 01.08.1982 г. радиолокационной станцией бокового обзора «Торос», расположенной на борту российского самолета-лаборатории Ан-24. Положение российского гидрографического судна «Абхазия», с которого производилась фото- и киносъемка, соответствует центру кадра; черной стрелкой указано направление на север, белой — на пролив Фриза. Расстояние между горизонтальными белыми линиями соответствует 5 км

4.2.1. Методика оптических наблюдений временной эволюции процесса обрушения

Для проведения натуральных оптических съемок применялись 35-мм фотокамеры «Зенит-ТТЛ» и «Зенит-Е» с объективами «Индустар-50» и «Юпитер-37А» (фокусное расстояние соответственно 50 и 134 мм). Применение длиннофокусного объектива позволило более полно использовать изобразительные свойства фотопленки («барашек» или пятно пены на весь кадр) при съемке обрушений на расстоянии до 30 м от корабля. Все съемки проводились с верхней палубы судна, камера находилась на высоте 15 м над уровнем моря. Съемки производились вручную, что позволяло, несмотря на качку, держать пенное образование в поле зрения объектива. Съемка осуществлялась сериями до 20–30 кадров длиной с равными промежутками времени между кадрами (обычно 1–2 с). Это позволяло запечатлеть непосредственно момент обрушения волны на 1–2 кадрах и временную динамику сопутствующего пятна пены и пятна турбулентного успокоения капиллярного волнения. Строго контролировалось общее время съемки серии, по которому вычислялся период между кадрами.

Во время работы угол между оптической осью аппарата и поверхностью моря составлял 30 или 45°. Знание этих углов необходимо для последующей дешифровки геометрических масштабов полученных фотоизображений. В зависимости от геометрии наблюдения размер кадра общего вида составлял от 60 до 75 м² (площадь пересчитана на морскую поверхность). Помимо детальной съемки производилась также и перспективная съемка морской поверхности с борта НИС. В этом случае оптическая камера ориентировалась по горизонту — линия горизонта в верхней части кадра (методика описана в работе [Бортковский, Кузнецов, 1977]). Работа производилась как в режиме многократной съемки — с частотой кадр в секунду, так и в режиме перспективной съемки с замедленным темпом — кадр в минуту для обеспечения статистической независимости кадров. Приведенная выше методика имеет ряд особенностей. С одной стороны, оператор легко ловит и удерживает объект в поле зрения камеры с длиннофокусным объективом, что не достигается при жестком креплении камеры даже на стабилизированной платформе. С другой стороны, оператор без специальной тренировки не может достаточно точно выдержать частоту кадров (при многократной «быстрой» съемке). Однако погрешность в частоте съемки у достаточно опытного оператора, прошедшего специальную подготовку, не превышала 10 % (при проверке делалось 10, 20, 30, 40 кадров с частотой 1 кадр в секунду, и общее время засекалось по секундомеру). Другая особенность — использование перспективности съемки. Это затрудняет обработку полученных изображений, так как волнение сильно искажает реальные площади пенообразования (пятно пены то частично скрывается, то, наоборот, более полно появляется на гребнях морских волн). При этом, по возможности, анализировались кадры с наибольшей «распознаваемостью» пенных систем.

Помимо многократной съемки, методика которой представлена выше, была использована и киносъемка при помощи стандартной кинокамеры (темп

съемки — 24 кадра в секунду). Анализ полученного киноматериала, однако, показал [Тимофеев, Шарков, 1992], что такой режим съемки не очень удобен для дальнейшей обработки по следующим причинам. Во-первых, темп съемки (по отношению к временной эволюции дисперсных систем) относительно высок и, во-вторых, малый размер негативов киноплёнки не позволяет в полной мере проводить эффективную обработку.

Во время работ в Тихом океане (см. табл. 4.1) были произведены съемки обрушения гравитационных волн из-под поверхности при помощи плавающего герметичного фотобокса с нулевой плавучестью. Затвор аппарата типа «Зенит-ТТЛ» срабатывал по дистанционному сигналу оператора, когда тот замечал обрушение волны в районе бокса. Аппарат был сфокусирован на срез окошка фотобокса. Съемка велась в масштабе 1:2 на 35-мм пленку. Рабочий объем, отображаемый в кадре, составлял примерно 20 см (зависит от размеров фотоградулируемых пузырьков). Удаление фотобокса от НИС превышало 50 м с наветренной стороны корабля, причем визуальное контролировалось отсутствие гидродинамического воздействия корпуса НИС на исследуемый участок морской поверхности.

4.2.2. Методика обработки оптических изображений

После проявления фотопленок с них изготавливались позитивные отпечатки с четырехкратным увеличением. Фотоматериал разбивался на серии (перспективные фото, отдельные обрушения и их остатки). Серии, в свою очередь, объединялись в группы со схожими гидрометеороусловиями в момент съемки. Для различных углов наклона камеры и разных объективов были рассчитаны и изготовлены специальные палетки, при помощи которых можно учесть перспективные искажения линейных размеров и площадей на поверхности моря. Методика расчета палеток была в общем аналогична методике, описанной в работе [Бортковский, Кузнецов, 1977]. Сетка палетки наносилась на прозрачную пластиковую пленку. Накладывая палетки на фотоотпечатки, можно определить площади пенообразований с точностью $0,1 \text{ м}^2$ и их линейные размеры с точностью лучше $0,1 \text{ м}$.

В каждом рабочем кадре оконтуривались гребни на стадии «вскипающего» буруна и пятнообразная (полосовая) пена на стадии «разлива», оценивалась геометрическая форма каждого единичного образования, вычислялись их характерные линейные и площадные размеры. При этом под длиной гребня понимали его характерный размер вдоль фронта обрушающейся волны.

Строго говоря, два типа пенных систем тесно связаны между собой с точки зрения временной эволюции, и различия между ними, хотя и несколько условны, но, тем не менее, вполне могут быть определены опытным наблюдателем. Так, достаточно четко может быть проведено различие между «буруном», под которым понимается стадия обрушения, где можно говорить о характерной высоте гребневой массы пены («вскипающий» бурун), и сопровождающей его пенной массой в режиме «разлива», которая относится к полосовой пене. Типичный пример представлен на рис. 4.2.



Рис. 4.2. Типичная визуальная картина процесса обрушения морских волн, фиксируемая с борта судна при скорости ветра 12 м/с. В нижней части изображения — бурун обрушающейся волны, в левой верхней части — распадающееся поле полосовой пены. Фото из работы [Бортковский, Кузнецов, 1977]

Наряду с подсчетом площади собственно пенного поля вычислялась и полная площадь турбулентного пятна, оконтуренного пенной массой, внутри которого пенная масса располагается в виде «клочковатого» (строго говоря, фрактального) поля. Оптическая идентификация турбулентного пятна подчеркивается отсутствием в пятне капиллярных волн (слик).

4.3. ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПРОЦЕССА ОБРУШЕНИЯ

Анализ характерного временного цикла обрушения единичной волны, представленного на рис. 4.3, показывает, что собственно крупное обрушение (гребневая пена) длится единицы секунд (полное время жизни — 1–3 с) и заметно меньше периода несущей волны. Непосредственно стадия «вскипания» длится десятые доли секунды, и в натуральных экспериментах регистрация эволюции этой начальной стадии затруднительна. В настоящих экспериментах эту стадию будем считать (условно) началом обрушения, при этом площадь «барашка» максимальна.

Во временной зависимости площади полосовой пены можно выделить две характерные временные области (см. рис. 4.3). Во-первых, увеличение площади запененности (своего рода «разлив» пенной массы буруна), выход ее

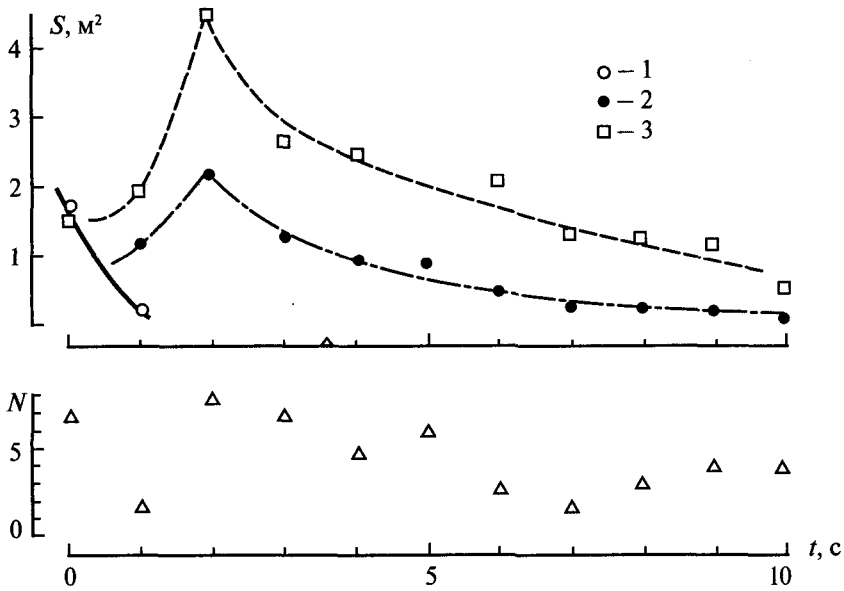


Рис. 4.3. Временная диаграмма цикла обрушения индивидуальной морской волны: 1 — площадь (S) пенного буруна; 2 — площадь полосовой пены; 3 — площадь турбулентного пятна на морской поверхности. N — мгновенное число мезообрушений на площади кадра 74 м^2

на максимальное значение, и, во-вторых, временной участок распада пенной массы. Аналогичен временной ход и площади турбулентного пятна (слика) — увеличение площади после непосредственного обрушения, достижение максимума и распад области. Специально отметим, что весь процесс эволюции пенного турбулентного пятна, начинаясь на несущей (обрушавшейся волне), «переходит» на соседние волны.

Интересно отметить, что рассмотренная выше временная картина эволюции зоны обрушения хорошо соответствует результатам кино съемки, радиотепловых и скаттерометрических наблюдений обрушения индивидуальной крупной волны (ее период превышал 10 с), выполненных в Индийском океане (см. работу [Чёрный, Шарков, 1988] и гл. 8). Полное время жизни буруна такой волны составляло 1,5–2 с, а полное время жизни пенного поля — 7–10 с.

Обратимся к более подробному анализу эволюции площади полосовой пены. Известно, что поведение воздушных пузырьков в воде обусловлено их турбулентной диффузией в более глубокие слои от поверхности и всплытие их под действием силы плавучести. Динамика движения газовых пузырьков в верхней турбулентной части моря подробно рассмотрена в работе [Thorpe, 1982]. Опираясь на характерные размеры пузырьков в зоне обрушения, можно заключить, что такие воздушные включения быстро всплывают на поверхность — скорость их всплытия порядка 30 см/с. Некоторое время после обрушения (1–3 с) пузырьки воздуха, внедренные в толщу воды, подпитывают

пятно пены на поверхности, не давая ему заметно уменьшиться. Затем наступает фаза развала пенного пятна, когда плотность пены резко падает из-за разрушения пузырьков, образующих пену. Время жизни отдельного пузырька, плавающего на поверхности, зависит от многих параметров, в первую очередь, от размеров поверхностно-активных веществ, температуры, солености. Временные характеристики существования пены еще более неопределенные, так как она представляет собой множество плотноупакованных пузырьков разных размеров, разных форм, с разными толщинами стенок [Райзер, Шарков, 1980; Райзер и др., 1976; Weaire, Hutzler, 2000].

Чтобы подробно охарактеризовать динамику пятна пены, нужно знание многих величин, характеризующих временные зависимости структуры, дисперсный состав, геометрию турбулентного пятна на поверхности и «клочковатость» пены внутри этого пятна. Подобные измерения пока детально не выполнялись. В работах [Тимофеев, Шарков, 1992; Шарков, 1994а, б; Sharkov, 2007] приведена наиболее общая характеристика динамики пенообразования: площадь собственно пены в пятне S и ее зависимость от времени $S(t)$. Оказалось, что $S(t)$ уменьшается на этапах распада пятна практически экспоненциально по времени:

$$S(t) = S_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (4.1)$$

где S_0 — максимальная величина площади пятна.

Величину τ мы будем называть постоянной «времени жизни» пены (время «полураспада»), а полное время жизни пенного поля составит $3-4\tau$.

Экспоненциальный характер распада пенных полей наглядно виден из серии временных картин распада индивидуальных пятен пены (отдельные реализации), представленных на рис. 4.4а–г в полулогарифмическом масштабе для различных гидрометеоусловий и различных регионов: а и б — Тихий океан; в — пролив Фриза и г — Каспийское море. Отклонения точек от аппроксимационных прямых объясняются, скорее всего, перспективными искажениями при регистрации пятна пены на взволнованной морской поверхности.

Специально выполненная киносъемка процесса обрушения (см. рис. 4.4з) показала, что и на этапе роста пенного поля преобладает экспоненциальный закон. При этом интересно отметить, что постоянная роста пенного поля весьма близка к постоянной распада, что хорошо видно из анализа результатов киносъемки (см. рис. 4.4з).

Полученные в ходе экспериментов постоянные времени полураспада, характеризующие развал отдельных пятен, приведены на рис. 4.5 в виде зависимости τ от скорости ветра на высоте 20 м от уровня моря. Большая часть значений τ приходится на интервал 1,5–3,0 с, однако есть значительные отклонения — от 0,7 до 8,0 с. Физическое объяснение таких значительных различий во времени полураспада связано, скорее всего, с типом и характером обрушений гравитационных волн. Согласно работе [Longuet-Higgins, Turner, 1974], процесс обрушения можно разделить на два типа — «ныряющее» обрушение и обрушение «скользящего» типа. Разумеется, в этих двух

случаях образование аэрированного подповерхностного слоя будет происходить совершенно различными путями и, соответственно, пространственно-временные характеристики спектрального состава аэрированного слоя и его диффузно-турбулентная динамика будут совершенно различны [Thorge, 1982; Бортковский, 1983]. Так, например, увеличение времени жизни пенного поля за счет подпитки пятна пены всплывающими крупными пузырьками на протяжении достаточно долгого времени (до 20–30 с) практически невозможно, поскольку относительно крупные пузырьки, слагающие объем пенной структуры [Райзер, Шарков, 1980], всплывают после обрушения гораздо быстрее (поряд-

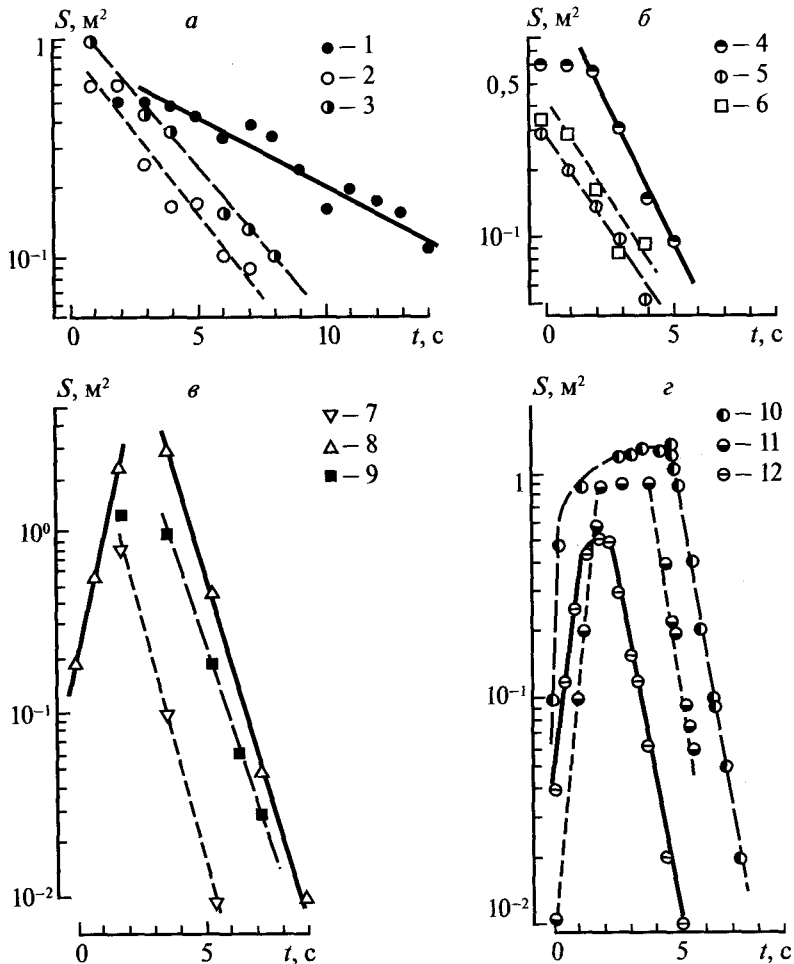


Рис. 4.4. Временная диаграмма пенных полей при диссипации полосовой пены при следующих гидрометеороусловиях (см. табл. 4.1): *a* — Ia; *б* — Ib; *в* — II; *г* — III. 1–11 — времена полураспада пенных полей (в секундах): 1 — 7,7; 2 — 3,1; 3 — 3,0; 4 — 1,8; 5 — 2,7; 6 — 2,4; 7 — 0,96; 8 — 0,91; 9 — 1,3; 10 — 0,52; 11 — 0,52; 12 — 0,41

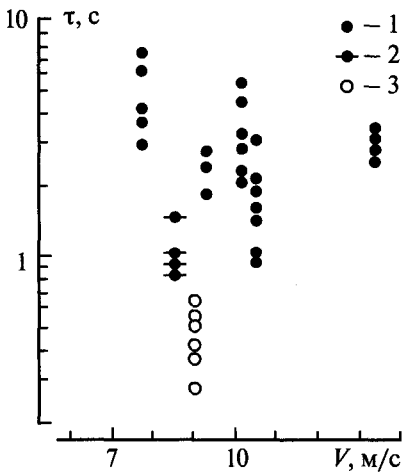


Рис. 4.5. Зависимость времени полураспада пенных полей полосового типа τ от скорости ветра над морской поверхностью (на высоте 20 м): 1 — гидрометеоусловия типа I; 2 — типа II; 3 — типа III (см. табл. 4.1)

ка нескольких секунд [Thorpe, 1982], а более мелкие пузырьки, во множестве возникающие в процессе обрушения и заносимые в глубину [Thorpe, 1982; Deane, Stokes, 2002], не выходят на поверхность, и поэтому не могут увеличить площадь пенного поля. Вместе с тем, более глубокое «ныряние» буруна при обрушении может обусловить вынос значительно большей концентрации поверхностно-активных веществ и тем са-

мым повысить временную устойчивость пенной структуры. Аналогично можно объяснить уменьшение времени жизни буруна при скользящем обрушении гравитационной волны.

Как следует из анализа рис. 4.5, четко выраженной зависимости времени жизни буруна от скорости ветра не обнаруживается, хотя и наблюдается некоторое уменьшение дисперсии в разбросе значений времени жизни при увеличении скорости ветра. Это, возможно, связано с более интенсивным перемешиванием поверхностного слоя моря при усилении ветра и, следовательно, уменьшением влияния химических и физических параметров воды. Значения времени жизни пенных структур, полученные при наблюдении в районе пролива Фриза, в среднем меньше, чем те, что получены в открытом океане. Связано это обстоятельство, скорее всего с тем, что характер обрушения гравитационных волн в проливе Фриза был принципиально иной, чем в открытом океане. Сказывалось присутствие сильных приливных течений и выходов внутренних волн на морскую поверхность (см. рис. 4.1).

На рис. 4.5 специально вычленены результаты обработки материалов, отснятых на Каспийском море, недалеко от Баку (район банки Макарова). Характерные времена жизни «барашков» (обрушений) лежали для данных гидрометеоусловий в диапазоне 0,5–1,7 с, при периоде основной гравитационной волны 2,0–2,5 с (см. табл. 4.1). Время распада пятен пены оказалось значительно меньше, чем в открытом океане (0,26–0,65 с вместо 1,0–5,0 с).

Представленное на рис. 4.6 сопоставление площадей и линейных (максимальных по фронту волны) размеров гребневой пены (отдельным светлым точкам соответствуют отдельные реализации) с пространственно-статистическими моделями, рассмотренными в работах [Бондур, Шарков, 1982; 1986] и описанными в гл. 3, показывает хорошее количественное согласие. Другими словами, значение геометрических параметров находится «внутри» доверительных границ по уровню 0,9, т. е. можно считать, что они относятся к той же генеральной совокупности, на основе которой и были созданы статисти-

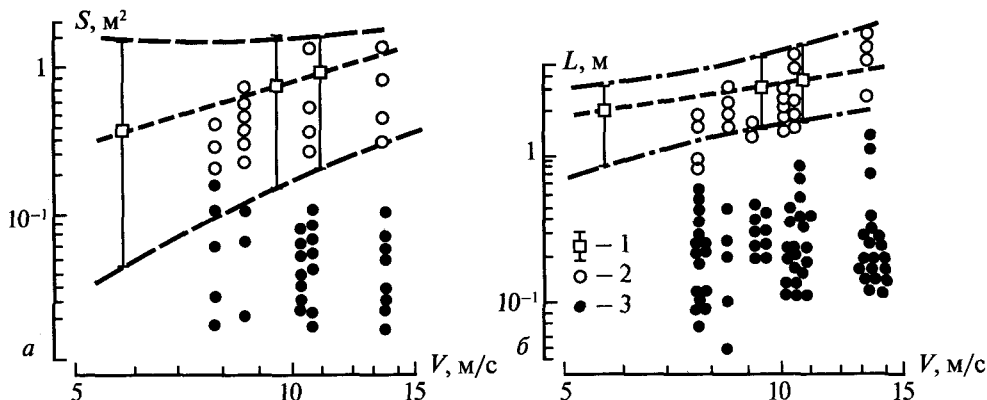
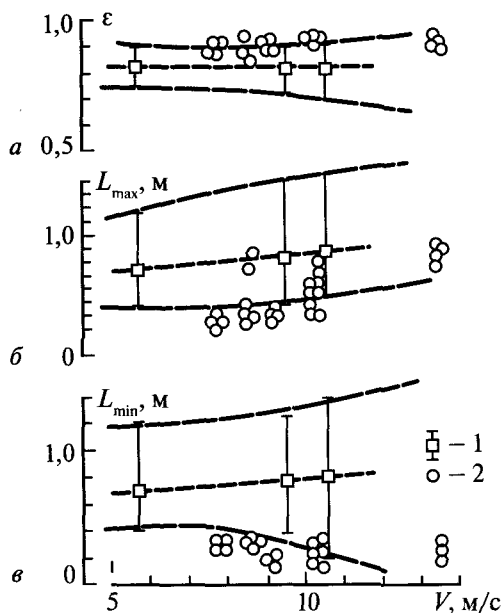


Рис. 4.6. Ветровая зависимость площади (а) и линейных размеров (б) в серии выборок для буруна и мезообрушения: 1 — пространственно-статистическая экспериментальная модель для площади (см. [Бондур, Шарков, 1982] и разд. 3.5 настоящей работы) и для линейных размеров (см. [Бондур, Шарков, 1990] и разд. 3.4 настоящей работы) пенного поля буруна при доверительных границах с уровнем доверительности 0,9; 2 — экспериментальные данные для отдельных бурунов; 3 — экспериментальные данные для отдельных мезообрушений

ческие модели (гл. 3). Отметим, что статистические модели из работ [Бондур, Шарков, 1982; 1986] были созданы на основе экспериментальных результатов, полученных в совершенно других географических зонах и гидрометеоусловиях, а именно, в Баренцевом и Черном морях.

Аналогичные выводы можно сделать из анализа сопоставления геометрических характеристик пенных (полосовых) полей со статистическими моделями [Бондур, Шарков, 1982; 1986] (рис. 4.7). В частности, нетрудно заключить, что пенные поля (в смысле их геометрических размеров и эллипсоидальной формы) относятся к той

Рис. 4.7. Зависимость эксцентриситета (а) и максимальных (б) и минимальных (в) линейных размеров единичных образований полосовой пены от скорости ветра: 1 — аппроксимационные модели с доверительными границами на уровне 0,9 (см. [Бондур, Шарков, 1986] и разд. 3.4 настоящей работы); 2 — экспериментальные значения размеров



же генеральной совокупности, что и в Черном море, и при этом обладают эллипсоидальной формой с устойчивым эксцентриситетом (см. рис. 4.7а).

Как уже отмечалось, при формировании статистических моделей в работах [Бондур, Шарков, 1982; 1986] и рассмотренных в гл. 3, в них (в модели) были включены все стадии жизни гребневой и полосовой типов пен, поскольку были выполнены наблюдения по II типу измерений (см. разд. 4.1). На рис. 4.6, 4.7 представлены только значения геометрических параметров, полученных в наиболее развитой стадии. Таким образом, можно считать, что при формировании статистических моделей время образования пенных структур не играет принципиальной роли из-за их естественной пространственной изменчивости.

4.4. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЗООБРУШЕНИЙ

Высокое пространственное разрешение и особые условия съемки позволили, наряду с крупными деталями волнового обрушения, обнаружить ранее не известный тип обрушения, который условно можно назвать мезообрушением. От «обычного» крупного обрушения гравитационных волн оно отличается, [Тимофеев, Шарков, 1992; Шарков, 1994а, б] во-первых, малым временем жизни дисперсной пенной массы (менее 1 с); во-вторых, относительно малыми характерными размерами (менее 0,5 м); в-третьих, тем, что МО не оставляет после себя пятнообразной пены на морской поверхности и аэрированного слоя внутри водной среды; в-четвертых, слабой оптической контрастностью, в результате чего МО не может быть идентифицировано по данным аэрофото-съемки и на перспективных снимках с борта НИС. Можно сказать, что МО как бы «вспухает» на гребне волны (или вблизи него) и тут же диссипирует, не создавая ни заметной пенной массы на поверхности воды, ни турбулентного роторного перемешивания (вместе с аэрированным слоем) внутри водной среды.

Остановимся на анализе результатов измерения параметров этого особого типа обрушений, который, по нашему мнению, может быть выделен в отдельный класс, а именно, класс мезообрушений. Основанием для этого могут быть как особые физические свойства (перечисленные выше), так и то, что обрушения типа МО могут внести заметный вклад в общее пенопокрытие, и, соответственно, их следует учитывать при формировании радиофизических моделей излучения и рассеяния (см. гл. 6). Хотя для визуальных (стандартных) оценок состояния взволнованной морской поверхности (например, по шкале Бофорта), безусловно, более показательны крупные обрушения, оставляющие после себя оптически контрастные пенные поля и поля турбулентного «успокоения» сликового типа или турбулентный след обрушения.

Что же касается пространственных характеристик распределения МО, то анализ экспериментального материала показал, что исследуемое простран-

ственное поле, внутри которого произошло обрушение, содержит значительное количество мезообрушений как соседних волн (по отношению к обрушающейся волне), так и, в ряде случаев, собственно исследуемой волны, но уже после основного крупного обрушения (см. рис. 4.2). Зарегистрировано также появление МО на исследуемой волне до ее основного крупного обрушения. Другими словами, поле микрообрушений представляет собой своего рода «шумовое» поле, на котором происходит крупное обрушение, но непосредственно с ним может быть не связанным.

Из анализа рис. 4.8, где представлены гистограммы распределений обрушений типа МО максимальных размеров, наглядно видно, что аппроксимированные распределения принадлежат гамма-распределению с достаточно устойчивыми параметрами, слабо меняющимися по мере роста силы ветра. Для всех скоростей ветра средние значения длин МО лежат в пределах 0,3–0,4 м (табл. 4.2), и о какой-либо детерминированной зависимости от скорости ветра говорить не приходится.

Сопоставление линейной и площадной геометрии крупных обрушений и МО (в билогарифмическом масштабе на рис. 4.6) наглядно показывает, что области существования геометрических величин МО существенно выходят за границы достоверности (90 %) статистических моделей крупных обрушений [Бондур, Шарков, 1982; 1986], образуя при этом самостоятельное статистическое множество.

Ввиду малого времени жизни МО считаем целесообразным ввести параметр, характеризующий интенсивность рождения (и распада) «барашков» типа

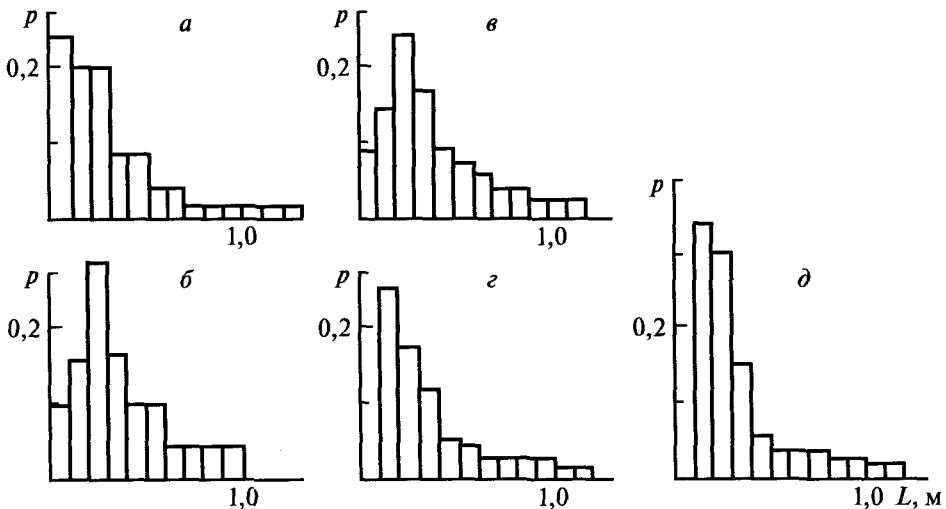


Рис. 4.8. Гистограммы распределения максимальных размеров единичных мезообрушений в пространственном окне 74 м^2 при следующих гидрометеоусловиях: а — 1а, объем выборки элементов $n = 31$ (мезообрушение); б — 1б, выборка $n = 35$; в — 1в, $n = 85$; з — 1г, $n = 75$; д — 1д, $n = 65$

Таблица 4.2. Средние характеристики геометрии зон обрушений

Тип ГМУ	Параметры обрушения крупных волн			Параметры мезообрушений		
	$S^W, \text{м}^2$	$S^S, \text{м}^2$	$\tau, \text{с}$	$L, \text{м}$	$S, \text{м}^2$	n_0
Ia	0,4	0,6	5,0	0,44	0,06	1,2
Iб	0,5	0,5	2,5	0,37	0,05	1,8
Iв	0,7	1,6	3,1	0,40	0,05	5,1
Iг	0,7	1,8	1,9	0,30	0,06	6,8
Id	1,0	5,5	3,2	0,35	0,04	6,3

Примечание. S^W и S^S — средние значения площадей гребневой и полосовой пены; τ — среднее время жизни пенной структуры; L и S — средние значения длины (вдоль фронта волны) и площади мезообрушения; n_0 — среднее значение интенсивности мезообрушений в области поверхности моря, равной 74 м^2 . Среднеквадратические ошибки составляют: $0,1\text{--}0,2 \text{ м}^2$ для S^W и S^S ; $0,1 \text{ м}$ для L и $0,02 \text{ м}^2$ для S .

МО в единицу времени (с) и в определенном пространственном окне (в нашем случае 100 м^2). Определенный таким образом параметр интенсивности рождения показал (см. табл. 4.2), что существует несомненная тенденция роста интенсивности рождения МО — от 1,2 (при $V = 7,7 \text{ м/с}$) до 6,3 (при $V = 13,5 \text{ м/с}$). Нетрудно оценить также и полный (мгновенный) вклад в относительное пенопокрытие обрушений типа МО, который составляет значительную величину — от 0,1 до 0,6 % (при пространственном окне $100 \times 100 \text{ м}$).

Если говорить о физической природе образования обрушений типа МО, то в ряде теоретических работ (например, [Banner, Phillips, 1974; Phillips, 1988]) имеются указания, правда, достаточно фрагментарные, о возможности малоразмерных обрушений капиллярно-гравитационных волн. Этот тип обрушений получил в научной литературе название «микрообрушения» [Banner, Phillips, 1974; Phillips, 1988] и активно исследуется в лабораторных условиях при помощи чувствительных ИК-панорамных систем [Zappa et al., 2004]. Однако сопоставление этих теоретических предсказаний и лабораторных данных с представленными в настоящей главе натурными результатами представляет собой отдельную задачу, поскольку в лабораторных условиях фиксируются особенности поля ИК-радиации, связанные с нарушениями терморегима поверхностного скин-слоя, и стоит проблема физической идентификации индивидуальных событий при микрообрушении [Zappa et al., 2004].

Тем не менее, на основании анализа представленных в настоящей главе результатов можно высказать ряд соображений о физической природе МО. Поскольку интенсивность рождения МО слабо зависит (а средние физические размеры вообще не зависят) от скорости ветра и параметров энергонесущего волнения, то природа их образования связана, скорее всего, с мелкомасштабными, но интенсивными турбулентными порывами ветра (неоднородности ветрового поля) и инициируются, скорее всего, «паразитными» капиллярными волнами на гребнях гравитационных волн. При этом отсутствие интенсивного

турбулентного перемешивания в водном объеме не включает в процесс физико-химические факторы (поверхностно-активные вещества) и, соответственно, не образуются сопровождающие крупное обрушение пенные структуры.

Изложенное выше носит качественный характер и для конкретных результатов требуются целенаправленные исследования.

Что же касается дистанционного аспекта проблемы, то следует заметить, что значительные временные вариации пенного покрытия индивидуальных структур естественным образом включаются в детальную статистику интенсивности радиоизлучения взволнованной морской поверхности, что, несомненно, следует учитывать при формировании соответствующих статистических радиофизических моделей. Хотя данные по излучательным характеристикам обрушений типа МО отсутствуют, но совершенно очевидно, например, по опыту исследований радиоизлучения пенных систем (см. гл. 6), что излучательная способность МО будет весьма невысока. Однако следует иметь в виду, что обрушения типа МО могут внести заметный вклад в общее пенопокрытие и, таким образом, внести свой, скорее всего шумоподобный, вклад в интенсивность радиоизлучения взволнованной морской поверхности.

4.5. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АЭРИРОВАННОГО СЛОЯ

Экспериментальные данные по исследованию дисперсного состава аэрированного слоя в процессе обрушения, полученные с помощью фотосъемки из полупогруженного герметичного бокса, представлены на рис 4.9. Этот рисунок дает картину распределения по размерам (диаметрам) пузырьков воздуха, сформированных турбулентным перемешиванием на глубине около 5 см непосредственно под зоной обрушения. Анализ рис. 4.9 показывает, что плотность распределения диаметров захваченных пузырьков весьма близка к нормальному распределению со средним значением 3,68 мм и среднеквадратичным отклонением 0,4 мм.

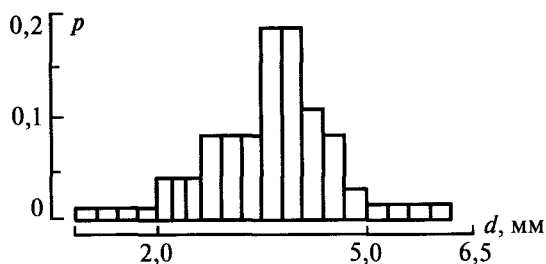


Рис. 4.9. Гистограммы распределения диаметров пузырьков воздуха в зоне обрушения (ниже поверхности воды) с объемом выборки 38 элементов

Полная область пространственных размеров, где были получены экспериментальные данные, составила величины от 1 до 6 мм, что не противоречит данным [Райзер, Шарков, 1980] о дисперсной структуре пенной массы, расположенной на водной поверхности. При этом наблюдалась довольно широкая область скоростей подъема пузырьков — от 0,15 до 0,8 м/с. Полученные результаты количественно удовлетворительно соответствуют данным других работ [Бортковский, Тимановский, 1982; Беззаботнов, 1985].

ВЫВОДЫ

1. Во временной динамике обрушения пенного образования можно выделить три характерных этапа: образование, развитие и диссипация пенного буруна (источника аэрации верхнего слоя моря); формирование за ним относительно стабильного пенного пятна; развал и разрушение пенного образования. Последний этап составляет заметную часть «жизни» пенного покрытия (больше половины).
2. Площадь пенного пятна, независимо от его размеров, уменьшается со временем по экспоненциальному закону с постоянной полураспада, не зависящей (в среднем) от ветро-волновых условий.
3. Статистики геометрических размеров гребневой и полосовой пен, сформированные по экспериментальным данным, полученным в акваториях Тихого океана, Баренцевого и Черного морей, относятся к одним и тем же генеральным совокупностям.
4. Среди разнообразных типов обрушений можно выделить две группы — «сильные» обрушения и мезообрушения. Статистика геометрии первых может быть объединена в единую генеральную совокупность, причем средние характеристики достаточно адекватно отображают состояние ветро-волновых условий. Обрушения типа МО, присутствующие при всех скоростях ветра, обладают специфическими свойствами: малым временем жизни, малыми размерами, отсутствием сопутствующего пенного поля. Статистика геометрических размеров близка к гамма-распределению, причем средние размеры не зависят от ветро-волновых условий.
5. Статистика размеров пузырьков воздуха в аэрированном слое под зоной обрушения обладает распределением, близким к нормальному, со средним диаметром 3,68 мм.

Глава 5

Капельно-брызговая фаза над морской поверхностью

В настоящей главе представлены результаты экспериментальных дистанционных и контактных исследований состояния капельно-брызговой фазы (КБФ), образующейся в системе океан – атмосфера в условиях среднего волнения и обрушения гравитационных волн. Излагаются сведения о физических механизмах генерации капельно-брызговой фазы; проводится сравнительный анализ литературных данных о физических характеристиках дисперсной среды, таких как водность среды, спектр размеров, высотные профили водности, временная и пространственная динамика капельно-брызговых облаков. Представлены сформированные на этой базе модельные представления о водности капельно-брызговых облаков в зависимости от состояния волнения и скорости ветра.

5.1. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ КАПЕЛЬНО-БРЫЗГОВОЙ ФАЗЫ

Любое непродолжительное наблюдение за поверхностью моря при свежем ветре показывает, что появление в воздухе мелкокапельной брызговой фазы в воздушном потоке связано с обрушением крутых гребней ветровых гравитационных волн. Однако от этого, в общем, тривиального заключения достаточно далеко до понимания того, каков же на самом деле физический механизм генерации и отрыва капель от поверхности воды. Этот процесс, широко используемый в целом ряде технических устройств и называемый в прикладных исследованиях уносом, неоднократно изучался в лабораторных установках — каналах, в которых над пленкой или тонким слоем жидкости создается течение воздуха [Levich, 1962; Wallis, 1969; Кутателадзе, Стырикович, 1976]. Хотя главной целью этих исследований было получение эмпирических зависимостей для решения чисто прикладных задач, одновременно изучались

и физические процессы, определяющие формирование карельно-брызговой фазы. Значительно более сложным и менее изученным представляется процесс генерации брызг на морской поверхности при среднем и сильном ветре. Исследования к настоящему времени выполнены в основном в лабораторных условиях и в аэрогидродинамических каналах [Wu, 1973; Lai, Shemdin, 1974; Blanchard, Woodcock, 1957; Tedesco, Blanchard, 1979; Cipriano, Blanchard, 1981; Koga, 1981; Monahan et al., 1982] и в значительно меньшей степени в натуральных условиях [Monahan, 1968; Ruben, 1977; Егоров, 1977; Белов, 1978].

Следует отметить, что даже явление отделения жидкости от тонкой пленки более простое, так как на пленке отсутствуют крупные обрушающиеся ветровые волны, несмотря на многочисленные экспериментальные исследования, остается не вполне объясненным. Качественно оно описывается следующим образом: при большой скорости движения газа силы сопротивления, действующие на вершины гребней волн, оказываются достаточно большими, чтобы сорвать с них капли жидкости; началу отрыва обычно предшествует появление белых «барашков». Приведенное качественное описание можно считать возможным объяснением отрыва, а соответствующий механизм назвать непосредственным срывом капель с поверхности.

Однако существует еще несколько в разной степени значимых механизмов генерации брызговой фазы. Один из них связан с неустойчивостью поверхности жидкости, возникающей при большой скорости движения воздуха вблизи границы раздела. Действие этого механизма может наблюдаться как у острых гребней ветровых волн, где вертикальная производная скорости ветра, по-видимому, достигает наибольших значений, так и на подветренных склонах обрушающихся волн, где над быстро двигающейся по склону массой «барашка» возникает брызговая фаза.

Однако, как считают многие специалисты [Blanchard, Woodcock, 1957; Toba, 1962; Monahan, 1968; Koga, 1981; Бортковский, 1983], подавляющая масса брызг рождается не путем непосредственного «срыва» ветром водных частиц с заостренных гребней гравитационных волн, а несколькими секундами позднее путем схлопывания (коллапса) пузырьков воздуха в эмульсионной структуре и разрыва пенных структур сотового типа (см. гл. 6). Процесс схлопывания пузырька и образования брызговых капель детально исследован в многочисленных лабораторных экспериментах [Blanchard, Woodcock, 1957; Wu, 1973; Lai, Shemdin, 1974; Tedesco, Blanchard, 1979; Cipriano, Blanchard, 1981; Koga, 1981] и подробно описан и проанализирован, в первую очередь, в связи с проблемой изучения морских аэрозолей как основного фактора электризации атмосферы [Blanchard, Woodcock, 1957; Blanchard, 1963; Бортковский, 1983].

Качественно этот процесс можно описать следующим образом. Когда вершина всплывшего пузырька оказывается выше поверхности раздела, жидкость начинает стекать с купола, и оболочка пузырька вблизи вершины быстро утончается. Наконец, когда образуется отверстие, неуравновешенные силы поверхностного натяжения приводят к его расширению. Пленка, двигаясь с большой скоростью, сталкивается с основной массой жидкости и образует

кольцевое возвышение вокруг впадины. При смыкании кольцевой волны в центре каверны образуется столбик жидкости — струя, от которой отделяется одна или несколько вертикально взлетающих капель («реактивные» или «струйные» капли). Размер и энергия таких «струйных» капель определяются размером схлопнувшегося пузырька. Если поверхность пузырька загрязнена поверхностно-активными веществами, то вязкость пленки сильно возрастает. В этом случае уменьшение толщины пленки продолжается только до достижения ее критического значения; после этого стекание жидкости из верхней части купола прекращается и продолжается из более толстых участков пленки. В результате толщина почти всей пленки, составляющей надводную часть пузырька, становится малой, и разрыв пленки происходит сразу во многих местах; образующиеся при этом капельки значительно мельче, чем капля, отрывающаяся от центральной струи, и летят не вверх, а в самых различных направлениях.

Изложенная схема, приведенная во многих литературных источниках, хотя и является несколько упрощенной, тем не менее изучение с помощью скоростной киносъемки различных фаз разрушения пузырьков эмульсионной структуры и пленок сотовой пенной структуры в целом ряде работ [Науами, Тоба, 1957; Day, 1964; MacIntyre, 1972] указывает на справедливость такого подхода. Согласно данным, приведенным в этих работах, можно различить (разумеется, достаточно условно) две фазы разрыва (коллапса) пузырька, при которых капельки воды попадают в воздушную среду: а) разрыв (или стягивание) полусферической оболочки и образование большого количества мелких капель («пленочные» капли); б) после разрыва верхней оболочки пузырька извержение (выброс) со дна пузырька узкой струи, что приводит к образованию от 1 до 5 крупных капель («реактивные» капли), которые выбрасываются вертикально вверх до высот, зависящих от размера исходного пузырька.

На первом этапе первоначальный разрыв пузырька и последующее расширение его отверстия происходит с большими скоростями — около 8 м/с, так что полный разрыв оболочки длится несколько микросекунд, а в момент его окончания от кольцевого утолщения, окружающего каверну, отрываются мелкие капельки («пленочные» капли), летящие почти горизонтально со скоростью, близкой к 8 м/с. Поскольку размеры пузырьков в морской среде варьируются от долей миллиметра до сантиметра, то соответствующая площадь пленки поверхности пузырька может составить величины от 10^{-4} до 1 см^2 , что в конечном итоге и определяет потенциальную энергию выброса дисперсной фазы пузырька. Так, схлопывание пузыря диаметром 6 мм (площадь поверхности около $0,3 \text{ см}^2$) может привести к образованию до 1000 капелек; из пузыря диаметром 2 мм (площадь поверхности около $0,005 \text{ см}^2$) получается около сотни капелек, а из пузырьков диаметром менее 0,3 мм пленочных капелек не зарегистрировано. Диаметр пленочных капель колеблется в диапазоне от 5 до 30 мкм, и высота их подъема из-за вязкого трения в спокойном воздухе невелика — менее 1 см. Центральная струя на втором этапе также может дать не одну каплю, а цепочку вертикально взлетающих капель («реактивные» капли).

Таким образом, даже при отсутствии загрязнения схлопывание пузырьков может быть источником не только крупных, вертикально поднимающихся капель, но и множества мелких, направленных горизонтально или наклонно. Эти выводы основаны на результатах, полученных в лаборатории с помощью киносъёмки [Day, 1964]. Было установлено, что в неподвижном воздухе мелкие капельки, появляющиеся при схлопывании больших пузырьков ($r = 1,5-2$ мм), поднимаются на 2–3 см, а капельки от пузырьков радиусом $r < 0,25$ мм — только на несколько миллиметров.

Исследование капель, образующихся из струи, возникающей при смыкании кольцевой волны, показало, что существует статистическая зависимость между размерами образующихся капель и пузырьков и размерами и начальной скоростью вылета капелек. Радиус капель струи составляет около $1/10-1/15$ радиуса пузырька [Hayami, Toba, 1957]. Несмотря на высокую скорость выброса (до 10 м/с), максимальная высота подъема в спокойном воздухе сравнительно невелика — до 15–20 см для пузырей диаметром около 2 мм — и убывает при дальнейшем росте их диаметра. Восходящие турбулентные потоки воздуха увлекают большие капли до высот 10–15 м, а аэрозольные частицы (с диаметрами 10–30 мкм) встречаются на высотах до 1000 м и выше.

Экспериментальные данные показывают, что характер схлопывания пузырьков, размеры и динамика возникающих при этом капель существенно меняются при изменении температуры, солёности и концентрации поверхностно-активных веществ (ПАВ). Выше отмечалось, что присутствие самых незначительных количеств ПАВ в оболочке пузырька сильно влияет на характер схлопывания [MacIntyre, 1972]. Следовательно, можно говорить о неустойчивости описанного механизма образования капель по отношению к малым возмущениям и предположить, что в конкретном районе морской поверхности схлопывание пузырьков происходит одновременно различными способами; описывать наблюдаемую картину в целом можно только при использовании того или иного метода осреднения. Можно также ожидать, что распределение по размерам брызг (спектр брызг), генерируемых на морской поверхности в результате одновременного действия нескольких различных механизмов, должно заметно отличаться от хорошо изученного распределения капель разного размера, образующихся при разрушении струй жидкости, которое описывается функцией распределения типа гамма-распределения. Этот тип распределения, имея достаточно общий характер, с успехом применяется для описания распределения по размерам различных частиц и может оказаться применимым для описания распределения по размерам пузырьков в верхнем слое моря. Однако и в этом случае распределение вида гамма-распределения будет относиться лишь к части спектра капель, а именно — струйным каплям, образующимся при схлопывании «чистых», не содержащих ПАВ пузырьков. Размеры мелких капелек, образующихся при разрыве пленки, слабо зависят от размера пузырька, а, следовательно, их появление будет смещать максимум распределения в сторону малых капель. Точно так же в наблюдаемом распределении по размерам должно проявиться действие непосредственного срыва брызг с гребней волн и образование брызг у переднего их фронта.

Как было отмечено, основной механизм генерации пузырьков в приповерхностном слое морской поверхности связан с обрушением гравитационных волн [Thorpe, Humphries, 1980; Thorpe, 1982; Koga, 1982]. Однако существуют и другие механизмы генерации пузырьков — это выпадение осадков в виде дождя, снега, пыли и аэрозолей. Одна крупная капля дождя может образовать до 100 и даже до 400 мелких и достаточно устойчивых пузырьков на морской поверхности [Blanchard, Woodcock, 1957]. Важным механизмом является также образование микропузырьков путем сорбции газов на поверхности разного рода взвесей или при биологических процессах, например, при фотосинтезе и дыхании мелких морских организмов [Хорн, 1972]. С гидродинамической точки зрения одним из важных механизмов появления пузырьков в подповерхностном слое является схлопывание капиллярных волн при достижении предельной конфигурации поверхности [Phillips, 1977].

5.2. ДИСПЕРСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАПЕЛЬНО-БРЫЗГОВОЙ ФАЗЫ

Для исследования потоков тепла, влаги и импульса при шторме [Бортковский, 1983], а также для формирования электромагнитных моделей полей брызговой фазы [Sharkov, 2003; 2007] необходимо знать такие, зависящие от высоты и меняющиеся вдоль профиля ветровых волн параметры поля брызг, как их вертикальный поток и концентрацию, распределение по размерам (спектры), трехмерные составляющие вектора скорости брызговых облаков. До настоящего времени такой комплекс дисперсных параметров в природных условиях в полной мере не был изучен. Причины этого достаточно прозрачны — проведение детальных природных экспериментов в зоне, непосредственно граничащей с морской поверхностью, в условиях сильного волнения наталкивается на естественные технические и методологические трудности (см. рис П2). Представления о свойствах пространственно-временных полей брызговых облаков до последнего времени основывались главным образом на результатах, полученных при измерениях в прибрежной зоне, на судах и в лабораторных экспериментах. Однако измерения, выполненные в зоне прибоя и на судах, не могут считаться строго репрезентативными не только вследствие искажающего воздействия судна, маяка, платформы и т. п., но и потому, что существует сложная высотная стратификация брызговых облаков, которую условно можно разделить на зону инъекции капель и зону отрыва стратифицированным воздушным потоком. Как показали лабораторные эксперименты и теоретические расчеты, высота подъема (инъекции) большинства брызг в спокойных ветровых условиях достаточно мала (см. разд. 5.1), и измерения для зоны инъекции следует производить возможно ближе к поверхности воды.

5.2.1. Лабораторные измерения характеристик капельно-брызговой фазы

Что касается результатов измерений [Lai, Shemdin, 1974; Toba, 1962; MacIntyre, 1972; Hayami, Toba, 1957; Okuda, Hayami, 1959; Blanchard, 1963; Day, 1964; Wu, 1973, 1979; Wang, Street, 1978], выполненных в лабораторных условиях (без воздушного потока) и условиях аэрогидродинамического канала при наличии воздушного потока, то они явно отличаются от натуральных, в первую очередь, по характеру состояния волнения и по взаимодействию с искусственным и естественным ветровым потоком. Последнее обстоятельство непосредственно связано с конструктивными особенностями аэрогидроканала, такими как величина разгона, глубина водного слоя, высота и тип формирования воздушного потока, форма крыши аэрогидроканала, наличие механического волнопродуктора, система регистрации и целый ряд других особенностей. Очевидно, что детальный анализ результатов измерений в условиях различных аэрогидроканалов и тем более в условиях натуральных экспериментов является сам по себе достаточно сложной задачей. Такие попытки были предприняты в работах [Wu, 1979; Бортковский, 1983]. Здесь же мы кратко остановимся на анализе результатов лабораторных экспериментов в основном с точки зрения дисперсных характеристик брызговых облаков (вариации размеров и концентрация частиц).

Видимо, впервые измерения потока брызг над водой были выполнены в аэрогидродинамическом канале длиной 14,7 м, при глубине воды 0,43 м и высоте слоя воздуха над водой 0,57 см [Okuda, Hayami, 1959]. Листки пропитанной краской фильтровальной бумаги размером 5×5 см экспонировались в течение 5–10 с на высотах от 5 до 30 см над водной поверхностью. Плоскость бумаги была нормальна к продольной оси канала. Отметим, что в условиях эксперимента срыв брызг с поверхности начинался при скорости ветра в воздушном коридоре около 10 м/с и усиливался с ростом скорости, горизонтальный поток очень быстро убывал с высотой. Данные о спектре размеров капельных облаков отсутствуют.

В работе [Toba, 1962] исследовалась зависимость интенсивности генерации брызг систем на поверхности, т. е. их вертикального потока, от скорости ветра. Эксперименты проводились в аэрогидродинамическом канале длиной 21,6 м, шириной 0,7 м и высотой 1,0 м, заполненным наполовину. Для интервала скоростей потока $15 \text{ м/с} \leq U_{10} \leq 23 \text{ м/с}$ (измеренная скорость приводилась к уровню 10 м с использованием логарифмической экстраполяции) была получена зависимость:

$$q = q_0 \exp[0,4(U_{10} - 15)], \quad (5.1)$$

где q ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) — вертикальный поток капель, $q_0 = 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Появление капель было отмечено при $U_{10} = 13 \text{ м/с}$ и разгоне ветра 13 м. Основным механизмом генерации брызговой фазы автор считает схлопывание пузырьков, образующихся при смыкании крутых склонов гравитационно-капиллярных волн над их ложбинами (см. разд. 5.1). Такой процесс, по мнению автора, интенсивно происходит на гребнях обрушающихся ветровых волн. Распределение

капель по радиусам (r), полученное в диапазоне $0,0025 \leq r \leq 0,015$ см, можно аппроксимировать зависимостью $n(r) \sim r^{-2}$.

Результаты определения размеров и числа брызг над пресной водой в аэрогидродинамическом канале длиной 14 м, шириной 1,5 м, при глубине воды 1,2 м, полученные с использованием лазерного устройства, приведены в работе [Wu, 1973]. Диаметр пучка лазерного излучения, направленного горизонтально поперек канала, составлял 0,08 см. Скорость ветра ($U_{0,3}$) измерялась над верхней границей логарифмического подслоя, т. е. на $z = 30$ см при общей толщине слоя воздуха над водой 35 см. Зависимость горизонтального потока капель Q ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) от скорости ветра в интервале $9 \leq U \leq 13,5$ м/с и высоты $0,1 \leq z < 0,25$ м имеет экспоненциальный характер:

$$Q = 4 \cdot 10^{-4} \exp(-4,9z) \exp[2,5(U_{0,3} - 7,5)]. \quad (5.2)$$

Важно отметить, что экспериментально зарегистрирован «взрывной» (триггерный) характер генерации брызговых облаков сразу на всех высотах в логарифмическом подслое до высот 24 см при критической скорости ветра 8,5–9,5 м/с. В упомянутой работе отмечается, что физический механизм генерации брызговых структур тесно связан с появлением обрушения гравитационных волн. Распределение по размерам имеет максимум при r от $7,5 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-2} см; модальный размер несколько возрастает с усилением ветра. В области больших размеров спектр быстро уменьшается — $n(r) \sim r^{-8}$. Распределение капель по размерам не зависит от высоты в пределах логарифмического подслоя. Зависимость их среднего размера от скорости ветра характеризуется медленным ростом от $r = 8,3 \cdot 10^{-3}$ см при $U_{0,3} = 11,7$ м/с до $r = 10^{-2}$ см при $U_{0,3} = 13,4$ м/с. При ряде дополнительных предположений оцененная интенсивность генерации капель на водной поверхности при сходных значениях скорости ветра составила значение примерно в 10 раз меньше, чем по данным работы [Toba, 1962].

В работе [Lai, Shemdin, 1974]) представлены результаты измерений дисперсных свойств брызговых систем в ветро-волновом аэрогидродинамическом канале, имевшем длину 45,7 м, ширину 1,83 м; глубина воды составляла 0,9 м, высота слоя воздуха над водой — 1,0 м. С помощью механического волнопродуктора в канале можно было создавать как регулярное, так и нерегулярное волнение; волнение измерялось струнным волнографом. Размер капель в диапазоне $0,0025 \leq r \leq 0,08$ см определялся по изменению напряжения на выходе пленочного термоанемометра, малый размер датчика которого (длина 1 мм, диаметр 51 мкм) исключал возможность одновременного попадания двух капель и обеспечивал минимальное возмущение воздушного потока. Зависимость горизонтального потока капель от высоты была получена в виде логарифмического профиля. Что касается дисперсного состава, то установлено, что на высоте 13 см (над морской водой) распределение имеет вид $n(r) \sim r^{-2}$, причем с усилением ветра плотность распределения возрастает: при $r = 10^{-2}$ см и $U = 15,0; 16,7$ и $18,0$ м/с значения спектра составляют 0,04; 0,15; 0,60 см^{-4} соответственно. Кроме того, был обнаружен интересный гидродинамический эффект — подавление генерации брызговых облаков при возбуждении

механическим волнопродуктором гравитационных волн (по терминологии авторов — волн «зыби») с амплитудой 5 см ввиду частичного подавления обрушения ветровых волн, а при высоте волн «зыби» в 15 см генерация брызг резко увеличивается в значениях плотности распределения на порядок.

Определенные различия выявлены и в брызговом поле для пресной и соленой воды. Измерения, выполненные над пресной водой при тех же условиях, что и над соленой, показали, что распределение по размерам для больших капель ($r \sim 1,5 \cdot 10^{-2}$ см) имеет вид $n(r) \sim r^{-3}$, а максимальные значения $n(r)$ отмечаются в области $r \sim 0,003-0,008$ см (над морской водой модальный радиус, очевидно, меньше минимально измерявшихся значений, $r_{\min} < 0,0025$ см). Эти различия распределений капель по размерам над пресной и морской водой, скорее всего, связаны с различиями в распределении пузырьков по размерам.

С целью оценки влияния брызг на энергообмен между водой и воздухом в лабораторных экспериментах [Wang, Street, 1978] вода в канале подогревалась так, что перепад температуры вода — воздух достигал $12,5^\circ\text{C}$, а перепад удельной влажности — 20 %. Длина канала составляла 35 м, ширина 0,9 м, общая высота 1,93 м; канал был заполнен водой до половины. Ветер создавался вентилятором, расположенным у подветренного конца канала. Измерения производились при четырех значениях скорости ветра (от 12,5 до 14,5 м/с), измеренной на высоте около 30 см над водой (режим свободного потока), и при разгонах (от начала рабочей части канала) от 3,0 до 12,3 м. Количество капель и их размеры определялись датчиком, состоявшим из отрезка нихромовой проволоки диаметром 63 мкм и длиной 6 см, на которую подавалось напряжение 1800 В. Попадание на проволоку капли вызывает пропорциональное размеру капли падение напряжения на выходе устройства. Датчик позволял определять размеры (диаметр) капель в интервале от 25 до 1250 мкм при частоте их падения до $35\,000\text{ с}^{-1}$. В работе отмечается, что, возможно, имеются капли значительно большего размера, которые не регистрируются системой. Определена также «пороговая» генерация брызговой фазы при начале обрушения гравитационных волн с высотой гребней 5 см и при скорости ветра в свободном потоке, превышающем 12,5 м/с. Данные эксперимента демонстрируют сильный рост горизонтального потока капель и высоты их подъема при увеличении разгона X . Это свидетельствует о влиянии ветровых волн на интенсивность генерации и динамику брызг. Распределение капель по размерам, напротив, сохраняет свой вид на всем рабочем участке канала, $3 \leq X \leq 12,3$ м.

5.2.2. Натурные измерения характеристик капельно-брызговой фазы

Наиболее информативной с точки зрения выявления дисперсных характеристик брызговой фазы в зоне уноса является работа [Преображенский, 1972], где получены вертикальные профили водности и распределение капель по размерам в брызговой фазе в слое атмосферы до 7 м (от спокойной поверхности). Работы проводились в акватории Северной Атлантики с борта дрейфующего научно-исследовательского судна с использованием метода забора проб на масляные пластины на высотах 1,5; 4 и 7 м. Весь набор данных разделен на

две группы, соответствующие случаям умеренных (7–12 м/с) и сильных ветров (15–25 м/с). При умеренных ветрах наибольшие концентрации наблюдаются для капель с диаметрами 5–30 мкм, причем содержание частиц такого размера в единице объема (водность) достаточно мало меняется с высотой. При увеличении размеров частиц становится заметным уменьшение их концентрации по мере удаления от поверхности. Так, при умеренных ветрах преобладающий диаметр капель, наблюдавшихся на уровне гребней обрушающихся волн, составлял 130–150 мкм; при штормовых ветрах он увеличивался до 0,5–2 мм. По данным эксперимента, капли такого размера, однако, не выносятся в вышележащие слои атмосферы. Частицы с диаметром менее 200 мкм достигают уровня 4 м, а с диаметром 90 мкм — 7 м.

В этой же работе показано, что вертикальный профиль водности брызговой фазы может быть удовлетворительно описан экспоненциальным законом:

$$W(z) = W_0 \exp[-\beta(z - H)], \quad (5.3)$$

где z — высота уровня измерений; H — высота, близкая к средней амплитуде волны на поверхности. При умеренных ветрах параметры в (5.3) можно оценить как $W_0 \sim 10^{-4}$ г/м³ и $\beta \approx 0,35$ м⁻¹; при штормовых условиях величины этих параметров существенно меняются $W_0 \sim 10^{-2}$ г/м³ и $\beta \approx 1$ м⁻¹.

Остановимся более подробно на исследовании капельно-брызговой фазы в штормовых условиях. Поскольку к настоящему времени отсутствуют достаточно полные и достоверные данные о параметрах капельно-брызговых облаков при шторме, авторы работ [Егоров, 1977; Белов, 1978] предложили на начальной стадии исследовать капельно-брызговые облака, образующиеся при сильном прибое. Можно предположить, что эти дисперсные системы являются физической моделью капельно-брызговых образований, «летающих» над поверхностью моря при шторме, а их дисперсные параметры в известном смысле являются предельными для капельно-брызговых облаков в штормовых условиях открытого моря. При этом имеется целый ряд особенностей и различий в дисперсных свойствах капельно-брызговых облаков, образующихся в условиях прибоя и в открытом море. Отметим, что если при шторме в приводном слое «летит» практически сплошная капельно-брызговая пелена с достаточно однородными характеристиками, то в прибойной зоне мы имеем локализованное в пространстве капельно-брызговое облако, которое в пространстве и во времени достаточно быстро эволюционирует. С точки зрения получения количественных характеристик такое капельно-брызговое облако в прибойной зоне можно достаточно надежно зафиксировать и в пространстве, и во времени и, соответственно, измерить его дисперсные параметры. К параметрам капельно-брызговых облаков, которые необходимо исследовать, относятся следующие: время жизни капельно-брызгового облака, длина его пролета, общая водность облака и пространственное и высотное распределение водяных капель в облаке по размерам.

Поскольку при теоретическом исследовании процессов брызгообразования и распространения капельно-брызгового облака в штормовых условиях

трудно учесть все многообразие факторов, воздействующих на эти процессы, то особую важность представляет вопрос экспериментального изучения параметров капельно-брызговых облаков в штормовых условиях (или в условиях, их имитирующих).

Остановимся на методике экспериментального исследования капельно-брызговых образований. Для изучения общей водности использовались заборники в виде изогнутых стеклянных пробирок, входное отверстие которых располагается перпендикулярно потоку, а интересующее количество жидкости скапливается на дне пробирки. Изучение распределения капель по размерам производилось при помощи оседания капель на впитывающую и окрашивающуюся подложку. Определить распределение капель можно было при помощи улавливания капель иммерсионной средой, представляющей собой смесь сажи и вязкого масла. Однако распределение капель, полученное по второй методике, имеет явное завышение в области мелких капель, что объясняется дроблением крупных капель при ударе о подложку. В этом случае при изучении распределения капель по размерам наиболее важна правильная градуировка подложки, которая осуществлялась при помощи специальной методики [Белов, 1978].

Определение параметров капельно-брызговых облаков, образующихся при сильном прибое, проводилось в районе гидрометеостанции на мысе Шмидта (побережье Чукотского моря) в осенний период [Егоров, 1977; Белов, 1978]. Во время сильного прибоя, сопровождающегося сильным брызгообразованием, измерялись длина пролета брызгового облака, время его жизни, водность, приблизительно оценивались его размеры. Распределение капель в облаке по размерам исследовалось на различных расстояниях от зоны непосредственного брызгообразования и на различных высотах. С этой целью на мачте на высотах 1,5; 2; 3; и 4 м закреплялись заборники. Мачта, в свою очередь, устанавливалась на расстояниях от 5 до 50 м от зоны брызгообразования. Таким образом, было получено около 240 спектров капель в брызговом облаке.

Как и следовало ожидать, дисперсные характеристики капельно-брызгового облака достаточно сложно эволюционируют в зависимости от времени его жизни. Так, в момент образования брызгового облака в его верхней части заметно преобладание более крупных капель, и его водность может быть больше, чем на более низких высотах. Максимум в распределении капель по размерам на 4-метровой высоте приходится на диаметр капель, равный 0,44 мм. Наоборот, в конце существования капельно-брызгового облака в верхней его части преобладают капли меньшего диаметра. На высоте 4 м при $l = 50$ м максимум в спектре капель приходится на диаметр, равный 0,23 мм, а по мере приближения к поверхности максимум в спектре смещается в сторону больших значений: при $h = 3$ м $d_m = 0,29$ мм, при $h = 2$ м $d_m = 0,33$ мм, при $h = 1,5$ м $d_m = 0,37$ мм, где h — высота; d_m — диаметр капли, при котором распределение капель по размерам имеет максимум.

Полученные в работе [Егоров, 1977] результаты показали, что распределение капель по размерам в капельном облаке на различных стадиях его

эволюции является достаточно устойчивым и может быть описано известной функцией гамма-распределения:

$$n(d) = b_1 d^2 \exp(-b_2 d), \quad (5.4)$$

где параметры распределения b_1 и b_2 зависят от высоты и эффективного расстояния до зоны брызгообразования. В эксперименте также было установлено, что в передней части «летающего» облака преобладают мелкие капли, а в тыльной его части — более крупные. При этом по мере выпадения из брызговых облаков более крупных капель водность облака на начальном участке полета (на расстоянии до 10 м) резко снижается (примерно на порядок), а затем изменяется более медленно, практически по экспоненциальному закону.

На основании большого количества измерений времени жизни брызговых облаков авторам работ [Егоров, 1977; Белов, 1978] удалось установить достоверные интервалы, между которыми находится время существования единичного брызгового облака. Время жизни брызговых облаков рассматривалось как функция высоты обрушивающихся волн при прибое. С ростом высоты обрушивающейся волны от 1 до 6 м среднее время жизни брызговых облаков линейно возрастает от 1 до 4 с с достоверными интервалами от 2 до 5 с.

Интерес представляет также исследование прибойной зоны в условиях слабого волнения, а точнее, определение возможного предельного вклада капельно-брызгового механизма в энергообмен в условиях слабого волнения. Специально сконструированная электронная система регистрации скорости и размеров потока капель, последовательно пересекающего две освещенные плоскости, позволила Д.Л. Рубену определить интегральную функцию распределения капель размером от 0,05 до 0,3 мм [Ruben, 1977]. Эксперимент проводился в прибрежной зоне Атлантического океана при обрушении прибоя с высотой волны 0,7 м и при скорости ветра 3,5 м/с на трех высотах (от уровня моря) 25, 38 и 56 см.

Представляет несомненный интерес сопоставить дисперсные свойства капельно-брызговых систем по экспериментальным данным, полученным в зоне улета и в прибойной зоне различными авторами [Преображенский, 1972; Егоров, 1977; Белов, 1978; Ruben, 1977]. Ввиду того, что при выполнении экспериментов авторами этих работ были использованы различные дисперсионные характеристики, то автор настоящей книги пересчитал с помощью известных методик [Sharkov, 2003; 2007] эти данные и привел их к единой форме в виде водности и дифференциальной плотности размеров частиц (спектры). На рис. 5.1 представлены профили водности капельно-брызговых облаков при умеренных и штормовых ветрах на высотах от 2 до 7 м от среднего уровня морской поверхности в открытом море и профили водности брызговых образований при сильном и слабом прибое. Отметим, что в целом профили в открытом море имеют экспоненциальный характер (5.3). Дисперсные свойства брызговых облаков в прибойной зоне могут широко варьироваться ввиду сложной кинетики и аэродинамики полета мелких и крупных капель. По своей водности они могут на два-три порядка превышать водность облаков в открытом

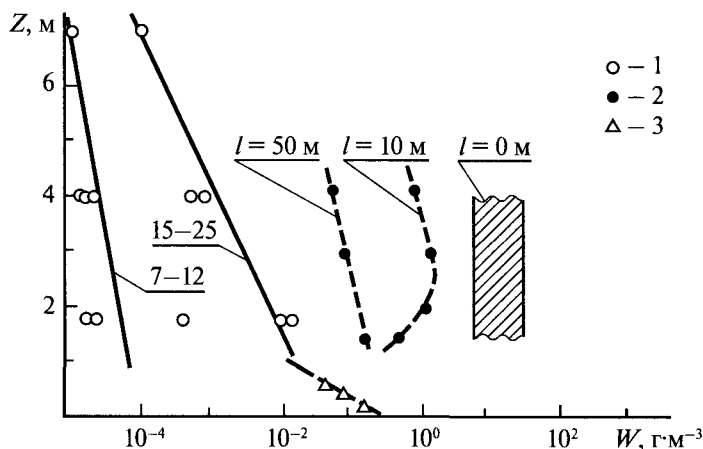


Рис. 5.1. Экспериментальные высотные профили z водности W капельно-брызговых облаков W при умеренных и штормовых ветрах на высотах от 2 до 7 м от среднего уровня морской поверхности в открытом море (Северная Атлантика) (1) и высотные профили водности брызговых образований при сильном (на уровнях 1,5; 2; 3 и 4 м) (2) и слабом (на уровнях 0,25; 0,38 и 0,58 м) (3) прибое. 1 — экспериментальные данные, по [Преображенский, 1972] (цифрами у аппроксимационных прямых показаны диапазоны скоростей ветра на высоте 10 м); 2 — профили водности брызговых образований, вычисленные автором настоящей работы по данным работы [Егоров, 1977] (l — расстояние (в м) от зоны обрушения); 3 — профили водности брызговых образований, вычисленные автором настоящей работы по данным работы [Ruben, 1977]

море на тех же уровнях. Как уже отмечалось, в момент образования облака оно может иметь однородный дисперсный характер, но без явно выраженного профиля по водности ($l = 0$). В начале движения в верхней части облака могут преобладать крупные частицы и, следовательно, водность облака может быть выше, чем на нижних горизонтах ($l = 10$ м). По мере движения облака происходит выпадение крупных капель и, таким образом, профиль приобретает экспоненциальный характер ($l = 50$ м). При слабом прибое капельно-брызговое облако обладает существенно меньшей водностью (на два порядка), но, тем не менее, сопоставимой с водностью брызговых образований в зоне улета при штормовых ветрах (см. рис. 5.1). В целом же отметим, что диапазон водности брызговых систем может быть очень большой — от 10 г/м³ при обрушении крупной волны до 10^{-4} – 10^{-5} г/м³ при умеренных ветрах в зоне улета.

Из анализа рис. 5.2, где представлены значения дифференциальной плотности размеров брызговых структур при прибое, можно сделать вывод, что спектры таких систем достаточно узки и при слабом, и при сильном прибое. Интересно сопоставить эти данные со спектром частиц для осадков, выпадающих из «теплых» облаков [Takahashi, 1978]. Нетрудно видеть, что по сравнению с брызговыми каплями спектр дождевых капель является крайне широкополосным с сильными вариациями содержания крупных капель.

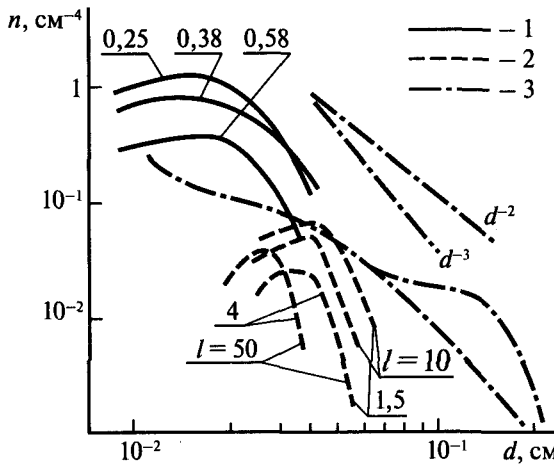


Рис. 5.2. Экспериментальные дифференциальные распределения размеров частиц в капельно-брызговых образованиях при обрушении гравитационных волн при набегаении на берег и в дождевых осадках из теплых облаков: 1 — спектры капельно-брызговых образований, вычисленные автором настоящей работы по данным [Ruben, 1977], полученным при слабом прибое; 2 — спектры капельно-брызговых образований, вычисленные автором настоящей работы по данным [Егоров, 1977], полученным в условиях сильного прибоя; цифрами у кривых указаны уровни измерений (1,5; 2; 3; 4); l — расстояние (в м) от зоны обрушения; 3 — спектр капель для осадков с интенсивностью 30 мм/ч (по данным [Takahashi, 1978])

Результаты первых достаточно корректных измерений характеристик поля брызг в зоне инъекции над морской поверхностью в натуральных условиях приведены в работе [Monahan, 1968]. Экспериментальная установка состояла из высокоскоростной фотокамеры и электронной фотовспышки, установленных на специальном поплавке. Большой запас плавучести поплавок обеспечивал постоянство высоты аппаратуры над поверхностью воды при волнении. С помощью плавучего якоря поплавок ориентировался относительно ветра так, что брызги пролетали между осветителем и камерой, направленной навстречу лучу света. Благодаря фокусировке системы четкие изображения давали только капли, попадающие в строго определенный объем (около 77 см^3). Изображение сферической капли, пролетающей через освещенный участок, имело вид яркого диска с темной точкой в центре. Определялись число и размеры капель в пределах $4 \cdot 10^{-3} \leq r \leq 7 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Осветитель давал импульсы длительностью 12 мс с интервалом 1,5 с. Каждая серия состояла из 800 снимков. Высота оптической оси над поверхностью составляла 13 см. Фотографирование брызг сопровождалось измерением скорости ветра анемометром, установленным на высоте 47 см на том же поплавке, и сбором солевых частиц на проволочные рамки, установленные на уровнях от 0,5 до 1,1 м.

Наблюдения проводились в прибрежных и открытых районах Атлантического океана при разгонах волнения от 1 до 900 км. Функции распределения брызг по размерам, а также экспериментальные данные по плотности распределения брызг, полученных в условиях аэрогидроканала [Toba, 1962; Lai, Shemdin, 1974], приведены на рис. 5.3. Все результаты относятся к уровню 13 см. значения скорости ветра приведены к уровню 10 м с использованием логарифмической экстраполяции. Отметим, что, несмотря на принципиально различный характер генерации брызговой фазы в аэрогидроканале и в естественных условиях, плотность распределения капель по качественному характеру оказалась достаточно близка. По количественным параметрам при равной скорости ветра количество капель в натуральных условиях заметно (на порядок) больше, чем в лабораторных условиях. В натуральных условиях имеются также капли крупных размеров (с диаметром порядка 1 мм), а в условиях аэрогидроканала встречается значительное количество мелких капель с диаметрами менее 80 мкм. Эти различия объясняются не только влиянием крупных волн и порывистости ветра — факторов, принципиально не моделируемых в лабораторных условиях, — но очевидными различиями в системах регистрации капель.

Зависимость водности (массы капель в единице объема) на уровне 13 см от скорости ветра, приведенного на уровень 10 м с использованием логарифмической экстраполяции, показана на рис. 5.4. Данные о водности на уровне 0,5–1,1 м, вычисленной по осаждению соли на проволочных рамках, показывают, что большая часть капель не попадает на этот уровень. Это еще раз подчеркивает тот факт, что зоны инжекции и зоны улета принципиально отличаются своими дисперсными свойствами. Однако при штормовых ветрах, по данным [Бортковский, 1983], зона инжекции может резко увеличиваться до 1 м и более. На этом же рисунке приведены расчеты водности брызговых облаков, полученных в натуральных условиях [Преображенский, 1972] и приведенных с учетом экспоненциального закона (5.3) к уровню 13 см, а также в условиях аэрогидроканала [Lai, Shemdin, 1974]. Там же представлены данные о водности брызгового образования, возникающего непосредственно над обрушающейся волной [Егоров, 1977] и являющегося своего рода предельным по насыщенности брызговым образованием (зависимость 9 на рис. 5.4).

Важным элементом интерпретации экспериментов является формирование приемлемой аппроксимационной зависимости водности брызгового образования от скорости ветра. Существуют здесь, однако, принципиально различные позиции. Так, Дж. Ву считает возникновение брызговых систем и их насыщение взрывоподобным процессом при скоростях ветра 12–15 м/с (зависимость 6 на рис. 5.4) [Wu, 1979]. Е.П. Борисенков и М.А. Кузнецов [1976; 1978] считают, что процесс имеет характер показательного закона (зависимость 5 на рис. 5.4) типа

$$n(d) = b_1 d^2 \exp(-b_2 d), \quad (5.4)$$

где a и C — нормировочные постоянные: $a = 94,6$ и $C = 172$.

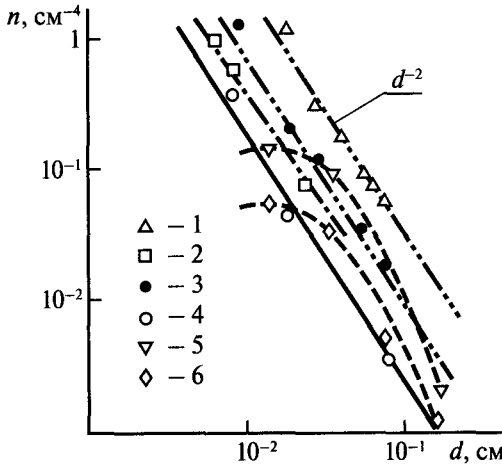


Рис. 5.3. Дифференциальные распределения размеров частиц в капельно-брызговых образованиях. 1–4 — лабораторные измерения в аэрогидроканалах (скорость ветра U_{10} , м/с): 1 — 21,4, по [Тоба, 1962]; 2 — 23,9; 3 — 21,4; 4 — 17,6, по [Lai, Shemdin, 1974]; 5, 6 — натурные измерения, по [Monahan, 1968]: 5 — 15,8; 6 — 12,6

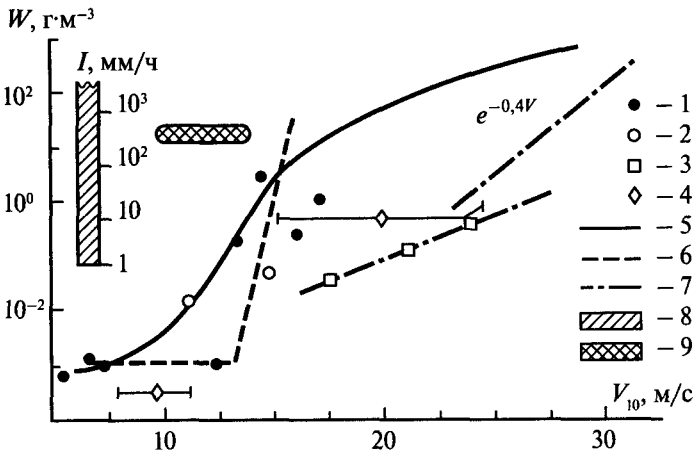


Рис. 5.4. Зависимость объемного содержания воды в капельно-брызговых облаках (на уровне 13 см от морской поверхности) от скорости приповерхностного ветра (на высоте 10 м). 1, 2 — количественные оценки с использованием экспериментальных данных [Monahan, 1968], выполненные Бортковским [1983] (1) и автором настоящей книги (2); 3 — данные, полученные в ветроволновом канале [Lai, Shemdin, 1974]; 4 — натурные данные (приведены к уровню 13 см от поверхности) [Преображенский, 1972]; 5–7 — численная аппроксимация объемного содержания воды в капельно-брызговых облаках как функция от скорости ветра, по данным: 5 — [Борисенков, Кузнецов, 1978]; 6 — [Wu, 1979]; 7 — [Тоба, 1962]; 8 — объемное содержание воды в дождевых осадках как функция их интенсивности [Shiotsuki, 1976]; 9 — натурные данные (в условиях обрушения волн в зоне прибоя) [Егоров, 1977]

Интересно отметить, что данные, полученные в условиях аэрогидроканала — зависимость η на рис. 5.4 [Toba, 1962] и зависимость β на рис. 5.4 [Lai, Shemdin, 1974], — имеют также явно экспоненциальный характер.

Для сопоставления водности брызговых систем с водностью жидких осадков на рис. 5.4 приведен график сопоставления водности и интенсивности жидких осадков [Shiotsuki, 1976] (зависимость δ на рис. 5.4). Из анализа этих кривых следует, что при скоростях ветра 15–20 м/с водность брызгового образования может соответствовать осадкам средней и сильной интенсивности 50–100 мм/ч, а водность брызгового образования, возникающего непосредственно над обрушающейся волной, — катастрофическим осадкам в тропических циклонах с интенсивностью до 1000 мм/ч.

Следующим шагом при изучении зоны инжекции были исследования брызговых структур при помощи специализированной установки дистанционного сбора капель на значительном удалении от НИС в тропической зоне Тихого океана и в Северной Атлантике в ходе научных экспедиций 1975–1980 гг. [Бортковский, 1977; 1983].

В установке был использован известный в исследованиях физики облаков метод — сбор капель на стеклянные пластины, смазанные масляной смесью. В примененной установке дистанционного сбора капель уменьшение зоны возмущения достигается горизонтальным расположением приемных пластин. Число капель, осевших на такой пластине, пропорционально их вертикальному потоку. Приемной частью установки является тонкий диск — кассета, в 16 прорезях которой, расположенных на периферии, закреплены прямоугольные, стеклянные пластины размером 28×14 мм. Кассета помещается в разъемный кожух, в нижней поверхности которого прорезано окно, равное по размеру стеклянной пластине. Все устройство устанавливается на поплавке специальной конструкции. Поплавок обладает большим запасом плавучести и устойчив даже на самых коротких и крутых ветровых волнах; благодаря этому приемное устройство не заливается и расстояние от него до воды остается практически постоянным. При постановке с дрейфующего со значительной скоростью судна соединенный с ним кабелем поплавок перемещается в наветренном направлении на расстояние более 100 м; тяга кабеля и стабилизатор разворачивают поплавок так, что окно кожуха находится с его наветренной стороны. Таким образом, обеспечивается минимальное искажение потока в зоне сбора брызг. После экспонирования всех пластин и подъема установки на судно кассета извлекалась из кожуха, и пластины фотографировались через объектив микроскопа.

При работе зимой 1979/1980 гг. в Северной Атлантике в районе международной океанской станции «С» (52° с.ш., 35° з.д.), где в течение месяца находилось судно, условия характеризовались низкой температурой воды и воздуха (около 5–6 °С) и высокой средней скоростью ветра. Последнее обстоятельство позволило выполнить на установке 25 измерений, которые охватывают диапазон скорости ветра U_z (на уровне $z = 26$ м) от 10 до 19,5 м/с; при этом в 20 случаях приемное устройство было установлено на высоте 15 м над водой, в 3 случаях — на 45 см и по одному измерению было выполнено на высотах 6 и 10 см.

Помимо измерений скорости ветра на судне (U_{26}) во время работы установки проводились измерения скорости ветра ($U_{0,3}$) анемометром, укрепленным на ее поплавке на высоте 0,3 м над водой. После выполнения измерений и фотографирования участков пластин под микроскопом фотоаппаратом с насадкой выполнялась фотосъемка пластин целиком. Разные варианты фотографирования обеспечили получение данных о размерах брызг в широком интервале их диаметров $1,25 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 0,2$ см. Измерения позволили построить зависимость вертикального потока капель с единицы поверхности на высоте 15 см от скорости ветра, которая подтверждает нелинейный (практически квадратичный) рост величины потока с усилением ветра. Результаты изучения дисперсного состава показали, что распределение капель по размерам в брызговом облаке является достаточно устойчивым и может быть описано известной функцией гамма-распределения (5.4). Такой тип распределения иногда называют распределением Нукияма–Танасава [Бортковский, 1977; 1983], принятым для описания поля брызг над морем. Модальный размер, найденный при натуральных измерениях ($d_m = 2,4 \cdot 10^{-3}$ см), оказался на порядок меньше предполагавшегося. Автор указанных работ считает, что срыв ветром острого обрушающегося гребня порождает крупные ($d \geq 10^{-2}$ см), но немногочисленные капли, а схлопывание пузырьков дает многочисленные мелкие ($d \leq 1,2 \cdot 10^{-2}$ см) капли. В области $2,4 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 1,5 \cdot 10^{-2}$ см функцию распределения можно аппроксимировать выражением $n(d) \sim d^{-k}$, где $k \cong 2-3$. В лабораторных исследованиях [Lai, Shemdin, 1974], а также при натуральных измерениях [Monahan, 1968] результат, аналогичный вышеприведенному, получен для капель при $6 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 7 \cdot 10^{-2}$ см. Сдвиг распределений по размерам, полученных при измерениях в зимних условиях, в область малых капель, возможно, объясняется, как считает Р.С. Бортковский [1983], влиянием низкой температуры воды на характер схлопывания пузырьков.

ВЫВОДЫ

Сравнительный анализ литературных данных о физических характеристиках дисперсной брызговой среды, образующейся в режиме обрушения ветровых волн, таких как водность среды, спектр размеров, высотные профили водности, временная и пространственная динамика капельно-брызговых облаков, в целом позволяет достаточно определенно охарактеризовать качественную картину этого физического явления. На этой базе сформированы первичные модельные представления о водности капельно-брызговых облаков в зависимости от состояния волнения и скорости ветра.

Однако во всех экспериментальных работах подчеркивается, что используемая в настоящее время экспериментальная техника не обеспечивает корректной регистрации дисперсных характеристик капельно-брызговых образований в полном объеме и, особенно, в режимах сильного волнения. Кроме того,

практически ничего не известно о пространственно-временной изменчивости брызговых полей как в масштабах отдельных акваторий Мирового океана, так и в масштабе всего Мирового океана. В настоящее время прилагаются усилия для создания контактной и дистанционной экспериментальной техники с целью регистрации капельных частиц в натуральных условиях с большой скоростью отбора проб и в широком диапазоне вариации их размеров (от 20 до 1000 мкм), а также скоростей перемещений. Важно регистрировать возможное изменение фазового состава в процессе движения капельных облаков, а также их температурный режим. Поиски ведутся в различных направлениях, начиная от усовершенствования механических сборников до применения голографической техники, снабженной электронными счетными устройствами.

Глава 6

Электродинамика грубодисперсных плотноупакованных сред

В главе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на выявление наиболее адекватного способа описания и формирования электродинамических моделей многокомпонентных плотноупакованных дисперсных структур, образующихся в системе океан – атмосфера в процессе обрушения гравитационных волн. Эти исследования выполнены в рамках комплексных работ АН СССР по дистанционному изучению структуры морской поверхности [Райзер и др., 1976; Милицкий и др., 1976, 1977, 1978; Бордонский и др., 1978; Райзер, Шарков, 1980, 1981; Ворсин и др., 1982; Sharkov, 2003; 2007]. Из анализа результатов активных и пассивных микроволновых экспериментов, выполненных в 1976–1980 гг., стало ясным, что механизм интенсивного радиоизлучения дисперсных систем заложен в особых поглощающих свойствах эмульсионного монослоя и полиэдральных ячеек. Причину этого явления, которое не поддается объяснению в рамках классического статического электродинамического приближения, мы попытаемся рассмотреть в настоящей главе. По нашему мнению, необходимо использовать подход, учитывающий эффекты взаимодействия электромагнитных волн с неоднородностями дисперсной структуры, т. е. решать дифракционную задачу при одновременном детальном понимании дисперсной структуры пенных систем и их сложного иерархического построения.

6.1. ПЕНА КАК КОЛЛОИДНАЯ СИСТЕМА: ФИЗИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА

Грубодисперсные среды (пены) принадлежат к классу коллоидных систем, содержащих в качестве фазовых компонент газ (атмосферный воздух) и жидкость [Bikerman, 1973; Тихомиров, 1975; Weaire, Hutzler, 2000]. Агрегативное состояние пены определяется ее стабильностью (устойчивостью во времени)

и дисперсной структурой. Вследствие того, что коллоиды являются гетерогенными (неоднородными) системами с огромной внутренней поверхностью раздела, пена принципиально неустойчива. Ее естественное стремление — отделить дисперсную фазу от дисперсионной среды, так как при этом уменьшается поверхность раздела. Поэтому устойчивость пены всегда ограничена, а само понятие «устойчивость» — относительное. Пену, «живущую» несколько секунд, можно считать неустойчивой, а пену, «живущую» минуты или часы, — устойчивой.

Внутренняя структура пены, т. е. относительная геометрия ее фазовых компонент, определяется соотношением объемов фаз в данной дисперсной системе. В целом, грубодисперсные среды делят на два класса: так называемые газовые эмульсии (слой аэрации) и пену сотового типа, другими словами, пену в истинном смысле этого слова [Bikerman, 1973; Тихомиров, 1975; Weaire, Hutzler, 2000]. Однако, как увидим ниже, существует много промежуточных дисперсных систем, составляющих целое иерархическое множество пенных коллоидных структур, которые играют важную роль при построении радиофизических моделей взаимодействия электромагнитных волн с такого рода структурами.

Способность дисперсной системы сохранять частицы неизменными по размеру и форме во времени («агрегативная» устойчивость) зависит главным образом от свойств жидких пленок структуры. Для того чтобы образовалась пена с известным временем жизни, жидкость должна содержать растворенное поверхностно-активное вещество (ПАВ). Типичными примерами ПАВ являются белковые вещества, спирты, жирные кислоты.

Для характеристики коллоидного состояния пены вводят следующие параметры [Тихомиров, 1975]:

1) пенообразующая способность раствора — количество пены, выраженное либо ее общим объемом V , либо высотой ее столба h ;

2) кратность пены β — отношение общего объема пены V к объему раствора, пошедшему на ее образование, V_2 :

$$\beta = \frac{V}{V_2} = \frac{V_1 + V_2}{V_2}, \quad (6.1)$$

где V_1 — объем газа в пене; тогда объемная концентрация газа в пене $\phi = V_1 / (V_1 + V_2)$. Очевидно, кратность пены связана с объемной концентрацией газа соотношением

$$\beta = \frac{1}{1 - \phi}; \quad (6.2)$$

3) дисперсность пенной массы — задается видом спектра (или функцией распределения по размерам) пузырьков в жидкости или элементов пенной структуры; может также задаваться моментами (среднее, дисперсия) от функции распределения; в ряде случаев используют такие параметры как средний объем пузырька или удельная площадь его поверхности;

4) стабильность пенной массы — это время существования элемента пенной структуры (пленки, пузырька) или определенного объема (столба) пены;

5) «агрегативная» устойчивость структуры τ — время самопроизвольного разрушения столба пены наполовину первоначальной высоты h_0 ; величину h_0 иногда называют «степенью пенообразования» [Vikerman, 1973]; различают несколько типов временного распада столба пены и, в частности, линейный, логарифмический и ступенчатый;

6) «фактор пены» — величина, равная произведению $F = h_0\tau$; этот параметр часто употребляется для характеристики пенообразования в естественных морских условиях.

Как уже отмечалось, внутренняя иерархическая структура пенных систем в первую очередь определяется соотношением объемов фаз в дисперсной системе. Концентрированные «газовые эмульсии» состоят из сферических пузырьков различного размера (полидисперсность), которые распределены в жидкой среде более или менее беспорядочно. В этом случае наиболее плотная упаковка теоретически достигается при содержании газовой фазы $\varphi = 74\%$. Под действием гравитационного поля пузырьки газа постоянно находятся в движении. При движении пузырьки могут сталкиваться друг с другом, удерживаться вместе силами притяжения (силы Ван-дер-Ваальса) и слипаться. Этот процесс называется коагуляцией или флокуляцией. Флокулы могут достигать значительных размеров — до нескольких диаметров первоначального пузырька. Крупные агрегаты, получившиеся при слипании пузырьков, со значительной скоростью всплывают и выделяются из эмульсионной системы (процесс седиментации). Следует отметить, что скорость седиментации определяется природой и характером распределения пузырьков газа по размерам. В эмульсии вслед за коагуляцией частиц может наступить и полное их слияние — коалесценция. Поэтому газовая эмульсия в целом неустойчива, она быстро распадается на две объемные фазы (жидкую и газовую) с минимальной поверхностью раздела.

Пузырьки концентрированной эмульсии могут исчезать или укрупняться также и вследствие другого механизма — диффузии газа через жидкие прослойки из меньших пузырьков в более крупные под влиянием разности лапласовских давлений внутри пузырьков [Тихомиров, 1975]. Скорость диффузии пропорциональна разности лапласовских давлений, а также проницаемости жидких прослоек, разделяющих пузырьки различных размеров.

При концентрациях газа выше 74% эмульсия является высококонцентрированной. Ее пузырьки соприкасаются друг с другом своими оболочками и при достаточной устойчивости, не коалесцируя, образуют связную (сплошную) структуру. Ячеистая пена возникает в том случае, когда объем газовой фазы превышает объем жидкости не менее чем в 10–20 раз [Тихомиров, 1975]. При этом чем меньше отношение объемов газовой и жидкой фаз, тем толщина пенной пленки больше.

При концентрациях 80–90% пузырьки, сдавливая друг друга, деформируются, превращаясь в плотноупакованную систему сфероидальных пузырьков и, частично, в многогранники. Высококонцентрированная эмульсия приобретает

упругость формы, т. е. начинает обнаруживать заметное предельное напряжение сдвига. Такая система и является пеной в истинном смысле.

Пенные пленки, разделяющие пузырьки, соединяются, образуя утолщения, которые называются треугольниками Плато. В одном месте соединяются всегда три пенные пленки (три пленки пузырьков), которые образуют углы $\varphi \cong 120^\circ$. Пенные пленки — это параллельные жидкие слои, поверхность же жидкости в треугольниках Плато вогнута. Вследствие этого возникает капиллярное давление, вызывающее отсос жидкости из пленок к утолщенным местам соединений, и пенные пленки утончаются. Одновременно происходит стекание жидкости под действием ее веса от верхних частей пены к нижним.

Когда концентрация газа в пене приближается к 100 %, дисперсионная среда приобретает вид многих очень тонких пленок жидкости, а пузырьки-соты превращаются в многогранные (полиэдрические) ячейки. Это — так называемая «ажурная» или «сухая» пена. Соотношение объемов газовой и жидкой фаз меняется в пределах десятков и даже сотен раз [Тихомиров, 1975].

Состояние пены с многогранными ячейками близко к равновесному, поэтому такие пены обладают большей устойчивостью, чем пены с шарообразными ячейками. Число граней «пузырька» ячеистой пены может меняться от 8 до 18, а их форма может быть самой различной: квадратной, пяти-, шести-, семиугольной [Тихомиров, 1975].

Качественно показано [Тихомиров, 1975], что в эволюционном процессе, вследствие газовой диффузии, пузырьки приобретают последовательно форму параллелепипеда, прямоугольной призмы и тетраэдра независимо от первоначального строения. Процесс разрушения пены ячеистого типа происходит обычно сверху, где наиболее тонкие пленки рвутся одна за другой, и «ажурный» каркас постепенно опадает.

Резюмируя, выделим следующие структурные градации грубодисперсной среды, содержащие в качестве фазовых компонент газ и жидкость.

1. Моно- или полидисперсная система идеально сферических частиц, хаотически распределенных в жидкой среде, — слабоконцентрированная (разбавленная) газовая эмульсия. Кратность этой системы $\beta < 4$.
2. Сплошная структура (моно- или полидисперсная) сферических плотноупакованных пузырьков — концентрированная газовая эмульсия. Кратность $\beta \sim 4$.
3. Ячеистая (сотовая) система частиц неправильной многогранной формы — переходной тип от эмульсии к пене. Кратность $\beta = 10-20$.
4. Собственно пена — структура, состоящая из тонких жидких пленок, которые скреплены в общий жесткий каркас и образуют полиэдрические ячейки. Кратность такой структуры $\beta = 20-100$. Пену, имеющую кратность $\beta > 100$, называют также «сухой» или «ажурной».

Важно заметить, что для каждого типа дисперсной структуры характерна своя геометрия пограничной с атмосферой области. Так, в случае газовой эмульсии в воде эта поверхность представляет собой непрерывную пленку

жидкости, локальные радиусы кривизны которой определяются упаковкой и размерами частиц наружного слоя. Для структуры «ажурного» типа характерна значительная шероховатость поверхности пены. Геометрические размеры отдельных ячеек и их комбинаций постоянно меняются из-за разрывов наружных пленок структуры. Поэтому конфигурация внешней границы пенного слоя может принимать самые разнообразные формы. Следует отметить, что пена «ажурного» типа всегда возникает над структурой плотноупакованных пузырьков, которая и осуществляет непосредственный контакт с водной поверхностью.

В природе, по-видимому, существует вполне определенная иерархия структуры пенного слоя: верхнюю его часть всегда образуют полиэдрические ячейки, ниже располагаются пузырьки, деформированные в виде сфероидов и неправильных многогранников, а затем — идеально сферические частицы. При этом понятие границы раздела «пена — вода» приобретает некоторую условность, поскольку она не является резким переходом от одной среды к другой. Как нам представляется, подобная граница напоминает своего рода «щетку» из водяных капилляров, обращенных вверх и пронизывающих эмульсионный слой пузырьков.

В качестве визуального примера иерархического построения неоднородного слоя пенных систем между водной поверхностью и атмосферой рассмотрим результаты микрофотосъемки поперечного разреза слоя пенных систем, приготовленных по специально разработанным специалистами ИКИ РАН методикам для выполнения лабораторных экспериментов (рис. 6.1а, б) [Бордонский и др., 1978]. Анализ этих микрофотографий показывает, что в лабораторном образце присутствуют все иерархические типы, рассмотренные выше. Так, на границе с водной поверхностью располагается эмульсионный монослой со «щеткой» водных капилляров, пронизывающих переходную область из нескольких слоев плотноупакованных сфероидальных пузырьков. И, наконец, верхнюю часть пенного слоя образуют полиэдрические ячейки, гранями которых являются скрепленные между собой тонкие жидкие пленки.

Способность той или геометрической структуры пены сохранять частицы неизменными по размеру («агрегативная» устойчивость) определяется главным образом особыми свойствами жидких пленок структуры.

Установлено, что совершенно чистые жидкости практически не образуют пены — она мгновенно разрушается после того, как прекращается перемешивание или встряхивание жидкости. Для того чтобы образовалась пена с известным временем жизни, жидкость должна содержать растворенное поверхностно-активное вещество (ПАВ). Молекулы ПАВ легко адсорбируются межфазной поверхностью раздела, образуя адсорбционные слои. При растяжении пленки адсорбционный слой ПАВ на межфазной поверхности делается более редким, поверхностное натяжение в месте растяжения повышается, что способствует сокращению размеров пленки. Это так называемый кинетический фактор устойчивости пен [Тихомиров, 1975]. Существует еще целый ряд гипотез физико-химической природы, объясняющий относительную стабильность пенных покровов [Weaire, Hutzler, 2000].

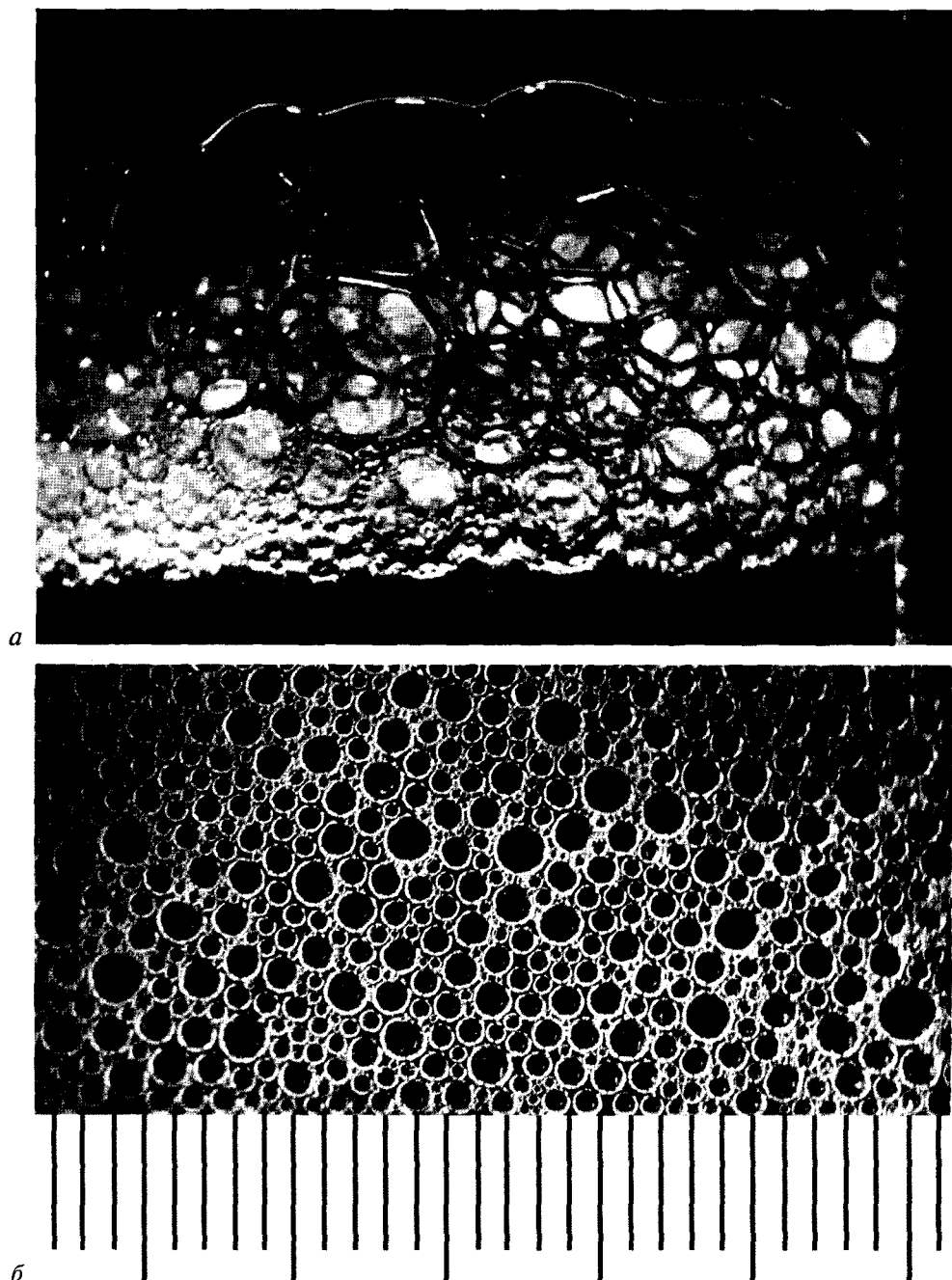


Рис. 6.1. Фотоизображения модельных дисперсных сред, выполненные в режиме микросъемки: *a* — вертикальный разрез неоднородной сотовой пены; *б* — эмульсионный монослой, вид сверху. Масштаб значения шкалы на изображениях — 1 мм

6.2. ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОРСКОЙ ПЕНЫ

Процесс пенообразования на морской поверхности является одним из сложнейших физико-химических процессов в океане, связанных не только с гидродинамической неустойчивостью гравитационных волн, но и с коллоидными свойствами реальной морской воды и биологической активностью морской среды. Атмосферный воздух, каким-либо способом (например, струйно-турбулентным ударным механизмом при обрушении гребней волн [Deane, Stokes, 2002]) попадая в воду, порождает множество пузырьков в широком диапазоне размеров, на поверхности которых адсорбируются поверхностно-активные вещества, содержащиеся в морской среде. Таким образом, пузырьки обволакиваются адсорбционным слоем ПАВ, который препятствует выходу газа из полости пузырька, т. е. обратному его растворению. Поднимаясь к поверхности, пузырьки увлекают за собой эту пленку. Структура в приповерхностном слое, состоящая из «сшитых» адсорбционной пленкой пузырьков, и является пеной на стадии своего рождения. Накопление пенной массы происходит при ударе ныряющей струи о морскую поверхность с большой концентрацией ПАВ. Важным источником образования пузырьков газа являются также растворенные в толще воды кислород и сероводород [Зайцев, 1970]. Пузырьки кислорода, возникающие в результате температурных флуктуаций, постоянно увеличиваются в размере, мигрируют к поверхности и переносят на себе адсорбционную пленку.

Устойчивую пену могут образовывать лишь ПАВ, адсорбционные слои которых обладают повышенной механической прочностью. Таковыми являются нерастворимые и растворимые органические вещества. Нерастворимые органические вещества — это гидрофильные коллоиды и полуколлоиды, поступающие в воду в результате прижизненных и посмертных выделений животных и растений, населяющих морскую среду. Полагают, что основным источником растворимого органического вещества в открытом море является планктон [Зайцев, 1970].

Было обнаружено [Abe, 1957; 1962; 1963], что пенный порошок (высушенный отстой пены) содержит огромное количество микроскопических фрагментов морских водорослей и белка фитопланктона. Присутствие очень небольшого количества пенного порошка в профильтрованной морской воде принципиально меняет характеристики пенообразования. Так, добавление 0,05 г пенного порошка на 100 см³ профильтрованной морской воды увеличивает время жизни и фактор пены в 100 раз, а добавление 0,08 г того же порошка эти характеристики увеличивает в 1500–2000 раз [Abe, 1962; 1963]. По данным этого же автора, концентрация органических веществ в морской воде приповерхностного слоя составляет 0,099 экв·мг/л, тогда как концентрация этих веществ в пене достигает величины в сотни и тысячи раз большей.

В условиях однородных гидрохимических условий океанической поверхности пенные поля не образуют сплошного равномерного покрова даже при достаточно сильном волнении (рис. 6.2) и обладают своеобразными пространственно-статистическими характеристиками (см. гл. 2, 3). При наличии



Рис. 6.2. Аэрофотоснимок взволнованной морской поверхности на фоне солнечного блика. Высота полета самолета-лаборатории — 1000 м; масштаб съемки — 1:10 000; морское волнение — 4 балла (шкала Бофорта); акватория — Японское море, Тихий океан; дата съемки — 25 марта 1975 г.; время съемки — 10:30 (местное время)

же сложной гидрохимической обстановки пенные поля могут обладать весьма причудливыми формами — даже при наличии волнения устойчивая пена может скапливаться в зонах конвергенции течений в виде линейных структур; при соприкосновении речных вод с морскими — в виде сложных спиральных и грибовидных форм; обрамлять большие сликовые области в виде лепестковых структур и образовывать другие формы. Большие массы пены формируются в прибрежных зонах под действием сезонных ветров. Такая пена очень устойчива, иногда она собирается в огромные комья (размером около метра) и выбрасывается на берег (рис. 6.3). В исключительных случаях, как, например,



Рис. 6.3. Фотоснимок прибрежной зоны северо-восточного побережья Японии с устойчивой пенной массой после сильного шторма [Abe, 1962]; высота мерного черного стержня составляет 0,5 м

у северо-восточных берегов Японии, масса выброшенной на берег пены может повреждать линии электропередач и даже служить препятствием для железнодорожного и автомобильного движения. При штилевых условиях пенная масса распадается, создавая хорошо заметные (как в оптическом диапазоне, так и на радиолокационных изображениях) из-за подавления гравитационно-капиллярной части морского волнения сликовые поля гладкой водной поверхности.

В табл. 6.1 приведены физические параметры устойчивой морской пены и пенной жидкости*, полученные в работах [Abe, 1957; 1962; 1963;] и систематизированные в работе [Райзер и др., 1976]. Остановимся на них подробнее.

1. Поверхностное натяжение пенной жидкости (γ) составляет 27–34 дин/см при температуре 12 °С. Это примерно в 2–3 раза меньше, чем поверхностное натяжение обычной морской воды. Столь низкая величина поверхностного натяжения пенной жидкости обусловлена, вероятно, наличием в ней большого количества органического вещества. Следует отметить, что формирование пены в областях скопления поверхностной органической пленки (которая и является, по-существу, «пенной жидкостью») может осуществляться гораздо эффективнее, чем пенообразование на свободной от такой пленки поверхности моря.

* Под пенной жидкостью подразумевают жидкость, которая остается после полного распада морской пены [Abe, 1963].

Таблица 6.1. Некоторые физические характеристики морской воды и пенных структур

Характеристика	Вещество	Величина	Примечания
Поверхностное натяжение γ , дин/см	Пенная жидкость	27–34	$t = 12^\circ\text{C}$
	Морская вода	74–67	Натуральная, $t = 12^\circ\text{C}$; $S = 35\text{‰}$
Коэффициент вязкости η , г/см·с	Пенная жидкость	0,6300	$t = 11,5^\circ\text{C}$
	Морская вода	0,0137	Натуральная, $t = 10^\circ\text{C}$; $S = 35\text{‰}$
	Морская вода	0,0189	Натуральная, $t = 0^\circ\text{C}$; $S = 35\text{‰}$
Коэффициент теплопроводности q , кал/см·с·°C	Пресная вода	0,0131	$t = 10^\circ\text{C}$
	Пресная вода	0,0179	$t = 0^\circ\text{C}$
	Пенная жидкость	0,0076	$t = 25^\circ\text{C}$
	Стабильная пенная масса	0,0081	$t = 20^\circ\text{C}$
	Морская вода	0,00135	$t = 17,5^\circ\text{C}$; $S = 20\text{‰}$
	Питьевая вода	0,00172	$t = 20^\circ\text{C}$
Удельная электропроводность $\sigma \cdot 10^2$, (Ом·см) ⁻¹	Графит	0,0377	$t = 20^\circ\text{C}$
	Стабильная пенная масса	0,1800	$t = 12^\circ\text{C}$, $f = 1\text{ кГц}$
	Стабильная пенная масса	0,1300	Час спустя $t = 12^\circ\text{C}$, $f = 1\text{ кГц}$
	Пенная жидкость	2,9000	$t = 12^\circ\text{C}$, $f = 1\text{ кГц}$
	Морская вода	3,8000	Натуральная, $S = 35\text{‰}$
	Плотность ρ , г/см ³	Стабильная пенная масса	0,0113
Пенная жидкость		0,977	$t = 12,6^\circ\text{C}$
Морская вода		1,0255	$t = 12^\circ\text{C}$; $S = 35\text{‰}$
Свежевыпавший снег		0,05–0,08	—

2. Вязкость (молекулярная) пенной жидкости (η) составляет 0,63 г/(см·с) при температуре 11,5 °C, примерно в 60 раз большую, чем вязкость обычной морской воды. Вязкость противодействует утончению пленки пузырька, определяет его размер и существенно влияет на устойчивость пены. Заметим, что для формирования устойчивой пены недостаточно низкого поверхностного натяжения, необходима определенная молекулярная вязкость пенообразующего раствора [Тихомиров, 1975].

3. Теплопроводность пенной жидкости (q) составляет 0,0076 кал/(см·с·град) при температуре 25,2 °C. Теплопроводность пенной жидкости выше, чем теплопроводность морской воды (см. табл. 6.1). Это может сказываться на радиационном режиме процессов взаимодействия океан – атмосфера.

4. Удельная электропроводность устойчивой пенной массы (σ) оказалась равной $0,18 \cdot 10^{-2}$ (Ом·см)⁻¹ на частоте $f = 1\text{ кГц}$ при температуре 12 °C. В течение часа ее величина уменьшалась до значения $\sigma = 0,13 \cdot 10^{-2}$ (Ом·см)⁻¹, а затем оставалась почти неизменной. Примечательным является тот факт, что удельная электропроводность стабильной пенной массы примерно в 20 раз мень-

ше, чем удельная электропроводность пенной жидкости, которая составляет $2,9 \cdot 10^{-2} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$.

5. Плотность также может служить определенной характеристикой морской пены. По данным [Abe, 1963], плотность устойчивой пены (ρ) составила $0,0113 \text{ г/см}^3$ при температуре 12°C , т. е. почти в сто раз меньшую, чем плотность обычной морской воды, но того же порядка, что и плотность свежевыпавшего снега (см. табл. 6.1).

Зависимости физических параметров пенной массы от температуры и солености морской воды систематизированы в работе [Райзер и др., 1976].

6.3. ДИСПЕРСНАЯ СТРУКТУРА МОРСКОЙ ПЕНЫ В АКВАТОРИИ ЧЕРНОГО МОРЯ

Как уже отмечалось, исследования характеристик дисперсной пенной зоны, возникающей на морской поверхности в результате обрушения волн, важны для формирования электродинамических моделей дисперсных натуральных систем и интерпретации данных дистанционного зондирования поверхности океана (см. гл. 1). Однако физические свойства и дисперсная микроструктура морской пены в естественных условиях изучены к настоящему времени явно недостаточно. Имеющиеся сведения касаются либо искусственных образцов [Miyake, Abe, 1948; Monahan, Zietlow, 1969], созданных из эквивалентного морской воде солевого раствора, либо устойчивой пенной массы, собранной на берегу после сильного шторма, — явления довольно редкого [Abe, 1963].

В настоящем разделе приводятся результаты натуральных исследований дисперсной структуры морской пены естественного происхождения. Наблюдения велись в прибрежной зоне Черного моря в двух пространственно сильно разнесенных районах (бухта Голубой залив на Крымском полуострове и мыс Адлер на Кавказском побережье) при волнении моря около 4 баллов [Райзер, Шарков, 1980].

Участки вспененной поверхности моря фотографировались с пирса. На рис. 6.4а представлен снимок поверхности в зоне прибоя, на котором отчетливо видны два типа структур: так называемые бурун и полосы или пятна пены. Последние, как правило, формируются на подветренном склоне волны, а также при всплывании на поверхность пузырьков воздуха.

Для оценки параметров дисперсной структуры пенных образований использовался метод микрофотосъемки. Однако ввиду высокой динамичности обрушивающегося гребня волны детальную микрофотографию его структуры получить не удалось, и данные, приводимые в разделе, касаются только достаточно устойчивых (со временем жизни несколько минут) образцов полосовой пены. Пробы такой пены отбирались с поверхности при помощи специального лотка; при этом дисперсная структура ее практически не нарушалась. Затем образец в лотке фотографировался в отраженном свете камерой «Зенит» с использованием переходных колец и объектива «Таир-11» (фокусное расстояние



Рис. 6.4а. Фотоснимок поверхности моря, покрытой пенными образованиями (Голубой залив, Крым, Черное море), — бурун и полосы растекшейся пены (волнение около 4 баллов)

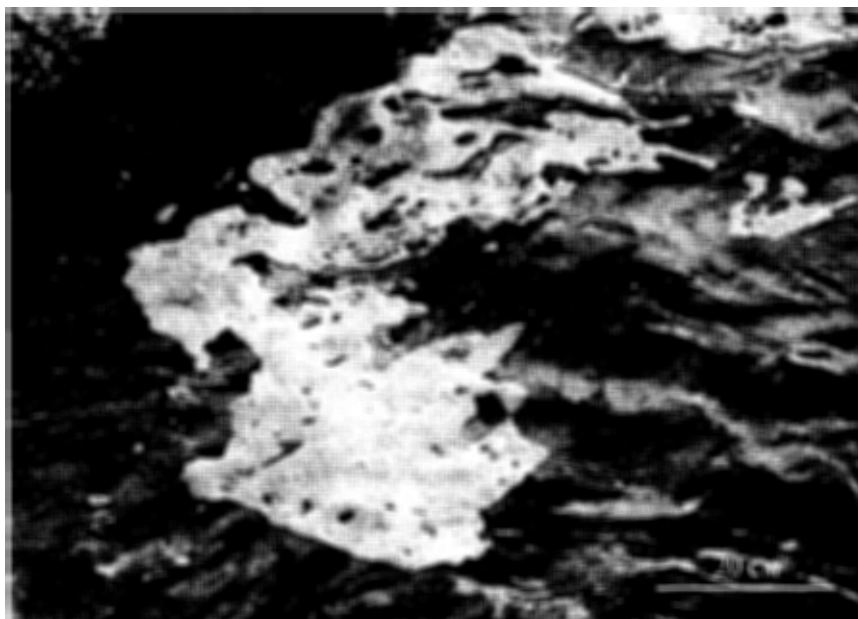


Рис. 6.4б. Полоса пены крупным планом

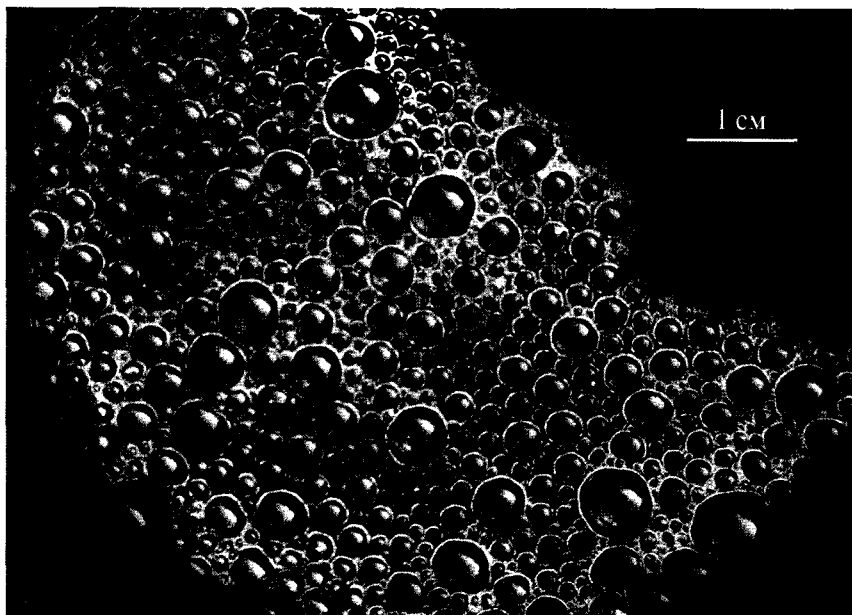


Рис. 6.4в. Дисперсная структура той же полосы (увеличено в 2 раза)

объектива 135 мм). Масштаб снимка определялся по эталону, расположенному на таком же расстоянии от объектива, что и образец пены. Съемка осуществлялась «с рук». Следует подчеркнуть, что за те 1–2 мин, которые занимал весь цикл работы, исследуемые образования в месте отбора пробы на поверхности моря успевали разрушиться. Это обстоятельство существенно ограничивало статистику наблюдений. Тем не менее, геометрические характеристики дисперсной структуры пены полосового типа, как наиболее устойчивой, были определены.

На рис. 6.4б показана полоса пены на поверхности моря крупным планом (характерные размеры полосы в реальном масштабе составляли порядка $2 \times 0,5$ м), а на рис. 6.4в представлена микроструктура того же участка. Как видно, это концентрированная эмульсия газа в воде, пузырьки которой плотно упакованы и образуют одинарный слой на поверхности воды — «эмульсионный монослой». Форма пузырьков неодинакова и зависит от их размера: самые мелкие — идеально сферичны, наиболее крупные — деформированы в виде неправильных многогранников.

Обработка снимков, аналогичных показанному на рис. 6.4в, проводилась следующим образом. Все пузырьки на кадре разбивались на фракции n_i , характеризующиеся внешним диаметром d в интервале $d_i \leq d < d_i + \Delta d$ (Δd — шаг дискретизации при формировании фракций). С помощью масштабной шкалы подсчитывалось число пузырьков различных фракций и строилась гистограмма $n = (n_i/n_0) \times 100\%$, где $n_0 = \sum n_i$ — количество пузырьков всех фракций. Далее определялась (в соответствии с известными правилами [Бендат, Пирсол,

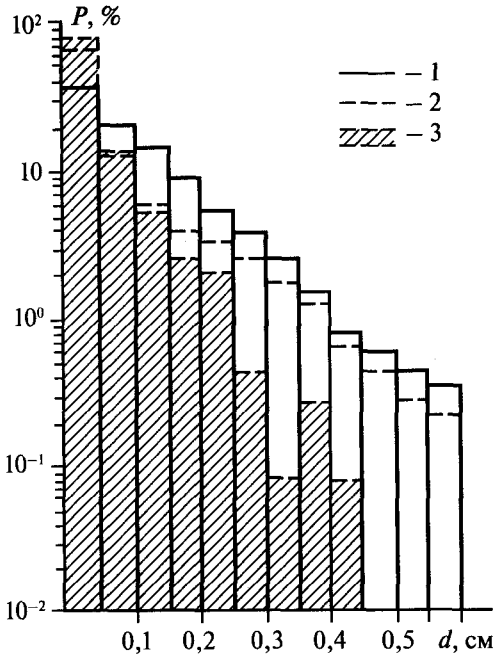


Рис. 6.5. Экспериментальные гистограммы распределения пузырьков по размерам, по данным микрофотографий проб морской пены: 1 — Голубой залив, Крым, Черное море (см. рис. 6.4в); 2 — мыс Адлер, Черное море; 3 — бухта Майсон-бич, Тихий океан [Abe, 1962]

1974]) нормированная функция распределения $f(d) = n_i / (\Delta d \cdot n_0)$. Рассчитывались также средние величины диаметра \bar{d} , толщины жидкой оболочки $\bar{\delta}$ пузырьков и их объемная концентрация \bar{N} по соответствующим формулам: $\bar{d} = \frac{\sum d_i n_i}{\sum n_i}$, $\bar{\delta} = \frac{\sum \delta_i n_i}{\sum n_i}$, $\bar{N} = \frac{n_0}{d \times S_F}$. Здесь δ_i — толщина оболочки 1-го пузырька (она оценивалась по световому венчику пузырька) и S_F — площадь обрабатываемого участка снимка.

Формула для \bar{N} предполагает, что распределение пузырьков в гипотетическом объеме, равном произведению $\bar{d} \times S_F$, такое же, как во фронтальном слое, т. е. ближайшем к объективу фотокамеры. Результаты обработки микрофотоснимков двух проб пены, отобранных в различные сезоны на побережье Черного моря, приведены на рис. 6.5 и в табл. 6.2 (там же указаны температура и соленость воды во время наблюдений). На рис. 6.6 экспериментальные данные аппроксимированы линейной зависимостью логарифма нормированной функции распределения пузырьков по размерам, по которой восстановлен вид самой функции распределения $f(d)$, усредненной по двум указанным реализациям. Для обоих образцов была найдена экспоненциальная аппроксимация нормированной функции распределения частиц по размерам — $f(d) = a \exp(-ad)$, $a = 10,8 \text{ см}^{-1}$.

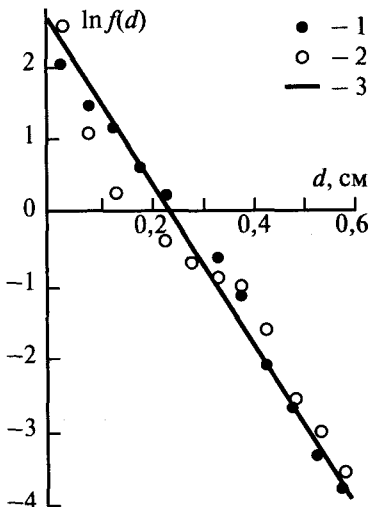


Рис. 6.6. Аппроксимация нормированной функции распределения пузырьков по размерам для реализаций 1 и 2 в соответствии с рис. 6.5; 3 — экспоненциальная зависимость $f(d) \approx 10,8 \exp(-10,8d)$; f , см^{-1} ; d , см

Таблица 6.2. Характеристики дисперсной микроструктуры морской пены

Номер образца	Время и место эксперимента	Температура воды t , °С	Соленость воды S , ‰	Объем образца n_0	Среднее значение диаметра пузырей d , см	Среднее значение толщины оболочки δ , см	Среднее значение объемной плотности N , см ⁻³
1	1 сентября 1977 г.; Голубой залив, Черное море, полуостров Крым	20	16	796	0,135	0,036	$6,9 \cdot 10^3$
2	16 мая 1978 г.; мыс Адлер, Черное море	16	18	600	0,101	0,027	$4,2 \cdot 10^3$

Приведенные результаты указывают на поразительный факт — пена эмульсионного типа обеих проб, взятых в совершенно различных районах Черного моря (и различные сезоны), имеет одинаковую структуру (экспоненциальный спад по размерам) и совершенно незначительно различается по дисперсному составу. Наблюдается хорошая корреляция в распределениях пузырьков, в обоих случаях интервал размеров частиц составляет $0 < d \leq 0,6$ см, а наиболее вероятное значение диаметра лежит в области $0 < d \leq 0,05$ см. В этой же области лежит, по-видимому, и максимум распределения для рассмотренных проб пен.

Интересно сравнить полученные результаты с аналогичными данными [Abe, 1962]. На рис. 6.5 приведена гистограмма распределения пузырьков по размерам для пены, сформированной искусственно из морской воды района бухты Майсон-бич, Калифорния (реализация 3). По фотографии работы [Abe, 1962] слой пены также имеет эмульсионную структуру. Сравнение же с данными [Miyake, Abe, 1948; 1962] наводит на мысль о том, что распределение пузырьков по размерам для пенных образований эмульсионного типа подчинено единому закону, близкому к гамма-распределению.

С точки зрения исследования собственного излучения и рассеяния электромагнитных волн пенными системами несомненный интерес представляют результаты модельных радиофизических экспериментов [Милицкий и др., 1976, 1977, 1978; Бордонский и др., 1978; Райзер, Шарков, 1980, 1981], в которых исследовался искусственно созданный эмульсионный монослой, подобный морской пене. Анализ приведенных гистограмм показывает, что в целом дисперсный состав морской пены весьма близок к составу ее лабораторного аналога, приготовленного с использованием промышленных детергентов (шампуней). Таким образом, результаты лабораторных радиофизических экспериментов в известном смысле могут отражать закономерности распространения и рассеяния радиоволн в дисперсных средах морского происхождения.

6.4. ПЕРВЫЕ ДИСТАНЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И «НАИВНЫЕ» ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОДЕЛИ

Длительное время специалисты по электродинамике сложных сред не уделяли сколько-нибудь серьезного внимания исследованию электродинамических свойств грубодисперсных систем типа морской пены. Связано это было с бытовавшим среди радиофизиков в то время представлением о том, что сверхтонкоплёночные конструкции вряд ли могут существенно исказить и тем более поглотить электромагнитное поле микроволнового диапазона, за исключением возможного небольшого рассеяния из-за конечных радиусов плёнок полиэдрической структуры. При этом эмульсионный монослой из-за малых размеров пузырьков (по отношению к длине электромагнитной волны) вообще никакого значительного вклада в электродинамику таких систем дать не может. Детальные исследования, выполненные сотрудниками Института

космических исследований РАН [Райзер и др., 1976; Милицкий и др., 1976, 1977, 1978; Бордонский и др., 1978; Райзер, Шарков, 1980, 1981; Ворсин и др., 1982; Sharkov, 2003; 2007] по инициативе и под научным руководством автора настоящей книги, показали, что ситуация с электродинамическими свойствами дисперсных сред прямо противоположная.

Поэтому экспериментально установленный факт аномального увеличения излучательных свойств водной поверхности, покрытой пенными структурами и полученный в условиях очень сильного волнения при помощи дистанционных радиотепловых систем, установленных на самолете [Williams, 1969], привлек к себе, разумеется, самое пристальное внимание. Связано это было с тем, что в то время считалось (см., например, [Башаринов и др., 1974; Матвеев, 1971; Шульгина, 1972; Марцинкевич, Мелентьев, 1975]), что крупномасштабное волнение и его вариации (в том числе и обрушения волн) практически не влияют на излучательную способность взволнованной морской поверхности, и неожиданное экспериментальное обнаружение сильно излучающих в микроволновом диапазоне пенных полей кардинально изменяло ситуацию по микроволновому дистанционному мониторингу состояния морской поверхности. Кроме того, в этой же работе [Williams, 1969] автор высказал идею о возможности измерения модуля вектора скорости приповерхностного ветра по измерению приращения (по его мнению, практически линейного со скоростью ветра) радиотеплового сигнала вплоть до полностью чернотельного излучения при ураганных ветрах при использовании космической аппаратуры. Эта идея стимулировала целый спектр первичных экспериментальных работ поискового типа по наблюдению радиотеплового излучения взволнованной морской поверхности как с космических (ИСЗ «Космос-243», 1968 г.) и самолетных носителей [Матвеев, 1971; 1978; Nordberg et al., 1971; Ross, Cordon, 1974; Кондратьев и др., 1975; Webster et al., 1976], так и со специальных морских платформ [Holliger, 1971]. Хотя в целом результаты этих наблюдений оказались крайне противоречивыми из-за серьезных различий в пространственном и временном разрешении наблюдательных систем и явно неудовлетворительной энергетической чувствительности используемой в то время космической и самолетной аппаратуры, тем не менее, стало ясным, что задача определения радиотепловых характеристик пенных образований как самостоятельного структурного элемента взволнованной морской поверхности приобретает важное значение. Исторический аспект эволюции пассивного микроволнового зондирования морской поверхности детально изложен в работах [Sharkov, 2003; Шарков, 2005].

Эффект резкого увеличения излучательной способности морской поверхности за счет пенообразования требовал, разумеется, достаточно быстрого и адекватного физического объяснения. В связи с этим были сделаны некоторые теоретические оценки еще на раннем этапе (1970–1976): пенный покров моделировался слоистой структурой с резкими границами раздела. По существу, это были либо однородный диэлектрический слой с параметрами, отвечающими гетерогенной смеси воды и воздуха («пористый диэлектрик») [Droppleman, 1970; Матвеев, 1971], либо многослойная система тонких пленок

воды, чередующихся с прослойками воздуха [Rosenkranz, Staelin, 1972]. В обоих случаях за подложку принималось однородное поглощающее полупространство с диэлектрической проницаемостью, соответствующей морской воде, и гладкой границей.

Так, модель пористого диэлектрика дает резкое увеличение излучательной способности вплоть до единицы (модель «черного тела») для сантиметровых радиоволн при сравнительно тонком слое смеси и малой ($C \approx 10^{-2}$) концентрации в ней воды [Матвеев, 1971]. Этот эффект является, очевидно, типичным интерференционным максимумом в собственном излучении двухслойной среды с резкими границами раздела (в квазикогерентном приближении) и весьма характерен при приеме собственного излучения слоев структур микроволновыми радиометрами с резко ограниченными полосами пропускания [Sharkov, 2003]. Аналогичные результаты получаются и в случае многослойной системы пленок воды и воздуха при искусственном подборе параметров модели [Rosenkranz, Staelin, 1972].

Несмотря на очевидную грубость и несовершенство этих моделей (см. более детально разд. 6.6), они позволили сделать первые качественные оценки и даже использовались при количественной интерпретации экспериментальных данных [Матвеев, 1971; 1978; Rosenkranz, Staelin, 1972]. Так, в работе [Webster et al., 1976] при интерпретации самолетных данных советско-американского эксперимента в Беринговом море (1973) была предложена другая простая модель в виде тонкого (1,5 мм) переходного диэлектрического слоя с плавно меняющимися параметрами. По мнению авторов, такая модель может описывать согласующее воздействие всей пенно-брызговой зоны на радиоизлучение моря, поскольку резких границ раздела между средами в условиях интенсивного пенообразования, вероятно, не существует. Характерной чертой переходной модели, следовательно, является то, что она не дает интерференционных эффектов в спектральных зависимостях коэффициента излучения системы, которые присущи слоистым моделям. Однако каких-либо серьезных результатов применение такой простой модели при анализе данных наблюдательных натурных экспериментов не дало.

Итак, в основу рассмотренных моделей первого этапа исследований (1969–1976) были положены интуитивные представления о структуре пенных образований, которые, как мы увидим ниже, довольно далеки от физической реальности. Поэтому и выбор параметров моделей носил зачастую откровенно подгоночный характер и практически никак не был физически обоснован (см. обзоры работ первого этапа в статьях [Stogryn, 1972; Райзер и др., 1976]). Такие традиционные подходы и сформированные на их основе «наивные» модели оказались малоэффективным из-за того, что в них не учитывалась специфика дисперсной структуры как совокупности материальных частиц, взаимодействующих с электромагнитным излучением с учетом дифракционных эффектов. Именно эти эффекты и оказались принципиально важными при взаимодействии электромагнитных волн микроволнового диапазона с грубодисперсными системами. Вопросы построения такого сорта «дифракционных» моделей, учитывающих эти особенности, будут рассмотрены в после-

дующих разделах. Однако для построения нового вида моделей потребовались детальные экспериментальные данные как по электродинамическим характеристикам пенного покрова и его модельным аналогам, так и по его микро-структуре (см. разд. 6.3).

6.5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ГРУБОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ РАДИОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

В настоящем разделе представлены результаты радиоспектроскопических активно-пассивных микроволновых экспериментов, проводимых под научным руководством автора настоящей книги, по изучению радиофизических характеристик лабораторных аналогов природных дисперсных систем при тщательном контроле параметров исследуемых образцов [Райзер и др., 1976; Милицкий и др., 1976, 1977, 1978; Бордонский и др., 1978; Райзер, Шарков, 1980, 1981; Ворсин и др., 1982; Sharkov, 2003; 2007].

6.5.1. Лабораторные аналоги пенных систем и их дисперсные характеристики

При выборе лабораторных аналогов морской пены авторы работ исходили из конкретной информации, полученной в результате натурных наблюдений. Главная задача заключалась в том, чтобы воспроизвести образец вполне определенной структуры, а затем тщательно проконтролировать его параметры. При этом также использовался метод микрофотосъемки.

Модельные среды создавались на водной поверхности двумя способами — методом механического перемешивания среды посредством лопастно-поворотного устройства со специально подобранными профилями лопастей и регулируемым темпом вращения и методом продувания воздуха (с регулируемым темпом продува) через пористую пластину, находящуюся в водной среде. В качестве поверхностно-активного вещества использовался промышленный шампунь, содержащий химические детергенты. Первый метод позволял получать толстый слой пены смешанной структуры — полиэдрической и эмульсионной, а второй — моно- или полидисперсный слой пузырьков (одинарный) в зависимости от объемной скорости подачи воздуха через пористую пластину. Химическая пена отличалась высокой стабильностью: например, время жизни пузырьков эмульсионного монослоя достигало нескольких часов, что является достаточным для проведения цикла детальных измерений. Важно было и то обстоятельство, что при старении пены размеры и форма пузырьков и, соответственно дисперсный состав практически не менялись.

Типичные фотографии модельных сред — толстого (ажурного, сотового) слоя пены неоднородной структуры — и эмульсионного монослоя приведены на рис. 6.1. Первый образец, как мы уже отмечали, включал целую иерархию

структур. Непосредственно на границе водной поверхности располагался эмульсионный монослой (см. рис. 6.1б), который представлял собой скопление плотноупакованных сферических пузырьков. Диаметр пузырьков был различным и составлял $d = 0,2-1,5$ мм с наиболее обычным значением $d_M = 0,3$ мм. Толщина монослоя — $h \approx d$. Выше были расположены переходная область из нескольких слоев деформированных пузырьков (полидисперсная область, пронизанная водными капиллярами, — «щетка») и область сотовой структуры. Последняя состояла из множества объемных многогранных (полиэдрических) ячеек различной формы. Граниями ячеек служили жидкие пленки с линейными размерами $d = 0,5-3,0$ мм и толщиной 0,1 мм (см. рис. 6.1а). Характерный диаметр ячеек верхнего этажа пены ажурного типа достигал 0,5–0,6 см; толщина жидких пленок, граничных с атмосферой, может быть оценена как $\delta \leq 0,005$ см. Средняя высота неоднородного эмульсионного и ажурного слоев пены (см. рис. 6.1а) составляла $h_0 \approx 1,0-1,5$ см. Экспериментальные гистограммы распределения пузырьков по размерам для искусственных образцов полидисперсной структуры и монодисперсного слоя представлены на рис. 6.7.

Эмульсионный монослой был практически аналогом морской пены эмульсионного типа (см. разд. 6.4 и рис. 6.5). Сравнительно небольшое различие заключалось только в дисперсном составе этих образований: спектр размеров пузырьков искусственного образца оказался значительно уже, чем естественного, однако наиболее характерное значение диаметра частиц осталось тем же. Средняя концентрация пузырьков также соответствовала реальным образцам и составляла $N \sim 3,8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ для полидисперсной структуры (см. табл. 6.2). Пузырьки имели оболочки толщиной $\delta \approx (1-5) \cdot 10^{-3}$ см. Средняя высота монослоя составляла $h \approx 0,1$ см (см. рис. 6.1б).

Для того, чтобы оценить объемное распределение фазовых компонент по толщине дисперсного слоя полиэдрической структуры, мы воспользовались микрофотографией его разреза (см. рис. 6.1). В случае же эмульсионного монослоя использовалась гипотетическая модель в виде двумерной компактно-гексагональной решетки из полых сферических частиц оди-

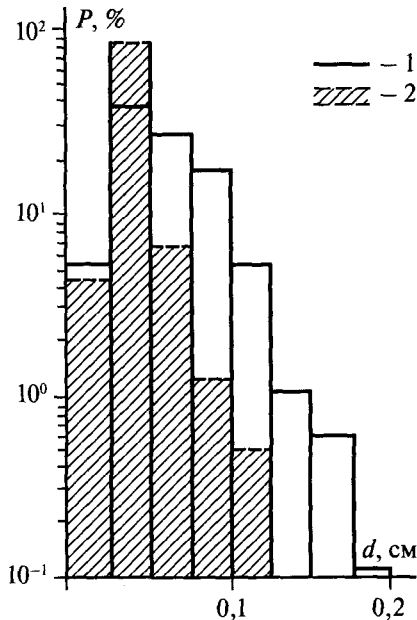


Рис. 6.7. Экспериментальные гистограммы распределения пузырьков по размерам в искусственных образцах эмульсионного слоя (см. рис. 6.1а): 1 — полидисперсная структура эмульсионного слоя (см. рис. 6.1а); 2 — монодисперсная структура эмульсионного монослоя (см. рис. 6.1б); d — диаметр пузырька

накового радиуса $r = a$ ($a = 0,5$ мм) и бесконечно тонких оболочек (рис. 6.8а). При этом считалось, что водой заполнены только промежутки между частицами в области $a < z \leq 2a$. В целом, это соответствует действительности (см. рис. 6.1б). Тогда можно найти профиль $C(z)$ из геометрических соображений; он имеет следующий вид:

$$C(a < z \leq 2a) = 1 - \frac{\pi}{2\sqrt{3}} + \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(1 - \frac{z}{a}\right)^2. \quad (6.3)$$

Если формулу (6.3) плавно интерполировать в область $0 < z \leq a$ (как бы описывая тем самым размытость границы дисперсной системы), можно получить непрерывное распределение концентрации $C(z)$ по всему монослою.

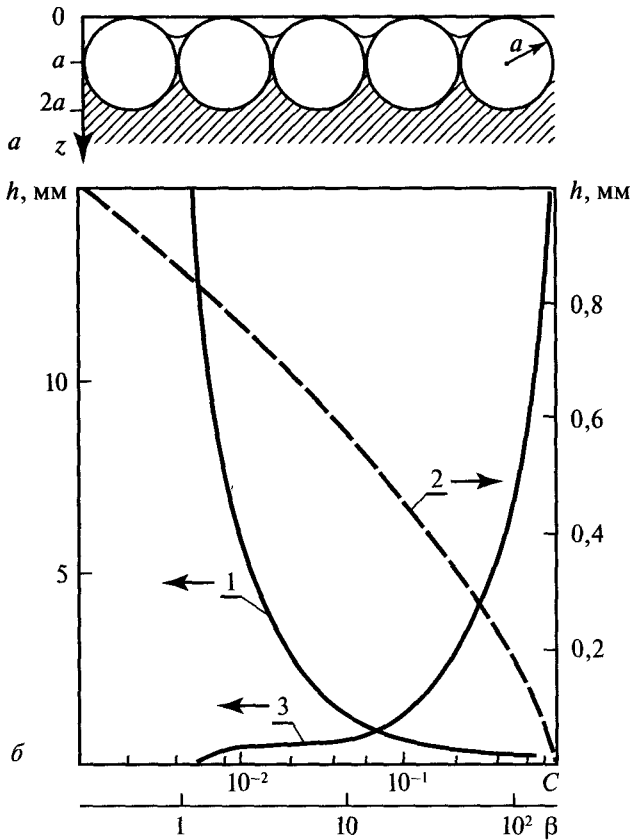


Рис. 6.8. Экспериментальные профили содержания воды в полидисперсной структуре неоднородного слоя пены эмульсионного и ажурного типов (см. рис. 6.1): a — геометрическая модель структуры монослоя эмульсионного типа; b — объемное содержание воды C в дисперсном слое; 1 — профиль $C(h)$ для неоднородного слоя высотой $h_0 = 1,5$ см (см. рис. 6.1а); 2 — профиль $C(h)$ для монослоя $h_0 = 0,1$ см; 3 — профиль параметра кратности $\beta(h)$ для неоднородного слоя $h_0 = 1,5$ см

Дальнейшие оценки значения концентрации для неоднородного и ажурного слоев выполнены по слоевой методике с использованием серии микрофотографий, одна из которых приведена на рис. 6.1а.

На рис. 6.8 приведены полуэмпирические профили объемной концентрации воды и параметра кратности в дисперсной системе двух типов: монослой и неоднородный эмульсионно-ажурный слой. Объемная концентрация $C(h)$ в монослое (кривая 2) спадает практически по экспоненциальному закону от 1 до значений порядка 10^{-3} (условная граница с атмосферой). Объемная концентрация $C(h)$ в неоднородном эмульсионно-ажурном слое (кривая 1) распределена (как и следовало ожидать) явно неравномерно — сначала ее величина резко (практически по экспоненциальному закону) уменьшается от 1 до 0,05 в области высот $h = 1-1,5$ мм, а затем более плавно убывает примерно до значений 0,005 на условной границе раздела пены и атмосферы при $h = 15$ мм. При сравнении рис. 6.1 и 6.8 прослеживается четкое соответствие между величиной кратности пены и характером ее структуры: в области эмульсионного монослоя кратность составляет $\beta \cong 4-8$, для полидисперсной области $\beta \cong 10-50$, а для сотовой структуры $\beta \cong 100-200$. Таким образом, кратность, несомненно, можно рассматривать как достаточно устойчивый численный параметр, характеризующий тип пенных образований.

Описанные среды являлись основными моделями, на которых изучалась физика взаимодействия микроволнового излучения и системы вода — дисперсный слой. Необходимо добавить, что единая методика пенообразования в лабораторных условиях позволяла каждый раз получать новые образцы, не только идентичные по типу, но и близкие по дисперсному составу. Вследствие этого была достигнута высокая повторяемость результатов радиофизических измерений, что увеличивало их достоверность и облегчало обработку экспериментального материала.

6.5.2. Спектральные и поляризационные свойства радиотеплового излучения дисперсных систем

Измерения спектральных и поляризационных характеристик СВЧ-излучения дисперсных сред проводились при помощи высокочувствительных радиометрических систем на длинах волн $\lambda = 0,26; 0,86; 2,08; 8$ и 18 см. Пороги флуктуационной чувствительности составляли соответственно $\Delta T = 1; 0,1; 0,03; 0,05$ и $0,3$ К при постоянной времени $\tau = 1$ с [Бордонский и др., 1978]. Экспериментальная установка состояла из специальной стойки с поворотным устройством, которые обеспечивали дистанционный режим измерений в волновой зоне антенн на каждой длине волны (рис. 6.9а), и лабораторного лотка размерами $60 \times 60 \times 15$ см (рис. 6.9б). Весь измерительный комплекс размещался (май—июнь 1976 г.) на крыше высотного здания ИКИ АН СССР (г. Москва) для обеспечения надежных и достаточно тонких радиотепловых измерений (рис. 6.10). Кроме внутренней абсолютной калибровки приборов осуществлялась «внешняя» калибровка радиотепловых комплексов и антенных систем по методике абсолютных измерений, детально описанной в книге

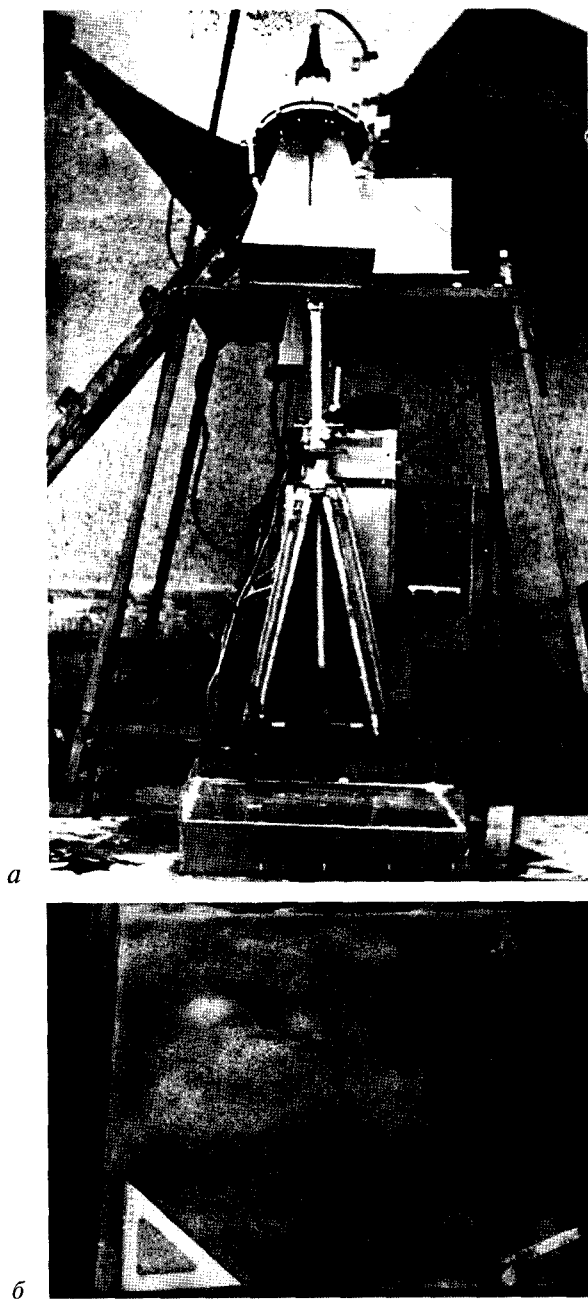


Рис. 6.9. Общий вид экспериментальной установки для проведения лабораторных радиотепловых исследований: *а* — поворотное устройство с антеннами радиотеплового комплекса (на переднем плане — антенна радиометра Р-18 дециметрового диапазона с рабочей длиной волны 18 см); *б* — лабораторный лоток с дисперсной структурой

[Sharkov, 2003]. Методика учитывала геометрию калибровочных и рабочих измерений с использованием абсолютно поглощающего («черное» тело) покрытия и отражающих (металлического, «искусственный» подсвет небосвода) листов для исследуемых диапазонов электромагнитного излучения. Измерения проводились в ясную погоду при минимальном содержании водяного пара для того, чтобы максимально уменьшить вклад вариаций подсвета небосвода. Надежность всех измерений проверялась по гладкой водной поверхности, излучательные характеристики которой были рассчитаны согласно современному варианту дебаевской модели [Sharkov, 2003] и излучению небосвода при ясной атмосфере. Геометрия калибровочных и рабочих измерений для всех диапазонов была идентичной, что позволило достаточно корректно учесть передаточную функцию антенной системы при определении абсолютных значений радиоярких температур. При этом погрешность абсолютных радиотепловых измерений достигла рекордного значения $\delta T_B = \pm 0,2$ К (или 0,2 %) для диапазона $\lambda = 0,8$ см (табл. 6.3) по отношению к теоретическим значениям излучательной способности воды, вычисленным с помощью современных данных о ее диэлектрических свойствах [Sharkov, 2003].

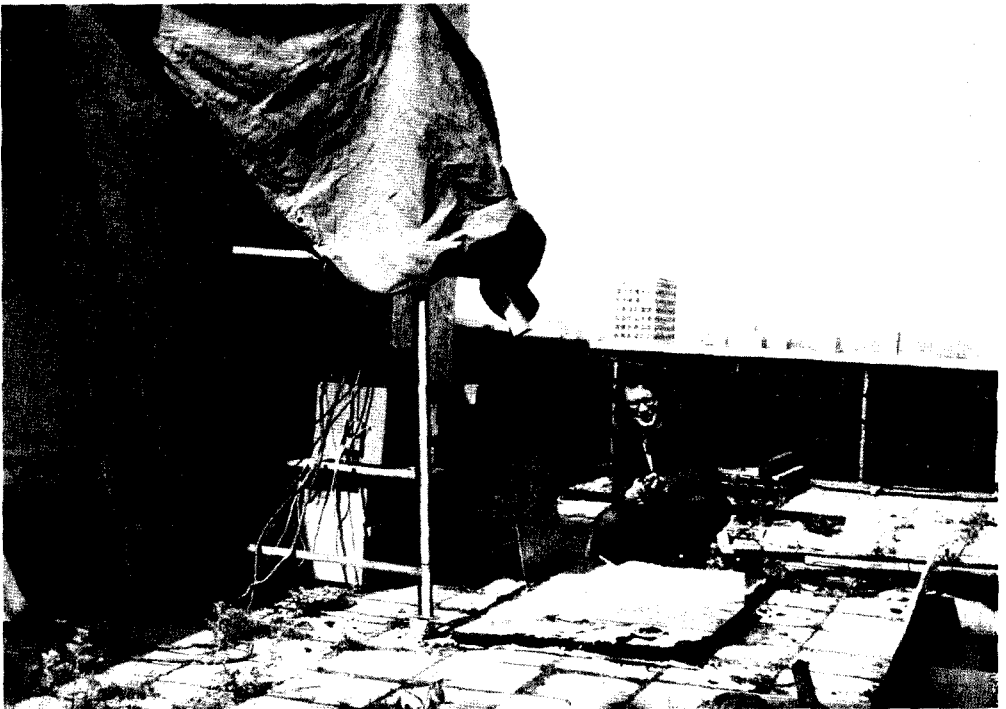


Рис. 6.10. Общий вид экспериментальной площадки на крыше высотного здания ИКИ АН СССР (г. Москва). В центре кадра — автор настоящей книги (1976) у лабораторного лотка в процессе приготовления дисперсной структуры

Образцами дисперсных сред являлись стационарные структуры: слой пены сотовой структуры и эмульсионный монослой. При помощи высокочувствительной радиотепловой аппаратуры были получены экспериментальные данные о спектральных и поляризационных характеристиках излучения стационарных дисперсных систем различной структуры, а также о вариациях излучательных свойств, обусловленных нестационарностью дисперсного слоя полиэдрической структуры или, другими словами, исследовался процесс медленного временного самопроизвольного распада первоначального образца сотовой пены с образованием эмульсионного монослоя [Милицкий и др., 1976, 1977, 1978; Бордонский и др., 1978; Райзер, Шарков, 1980, 1981; Sharkov, 2003; 2007].

Результаты измерений представлены на рис. 6.11–6.14 и в табл. 6.3, 6.4. Суть эксперимента по изучению излучательных свойств дисперсного слоя при его временном распаде заключалась в следующем. В лабораторном лотке создавался неустойчивый слой полиэдрической структуры, первоначальная толщина которого составляла $h \approx 1-2$ см. С течением времени слой самопроизвольно разрушался, монотонно уменьшаясь по высоте, до тех пор, пока на водной поверхности не оставался устойчивый эмульсионный монослой. Радиотепловой сигнал на двух поляризациях при процессе разрушения дисперсного слоя непрерывно регистрировался на самописце радиометра (см. рис. 6.11–6.13). Одновременно с радиометрическими измерениями осуществлялся контроль параметров дисперсной структуры при помощи микрофото съемки (см. рис. 6.12). В результате многократного повторения эксперимента для всех указанных частотных диапазонов был установлен экспоненциальный закон изменения высоты сотового слоя $h(t)$ со временем при его разрушении (в лабораторных условиях):

$$h(t) = h_0 \exp(-kt), \quad (6.4)$$

где $h_0 = 2$ см и $k = 0,090-0,095$ мин⁻¹ при $t \leq 25$ мин и температуре среды 20–25 °С.

В целом, процесс разрушения дисперсного слоя сопровождался уменьшением радиояркостной температуры, однако характер изменения сигнала и уровень интенсивности излучения существенным образом зависели от длины волны зондирования. Так, в короткомиллиметровом диапазоне ($\lambda = 0,26$ см) преобразование одной (сотовой) структуры в другую (монослой) приводило к уменьшению радиояркостной температуры всего в несколько единиц Кельвина. При этом интенсивность излучения дисперсной системы оставалась высокой: излучательная способность трансформированных дисперсных структур оставалась на уровне 0,98–0,95 (см. табл. 6.3) и практически не зависела от поляризации принятого сигнала и угла наблюдения. Другими словами, наблюдался своего рода «диффузный» режим излучения. Даже при появлении на водной поверхности однослойной структуры пузырьков (эмульсионный монослой) радиояркостная температура системы равнялась $T_B = 295$ К (при термодинамической температуре излучающей структуры в 300 К).

В длинноволновом миллиметровом диапазоне ситуация уже существенно меняется. На рис. 6.11, 6.12 приведены типичные радиометрические записи

Таблица 6.3. Экспериментальные значения излучательной способности дисперсных сред в диапазоне длин волн 0,26–18 см

Длина волны λ , см	Угол наблюдения Θ , град	Поляризация	Тип поверхности				Температура поверхности T_0 , К
			Ячеистая структура $h = 1-1,5$ см	Эмульсионный монослой $h \leq 0,1$ см	Спокойная водная поверхность		
					эксперимент	теория	
0,26	35	ВП	0,985±0,015	0,950±0,015	0,655±0,012	0,660	300
0,86	35	ГП	0,905±0,005	0,815±0,005	0,390±0,006	0,389	296
		ВП	0,977±0,005	0,970±0,005	0,515±0,006	0,511	296
2,08	35	ГП	0,800±0,018	0,634±0,017	0,330±0,017	0,333	285
8	35	ГП	0,560±0,015	0,335±0,016	0,335±0,016	0,306	285
18	20	ВП	0,460±0,017	0,396±0,017	0,396±0,016	0,380	294

Примечание. ВП и ГП — излучательные способности сред на вертикальной и горизонтальной поляризациях.

Таблица 6.4. Экспериментальные значения излучательной способности дисперсных сред на длине волны 0,86 см; $T_0 = 300$ К

Тип поверхности	Поляризация	Угол наблюдения, Θ , град									
		10	15	20	25	30	35	40	45	50	60
Ячеистая структура	ВП	0,973	0,973	0,973	0,974	0,974	0,974	0,976	0,978	0,980	0,983
	ГП	0,973	0,973	0,972	0,970	0,968	0,967	0,965	0,965	0,964	0,965
Эмульсионный монослой	ВП	0,872	0,865	0,871	0,879	0,884	0,892	0,900	0,902	0,809	0,931
	ГП	0,875	0,855	0,852	0,850	0,844	0,826	0,796	0,777	0,762	0,729
Спокойная водная поверхность	ВП	0,438	0,450	0,460	0,483	0,489	0,501	0,517	0,566	0,598	0,697
	ВП (теория)	0,437	0,453	0,463	0,474	0,490	0,510	0,533	0,562	0,597	0,690
	ГП	0,449	0,426	0,417	0,406	0,405	0,383	0,356	0,334	0,309	0,276
	ГП (теория)	0,447	0,431	0,422	0,411	0,397	0,380	0,361	0,338	0,313	0,253

Примечание. ВП и ГП — вертикальная и горизонтальная поляризации.

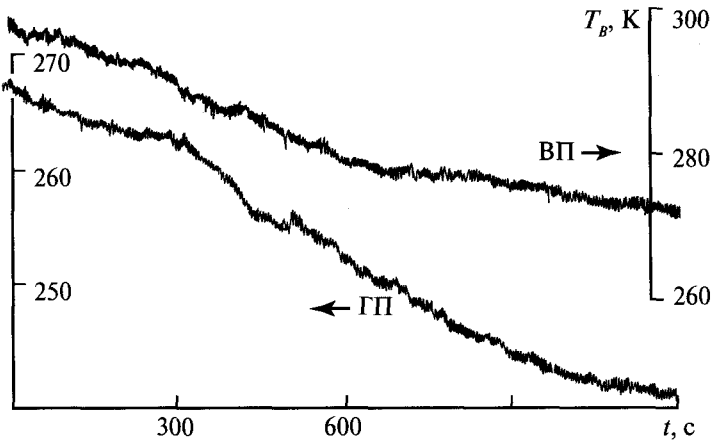


Рис. 6.11. Экспериментальные синхронные регистрограммы радиоизлучения части временного цикла распада сотовой структуры на длине волны 0,86 см и на двух поляризациях (угол наблюдения 35° , термодинамическая температура структуры 292 К). ВП и ГП — вертикальная и горизонтальная поляризации

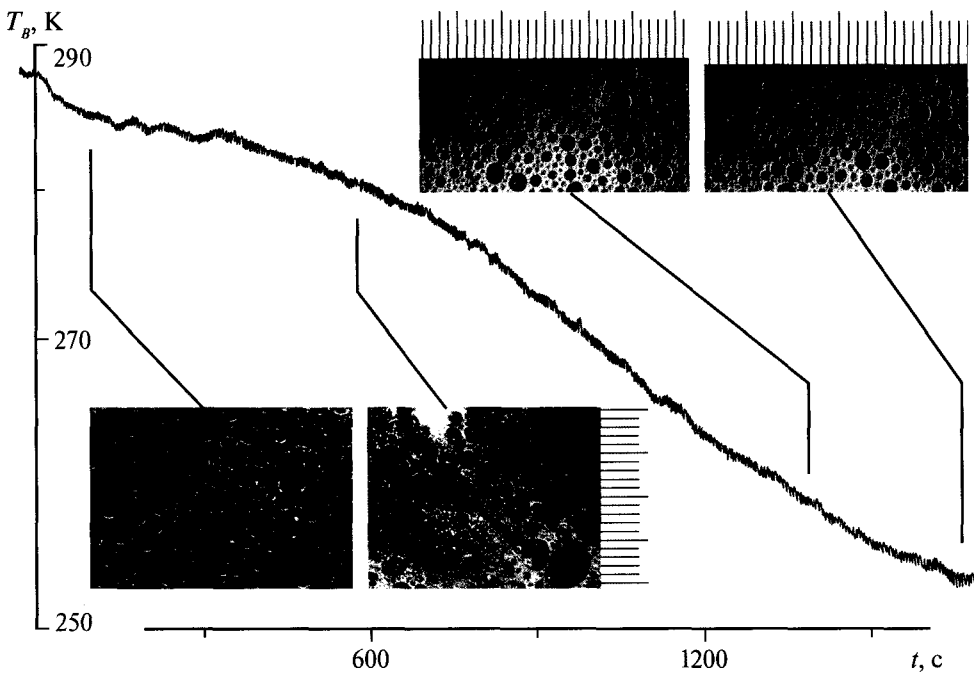


Рис. 6.12. Экспериментальная регистрограмма радиоизлучения временного цикла распада сотовой структуры на длине волны 0,86 см и на вертикальной поляризации (угол наблюдения 35° , термодинамическая температура структуры 292 К)

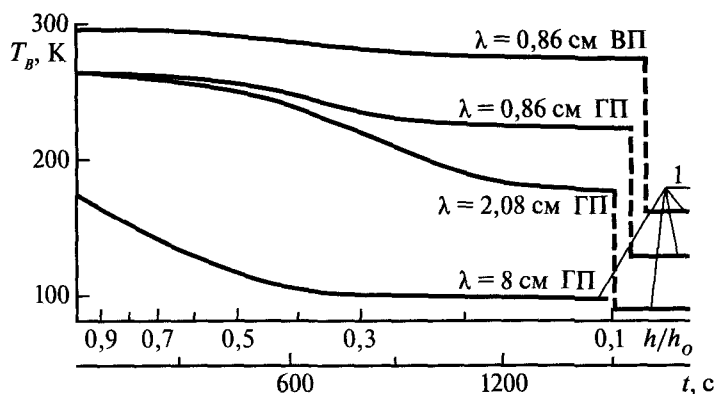


Рис. 6.13. Экспериментальная регистраграмма радиоизлучения временного цикла распада сотовой структуры в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн и на двух поляризациях (угол наблюдения 35° , термодинамическая температура структуры — см. табл. 6.3): 1 — интенсивность излучения гладкой водной поверхности (эксперимент). ВП и ГП — вертикальная и горизонтальная поляризации

сигнала, полученного при разрушении дисперсного слоя на длине волны $\lambda = 0,86$ см. На рис. 6.11 приведены регистраграммы радиоизлучения части временного цикла распада сотовой структуры, полученные одновременно на вертикальной и горизонтальной поляризациях. На рис. 6.12 представлена регистраграмма радиоизлучения (на вертикальной поляризации) практически полного цикла временного распада сотовой структуры с образованием монослоя. Несколько синхронных фотоснимков иллюстрируют трансформацию дисперсных структур на водной поверхности со временем. Как видно из анализа рис. 6.11, 6.12 и табл. 6.3, уменьшение радиояркой температуры за время наблюдения перехода сотовой структуры слоя пены в эмульсионный монослой достигает 30–40 К. При образовании устойчивого монослоя эмульсионного типа зарегистрировано приращение радиояркой температуры относительно излучения водной поверхности, которая имела значения $T_{B0} = 172$ и 132 К для вертикальной и горизонтальной поляризаций, соответственно (см. рис. 6.11), $\Delta T_B \cong 110$ –115 К.

На рис. 6.13 показан характер синхронного изменения радиоярких температур на длинах волн $\lambda = 0,86$; 2,08 и 8 см при самопроизвольном распаде слоя пены сотовой структуры ($h = 1,5$ см) в эмульсионный монослой ($h = 0,1$ см) за время приблизительно $t = 25$ мин. Для обеспечения наглядности результатов «шумовая дорожка» в регистрационных радиотепловых прописях сигнала на диаграммах рис. 6.13 удалена. Радиояркая температура отложена здесь как в функции времени наблюдения $T_B(t)$, так и в функции относительной высоты дисперсного слоя $T_B(h/h_0)$. Как следует из рисунка, указанный диапазон длин волн обладает высокой чувствительностью к структурной трансформации дисперсного слоя. Так, при распаде сотового слоя величины радиоярких температур уменьшились на $\Delta T_B = 85$ и 65 К, соот-

ветственно для длин волн $\lambda = 2,08$ и 8 см. Отметим, что на $\lambda = 0,86$ см изменение величины радиояркой температуры существенно меньше: $\Delta T_B = 30$ К. При образовании устойчивого монослоя эмульсионного типа зарегистрировано приращение радиояркой температуры на длине волны $2,08$ см относительно излучения водной поверхности (которая имела значения $T_{B0} = 95$ К для горизонтальной поляризации), $\Delta T_B \cong 86$ К. На длине волны 8 см сигнала от монослоя не было зарегистрировано (см. рис. 6.13 и табл. 6.3).

В табл. 6.3 и на рис. 6.14 представлены экспериментальные значения коэффициента излучения (излучательной способности) исследуемых структур и контрастов, а также расчетные данные для гладкой водной поверхности. Последние, как уже отмечено, позволяют судить о надежности результатов многочастотных абсолютных радиотепловых измерений. В табл. 6.3 и на рис. 6.14 продемонстрирована существенная зависимость частотного спектра приращений излучательной способности системы водная поверхность — пена от типа дисперсной системы в диапазоне от коротких миллиметров до дециметрового диапазона. Спектральная зависимость приращений излучательной способности носит своего рода слабрезонансный характер как для сотовой структуры, так и для эмульсионного монослоя. При этом наибольшей чувствительностью к структурной трансформации дисперсных слоев обладает диапазон длин волн $0,8-2$ см (см. рис. 6.14). Приращения в значениях излучательной способности при наличии эмульсионного монослоя могут достигать величин $0,3-0,35$ в диапазоне $\lambda = 0,26-2$ см и значений $0,5-0,55$ для сотовой структуры в диапазоне $0,8-2$ см.

Важно подчеркнуть, что основной вклад (более 60 %) в радиоизлучение водной поверхности, покрытой дисперсным слоем, в этом диапазоне волн вносит самый нижний эмульсионный монослой. Особенно это заметно в миллиметровом диапазоне — вклад монослоя в излучение полной системы превышает 80 %. В длинноволновой части сантиметрового и в дециметрового

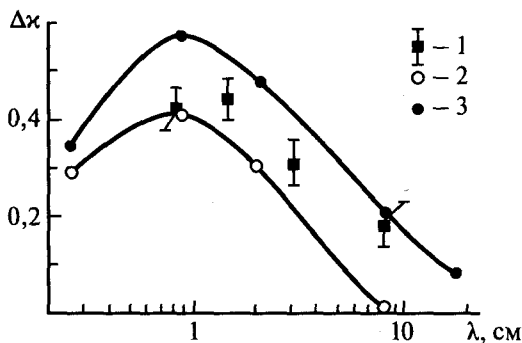


Рис. 6.14. Экспериментальные спектральные зависимости приращения излучательной способности системы «водная поверхность — пенная структура» за счет дисперсного слоя различной структуры (угол наблюдения 35° , горизонтальная поляризация). 1 — данные корабельных натуральных измерений [Матвеев, 1978]; 2 — эмульсионный монослой; 3 — полиэдрическая структура

диапазонов (длины волн 8 и 18 см) изменение излучательных свойств поверхности происходит только при наличии достаточно толстых слоев дисперсных образований сотовой структуры. Так, величина радиояркого контраста для дециметрового диапазона (длина волны 18 см) для слоя сотовой пенной структуры высотой 4 см составляла $\Delta T_B = 14$ К. Верхняя часть структуры этого слоя была образована полиэдрическими ячейками размерами в несколько сантиметров. Значительно позднее (в 2003 г.) близкие результаты с использованием аналогичной методики измерений были получены в работе [Camps et al., 2005] на длине волны 21 см.

Экспериментальные поляризационные зависимости коэффициентов излучения дисперсных образований двух контрастных типов $\kappa_{B,\Gamma}(\theta)$ приведены на рис. 6.15 для длины волны $\lambda = 0,86$ см. Важно отметить, что качественно характер зависимостей $\kappa_{B,\Gamma}(\theta)$ для эмульсионного монослоя мало отличается от аналогичных зависимостей для гладкой водной поверхности. Однако наблюдается заметное сглаживание поляризационных свойств в излучении полиэдрической структуры. Степень поляризации при наличии эмульсионного монослоя не превышает $p < 15\%$, а при наличии толстого слоя пены сотовой структуры составляет менее 1% (для гладкой водной поверхности $p \approx 50\%$).

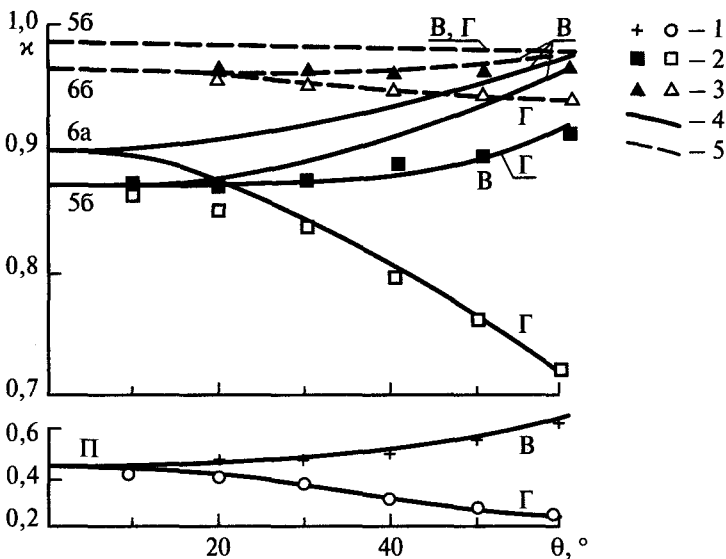


Рис. 6.15. Экспериментальные и теоретические поляризационные зависимости излучательной способности системы «водная поверхность – дисперсный слой» от угла наблюдения на длине волны 0,86 см. 1–3 — экспериментальные данные для вертикальной (B) и горизонтальной (Γ) поляризации: 1 — гладкая водная поверхность; 2 — эмульсионный монослой; 3 — слой полиэдрической структуры; 4, 5 — теоретические зависимости: 4 — эмульсионная структура, 5 — полиэдрическая структура; Π — гладкая водная поверхность. Номера кривых соответствуют предлагаемым моделям (см. табл. 6.8)

В последнем случае интенсивность излучения практически не зависит от угла наблюдения, и излучательная способность оказывается достаточно высокой ($\kappa_{в,г}(\theta) \cong 0,98$).

6.5.3. Отражательные свойства дисперсных систем в микроволновом диапазоне

Целью активных экспериментов, результаты которых описаны в настоящем разделе, являлось определение пространственного и энергетического распределения интенсивности электромагнитного поля, рассеянного в верхнюю полусферу дисперсным слоем различной структуры, так называемое двунаправленное отражение [Милицкий и др., 1976; 1977].

Измерения проводились бистатическим (двухпозиционным) методом в диапазонах длин волн $\lambda = 0,43; 0,83$ и $3,06$ см. Блок-схема измерительной установки изображена на рис. 6.16. На исследуемую поверхность под углом θ_0 падала плоская линейно поляризованная электромагнитная волна заданной частоты. Рассеянное излучение той же частоты регистрировалось в плоскости падения. Сектор углов наблюдения составлял $\theta = 0-60^\circ$. В режиме передача – прием использовались горизонтальная поляризация (ГГ), когда вектор \mathbf{E} перпендикулярен плоскости падения, вертикальная поляризация (ВВ), когда вектор \mathbf{E} расположен в плоскости падения, и режим кросс-поляризации (ВГ и ГВ). Дисперсные структуры создавались на водной поверхности в лабораторном лотке 1. Дисперсный состав образцов строго соответствовал тем, что были использованы в радиотепловых экспериментах (см. разд. 6.5.1). Лоток был изготовлен из радиопрозрачного материала (оргстекла) и имел поперечные размеры 600×600 мм и глубину 150 мм. Образцы вместе с лотком

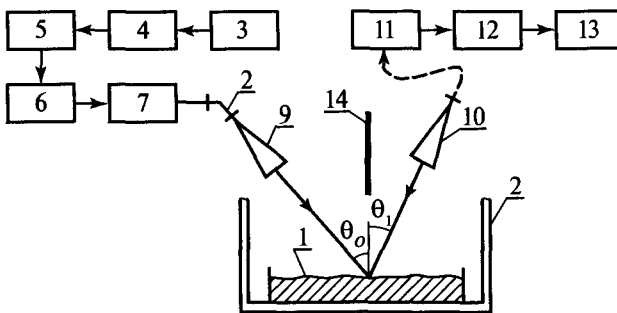


Рис. 6.16. Блок-схема проведения бистатических скаттерометрических измерений: 1 — лабораторный лоток с водной массой и пенной структурой; 2 — микроволновая безэховая камера со съемными поглощающими стенками; 3 — генератор стандартных сигналов, или свип-генератор; 4 — вентиль развязывающий; 5 — аттенюатор развязывающий; 6 — резонансный волномер; 7 — аттенюатор измерительный; 8 — сменный отрезок волновода; 9 — передающая антенна; 10 — приемная антенна; 11 — вентиль развязывающий; 12 — детекторная секция; 13 — индикатор постоянного тока; 14 — поглощающий экран

помещались в специальную микроволновую безэховую камеру 2 прямоугольного сечения. Геометрический объем камеры составлял около 1 м^3 . В качестве источников микроволновой мощности использовались клистронные генераторы непрерывного излучения в диапазонах короткомиллиметровых и сантиметровых длин волн, а также свип-генератор с величиной девиации частоты более 4 ГГц. Коэффициент «безэховости» камеры составил менее 40 дБ, а точность определения коэффициента отражения была лучше 1 %. В качестве передающих и приемных антенных систем использовались одинаковые пирамидальные рупоры с сечением раскрытов 26×33 и 80×80 мм соответственно для миллиметрового и сантиметрового диапазонов. По данным прямых измерений, угловая ширина главного лепестка составила для длины волны 0,4 см — $10 \times 12^\circ$, для длины волны 0,8 см — $18 \times 22^\circ$ и для длины волны 3 см — 24° .

Следует отметить, что надежность всех измерений проверялась путем соответствующего сравнения экспериментальных и расчетных значений коэффициента отражения для гладкой водной поверхности (табл. 6.5).

Результаты измерений — полярные диаграммы рассеяния (ПДР) рассматриваемых типов структур — представлены на рис. 6.17 в полярных координатах. Нулевой уровень мощности (0 дБ) соответствует диаграмме отражения металлического листа, снятой при калибровке. Экспериментальные значения коэффициентов отражения по мощности $|R_{\Gamma\Gamma}|^2$ и $|R_{\text{ВВ}}|^2$ (и расчетные для гладкой водной поверхности) вместе с их погрешностями приведены в табл. 6.5.

Рассмотрим основные закономерности, обнаруженные в ходе экспериментов. Во-первых, наличие дисперсного слоя всегда приводило к резкому снижению отражательной способности поверхности. Коэффициент отражения падал с ростом частоты излучения, а его величина существенно зависела от структуры дисперсного слоя. Так, в миллиметровом диапазоне в случае сотового слоя пены отраженный сигнал вообще не был зарегистрирован — уровень его мощности составил менее 30 дБ, откуда следует, что коэффициент отражения по мощности $|R|^2 < 0,005$.

Во-вторых, пространственное распределение интенсивности отраженного на данной частоте поля существенным образом определялось структурой поверхностного слоя. Если в сантиметровом диапазоне (длина волны 3 см) дисперсные образования одного или другого типа практически не изменяли зеркальность поверхности, то в миллиметровом диапазоне (длины волн 0,83 и 0,43 см) диаграммы рассеяния имели совершенно иной (многолепестковый) характер (см. рис. 6.17).

При наличии полидисперсного слоя пузырьков на водной поверхности наблюдалось рассеяние радиоволн миллиметрового диапазона вне зеркального направления. Об этом свидетельствует некоторое уширение (в 1,5–2 раза по уровню 5 дБ) полученных диаграмм рассеяния по сравнению с теми, которые относятся к металлическому листу. Главная же особенность заключалась в том, что индикатрисы рассеяния в миллиметровом диапазоне имели максимумы и минимумы, характерные для интерференционной картины. Это обстоятельство

Таблица 6.5. Экспериментальные значения коэффициента зеркального отражения от дисперсных сред

Частота f , ГГц	Длина волны λ , см	Угол наблюдения Θ , град	Коэффициент отражения, поляризация	Тип поверхности			
				Водная поверхность		Эмульсионный монослой $h = 0,1$ см	Ячеистая структура $h \sim 1$ см
				эксперимент	теория		
69,9	0,43	24	$ R_{\text{ВВ}} ^2$	0,43±0,01 (18 °С)	0,425	0,025±0,005 (18 °С)	≤ 0,005 (18 °С)
			$ R_{\text{ГГ}} ^2$	0,50±0,01 (15 °С)	0,473	0,040±0,001 (13 °С)	≤ 0,005 (13 °С)
36,2	0,83	34	$ R_{\text{ВВ}} ^2$	0,50±0,01 (22 °С)	0,491	0,032±0,001 (22 °С)	≤ 0,005 (22 °С)
			$ R_{\text{ГГ}} ^2$	0,61±0,01 (23 °С)	0,623	0,063±0,001 (23 °С)	≤ 0,005 (23 °С)
9,8	3,06	34	$ R_{\text{ВВ}} ^2$	0,66±0,01 (18 °С)	0,670	0,63±0,01 (18 °С)	0,160±0,003 (18 °С)

Примечание. ВВ и ГГ — поляризации вертикальная-вертикальная и горизонтальная-горизонтальная при излучении и приеме. Температура среды указана в скобках.

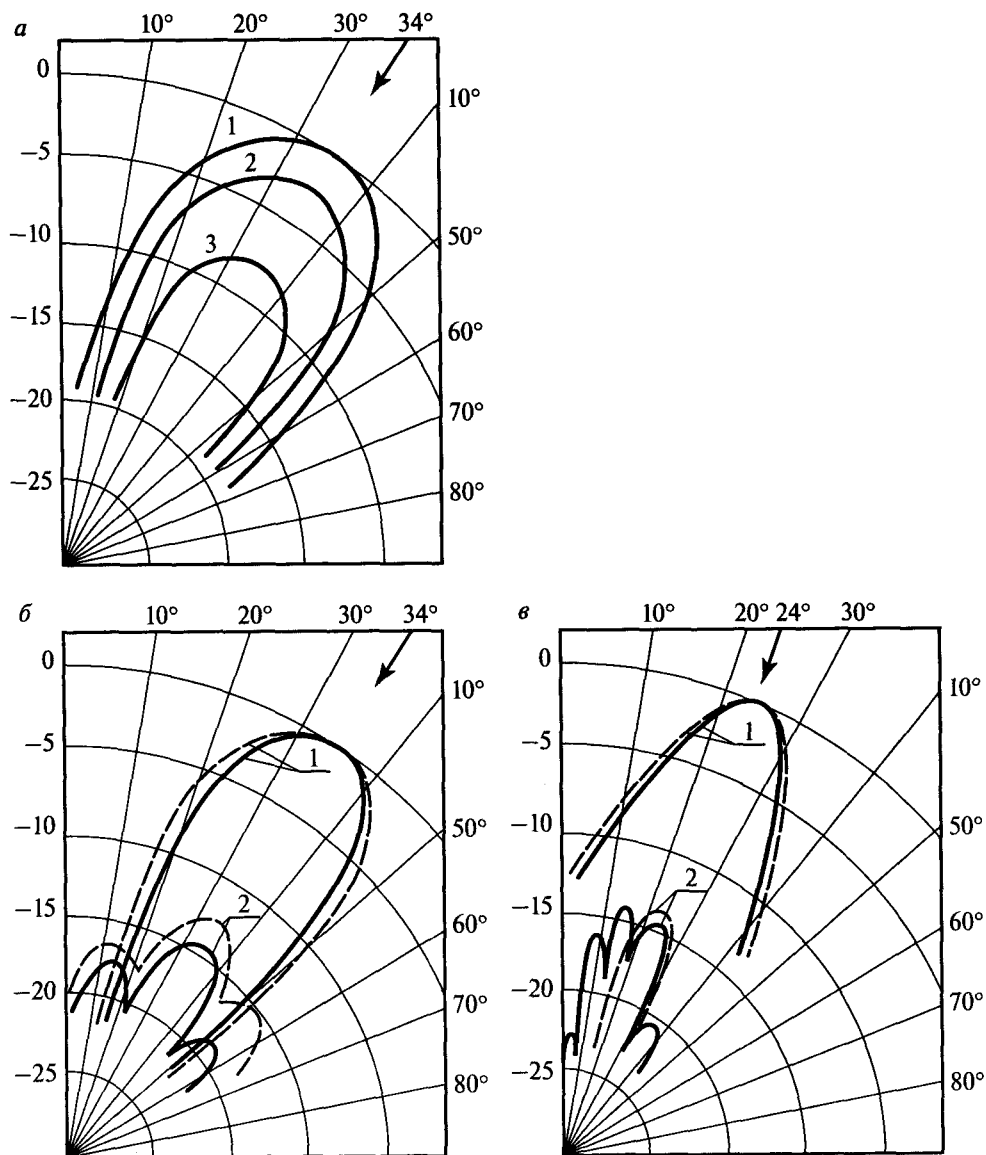


Рис. 6.17. Экспериментальные полярные диаграммы рассеяния в режиме «вперед» от пенных систем двух типов: *а* — рабочая частота 9,8 ГГц, угол падения 34°; *б* — рабочая частота 36,2 ГГц, угол падения 34°; *в* — рабочая частота 69,9 ГГц, угол падения 24°. 1–3 — диаграммы отражения: 1 — от металлического листа; 2 — от эмульсионной однослойной структуры; 3 — от сотовой пенной структуры. Сплошные линии — вертикальная поляризация режимов передача–прием (ВВ); пунктир — горизонтальная поляризация режимов передача–прием (ГГ)

отнодь не было связано с проявлением боковых лепестков диаграмм направленности приемной антенны, их уровень вообще не был зарегистрирован в экспериментах, о чем говорит гладкость калибровочных диаграмм отражения. Увеличение частоты падающего излучения приводило к возникновению интерференционной картины более высокого порядка. Относительные амплитуды максимумов могли достигать 3–4 дБ. Вместе с тем, при использовании вертикально поляризованного излучения изрезанность индикатрисы рассеяния наблюдалась отчетливее, чем при использовании горизонтально поляризованного излучения. В последнем случае могло произойти даже полное замывание максимумов и минимумов, и тогда рассеянный сигнал локализовался в пределах зеркального направления.

Возникновение интерференционных особенностей в индикатрисах рассеяния говорит о том, что отражающая поверхность воспринимается электромагнитной волной как пространственная периодическая структура. Действительно, рассматриваемая поверхность напоминает своего рода двумерную решетку, состоящую из плавающих пузырьков. Пользуясь экспериментальными данными, можно определить характерный период той решетки, на которой происходила дифракция радиоволны. Условие дифракционного максимума m -го порядка есть

$$\sin \theta_0 - \sin \theta_m = m(\lambda/\Lambda), \quad (6.5)$$

где $m = 0, \pm 1, +2, \dots$; θ_0 и θ_m — углы падения и наблюдения; λ — длина радиоволны и Λ — период решетки. Оценки, сделанные по данным рис. 6.17 (вертикальная поляризация) для длин волн $\lambda = 0,43$ и $0,83$ см, привели к следующим значениям: $\Lambda = (3-4)\lambda$. Следовательно, радиус корреляции эффективных неоднородностей структуры имеет порядок нескольких длин волн излучения и превышает средний размер пузырька не менее, чем в 10 раз. Специальный эксперимент с монодисперсным слоем показал, что интерференционная картина полностью отсутствует, причем коэффициент отражения оказался большим, чем для полидисперсного слоя и составил $|R_{ГГ}|^2 = 0,32$ и $|R_{ВВ}|^2 = 0,23$ (см. табл. 6.5).

Итак, можно сделать следующие выводы по результатам экспериментального исследования электромагнитных свойств дисперсных структур пенных систем.

1. Спектр радиоизлучения дисперсной системы существенно зависит от ее геометрической микроструктуры и качественно отличается от спектра излучения гладкой водной поверхности (рис. 6.18).

2. Влияние эмульсионного монослоя на тепловое излучение системы в миллиметровом и сантиметровом диапазонах является доминирующим. Наличие богатой структурной иерархии сотового слоя пены не оказывает на излучательные характеристики существенного влияния.

3. Диапазон длин волн $\lambda = 0,8-2$ см обладает наибольшей чувствительностью к структурной трансформации дисперсной системы. В короткомиллиметровом диапазоне дисперсные системы близки к «абсолютно черному телу» — их излучательная способность порядка единицы. В длинноволновой

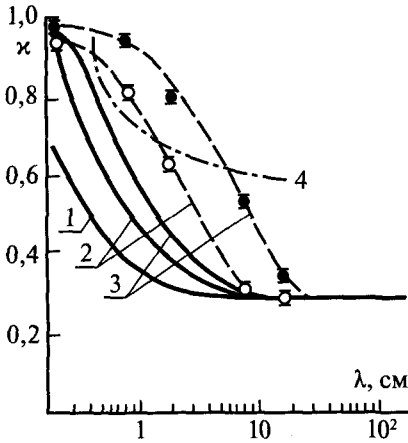


Рис. 6.18. Спектральные зависимости коэффициентов излучения пенных образований для моделей неоднородного диэлектрического слоя с параметрами, отвечающими гетерогенной смеси воды и воздуха (модель 4 в табл. 6.8). Термодинамическая температура системы $T_0 = 293$ К, соленость воды $S = 0$ ‰, угол наблюдения $\theta = 35^\circ$, горизонтальная поляризация: 1 — гладкая водная поверхность; 2 — эмульсионный монослой $h_0 = 1$ мм; 3 — слой сотовой структуры $h_0 = 10$ мм; 4 — аппроксимация спектральной зависимости пенных структур [Stogryn, 1972]. Сплошные линии — расчетные данные, пунктир и точки с доверительными интервалами — экспериментальные

части сантиметрового диапазона и дециметровом диапазоне вариации радиоизлучения системы могут наблюдаться только в случае достаточно толстых $(h/\lambda) > 1$ дисперсных слоев смешанной или полиэдрической структуры.

4. Излучение дисперсных систем в миллиметровом диапазоне близко к диффузионному. Степень поляризации уменьшается вплоть до нуля при увеличении высоты слоя до сантиметра.

5. В миллиметровом диапазоне на вертикальной и горизонтальной поляризациях наблюдается примерно одинаковая чувствительность яркостной температуры к вариациям дисперсной структуры системы. При зондировании процессов разрушения слоя оптимальными являются углы, близкие к надиру.

6. Спектральная зависимость приращения коэффициента излучения за счет наличия дисперсного слоя имеет квазирезонансный характер и обладает выраженным максимумом в диапазоне длин волн $\lambda = 0,8-1$ см и качественно отличается от спектральной зависимости абсолютного значения коэффициента излучения полной системы поверхность — дисперсный слой (см. рис. 6.14 и 6.18).

7. Интенсивность и пространственное распределение рассеянного от дисперсной системы излучения существенно зависят от высоты слоя и его структуры. В миллиметровом диапазоне эмульсионную систему (монослой) можно интерпретировать как диэлектрическую амплитудно-фазовую решетку, которая обуславливает возникновение дифракционных максимумов, сравнимых по интенсивностям между собой и с зеркальной составляющей.

8. Сотовая структура является своеобразным «черным телом» для микроволнового излучения, поглощающая способность которого увеличивается с ростом частоты излучения. Это связано с многократным переотражением электромагнитных волн жидкими стенками замкнутых полостей. Сами конфигурации полостей не играют существенной роли. Отраженного сигнала в режиме кроссполяризации на уровне 35 дБ не было зарегистрировано в указанном частотном диапазоне.

6.6. ТЕОРИЯ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИСПЕРСНЫХ ПЛОТНОУПАКОВАННЫХ СИСТЕМ

С электродинамической точки зрения вполне естественно представить дисперсную систему в виде плоской слоисто-неоднородной структуры с некоторым законом изменения диэлектрической проницаемости по глубине. Поскольку этот закон априори неизвестен, необходимо иметь метод расчета, который позволял бы определять коэффициент излучения системы при произвольном профиле комплексной диэлектрической постоянной среды $\hat{\epsilon}(z)$. Аналитическое решение такой задачи, как известно [Бреховских, 1973], можно получить лишь для ограниченного числа частных (и весьма специфических) случаев. Поэтому в настоящем разделе воспользуемся численным методом. Для этого неоднородное по диэлектрическим свойствам полупространство разбивается на систему плоскопараллельных слоев, и каждый элементарный слой представляется диэлектрически однородным. Шаг дискретизации выбирается из соображений плавности функции $\hat{\epsilon}(z)$. Теория теплового излучения неоднородного неизотермического полупространства при представлении его в виде многослойной структуры с резкими границами подробно изложена в книге [Sharkov, 2003].

6.6.1. Неоднородный диэлектрический слой, отвечающий гетерогенной смеси воды и воздуха

Эта модель является дальнейшим развитием модели [Матвеев, 1971], которая была основана на двухслойном представлении дисперсной (пенной) двухкомпонентной структуры в виде однородного диэлектрика с гладкими границами. Примем, что дисперсная структура представляет собой гетерогенную систему вода – воздух [Нигматулин, 1978]. Учитывая, однако, статистический характер распределения фазовых компонент смеси в каждом элементарном слое, используем здесь формулу Оделевского [Оделевский, 1951] для гетерогенных смесей

$$\sum_{i=1}^2 \frac{\hat{\epsilon}_i - \hat{\epsilon}_C(z_k)}{\hat{\epsilon}_i + 2\hat{\epsilon}_C(z_k)} C_i(z_k) = 0, \quad (6.6)$$

где $\hat{\epsilon}_i$ и C_i — диэлектрическая проницаемость и объемная концентрация фаз; $\hat{\epsilon}_C(z_k) \equiv \hat{\epsilon}_K$ — диэлектрическая проницаемость гетерогенной смеси k -го слоя. Важно отметить, что соотношение (6.6) строго симметрично относительно выбора компоненты смеси — несущей фазы и фазы включения.

Решая (6.6) относительно $\hat{\epsilon}_C$ и приписывая индексы $i = 1, 2$ соответственно воздуху и воде, имеем при $\hat{\epsilon}_1 = 1$ и $C = 1 - C_2$:

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon}_C &= \frac{1}{4} \left[Z + (Z^2 + 8\hat{\epsilon}_2)^{1/2} \right], \\ Z &= 3C_2(\hat{\epsilon}_2 - 1) - (\hat{\epsilon}_2 - 2). \end{aligned} \quad (6.7)$$

Очевидно, $\epsilon_c = 1$ при $C_2 = 0$ и $\epsilon_c = \epsilon_2$ при $C_2 = 1$.

Ввиду сильной зависимости диэлектрических свойств воды от частоты $\epsilon_2(f)$ в рассматриваемом диапазоне длин волн (как известно, релаксационный максимум воды как полярного диэлектрика приходится именно на сантиметровый диапазон [Sharkov, 2003]) спектральные зависимости излучательной способности всей многослойной системы рассчитывались при помощи математического моделирования с применением специальных методик [Бордонский и др., 1978; Sharkov, 2003; 2007]

Объемное распределение фазовых компонент по толщине дисперсного слоя полиэдрической и эмульсионной структур подробно описано в разд. 6.5.1 (см. рис. 6.1, 6.8). Монослой представлялся в виде двумерной компактно-гексагональной решетки, образованной сферическими частицами одинакового размера (см. рис. 6.8а). Профиль содержания воды в промежутках между сферами может быть представлен формулой (6.3). Плавно интерполируя формулу (6.3) в область $0 < z \leq a$ (как бы описывая тем самым нерезкость границы дисперсной системы), можно получить непрерывное распределение концентрации $C_2(z)$ по всему монослою. На рис. 6.8б представлены полуэмпирические профили объемной концентрации воды в ажурной структуре. Как видно, функция $C_2(z)$ близка к экспоненциальной в случае толстого слоя пены полиэдрической структуры. Величина концентрации здесь увеличивается в пределах $0,5 < C_2 < 7-8\%$ при $1,5 < h < 0,1$ см (полиэдрическая структура) и далее — до единицы (эмульсионная структура).

Статистическая модель дисперсной структуры (см. рис. 6.8 и формулу (6.3)) использовалась для расчета спектральных зависимостей коэффициента излучения систем двух типов согласно многослойной методике. При этом шаг дискретизации неоднородного полупространства составлял примерно от $1/50$ до $1/150$ от общей толщины дисперсного слоя. Теоретические кривые и результаты радиотеплового эксперимента представлены на рис. 6.18. Как видно, экспериментальные точки ложатся гораздо выше расчетных значений во всем спектральном диапазоне — от 0,2 до 18 см. Расхождение между экспериментальными значениями и вычисленными по модели достигает 50–60% в диапазоне $\lambda = 0,8-2,0$ см. Следовательно, рассмотренная модель (по существу, переходный диэлектрический слой), учитывающая неоднородность объемного распределения фаз в дисперсном слое, не является ни качественно, ни количественно адекватной экспериментальным данным. Очевидно, что модели в виде однородного диэлектрического слоя (например, [Матвеев, 1971]) с параметрами, соответствующими реальным значениям объемной концентрации фаз в смеси, вряд ли окажутся более надежными (хотя бы из-за наличия резких границ в двухслойной структуре).

На рис. 6.18 также показана аппроксимационная частотная зависимость излучательной способности пенных систем, представленная в работе [Stogryn, 1972] и широко используемая в западной научной литературе вплоть до настоящего времени. Из анализа рис. 6.18 нетрудно заключить, что рассматриваемая аппроксимация ни количественно, ни качественно не соответствует экспериментальным спектральным зависимостям излучения пенных систем

и не может быть использована в качестве надежного научного источника. Это обстоятельство связано, скорее всего, с тем, что в свое время (1972) указанная аппроксимация была сформирована на основе обобщения единичных и весьма разрозненных экспериментов, проведенных в совершенно неконтролируемых условиях.

6.6.2. Модели переходного слоя и слоисто-неоднородные модели

Такие типы диэлектрических моделей могут быть основаны на комбинациях дискретного и непрерывного распределения функции комплексной диэлектрической постоянной структуры $\hat{\epsilon}(z)$ по глубине исследуемого неоднородного полупространства. Наиболее разумные и, на наш взгляд, физически оправданные варианты представлены на рис. 6.19 (сверху спектральных диаграмм под номерами 2–7). Непрерывный профиль $\hat{\epsilon}(z)$ задавался по закону гиперболического тангенса:

$$\hat{\epsilon}_{n,n+k}(z) = \frac{1}{2}(\hat{\epsilon}_n + \hat{\epsilon}_{n+k}) + \frac{1}{2}(\hat{\epsilon}_n - \hat{\epsilon}_{n+k}) \operatorname{th} \frac{mz}{2}, \quad (6.8)$$

где $k > 1$ (целое) — «размер» переходной области; $m > 0$ — коэффициент «плавности» гиперболической функции.

Из приведенных диаграмм спектральных характеристик излучательных способностей (рис. 6.19а, б) следует, что характер спектральных зависимостей $\kappa(\lambda)$ существенным образом определяется видом функции $\hat{\epsilon}(z)$. Наличие в моделях одной или нескольких тонких пленок воды с гладкими границами приводит к возникновению хорошо известных резонансных эффектов в тепловом излучении в квазигармоническом приближении [Sharkov, 2003; 2007]. Подчеркнем, что монотонности в спектральных зависимостях $\kappa(\lambda)$ можно добиться только при использовании чисто переходных слоев с плавно меняющимися параметрами в пределах $1 < \hat{\epsilon}(z) < \hat{\epsilon}_2$. Например, переходной слой (6.8) хорошо и в широком частотном диапазоне согласовывает волновые сопротивления воды и воздуха, т. е. уменьшает отражения от границы раздела этих сред, что приводит к существенному увеличению коэффициента излучения системы.

На рис. 6.19 также приведены результаты расчета спектральной зависимости коэффициента излучения для ряда вариантов моделей пенных структур. Профиль комплексной диэлектрической проницаемости в переходной области задавался, как указывалось выше, по закону гиперболического тангенса (6.8). Наличие в модели эмульсионного монослоя одной или нескольких чередующихся пленок воды (их толщина для модели 2 составляет $\Delta h = 0,05$ мм и для моделей 3 и 4 $\Delta h = 0,01$ мм) в пограничной с атмосферой области резко изменяет спектральную зависимость коэффициента излучения. При этом возможно возникновение интерференционных эффектов, что находится в противоречии с экспериментальными данными. Для толстого слоя сотовой структуры, согласно переходным диэлектрическим моделям 5 и 6, характерно существенное приращение коэффициентов излучения поверхности даже

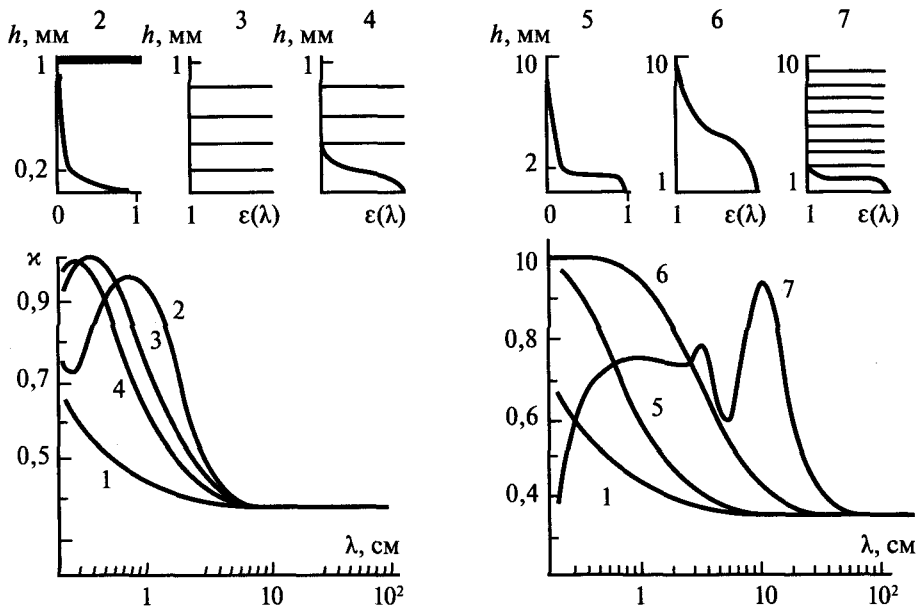


Рис. 6.19. Теоретические спектральные зависимости коэффициентов излучения пенных образований для шести вариантов диэлектрических моделей 2–7. Термодинамическая температура системы $T_0 = 273$ К, соленость воды $S = 0$ ‰, угол наблюдения $\theta = 0^\circ$. 1 — гладкая водная поверхность. Над диаграммами — схематические изображения соответствующих моделей

в дециметровом диапазоне длин волн. Согласно модели 7 — чередующиеся плоскопараллельные пленки воды ($\Delta h = 0,1$ мм, сотовая структура), расположенные над переходным слоем (эмульсионная структура), — образуется несколько резких интерференционных максимумов. Как и в случае эмульсионных моделей, это приводит к качественному противоречию с экспериментом. Следует отметить, что наилучшее согласие с экспериментом для толстого слоя пены достигается переходной моделью 6.

Результаты радиотепловых измерений дисперсных систем различных типов не удалось объяснить в рамках моделей дискретно-слоистой структуры и переходных слоев. Такой традиционный подход, как и следовало ожидать, оказался малоэффективным скорее всего из-за того, что в нем не учитывалась специфика дисперсной структуры как совокупности материальных частиц со сложным характером рассеяния и поглощения электромагнитных волн. Вопросы построения электродинамических моделей, учитывающих эту особенность, будут рассмотрены далее.

6.6.3. Электромагнитные свойства пузырька в микроволновом диапазоне

Переходя к вопросу о рассеянии электромагнитных волн, следует прежде всего конкретизировать вид эффективных неоднородностей. Судя по структуре

системы при наличии эмульсионного монослоя, простейшими неоднородностями масштаба длины радиоволны (миллиметрового и сантиметрового диапазонов) могут являться воздушные пузырьки, плавающие на поверхности воды. Однако получить строгое теоретическое решение даже квазистатической задачи излучения и рассеяния плотноупакованной среды на границе двух полупространств представляется весьма сложным. Рассмотреть же упрощенный вариант, когда совокупность пузырьков взвешена в свободном пространстве, несомненно, имеет смысл и, как покажет дальнейший анализ, при этом можно получить результаты, вполне адекватные физической реальности.

Математически единичный пузырек можно представить в виде двухслойной концентрической сферы, ядро которой заполнено воздухом, а оболочка — водой. Это так называемая полая сферическая частица. Аналитическое решение задачи рассеяния электромагнитной волны на двух концентрических сферах на основе теории Ми в общем виде выполнено в работе [Aden, Kerker, 1951]. Ряд численных результатов по теории Ми для двухслойных, полых сферических частиц и тонкослойных покрытий в оптическом диапазоне и фрагментарно — в микроволновом имеется в работах [Розенберг, 1958; 1972; Kerker, 1969]. В них, однако, отражена очень незначительная доля необходимых для формирования микроволновых моделей случаев вариаций дифракционных параметров исследуемых сфер и диэлектрических свойств вещества частиц. Для преодоления вычислительных трудностей для тонкооболочечных структур в оптическом диапазоне развивается в настоящее время так называемая феноменологическая оптика пенных систем [Kokhanovsky, 2004]. Что же касается микроволнового диапазона, то в работах [Домбровский, 1979; 1981] были выполнены численные расчеты характеристик поглощения и рассеяния как для отдельных полых сфер, так и для полидисперсной структуры эмульсионной пены для широкого диапазона изменения дифракционных параметров и с учетом четко выраженной частотной зависимости диэлектрических свойств воды.

Численные расчеты были выполнены для пяти значений длин волн излучения — 0,26; 0,86; 2,08; 8,0 и 18 см, на которых были проведены вышеприведенные эксперименты по исследованию собственного микроволнового излучения пенных систем (см. разд. 6.5.2). Внешний радиус пузырей a варьировался от 0,01 до 0,5 см, толщина оболочек δ считалась не зависящей от радиуса частиц и изменялась в диапазоне 0,001–0,01 см. При расчетах характеристик полидисперсной пены использовались нормированные функции распределения, которые соответствовали дисперсному составу исследуемых образцов пены эмульсионного типа (см. разд. 6.5.1).

Основными характеристиками теории рассеяния Ми являются нормированные на геометрическое сечение факторы эффективности ослабления (экстинкции), рассеяния и поглощения для отдельных частиц, тогда как для полидисперсной объемной среды — спектральные удельные (погонные) коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения на единицу длины в исследуемой среде [Стреттон, 1949; Дейрменджан, 1971; Розенберг, 1972; Ван де

Хюлст, 1961; Исимару, 1981; Sharkov, 2003; 2007]. Более детально характеристики рассеяния электромагнитных волн на частицах рассмотрены в гл. 7.

Рассмотрим поглощение и рассеяние электромагнитных волн отдельными полыми водяными сферами по отношению к тем же характеристикам полных водяных сфер (водяных капель). Из анализа рис. 6.20, где представлены рассчитанные факторы эффективности ослабления и поглощения в зависимости от внешнего радиуса полый сферы, следует, что пузыри с тонкой оболочкой рассеивают электромагнитную энергию очень слабо. Во всем рассмотренном диапазоне изменения внешнего радиуса полый сферы и длины волны относительная доля рассеянной энергии в общем ослаблении не превышает 16 %, а для малых полых сфер может составлять 2–4 % и даже меньше — 1 %. При этом отметим, что полые сферы с тонкостенной оболочкой электромагнитные волны рассеивают существенно слабее, чем сферы с толстостенными оболочками. Рассеяние на длине волны 0,26 см существенно анизотропно и сильно отличается от рэлеевского. При увеличении длины волны рассеяние становится более симметричным и приближается к рэлеевскому. Относительная величина рассеяния на сантиметровых и дециметровых волнах становится очень малой, так что кривые факторов эффективности ослабления и поглощения в масштабе для длин волн больше 2 см практически совпадают (см. рис. 6.20).

Наиболее явно эти различия можно проследить при непосредственном сопоставлении (в абсолютных величинах) характеристик поглощения и рассеяния однородной водной сферы и полый сферы с водяной оболочкой с одинаковыми внешними размерами (диаметрами) (рис. 6.21). Рисунок построен автором книги с использованием расчетных данных из работ [Домбровский, 1979; 1981]. На нем представлены зависимости факторов эффективности осла-

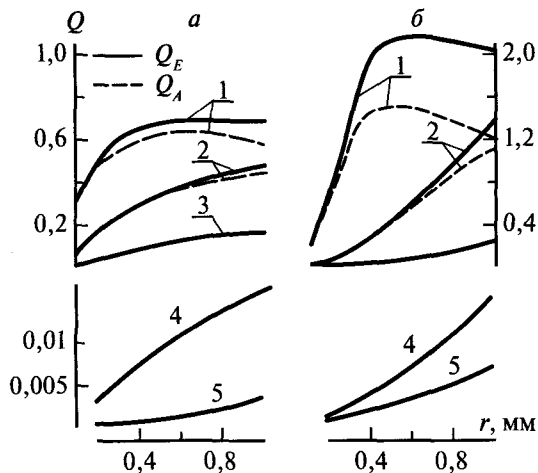
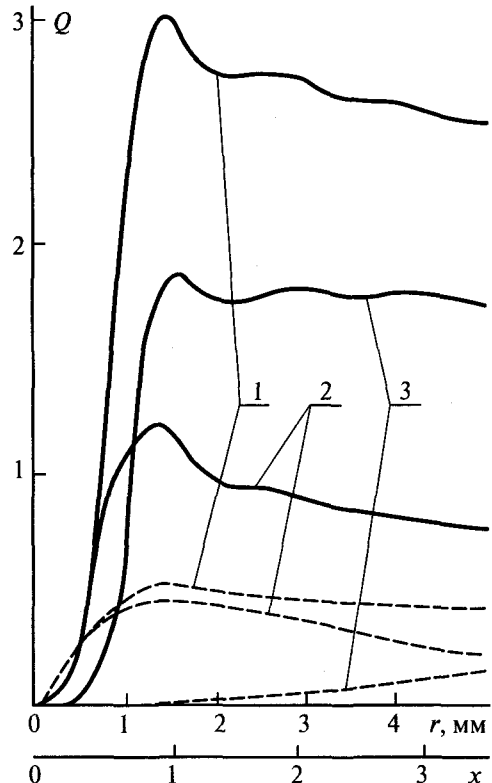


Рис. 6.20. Теоретические зависимости факторов эффективности ослабления (Q_E) и поглощения (Q_A) для отдельных водных оболочек от их радиусов: *a* — при толщине оболочки $\delta_1 = 0,001$ см; *б* — при $\delta_2 = 0,005$ см. Рабочие длины волн: 1 — $\lambda = 0,26$ см; 2 — $\lambda = 0,86$ см; 3 — $\lambda = 2,08$ см; 4 — $\lambda = 8$ см; 5 — $\lambda = 18$ см

блечения (Q_E), рассеяния (Q_S) и поглощения (Q_A) для однородных сферических капель воды и полый сферы с водяной оболочкой на длине волны 0,86 см от безразмерного дифракционного параметра Mi (или параметра размера) $x = (2\pi a/\lambda)$. Качественно вид этих зависимостей для однородной водной сферы, состоящей из сильно поглощающего вещества, представляет собой достаточно классическую картину: все три зависимости имеют явно выраженные максимумы (максимумы Mi) при значении параметра размера около единицы и двойки (дальнейшие максимумы «замыты»). Затем при увеличении параметра размера в этих зависимостях наблюдаются затянутые спадающие хвосты. При этом фактор экстинкции стремится к значению $Q_E \rightarrow 2$ (хорошо известный в теории рассеяния парадокс экстинкции [Исимару, 1981]).

При значениях дифракционного параметра в области $1 < x < 3,5$ сферическая водная капля в основном рассеивает падающую электромагнитную энергию — спектральное альbedo, т. е. отношение факторов рассеяния и ослабления составляет 0,65–0,7. Вся же область от первого максимума до нуля получила название области Рэлея, в которой взаимодействие электромагнитных волн с малыми частицами ($x < 1$) происходит по вполне определенным закономерностям (так называемое рэлеевское рассеяние) [Ван де Хюлст, 1961; Исимару, 1981; Sharkov, 2003; 2007]. И, в первую очередь, здесь надо отметить резкое уменьшение рассеивания частицей электромагнитной энергии: вся падающая на частицу энергия поглощается. Это хорошо видно на рис. 6.21: при значениях $x = 0,5$ спектральное альbedo составляет 0,1 и затем стремительно уменьшается — при $x < 0,3$ значение альbedo становится менее 0,01. В оптическом диапазоне ситуация существенно иная — малые частицы

Рис. 6.21. Теоретические зависимости факторов эффективности ослабления, рассеяния и поглощения для отдельных водной сферической капли и водной оболочки при толщине оболочки $\delta = 0,001$ см на длине волны 0,86 см как функции внешнего размера частицы (r) и параметра размера (x). Термодинамическая температура — 293 К, соленость воды $S = 0$ ‰. Факторы эффективности: 1 — ослабления; 2 — поглощения; 3 — рассеяния. Сплошные линии — сферические капли, пунктир — водная сферическая оболочка



($x < 0,05$) из слабо поглощающего вещества при рэлеевском рассеянии интенсивно поглощают электромагнитную энергию, а крупные частицы из этого же вещества при $x > 0,1$ являются чисто рассеивающими: альbedo частиц стремится к единице [Дейрменджан, 1971; Sharkov, 2003; 2007].

Обратимся к анализу рассеяния на водной оболочке (относительная толщина оболочки по отношению к внешнему радиусу $\delta/a = 0,003-0,01$). Из рис. 6.21 следует, что во всем исследуемом диапазоне значений параметра размера $0 < x < 3,2$ поглощение существенно превышает эффект рассеяния: для крупных частиц ($x = 3$) это соотношение равно 4–4,5 а для малых полых сфер оно резко увеличивается. Отметим, что в зависимостях поглощения и ослабления отсутствует явно выраженный максимум при $x \equiv 1$. Рассеяние (в абсолютных значениях) крупной ($x = 3$) полый сферой подавлено по отношению к рассеянию сферической каплей такого же размера более чем в 22 раза. При этом в силу того, что общее ослабление тоже убывает по отношению к сферической капле, то для крупных полых сфер ($x = 1-3$) величина альbedo составляет величины 0,04–0,1. В рэлеевской области (при $x < 1$) альbedo резко уменьшается и стремится к нулю. Таким образом, поглощение существенно преобладает над рассеянием для полых частиц с тонкостенными оболочками как в области Ми, так и в рэлеевской области.

Вышеприведенные данные относились к рассеянию водяных тонкостенных оболочек эмульсионного монослоя, тогда как в пене сотовой структуры

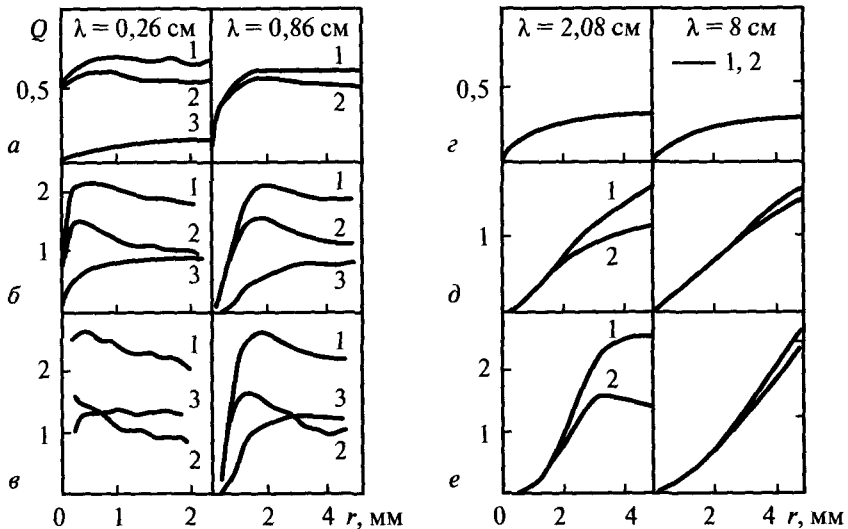


Рис. 6.22. Теоретические зависимости факторов эффективности рассеяния, ослабления и поглощения для отдельной водной оболочки от внешнего размера частиц. Термодинамическая температура — 295 К, соленость воды $S = 0 \text{ ‰}$. Факторы эффективности: 1 — ослабления; 2 — поглощения; 3 — рассеяния. Рабочие длины волн (λ), см: а–в — 0,26 и 0,86; г–е — 2,08 и 8. Толщина оболочек, см: а и г — 0,001; б и д — 0,005; в и е — 0,01 см

возможно появление более крупных и более толстостенных полых частиц (см. разд. 6.5.1). На рис. 6.22а–е представлены результаты расчетов факторов эффективности для водяных оболочек в зависимости от внешнего радиуса до 5 мм и при значениях толщины оболочек в области 0,01–0,1 мм (или толщины оболочек по отношению к внешнему радиусу $\delta/a \equiv 0,02-0,1$). На рис. 6.23а–е показаны зависимости тех же величин от толщины оболочки для фиксированных значений радиуса частицы. Результаты расчетов, представленные на рис. 6.22, 6.23, в совокупности дают достаточную информацию о величинах Q_E , Q_S , Q_A как функциях двух переменных: толщины и внешнего радиуса оболочки [Домбровский, 1981].

Как следует из анализа рис. 6.22, 6.23, главная особенность электромагнитного взаимодействия такого рода частиц заключается в том, что во всех спектральных диапазонах фактор эффективности рассеяния монотонно возрастает при увеличении как радиуса, так и толщины оболочки. Для наиболее крупных и толстостенных водяных оболочек в миллиметровой области спектра рассеяние может превысить поглощение. Более того, можно указать на некоторое критическое значение оболочки, при котором характер взаимодействия поллой сферы приобретает черты рассеяния на однородной сфере — альbedo рассеяния начинает превышать значение 0,5. При этом отношение толщин оболочки к внешнему радиусу частицы должно превысить $\delta/a \equiv 0,025-0,03$. Для миллиметрового диапазона, в отличие от рас-

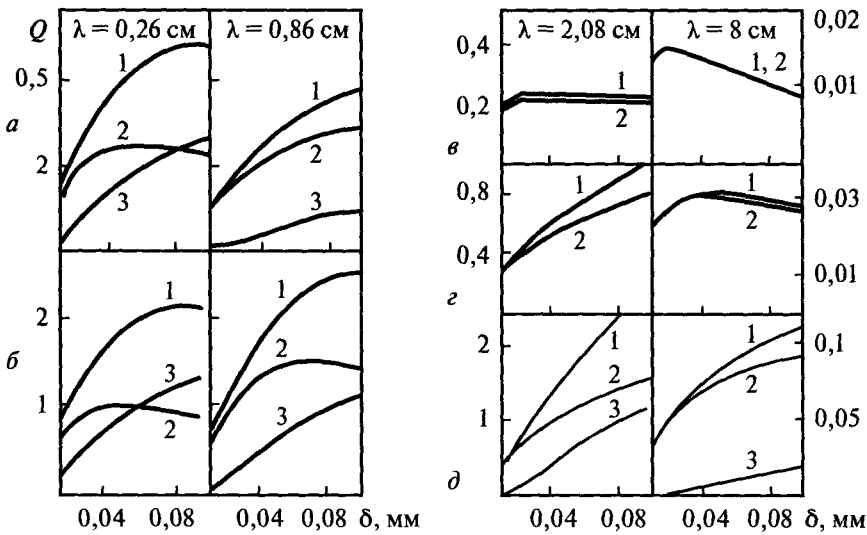


Рис. 6.23. Теоретические зависимости факторов эффективности рассеяния, ослабления и поглощения для отдельной водной оболочки от толщины оболочки. Термодинамическая температура — 295 К, солёность воды $S = 0$ ‰. Факторы эффективности: 1 — ослабления, 2 — поглощения, 3 — рассеяния. Рабочие длины волн (λ), см: а, б — 0,26 и 0,86; в–д — 2,08 и 8 см. Радиусы частиц, см: а и в — 0,1; б и г — 0,2; д — 0,5

сеяния, зависимости факторов эффективности поглощения и ослабления от радиуса частиц существенно немонокотонны — проявляются максимумы M_i (см. рис. 6.22а—в). Увеличение толщины оболочки во всех случаях приводит к увеличению фактора эффективности ослабления. В то же время фактор эффективности поглощения, начиная с некоторой толщины оболочки, заметно падает за счет увеличения отражения излучения частицей. Область рэлеевского рассеяния невелика: при $\lambda = 8,6$ мм она распространяется до радиуса $a = 1$ мм.

В сантиметровом диапазоне рассматриваемые водяные оболочки рассеивают значительно слабее, чем поглощают (см. рис. 6.22в—д). Так, при $\lambda = 8$ см даже при $a = 5$ мм и $\delta = 0,1$ мм рассеяние составляет лишь 15 % величины ослабления. Для частиц с фиксированной толщиной оболочки факторы эффективности поглощения и ослабления монотонно возрастают при увеличении радиуса оболочки, за исключением случая наиболее сильного рассеяния при $\lambda = 20,8$ мм и $\delta = 0,1$ мм, когда кривые поглощения и ослабления имеют максимумы. Зависимости Q_A и Q_E от толщины оболочки при $a = \text{const}$ имеют различный характер в зависимости от радиуса водяной оболочки (см. рис. 6.23). Если для оболочек с радиусом 1 мм ослабление излучения частицей монотонно уменьшается при увеличении от 0,03 до 0,1 мм, то для оболочек с радиусом 5 мм ослабление монотонно увеличивается во всем расчетном диапазоне.

Что же касается индикатрисы рассеяния частиц с водяной оболочкой, то исследования показали [Домбровский, 1981]: независимо от вида индикатрисы рассеяния и степени поляризации рассеянного хаотически поляризованного излучения для такого рода частиц с радиусом 5 мм на длине волны 20,8 мм, строго говоря, формула Рэлея не применима при определении угловых характеристик рассеяния. Однако, если обратить внимание на малую величину фактора эффективности рассеяния, то, несмотря на сильную асимметрию рассеяния, можно надеяться на возможность применения рэлеевских формул для факторов эффективности в случае оболочек толщиной 0,01 мм вплоть до радиуса $a = 5$ мм с точностью 10–20 %.

Как известно [Стреттон, 1949; Дейрменджан, 1971; Ван де Хюлст, 1961; Исимару, 1981], формулы Рэлея содержатся в первом члене ряда M_i , откуда для факторов эффективности ослабления Q_E и рассеяния Q_S можно сразу же получить:

$$Q_S = \frac{6}{x^2} |\dot{a}_1|^2, \quad (6.9)$$

$$Q_E = \frac{6}{x^2} \text{Re} \dot{a}_1.$$

Выражение для коэффициента ряда M_i \dot{a}_1 можно найти либо непосредственно из формул M_i , либо из решения соответствующей электростатической задачи. Если воспользоваться последним способом, то выражение для \dot{a}_1 будет иметь следующий вид [Ландау, Лифшиц, 1957]:

$$\dot{a}_1 = \frac{2}{3} jx^3 \frac{(\varepsilon - 1)(2\varepsilon + 1)(1 - q^3)}{(\varepsilon + 2)(2\varepsilon + 1)(1 - q^3) + 9\varepsilon q^3}, \quad (6.10)$$

где $q = 1 - (\delta/a)$ — коэффициент заполнения полости частицы; j — мнимая единица; $\varepsilon = \hat{\varepsilon}(\lambda)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость вещества оболочки (в рассматриваемом случае — воды). В миллиметровом диапазоне расхождение между точным решением задачи и рэлеевским приближением может достигать 10–15 % в случае тонких оболочек ($\lambda = 0,26$ см) и 20–25 % в случае толстых оболочек ($\lambda = 0,86$ см). В сантиметровом диапазоне рэлеевские формулы применимы с большей точностью.

Перейдем к исследованию электродинамических свойств полидисперсной структуры. Детальные расчеты полидисперсной структуры пенной системы достаточно трудоемки, тогда как окончательные результаты в значительной степени аналогичны монодисперсному случаю. В работе [Домбровский, 1979] показано, что с удовлетворительной степенью точности расчетные значения для реальной пены можно заменить данными для монодисперсной пены с эффективным радиусом полых сфер.

В табл. 6.6 приведены величины параметров погонного и интегрального по распределению ослабления β (см^{-1}) и однократного спектрального альбедо ω для полидисперсной системы пузырьков, функция распределения по размерам которых соответствует экспериментальной гистограмме на рис. 6.7 (δ — толщина стенки пузырька).

Таблица 6.6. Спектральные характеристики погонного значения коэффициента экстинкции (β_0) и однократного альбедо (ω_v) для полидисперсной пузырьковой среды в микроволновом диапазоне 0,26–18 см

Рабочая длина волны λ , см	Теория Ми				Теория Рэля			
	$\delta = 10^{-3}$ см		$\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см		$\delta = 10^{-3}$ см		$\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см	
	β_0 , см^{-1}	ω_v	β_0 , см^{-1}	ω_v	β_0 , см^{-1}	ω_v	β_0 , см^{-1}	ω_v
0,26	11,72	0,074	33,800	0,266	10,10	0,218	—	—
0,86	5,71	0,015	7,160	0,074	4,980	0,018	4,570	0,099
2,08	1,57	0,003	1,080	0,018	1,410	0,003	0,860	0,020
8	0,12	$< 10^{-3}$	0,066	0,001	0,108	$< 10^{-3}$	0,059	0,001
18	0,03	$< 10^{-3}$	0,015	$< 10^{-3}$	0,024	$< 10^{-3}$	0,013	$< 10^{-3}$

Примечание. Диэлектрические свойства оболочек полых сфер соответствуют релаксационной модели [Sharkov, 2003]; δ — толщина оболочек полых сфер.

Основные результаты по характеристикам рассеяния и поглощения электромагнитных волн миллиметрового, сантиметрового и дециметрового диапазонов эмульсионной полидисперсной средой следующие:

1. Во всех спектральных диапазонах поглощение в среде из тонкостенных оболочек существенно преобладает над рассеянием. Относительная

доля рассеяния в ослаблении не превышает 7 % для оболочек толщиной $\delta \leq 0,001$ см.

2. Величина рассеяния увеличивается с утолщением оболочки и может составить до 30 % в доле ослабления. В то же время рассеяние резко уменьшается с ростом длины волны излучения и, начиная с длины волны 0,8 см, рассеяние можно не принимать во внимание при анализе тонкостенных оболочек.
3. Практически во всех микроволновых диапазонах для определения поглощения частицами с тонкой оболочкой $\delta \leq 0,01$ мм можно использовать рэлеевское приближение с погрешностью не более 10 %. Для частиц с толстой оболочкой $\delta \sim 0,05$ мм рэлеевское приближение можно использовать только в сантиметровом и дециметровом диапазонах. В миллиметровом диапазоне ошибка может достигать более 25 %.

Отметим, что для однородной сферической капли воды того же радиуса альbedo частицы в миллиметровом диапазоне примерно в 10 раз больше, чем для пузырька. Капли и пузырьки одинакового размера очень сильно различаются по своим свойствам в микроволновом диапазоне, об этом свидетельствуют расчеты уже в рэлеевском приближении.

Важно также отметить, что в оптическом диапазоне ситуация прямо противоположная — полая частица поглощает электромагнитную энергию значительно слабее, чем однородная частица того же внешнего радиуса [Домбровский, 1974], а пенная структура как непрерывная среда имеет коэффициент отражения в оптическом диапазоне, близкий к единице (0,94–1,00) [Kokhanovsky, 2004].

Таким образом, строгое решение дифракционной задачи помогло установить, что ослабление микроволнового излучения пузырьками обусловлено в основном поглощением, а не рассеянием. В предельном случае бесконечно тонкой оболочки даже пузырек масштаба длины электромагнитной волны будет вести себя, по-видимому, как «абсолютно черное тело», поглощая все падающее излучение. Вместе с тем, для пузырьков рэлеевская область оказывается гораздо шире, чем для сплошных капель. Это обстоятельство позволяет использовать рэлеевские формулы не только в сантиметровом, но в ряде случаев и в миллиметровом диапазоне. Особое свойство полых сферических частиц поглощать большую часть падающего излучения и может быть принято за основу при построении качественно новой электродинамической модели дисперсной системы.

6.6.4. Оптическая модель дисперсной среды

Вопрос о применимости теории переноса излучения для электромагнитного излучения в дискретной рассеивающей среде при плотной упаковке ее частиц (что реализуется в пенообразных системах) остается пока в целом слабо изученным [Исмару, 1981]. В этом случае могут быть существенны так называемые кооперативные эффекты (корреляции в поле излучения частиц), опи-

сание которых уже выходит за рамки классической теории переноса. Тем не менее, попытаться использовать такой подход к решению модельной задачи о тепловом радиоизлучении дисперсных сред представляется целесообразным в связи с наличием конкретного экспериментального материала.

Ниже мы получим то решение уравнения переноса излучения, по которому оценивались спектральные и поляризационные характеристики радиоизлучения дисперсных систем.

Пусть плоскопараллельный слой полых сферических частиц расположен на водной поверхности. Скалярное уравнение переноса излучения в случае осевой симметрии имеет вид для интенсивности излучения $I(\tau, \mu)$, сформированного внутри слоя [Оцисик, 1976; Sharkov, 2003; 2007]:

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu) = F(\tau, \mu), \quad \mu = \cos \theta, \quad (6.11)$$

где спектральная функция источника

$$F(\tau, \mu) = (1 - \omega) I_B [T(\tau)] + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^{+1} g(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu'. \quad (6.12)$$

Здесь τ — оптическая толщина слоя; $\omega = \sigma/\beta$ — спектральное альbedo однократного рассеяния; g — индикатриса рассеяния единицы объема среды; $I_B [T(\tau)]$ — спектральная функция Планка; $T(\tau)$ — профиль термодинамической температуры слоя.

Граничные условия для зеркально отражающей подстилающей поверхности и при отсутствии падающего на слой извне излучения запишутся как

$$I(0, \mu) = \varphi(\mu), \quad I(\tau_0, -\mu) = 0, \quad \mu > 0, \quad (6.13)$$

где $\varphi(\mu)$ — заданная функция.

При отыскании решения уравнения (6.11) обычно разделяют интенсивность на две составляющие (двухпотокное приближение): прямую I^+ и обратную I^- . Решения в этом случае записываются в виде

$$\begin{aligned} I^+(\tau, \mu) &= I^+(0, \mu) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu}\right) + \frac{1}{\mu} \int_0^\tau F(\tau', \mu) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\mu}\right) d\tau', \\ I^-(\tau, \mu) &= I^-(\tau_0, \mu) \exp\left(-\frac{\tau_0 - \tau}{\mu}\right) - \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau_0} F(\tau', \mu) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\mu}\right) d\tau' \end{aligned} \quad (6.14)$$

при граничных условиях (6.13).

Спектральный коэффициент излучения системы при условии ее изотермичности ($T = \text{const}$) определяется в соответствии с законом Кирхгофа следующим образом:

$$\kappa(\mu) = \frac{I^+(\tau_0, \mu)}{I_B(T)}, \quad (6.15)$$

где $I_B(T) = CT$ (закон Рэлея—Джинса); C — постоянная.

Ввиду малости спектрального альбедо среды ($\omega < 1$) на всех длинах волн в уравнении теории переноса излучения можно пренебречь интегральным членом, описывающим внутреннее перерасеяние (6.12), и воспользоваться известными решениями [Оцисик, 1976; Sharkov, 2003; 2007]. В таком случае спектральную функцию источника F можно положить равной

$$F = (1 - \omega) I_B(T) = \text{const} \quad (6.16)$$

и тогда уравнение (6.11) допускает простое аналитическое решение, удовлетворяющее граничным условиям (6.13).

После несложных преобразований из (6.14)–(6.16) получаем следующее выражение для спектрального коэффициента излучения системы:

$$\begin{aligned} \kappa(\mu) = & \left(1 - |R(\mu)|^2\right) \exp\left[-\frac{\tau_0}{\mu}\right] + (1 - \omega) \left[1 - \exp\left[-\frac{\tau_0}{\mu}\right]\right] + \\ & + |R(\mu)|^2 (1 - \omega) \left[1 - \exp\left[-\frac{\tau_0}{\mu}\right]\right] \exp\left[-\frac{\tau_0}{\mu}\right]. \end{aligned} \quad (6.17)$$

Здесь $R(\mu)$ — спектральный френелевский (комплексный) коэффициент отражения по полю подстилающей поверхности (в данном случае — водной поверхности).

Физический смысл полученного соотношения достаточно очевиден: первый член (6.17) описывает излучение подстилающей среды, ослабленное в рассеивающем слое, а второй и третий — собственное и зеркально отраженное излучение слоя с учетом потерь на рассеяние.

При $\omega = 0$ (рассеяние в слое полностью отсутствует) формула (6.17) преобразуется к известному виду:

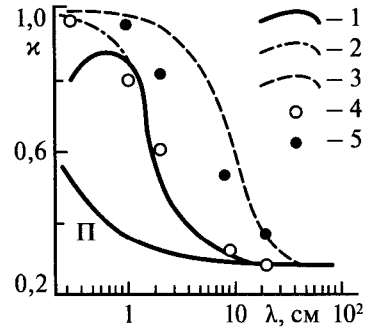
$$\kappa(\mu) = \left(1 - |R(\mu)|^2\right) \exp\left[-\frac{2\tau_0}{\mu}\right]. \quad (6.18)$$

Отметим, что полученное выражение (6.18) неоднократно ранее использовалось для различных оценок интенсивности излучения облакообразных систем над гладкой поверхностью, в том числе и для оценок излучения дисперсных систем [Матвеев, 1971]. Однако там речь шла о модели однородного диэлектрического слоя с эффективными параметрами, соответствующими матричной системе воздуха и воды. Естественно, дифракционные эффекты в такой модели не учитывались.

Спектральные и поляризационные зависимости коэффициентов излучения системы рассчитаны для двух значений геометрической толщины слоя $h = 0,1$ и 1 см (см. рис. 6.15 и 6.24). Оптическая глубина слоя считалась постоянной $\tau = \beta h$. Значения интегральных параметров β и ω брались из табл. 6.6 как точные значения теории Ми с учетом дифракционных явлений на полых сферах.

В случае монослоя и при $\tau < 1$ спектральные зависимости, расчетные и экспериментальные, хорошо соответствуют друг другу (см. рис. 6.24). Однако в поляризационных характеристиках для $\lambda = 0,86$ см (см. рис. 6.15) наблюда-

Рис. 6.24. Спектральные зависимости коэффициента излучения дисперсных систем, по данным оптической модели (модель 5б в табл. 6.8). $T_0 = 293$ К, соленость воды $S = 0$ ‰; $\theta = 35^\circ$, горизонтальная поляризация; $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см. 1–3 — расчетные данные: 1 — эмульсионная структура по формуле (6.17); 2 — то же по формуле (6.18); 3 — полиэдрическая структура; 4, 5 — экспериментальные данные: 4 — эмульсионный монослой; 5 — слой пены полиэдрической структуры; П — гладкая водная поверхность



ется качественное различие: обе расчетные компоненты $\kappa_r(\theta)$ и $\kappa_b(\theta)$ при увеличении угла наблюдения возрастают (на рисунке обозначена как модель 5б), что явно противоречит эксперименту (на рисунке темные и светлые квадратики). При этом степень поляризации излучения оказывается примерно в 4 раза меньше, чем это следует из измерений.

В случае сотового слоя и при увеличении оптической глубины слоя ($\tau > 5$) соответствие расчетных и экспериментальных данных нарушается. В миллиметровом диапазоне, например, полностью отсутствуют поляризационные зависимости, которые обозначены на рис. 6.15 пунктиром (модель 5б), тогда как эксперимент явно демонстрирует присутствие у сотовой структуры поляризационных свойств (на рисунке темные и светлые треугольники), хотя и слабо выраженных. Связано это с тем, что теоретический коэффициент излучения системы определяется только величиной спектрального альбеда единицы объема рассеивающего слоя:

$$\kappa = 1 - \omega, \quad (6.19)$$

так как члены, содержащие экспоненту, имеют порядок 10^{-5} – 10^{-6} . Частотная характеристика системы $\kappa(\lambda)$ оказывается значительно более крутой, и расчетные значения коэффициента излучения превышают экспериментальные, особенно в сантиметровом диапазоне (см. рис. 6.24).

Важно также отметить, что учет интегрального члена в уравнении переноса (6.12), описывающем многократное рассеяние в слое, не приводит к существенному изменению спектральных характеристик $\kappa(\lambda)$, о чем свидетельствует сравнение данных расчетов с результатами решения аналогичной задачи стандартным методом двойных сферических гармоник [Домбровский, 1979; Домбровский, Райзер, 1992]. Однако решения, полученные в указанных работах, в отличие от нашего (формула (6.17)), содержат полусферические значения спектральных коэффициентов $\kappa(\lambda)$ и принципиально не учитывают поляризацию испускаемого средой собственного излучения. Этот подход широко развит в задачах теплопередачи для упрощенного решения полного уравнения теории переноса [Оцисик, 1976]. Однако для задач дистанционного зондирования такой подход неприемлем, поскольку основным измеряемым параметром в таких задачах является спектральная интенсивность излучения, рассматриваемая в бесконечно малом телесном угле вокруг направления

наблюдения и с учетом поляризации принимаемого излучения [Sharkov, 2003; 2007]). Поэтому приведенная в работе [Домбровский, 1979] интерпретация экспериментальных данных [Бордонский и др., 1978] имеет чисто качественный характер. Расчеты, полученные таким методом, не могут быть использованы при количественном анализе реальных дистанционных измерений.

Таким образом, оптическая модель дисперсной системы, несмотря на ее упрощенный вариант (отсутствие многократного рассеяния, однородность среды по оптической глубине), в целом оказалась качественно и количественно более состоятельной, чем простейшие диэлектрические модели. Связано это с тем, что в ней учтена главная особенность дисперсной структуры как среды, состоящей из сильно поглощающих частиц — пузырьков. Однако и оптическая модель также имеет определенные недочеты. Во-первых, она не описывает корректно поляризационные зависимости спектрального коэффициента излучения системы в миллиметровом диапазоне. Во-вторых, при увеличении τ , начиная с некоторого критического значения τ_C , степень «черноты» системы перестает меняться. Последнее обстоятельство отнюдь не случайно, поскольку не принималось во внимание вертикальное распределение параметров β и ω за счет видоизменения геометрии частиц дисперсного слоя с высотой. Существенное расхождение с экспериментом в случае $\tau \sim 10$ было обусловлено, вероятно, этой причиной.

6.6.5. Дифракционные модели дисперсных систем

В настоящем разделе мы вновь обращаемся к макроскопическому описанию дисперсной системы, оставаясь в рамках плоскостной модели (см. разд. 6.6.2). Однако профиль $\dot{\epsilon}(z)$ выбирается здесь совершенно из иных физических соображений, а именно, с учетом дифракционных эффектов на полых частицах эмульсионной структуры [Райзер, Шарков, 1981].

Как известно, вопрос об эффективной диэлектрической проницаемости рассеивающей среды принадлежит к числу главных в теории многократного рассеяния волн [Борн, Вольф, 1973]. Для оценки эффективных микроволновых характеристик эмульсионной среды $\dot{\epsilon}_{EF}$ воспользуемся выражениями для квазистатического дипольного приближения $\dot{\epsilon}_{N\alpha}$ и для учета мультипольного вклада в рассеяние $\dot{\epsilon}_{NS}$ [Ван де Хюлст, 1961; Борн, Вольф, 1973] обобщенными на случай полидисперсной системы полых сферических частиц (табл. 6.7) [Райзер, Шарков, 1981]. Первое выражение есть известная формула Лорентц–Лоренца (модель 1 в табл. 6.7), учитывающая дипольное взаимодействие в плотно упакованной системе (квазистатическое приближение). Второе выражение есть формула Хюлста, описывающая вклад мультипольного момента частицы в эффективную проницаемость (приближение электродинамических разряженной среды) (модель 2 в табл. 6.7). Параметры, входящие в эти формулы, следующие: a и δ — внешний радиус и толщина оболочки полый сферы; $f(a)$ — нормированная функция распределения по размерам; N , k — объемная концентрация и коэффициент упаковки частиц; $\dot{\epsilon}_0(\lambda)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость вещества оболочки (воды); $\dot{\alpha}$ и \dot{S} — комплексные

Таблица 6.7. Формулы для диэлектрических свойств дифракционных моделей

№ модели	Формула для ϵ_{EF}	Параметры модели	Пределы аппроксимаций	
1	$\epsilon_{N\alpha} = \frac{1 + \frac{8}{3} \overline{N\alpha}}{1 - \frac{8}{3} \overline{N\alpha}}$	$\overline{N\alpha} = k \int_0^\infty \alpha(a) f(a) da \left[\frac{4}{3} \pi \int_0^\infty a^3 f(a) da \right]^{-1}$ $\dot{\alpha} = a^3 \frac{(\dot{\epsilon}_0 - 1)(2\dot{\epsilon}_0 + 1)(1 - q^3)}{(\dot{\epsilon}_0 - 1)(2\dot{\epsilon}_0 + 1)(1 - q^3) + 9\dot{\epsilon}_0 q^3}$	$\lambda > 0,8 \text{ см}$ $0 \leq k \leq 1$ $a \leq 0,1 \text{ см}$ $\delta < 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$	Рэлеевское рассеяние
2	$\epsilon_{NS} = 1 + j4\pi \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{-3} \overline{NS_0}$	$\overline{NS_0} = k \int_0^\infty \dot{S}_0(a) f(a) da \left[\frac{4}{3} \pi \int_0^\infty a^3 f(a) da \right]^{-1}$ $\dot{S}_0 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{2} (\dot{a}_n + \dot{b}_n)$	$\lambda < 0,8 \text{ см}$ a, δ — произвольные значения $0 \leq k \leq 1$	Рассеяние Ми

Примечание. \dot{a}_n и \dot{b}_n — коэффициенты Ми для полых сфер.

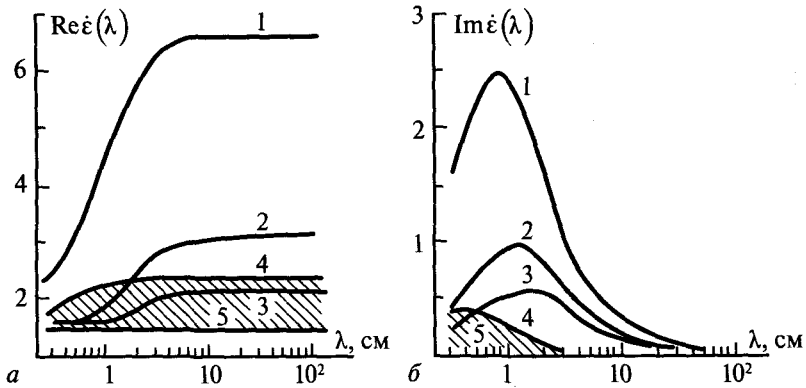


Рис. 6.25. Теоретическая спектральная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости модели дипольного взаимодействия $\hat{\epsilon}_{N\alpha}(\lambda)$ (модель 1 табл. 6.7) и однородной смеси $\hat{\epsilon}_C(\lambda)$ (формула (6.6)) для полидисперсной системы (*a* — действительная часть; *b* — мнимая). Температура системы $T_0 = 293$ К, соленость воды $S = 0$ ‰. Расчет $\hat{\epsilon}_{N\alpha}(\lambda)$: 1 — $\delta = 10^{-2}$ см; 2 — $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см; 3 — $\delta = 10^{-3}$ см. Расчет $\hat{\epsilon}_C(\lambda)$ для объемной концентрации воды в среде: 4 — $C_0 = 0,20$; 5 — $C_0 = 0,01$ (заштрихованная область)

поляризуемость и амплитуда рассеяния «вперед» поллой сферической частицы; λ — длина электромагнитной волны в вакууме; $q = 1 - (\delta/a)$ — коэффициент «заполнения» полости частицы.

Рассмотрим результаты модельных расчетов $\hat{\epsilon}_{EF}$ по соотношениям 1 и 2 (см. табл. 6.7). Воспользуемся следующими экспериментальными (см. разд. 6.5.1) значениями параметров: $f(a)$ ($0,01 \leq a \leq 0,1$ см); $\delta = 10^{-2} - 10^{-3}$ см; $N = 5 \cdot 10^3$ см $^{-3}$, а также теоретическими величинами комплексной диэлектрической проницаемости воды $\hat{\epsilon}(\lambda)$ [Sharkov, 2003].

На рис. 6.25 приведены спектральные зависимости действительной (*a*) и мнимой (*b*) частей $\hat{\epsilon}_{N\alpha}(\lambda)$ для трех значений толщины оболочки пузырька. Для сравнения приведем на этой диаграмме аналогичные спектральные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости среды $\hat{\epsilon}_C(\lambda)$, рассчитанные по формуле Оделевского (6.6). Формула (6.6) отражает традиционный способ электродинамического описания пенной структуры как двухфазной статистически однородной смеси воды и воздуха (статическое приближение), что, конечно, не отвечает, как было показано в разд. 6.5.1, физической реальности. Заштрихованная область на рис. 6.25 ограничена двумя кривыми $\hat{\epsilon}_C(\lambda)$, которым соответствуют значения $C_0 = 0,01$ и $0,20$. Такие значения относительного содержания воды в смеси практически полностью перекрывают возможные варианты содержания воды в слоях пенных структур (см. рис. 6.8).

Как видно из рис. 6.25, модели Лорентц–Лоренца и Оделевского дают, как и следовало ожидать, принципиально различные результаты. Область дисперсии зависимости мнимой части $\hat{\epsilon}_C(\lambda)$ для однородной смеси оказывается довольно узкой и занимает в основном миллиметровый диапазон. В то же

время спектральная зависимость мнимой части $\dot{\epsilon}_{N\alpha}(\lambda)$ обладает очень широким максимумом и распространяется даже на дециметровые волны. При этом мнимая часть $\dot{\epsilon}_{N\alpha}(\lambda)$ имеет максимум в диапазоне $\lambda = 0,8-2$ см, который обусловлен соответствующим спектральным ходом мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости воды, однако ширина этой зоны и величина максимума связаны с макроскопическими и дифракционными свойствами среды. Отметим, что максимум $\dot{\epsilon}_{N\alpha}(\lambda)$ существенно (в пять раз и более) превышает поглощение однородной смеси даже при высокой водной концентрации в 20 %.

Дисперсионное соотношение в модели Хюлста (см. табл. 6.7, формула 2) позволяет проанализировать влияние мультипольных моментов в индуцированном излучении частиц (т. е. высших членов разложения комплексной функции рассеяния вперед $\dot{S}(0, x)$ по параметру дифракции $x = 2\pi a/\lambda$) на эффективные характеристики среды. На рис. 6.26 приведены теоретические зависимости действительной и мнимой частей $\dot{\epsilon}_{NS}(a)$ для монодисперсной системы, состоящей из пузырьков различного размера. Концентрация частиц задавалась в виде $N(a) = k/(3/4)\pi a^3$, где $k = 0,74$ (компактно-гексагональная упаковка), при этом комплексная функция рассеяния вперед рассчитывалась по точным формулам Ми. Характер кривых $\dot{\epsilon}_{NS}(a)$ нетривиален: увеличение радиуса пузырьков приводит к появлению резонансных зависимостей мнимой части $\text{Im}[\dot{\epsilon}_{NS}(a)]$ как функции от a . Эти максимумы, однако, не имеют ничего общего с резонансными эффектами Ми, поскольку собственные частоты колебаний полой сферической частицы определяются, по крайней мере, ее размерами. Тем не менее, возникновение максимумов обусловлено мультипольными моментами. В этом нетрудно убедиться, если в разложении функции рассеяния в ряд по параметру x учесть уже два члена [Ван де Хюлст, 1961]:

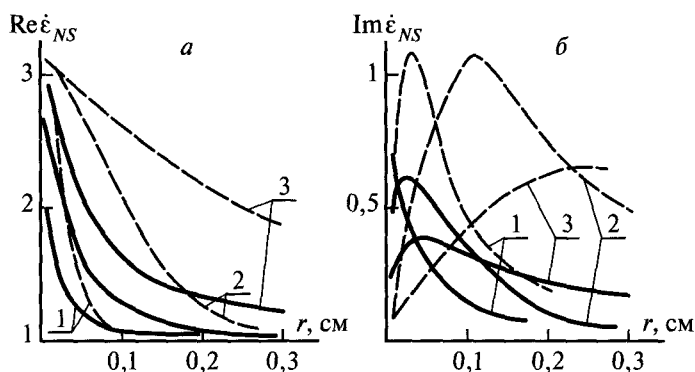


Рис. 6.26. Теоретическая зависимость эффективной диэлектрической проницаемости модели Хюлста от размера полой частицы для монодисперсной системы (*a* — действительная часть; *b* — мнимая). Температура системы $T_0 = 293$ К, соленость воды $S = 0$ ‰; 1–3 — длина волны, см: 1 — 0,26; 2 — 0,86; 3 — 2,08. Сплошная линия — толщина оболочки 10^{-3} см; пунктир — $5 \cdot 10^{-3}$ см

$$\dot{S}(0, x) = \dot{A}(a)x^3 + \dot{B}(a)x^5 + \dots, \quad (6.20)$$

где $\dot{A}(a)$, $\dot{B}(a)$ — комплексные коэффициенты в разложении (6.20). Подставляя (6.20) в соотношение модели Хюлста (см. табл. 6.7, формула 2) и имея в виду, что $N \sim a^{-3}$, получаем

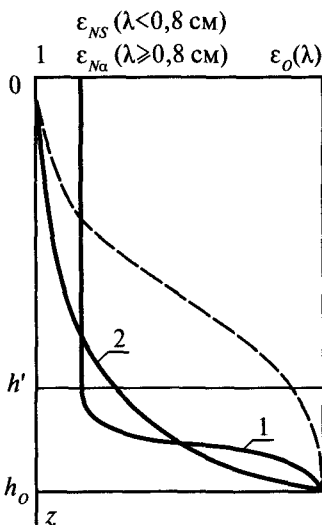
$$\dot{\epsilon}_{NS}(a) = 1 + j33k [\dot{A}(a) + \dot{B}(a)x^2 + \dots], \quad (6.21)$$

откуда сразу же видно, что действительная и мнимая части, в принципе, могут принимать экстремальные значения при $A, B \neq \text{const}$ (дальнейшие выкладки опускаем ввиду их громоздкости). В противном случае, когда A и $B = \text{const}$ (т. е. при $a = \text{const}$), резонансы будут определяться уже эффектами Ми (осцилляции функции рассеяния).

Таким образом, учет дипольного взаимодействия и мультипольного момента полых сферических частиц в модели приводит к увеличению как действительной, так и, в особенности, мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости среды. Иными словами, общие электромагнитные потери в среде за счет дифракционного механизма существенно возрастают. Характерно также, что эти условия реализуются в достаточно широком диапазоне длин волн, включая и дециметровые. Последнего не удастся достичь при использовании формул для гетерогенных смесей (статистико-однородных или матричных), которые исключают из рассмотрения граничные эффекты, связанные с геометрией фазовых компонент.

6.6.6. Слоисто-неоднородная дифракционная модель

Дисперсную систему будем моделировать плоской слоисто-неоднородной структурой с некоторым законом изменения комплексной диэлектрической



проницаемости по глубине $\epsilon_{EF}(z)$. Для расчета излучательных характеристик воспользуемся численным методом, основанным на дискретизации неоднородного полупространства на систему плоскопараллельных и диэлектрически однородных слоев, не обязательно равной толщины (см. разд. 6.6.2). В качестве рабочих рассмотрим две радиотепловые модели, соответствующие дисперсным системам эмульсионного и полиэдрического типов. Схематически эти модели

Рис. 6.27. Схемы моделей вертикальных профилей диэлектрической проницаемости (действительная часть) дисперсных систем: 1 — эмульсионная структура, $h_0 = 0,013$ см и $h' = 0,10$ см; 2 — полиэдрическая структура, $h_0 = 1$ см; пунктир — плавный переход действительной части $\epsilon_C(z)$ по формуле (6.8) для модели однородной смеси

изображены на рис. 6.27. Их геометрические параметры выбраны на основе эмпирических оценок, сделанных по микрофотографиям (см. рис. 6.1, 6.8), а диэлектрические — отвечают расчетным значениям $\epsilon_{EF}(z)$.

За модель эмульсионной системы (см. рис. 6.27, кривая 1) можно принять двухслойную структуру с нерезкой нижней границей. Тонкий переходный слой, введенный на границе подстилающей среды по формуле (6.8), отвечает согласующему воздействию мелкомасштабной шероховатости или «размытость» водной поверхности, создаваемые плавающими пузырьками. Эти геометрические особенности хорошо видны на микрофотографии (см. рис. 6.1).

В случае полиэдрической системы (см. рис. 6.27, кривая 2) в модели предусмотрено вертикальное распределение пузырьков в дисперсном слое. Для толстого слоя пены характерно изменение размеров частиц в очень широких пределах: от долей миллиметра у поверхности воды до сантиметра в пограничной с атмосферой области. С увеличением высоты пузырьки теряют свою сферичность и превращаются в многогранные ячейки, скрепленные жидкими пленками (см. рис. 6.1). Выбирая, например, зависимость радиуса пузырька a от координаты z линейной и используя приближение Хюльста, получим непрерывный профиль (см. рис. 6.27, кривая 2). Там же показан плавный переход

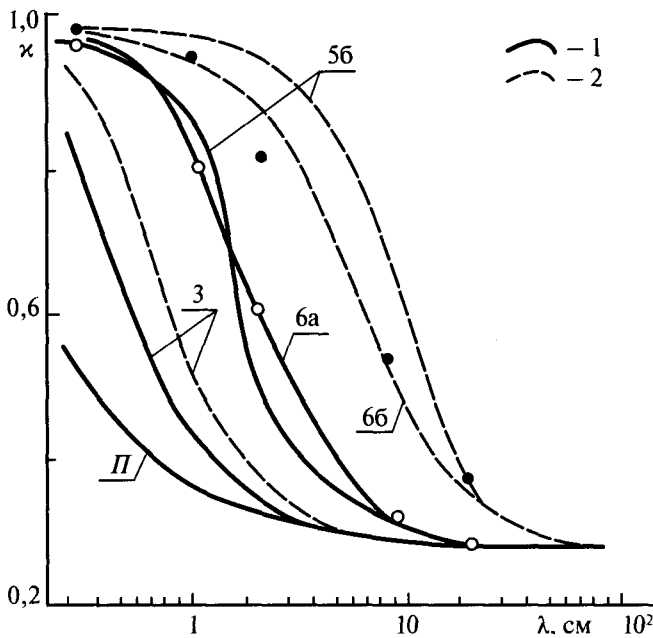


Рис. 6.28. Спектральные зависимости коэффициента излучения дисперсных систем, по данным различных моделей. $T_0 = 293$ К, соленость воды $S = 0$ ‰; $\theta = 35^\circ$, горизонтальная поляризация; $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см. 1 — эмульсионная структура; 2 — полиэдрическая структура. Экспериментальные данные: светлые кружки — эмульсионный монослой; темные кружки — слой пены полиэдрической структуры. II — гладкая водная поверхность (теория). Номера кривых и моделей см. табл. 6.8

(пунктир) от диэлектрических свойств воды к воздуху для модели однородной смеси.

В табл. 6.8 дан перечень существующих в настоящее время радиотепловых моделей пенного покрова и показана их адекватность лабораторному эксперименту [Райзер, Шарков, 1981]). На рис. 6.28, 6.15 проведено сопоставление теоретических и экспериментальных данных по спектральным $\kappa(\lambda)$ и поляризационным $\kappa_{\nu}, \gamma(\theta)$ зависимостям коэффициента излучения систем двух типов (см. табл. 6.8).

Таблица 6.8. Сопоставление моделей радиотеплового излучения для дисперсных сред

Название модели; метод вычисления	Ссылка	Согласие с лабораторным экспериментом			
		эмульсионный монослой		ячеистая структура	
		$\kappa(\lambda)$	$\kappa(\theta)$	$\kappa(\lambda)$	$\kappa(\theta)$
1. Однородный диэлектрический слой с резкими границами. Смесь воздуха и воды	<i>Матвеев, 1971</i>	--	+ -	--	+ -
2. Дискретная структура водных слоев в воздухе	<i>Stogrin, 1972</i>	--	--	--	--
3. Однородный диэлектрический слой со статистической смесью воды и воздуха	<i>Райзер, Шарков, 1981</i>	+ -	+ -	+ -	+ -
4. Переходной слой со слабоменяющимися параметрами	<i>Райзер, Шарков, 1981</i>	+ -	+ -	+ -	+ -
5. Дискретная рассеивающая среда из полых сфер:					
а) скалярная теория переноса без учета поляризаций; теория Ми;	<i>Домбровский, 1979</i>	+ -	--	+ -	--
б) скалярная теория переноса с учетом поляризационных свойств; теория Ми	<i>Райзер, Шарков, 1981</i>	+ -	--	+ -	--
6. Неоднородный переходной слой из дисперсной среды с эффективными диэлектрическими параметрами:					
а) однородный диэлектрический слой, включающий рассеяние на полых водных сферах с размытыми границами вода – слой; формула Лорентц–Лоренца	<i>Райзер, Шарков, 1981</i>	++	++		
б) неоднородный диэлектрический слой, включающий высотное распределение полых сфер; аппроксимация Хюлста	<i>Райзер, Шарков, 1981</i>			++	++

Примечание. Знак + -: данные эксперимента согласуются с теорией качественно, но не количественно; знак ++: согласие как количественное, так и качественное; знак --: отсутствие как качественного, так и количественного согласия. $\kappa(\lambda)$ и $\kappa(\theta)$ – спектральные и поляризационные свойства дисперсных систем.

Как уже отмечалось, модели типа однородного или неоднородного диэлектрического слоя с параметрами, отвечающими гетерогенной смеси воды и воздуха, количественно не согласуются с экспериментом. То же относится и к моделям дискретной слоистой структуры и к моделям плавных переходных слоев (см. разд. 6.6.2, табл. 6.8).

В моделях дискретной рассеивающей среды учитываются дифракционные свойства пузырьков, что позволяет получить существенно лучшее согласие с экспериментом (см. табл. 6.8). Оптические модели основаны на решении классического уравнения переноса излучения, т. е. предполагают полную некогерентность актов рассеяния и поглощения, что, вообще говоря, не удовлетворяет случаю грубодисперсной системы с плотной упаковкой частиц. Кроме того, в оптической модели качественно не описываются поляризационные характеристики излучения $\kappa_{\text{в,г}}(\theta)$, наблюдаемые экспериментально (см. рис. 6.15). Согласование же со спектральными зависимостями $\kappa(\lambda)$ нарушается при увеличении оптической толщины рассеивающего слоя.

Макроскопическое описание системы с введением в эффективные параметры дипольного (мультипольного) момента пузырька наиболее полно отражает свойства грубодисперсной среды в СВЧ-диапазоне. При этом в дипольном приближении учитываются кооперативные эффекты, связанные с плотной упаковкой частиц, что существенно для сантиметрового диапазона. В диэлектрических моделях, профили которых приведены на рис. 6.27, наблюдается и качественное, и количественное согласие с данными лабораторных измерений спектральных и поляризационных характеристик радиоизлучения дисперсных систем рассматриваемых типов.

ВЫВОДЫ

На основе детального теоретического и экспериментального исследования взаимодействия электромагнитных волн микроволнового диапазона с полидисперсными плотноупакованными структурами, образующимися в системе океан — атмосфера в условиях обрушения гравитационных волн, установлен основной физический механизм собственного излучения дисперсных структур — он связан с дифракционным поглощением электромагнитных волн пузырьками эмульсионной среды и полиэдрическими ячейками сотовой структуры пенных слоев. В рассматриваемых системах комплексные эффекты, связанные с плотной упаковкой пузырей в эмульсионном слое и ажурных ячеек в сотовом слое пены, не являются определяющими. Высокая излучательная способность пенных систем на взволнованной морской поверхности — это не специфический эффект плотной упаковки структур, а следствие относительно слабого рассеяния и одновременно сильного поглощения электромагнитных волн индивидуальными полыми сферами и ажурными полыми ячейками в пенных системах. Представление грубодисперсных пенных сред в виде гетерогенных смесей воды и воздуха не является сколько-нибудь адекватным для

микроволнового диапазона. Макроскопическое описание электромагнитных свойств дисперсных систем с введением в эффективную диэлектрическую проницаемость дипольного (мультипольного) момента полый сферической частицы — пузырька — и с учетом диэлектрической неоднородности среды позволяет получить наилучшее согласие с экспериментальными данными.

В заключение отметим, что описанный модельный подход с использованием приближений Лорентца–Лоренца и Хюлста для полидисперсной среды можно распространить на более широкий класс природных объектов. К их числу могут относиться морской лед, свежий и талый снег, водонефтяные эмульсии, увлажненные почвы и грунты и другие геофизические системы, чьи электродинамические свойства существенно зависят от структурных характеристик дисперсной среды, конфигурации и упаковки ее частиц [Sharkov, 2003].

Глава 7

Электродинамика концентрированных потоков с водяными каплями

Настоящая глава посвящена исследованию электродинамики капельно-брызговой фазы при обрушении гравитационных волн в виде скоростного потока высококонцентрированной капельной среды. В первую очередь рассмотрены оптические модели для разреженных сред в теории переноса излучения и их ограничения. Введены основные понятия для количественных характеристик поглощения и рассеяния как отдельных (изолированных) частиц, так и дисперсных сред в виде облака невзаимодействующих случайно распределенных рассеивателей, а также в виде облака рассеивателей, включенного в скоростной воздушный поток. Представлены основные положения теории рассеивания Ми и используемые в практике (и, в первую очередь, дистанционного зондирования) приближения. Детально проанализированы результаты специализированных экспериментов, выполненных под руководством автора настоящей книги, по исследованию электромагнитных свойств концентрированных капельных потоков и возможности использования их для формирования электродинамических моделей капельно-брызговой фазы обрушающихся волн.

7.1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА УЕДИНЕННЫХ ЧАСТИЦ

Разрушение вещества в процессе обрушения гравитационных океанических волн и захвата капельно-брызговой фазы в мощный воздушный поток приповерхностного ветра, а также интенсивная приводная термическая конвекция обуславливают появление над морской поверхностью аэродисперсной скоростной среды с сильно флуктуирующими параметрами как по концентрации и спектру частиц, так и по характеру турбулентного режима (см. гл. 5 и рис. П2). Как показала практика дистанционного зондирования системы океан – атмосфера в условиях сильного волнения, наиболее эффективными

методами исследования таких сложных сред могут быть пассивные и активные (включая радиолокационные системы с синтезированной и реальной апертурой и доплеровские скаттерометры) микроволновые дистанционные системы [Красюк, Розенберг, 1970; Moog, Fung, 1979; Oguchi, 1983; Meischner, 1990; Sharkov, 1998; 2003; 2007; Булатов и др., 2003; Mouche et al., 2006].

С точки зрения возможностей использования результатов стандартной теории переноса излучения основной интерес для нас представляют характеристики прохождения и рассеяния электромагнитной волны микроволнового диапазона при наличии облака случайно распределенных электромагнитно невзаимодействующих рассеивателей, а также потока концентрированной капельной среды. Анализ этой задачи мы проведем в три этапа. Сначала рассмотрим отдельную частицу и ее характеристики рассеяния и поглощения. На втором этапе мы учтем вклады большого числа невзаимодействующих частиц и выведем общие соотношения для волны, распространяющейся в облаке случайно распределенных частиц и в скоростном воздушном потоке. На третьем этапе будет проведен анализ результатов специализированных экспериментов по исследованию электромагнитных свойств концентрированных капельных потоков. В данном же разделе описывается первый из этих этапов — анализ характеристик отдельной частицы. Этот вопрос освещен в целом ряде изданий [Стреттон, 1949; Дейрменджан, 1971; Розенберг, 1972; Ван де Хюлст, 1961; Исимару, 1981; Айвазян, 1991; Sharkov, 2003; 2007], поэтому здесь остановимся лишь на основных физических подходах к этой сложной проблеме применительно к задачам микроволнового зондирования взволнованной морской поверхности при наличии капельно-брызговых облаков.

7.1.1. Сечение рассеяния и амплитуда рассеяния

При облучении отдельной и уединенной частицы электромагнитной волной часть падающей мощности рассеивается и уходит от частицы безвозвратно, а часть поглощается и переходит в конечном итоге в тепло. Эти основные два явления — рассеяние и поглощение — удобнее всего описывать, предположив, что частица освещается плоской падающей волной.

Рассмотрим линейно-поляризованную плоскую электромагнитную волну, распространяющуюся в среде с относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями, равными единице, электрическое поле такой волны имеет вид [Ван де Хюлст, 1961; Исимару, 1981]:

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') = E_0 \mathbf{e}_i \exp[jk(\boldsymbol{\Omega}'\mathbf{r})]. \quad (7.1)$$

Здесь E_0 — амплитуда поля; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны в среде (внешней по отношению к частице); $\boldsymbol{\Omega}'$ — единичный вектор в направлении распространения внешнего поля; \mathbf{e}_i — единичный вектор, задающий направление поляризации внешнего поля.

Эта волна падает на частицу с относительной диэлектрической проницаемостью ε_p , которая, вообще говоря, является комплексной и зависит от ко-

ординат, так как частица может обладать поглощением и быть неоднородной. Поле на расстоянии R , отсчитываемом от некоторой точки внутри частицы в направлении единичного вектора Ω , равно сумме поля падающей волны E_i и поля рассеянной на частице волны E_S . На расстояниях $R < D^2/\lambda$ (D — характерный размер частицы, например, ее диаметр) вследствие интерференции волн от различных точек частицы амплитуда и фаза поля E_S меняются очень сложным образом (так называемый режим ближнего поля). В этом случае говорят, что точка наблюдения r находится в ближней зоне частицы. При $R > D^2/\lambda$ рассеянное поле E_S ведет себя как сферическая волна и может быть представлено в виде

$$E_S(R) = \hat{f}(\Omega', \Omega) \frac{e^{jkR}}{R}; \quad R > \frac{D^2}{\lambda}, \quad (7.2)$$

где амплитуда рассеяния $\hat{f}(\Omega, \Omega')$ описывает амплитуду, фазу и поляризацию рассеянной волны в дальней зоне в направлении наблюдения Ω при условии, что на частицу падает плоская волна, распространяющаяся в направлении облучения Ω' . Следует отметить, что даже в случае линейной поляризации падающей волны рассеянная волна частицы сложной формы, вообще говоря, будет иметь эллиптическую поляризацию. Амплитуда рассеяния имеет очень важное значение, поскольку в ней заложена информация о внутренних диэлектрических свойствах и геометрической форме и размерах частицы [Ван де Хюлст, 1961; Исимару, 1981; Sharkov, 2003; 2007].

Рассмотрим плотность потока мощности Π_S , рассеянной в направлении волны Ω на расстоянии R от частицы при падении на нее волны с плотностью потока мощности Π_0 с направлением Ω' . Здесь Π_0 и Π_S — векторы плотности потока мощности падающей и рассеянной волн по соответствующим направлениям:

$$\Pi_0 = \frac{|E_i|^2}{2Z_0} \Omega'; \quad \Pi_S = \frac{|E_S|^2}{2Z_0} \Omega, \quad (7.3)$$

где Z_0 — характеристический импеданс среды. Полную мощность P (измеряемую в Вт), которая будет рассеяна частицей в окружающее пространство безвозвратно, можно определить как

$$P_S(\Omega') = \iint_{4\pi} |\Pi_S(\Omega', \Omega)| d\Omega \quad (7.4)$$

и тогда отношение

$$\sigma_S(\Omega') = \frac{P_S(\Omega')}{|\Pi_0|} \quad (7.5)$$

называется интегральным (или полным) сечением рассеяния частицы. Нетрудно видеть, что размерность этой величины составляет m^2 . Физический смысл введенной величины заключается в том, что она показывает отличие в потерях на рассеяние мощности частицей по отношению к ее геометрическому

сечению (или ее геометрической тени). Если частица имеет сложную форму, то полное сечение рассеяния зависит от направления, с которого внешнее излучение падает на частицу.

Введем другое важное определение, характеризующее энергетическое и пространственно-угловое рассеяние уединенной частицей падающего на нее внешнего излучения. Дифференциальное сечение рассеяния частицы определяется следующим образом:

$$\sigma_d(\Omega', \Omega) = \lim_{R \rightarrow \infty} \left[R^2 \frac{|\Pi_S|}{|\Pi_0|} \right] = |f(\Omega', \Omega)|^2. \quad (7.6)$$

Из выражения (7.6) следует, что $\sigma_d(\Omega', \Omega)$ имеет размерность площади, деленной на телесный угол. Отметим, что дифференциальное сечение рассеяния имеет однозначный физический смысл только при рассмотрении расстояний от частицы, превышающих размер дальней зоны. В противном случае (или при наличии другой частицы вблизи исследуемой) физическая однозначность введенного определения теряется.

В радиолокационных и скаттерометрических приложениях часто используются бистатическое радиолокационное сечение рассеяния σ_B и сечение обратного рассеяния σ_{BS} . Они связаны с $\sigma_d(\Omega', \Omega)$ соотношениями

$$\sigma_B(\Omega', \Omega) = 4\pi \sigma_d(\Omega', \Omega); \quad \sigma_{BS} = 4\pi \sigma_d(\Omega', -\Omega'). \quad (7.7)$$

Величину σ_{BS} называют также радиолокационным сечением рассеяния. Физический смысл этих определений можно выяснить следующим образом. Предположим, что в пределах полного телесного угла 4π плотность потока мощности постоянна и равна значению плотности для направления Ω . Тогда поперечное сечение площадки, от которой рассеивается такая мощность, равно значению σ_d для направления Ω , умноженному на 4π . Отметим, что иногда используются и другие определения сечения обратного рассеяния [Skolnik, 1980].

7.1.2. Сечение поглощения

Теперь рассмотрим ту часть энергии падающего потока на частицу, которая полностью будет поглощена частицей и впоследствии перейдет в тепло. Разумеется, если частица неоднородна по своим электромагнитным свойствам, то при вычислении поглощения должны учитываться все дифракционные явления, возникающие внутри частицы. Для определенной унификации описания процессов рассеяния и поглощения вводят следующее определение. Под сечением поглощения $\sigma_A(\Omega')$ понимают отношение полной мощности P_A , которая поглотилась в объеме частицы, к плотности потока мощности, которая падает на частицу с направления Ω' ,

$$\sigma_A(\Omega') = \frac{P_A}{|\Pi_0(\Omega')|}. \quad (7.8)$$

Размерность сечения поглощения выражается в м^2 . Если частица неоднородная по своему составу, то сечение поглощения будет зависеть от направления падающего внешнего излучения. Поскольку речь идет о поглощении электромагнитной энергии, то непосредственного отношения к геометрии частицы эта величина может не иметь.

7.1.3. Полное сечение

Далее рассмотрим следующий важный момент. Поскольку мы отмечали, что рассеянная частицей энергия рассматривается в дальней зоне частицы, то, следовательно, эта часть энергии покидает частицу безвозвратно. При таком подходе можно считать, что отсутствует какая-либо статистическая связь между мощностью, поглощенной частицей, и мощностью, рассеянной этой же частицей. И, таким образом, только при этом условии можно ввести определение, характеризующее полные потери (или экстинкцию) частицы в виде суммы потерь на рассеяние и поглощение:

$$\sigma_E(\Omega') = \sigma_S(\Omega') + \sigma_A(\Omega'). \quad (7.9)$$

Величина $\sigma_E(\Omega')$ получила название сечение полного поглощения (или полное сечение).

7.1.4. Альbedo однократного рассеяния

Соотношение процессов поглощения и рассеяния при облучении частицы потоком электромагнитного излучения является, несомненно, очень важным при исследовании общего баланса энергии при преобразовании (или изъятии) частицей энергии основного внешнего потока. Отношение полного сечения рассеяния к полному сечению получило название альbedo однократного рассеяния уединенной частицы:

$$\omega(\Omega') = \frac{\sigma_S(\Omega')}{\sigma_S(\Omega') + \sigma_A(\Omega')}. \quad (7.10)$$

Для природных сред значение альbedo колеблется в очень широких пределах. Так, для оптически прозрачных сред в земной атмосфере (капельки воды) значение альbedo близко к единице (0,95–0,99). В микроволновом диапазоне альbedo водных частиц находится в пределах 0,3–0,8 [Oguchi, 1983], в то время как для частиц, близких по своим электромагнитным свойствам к «черному телу» (например, полые водные сферы), альbedo практически равно нулю [Райзер, Шарков, 1981].

Отметим, что используемое ранее в теории переноса излучения (см. разд. 6.6.4) альbedo единицы объема среды может существенно отличаться от альbedo уединенной частицы, поскольку первое из этих определений зависит от полидисперсного состава среды или, другими словами, от соотношения рабочей длины волны и диапазона размеров частиц.

7.1.5. Индикатриса рассеяния

Из физических соображений очевидно, что любая частица сложной формы будет рассеивать падающее на нее излучение в пространстве неоднородным образом. Для описания характера пространственно-углового рассеяния на частице вводят специальную безразмерную функцию $p(\Omega', \Omega)$, называемую индикатрисой рассеяния, в следующем виде:

$$p(\Omega', \Omega) = 4\pi \frac{\sigma_d(\Omega', \Omega)}{\sigma_E(\Omega')}. \quad (7.11)$$

Безразмерная величина $p(\Omega', \Omega)$ иногда называется фазовой функцией и широко используется в теории переноса излучения (особенно в оптическом диапазоне). Отметим, это название имеет чисто исторические корни. Физически фазовая функция описывает рассеянную мощность и не имеет никакого отношения к фазе падающей волны. Название «фазовая функция» возникло в астрономии и связано с фазами Луны [Исимацу, 1981].

Используя соотношения (7.6), (7.10) и (7.11), получим уравнения, связывающие все введенные выше электромагнитные параметры частицы:

$$\sigma_S(\Omega') = \iint_{4\pi} \sigma_d(\Omega', \Omega) d\Omega = \iint_{4\pi} |f(\Omega', \Omega)|^2 d\Omega = \frac{\sigma_E(\Omega')}{4\pi} \iint_{4\pi} p(\Omega', \Omega) d\Omega, \quad (7.12)$$

$$\omega(\Omega') = \frac{\sigma_S}{\sigma_E} = \frac{1}{\sigma_E} \iint_{4\pi} |f(\Omega', \Omega)|^2 d\Omega = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} p(\Omega', \Omega) d\Omega. \quad (7.13)$$

Отсюда следует физический смысл введенного параметра — индикатрисы рассеяния. Положим, что частица будет рассеивать энергию равномерно во всем окружающем ее телесном угле 4π , т. е. $p(\Omega', \Omega) = 1$. Тогда альbedo частицы будет равно единице, и полное сечение частицы будет определяться только ее сечением рассеяния. В таком случае частица называется чисто рассеивающей.

Отметим, что указанный подход к формированию индикатрисы рассеяния частицы не единственный. Существуют, однако, и другие подходы к определению индикатрисы рассеяния [Skolnik, 1980]. Тогда соотношения (7.12) и (7.13) будут иметь другие численные коэффициенты. Хотя на основные результаты теории рассеяния это никак не повлияет.

7.2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ МИ

Важная задача в изучении рассеяния электромагнитного излучения материальными частицами — установить связь свойств частиц (т. е. размера, формы, диэлектрических свойств) с угловым распределением рассеянного излучения и с поглощением внешнего излучения частицами. Такая задача стоит во многих областях науки и техники (астрофизика, биохимия, радиофизика, оптиче-

ская океанография). Поэтому для изучения рассеяния электромагнитных волн были проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования. Исторически первые исследования были выполнены в оптическом диапазоне, а затем распространены на ИК- и радиодиапазоны.

Один из первых, Дж. Рэлей, исходя из чисто размерностных соображений, получил знаменитое асимптотическое приближенное решение для рассеяния излучения сферическими частицами, размеры которых малы по сравнению с длиной волны падающего на частицу излучения. Вслед за этой работой в 1908 г. Г. Ми была разработана общая теория поглощения и рассеяния излучения однородными частицами, имеющими простую геометрическую форму, такую как сфера или круговой цилиндр. В теории Ми, основанной на решении фундаментальных уравнений Максвелла, рассматривается идеализированная ситуация, а именно — простая сферическая частица из однородного изотропного материала, помещенная в однородную изотропную диэлектрическую безграничную среду и облучаемая плоскими волнами, распространяющимися в определенном направлении. Чисто диэлектрическая сферическая частица не поглощает излучение, в то время как электропроводная сферическая частица частично поглощает, частично рассеивает и частично пропускает падающее излучение.

Вывод решения Ми, а также математические и физические аспекты его теории, включая особенности численных расчетных алгоритмов, содержатся в целом ряде книг [Стреттон, 1949; Дейрменджан, 1971; Розенберг, 1972; Ван де Хюлст, 1961; Исимару, 1981; Борен, Хафмен, 1986; Айвазян, 1991]. Решения для амплитуды рассеянной волны сферой имеют вид сложных рядов, содержащих функции Риккати–Бесселя и функции Риккати–Ганкеля возрастающего порядка. Результаты решения Ми наиболее полезны для определения коэффициентов поглощения и рассеяния, а также индикатрисы рассеяния для сферических частиц, взвешенных в диэлектрической среде, при условии, что частицы достаточно удалены друг друга. Были проведены специальные эксперименты для определения минимального расстояния между сферическими частицами, гарантирующего независимое рассеяние. Оказалось, что для целого ряда оптических рассеивателей взаимной интерференцией можно пренебречь, если расстояние между центрами сферических частиц больше их трех диаметров. В большинстве практических задач (облачные системы, снегопады, аэрозоль) частицы разделены гораздо большими расстояниями. Отметим, однако, что в теории Ми рассматривается идеализированный случай, а именно отдельная сферическая частица, которая действует как независимый точечный рассеиватель в безграничной среде, тогда как рассеиватели, встречающиеся в большинстве практических приложений, имеют произвольную геометрическую форму. В настоящее время прикладываются большие усилия по исследованию рассеяния электромагнитного излучения частицами произвольной формы и ориентации и сложной структуры (многослойные, сфероиды) [Rysakov, Ston, 2001]. Тем не менее, рассмотрим ниже выводы теории Ми, поскольку это единственная имеющаяся в настоящее время фундаментальная теория, и ее результаты полезны во многих идеализированных случаях.

7.2.1. Параметры теории Ми

В теории вводится ряд безразмерных параметров, которые широко используются на практике.

Отношение введенных значений сечений к геометрическому сечению называется коэффициентом (или фактором) эффективности и обозначается Q_i , где $i = A, S$ или E (т. е. поглощение, рассеяние и экстинкция соответственно). Таким образом, можно записать

$$Q_i = \frac{\sigma_i}{\pi a^2}, \quad (7.14)$$

где a — радиус сферы. Как следует из (7.9), коэффициенты эффективности удовлетворяют соотношению

$$Q_E = Q_S + Q_A. \quad (7.15)$$

Под параметром размера понимается отношение длины окружности исследуемой сферы к рабочей длине волны x ($0 < x < \infty$):

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} = \frac{\pi D}{\lambda}, \quad (7.16)$$

где D — диаметр сферы.

Комплексный параметр преломления m вещества сферы относительно диэлектрических свойств окружающего безграничного пространства имеет вид

$$\dot{m} = \frac{\dot{n}_{SP}}{\dot{n}_S} = n + j\chi. \quad (7.17)$$

Здесь n_{SP} — показатель преломления вещества сферы, n_S — аналогичная характеристика окружающего пространства. Если окружающая среда не вакуум, а среда с большим значением n_S , то параметр $|m|$ может быть меньше единицы. Например, такая ситуация встречается при исследовании распространения и рассеяния электромагнитных волн оптического диапазона в морской среде при наличии воздушных пузырьков.

Так как сфера это симметричная частица, то рассеяние не зависит от азимутального угла, но является функцией угла рассеяния θ_0 , заключенного между направлениями падающего и рассеянного лучей. Таким образом, вводится еще один параметр — угол рассеяния. При этом следует иметь в виду, что если падающий поток обладает строго линейной поляризацией, то рассеянное сферой (вторичное) излучение приобретает характер эллиптически-поляризованного излучения [Стреттон, 1949], и для его описания необходимо привлечение азимутального угла. Если же первичное поле не поляризовано (собственное тепловое излучение), то вторичное излучение слабо поляризовано, что дает возможность представить индикатрису рассеяния в виде ряда по полиномам Лежандра:

$$p(\cos\theta_0) = 1 + \sum_{j=1}^{\infty} A_j P_j(\cos\theta_0), \quad (7.18)$$

где θ_0 — угол рассеяния; $P_j(\cos\theta_0)$ — полиномы Лежандра; A_j — коэффициенты разложения, которые являются функциями только параметра x и параметра преломления.

7.2.2. Основные результаты теории Ми

Чтобы дать представление о результатах теории Ми, выпишем выражения для коэффициентов эффективности для ослабления и рассеяния, которые могут быть представлены в виде бесконечных рядов:

$$Q_E = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left\{ \operatorname{Re}(\dot{a}_n + \dot{b}_n) \right\}, \quad (7.19)$$

$$Q_S = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left\{ |\dot{a}_n|^2 + |\dot{b}_n|^2 \right\}, \quad (7.20)$$

где Re — действительная часть суммы. Если частица не поглощает падающее излучение (т. е. показатель преломления — действительное число, и частица является чистым рассеивателем), выражения (7.19) и (7.20) приводят к одинаковым результатам. Если частица поглощает падающее излучение, то показатель преломления является комплексным, и коэффициент эффективности поглощения Q_A получается из определения Q_E (7.15) в виде

$$Q_A = Q_E - Q_S. \quad (7.21)$$

Коэффициент эффективности для сечения обратного рассеяния Q_{BS} может быть представлен в следующем виде (см. разд. 7.5):

$$Q_{BS} = \frac{\sigma_{BS}}{\pi a^2} = \frac{1}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (-1)^n (\dot{a}_n - \dot{b}_n) \right|. \quad (7.22)$$

В радиолокационной технике этот параметр получил наименование эффективная площадь рассеяния (ЭПР) цели [Skolnik, 1980]. При этом диаграмму, показывающую зависимость ЭПР от угла падения волны на рассеиватель, называют диаграммой ЭПР (по существу, это и есть индикатриса рассеяния).

Комплексные коэффициенты \dot{a}_n и \dot{b}_n в формулах (7.19), (7.20) и (7.22) называются коэффициентами Ми. Они являются сложными функциями, выраженными через функции Риккати–Бесселя, и записываются в виде:

$$\dot{a}_n = \frac{\Psi_n(x) \left[\Psi'_n(y) / \Psi_n(y) \right] - \dot{m} \Psi'_n(x)}{\xi_n(x) \left[\Psi'_n(y) / \Psi_n(y) \right] - \dot{m} \xi'_n(x)}, \quad (7.23)$$

$$\dot{b}_n = \frac{\dot{m} \Psi_n(x) \left[\Psi'_n(y) / \Psi_n(y) \right] - \Psi'_n(x)}{\dot{m} \xi_n(x) \left[\Psi'_n(y) / \Psi_n(y) \right] - \xi'_n(x)}, \quad (7.24)$$

где штрих означает дифференцирование по рассматриваемому аргументу. Функции Риккати–Бесселя $\Psi_n(z)$ и $\xi_n(z)$ связаны с функцией Бесселя нецелого порядка соотношениями:

$$\Psi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(z), \quad (7.25)$$

$$\xi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(z) + (-1)^n j J_{-n-1/2}(z), \quad (7.26)$$

где $z = x$ или y , а комплексный аргумент u определяется как $u = \dot{m}x$.

Физический смысл коэффициентов Ми заключается в следующем. Первичная (внешняя) электромагнитная волна возбуждает определенные вынужденные колебания внутри вещества сферы и на ее поверхности. Эти вынужденные колебания могут быть разделены на электрический и магнитный тип колебаний на основании существования соответствующей радиальной компоненты u рассеянного (вынужденного) поля. Так, при наличии радиальной компоненты u электрического вектора рассеянного поля, которая обусловлена распределенными по поверхности электрическими зарядами, такой тип колебаний называется колебаниями электрического типа. Амплитуды колебаний такого типа выражаются через коэффициенты b_n . Если рассеянное поле возбуждено с помощью только коэффициентов a_n , то структура поля будет такой, какое создали бы переменные магнитные заряды, расположенные на поверхности сферы, и называется полем магнитного типа. Таким образом, можно считать [Стреттон, 1949], что коэффициенты a_n представляют собой амплитуды колебаний магнитного типа, а b_n — электрического. Если частота приложенного (внешнего) поля приближается к какой-либо характеристической частоте свободных электромагнитных колебаний системы, то возникает явление резонанса. Это как раз то условие, когда знаменатели в выражениях (7.23) и (7.24) стремятся к нулю. Но поскольку в системе (внутри сферы) всегда присутствует поглощение, то знаменатели коэффициентов Ми могут быть сведены к своим минимальным значениям, но не будут равными нулю. Таким образом, математической катастрофы — возникновение бесконечных амплитуд — не происходит.

Хотя решение Ми строго применимо ко всей области значений $m-x$, достаточно быстро было обнаружено, что численные расчеты индикатрисы рассеяния и коэффициентов эффективности для произвольных m и x весьма затруднительны. Например, сходимость рядов, определяющих коэффициенты Ми, становится очень медленной, когда относительный размер сферы увеличивается по сравнению с длиной волны падающего излучения. Другая трудность заключается в нерегулярности значений коэффициентов a_n и b_n , что делает, с одной стороны, интерполяционные процедуры весьма ненадежными [Дейрменджан, 1971], и с другой — при детальных численных расчетах появляется большое количество резонансных мод, некоторые из которых могут быть «ложными» [Conwell et al., 1984]. Однако для целого ряда практически важных задач (в том числе, и дистанционного зондирования) расчеты по теории Ми нет необходимости проводить во всей области значений $m-x$, а можно ограничиться предельными значениями решения Ми, которые, в свою очередь, могут быть определены упрощенными способами. Так, например,

при больших значениях параметра x (т. е. для большой сферической частицы по сравнению с длиной волны) сходимость точного решения Ми становится очень плохой; однако для определения индикатрисы рассеяния и коэффициентов эффективности в таких случаях применимы законы геометрической оптики, и окончательные выражения достаточно просты. Для очень малых значений x точная формула Ми существенно упрощается, если использовать разложения в степенные ряды сферических функций Бесселя относительно коэффициентов Ми a_n и b_n . Однако оказалось, что сама по себе процедура разложения коэффициентов эффективности в степенные ряды относительно малых значений x и физическая интерпретация членов разложения представляет определенные сложности.

7.2.3. Три области в теории рассеяния Ми

Детальные исследования математических особенностей выражений для коэффициентов эффективности, предпринятые для широкого частотного диапазона электромагнитных волн и диэлектрических свойств веществ, встречающихся в природных средах, показали, что можно установить три области, в которых рассеяние на частицах обладает определенным своеобразием.

Первая область, или область рассеяния Рэля, характеризуется тем, что, во-первых, размер частиц мал по сравнению с длиной волны внешнего поля, т. е. $a \ll \lambda$ ($x \ll 1$), и во-вторых, $|m|x \ll 1$. Первое условие означает, что мы находимся в квазистатическом приближении и можем воспользоваться законами электростатики. Второе условие требует отсутствия электромагнитных резонансов внутри частицы. Обычно в качестве верхнего предела радиуса частицы для этого приближения традиционно принимают значение $a = 0,05\lambda$ ($x < 0,3$), но при этом и второе условие, разумеется, должно быть удовлетворено.

Вторая область (область рассеяния Ми, или резонансная область) характеризуется наличием большого количества резонансных особенностей и очень сложных индикатрис рассеяния. По этим причинам такая область является наиболее сложной для исследований. Значения x обычно заключены в пределах от 0,25–0,5 до 50.

Третья область (высокочастотная область, или область геометрической оптики) характеризуется наличием за частицей геометрической тени; это приводит к тому, что полное сечение будет стремиться к удвоенному геометрическому сечению частицы (добавим, любой формы). Указанное явление получило название парадокс экстинкции и имеет несколько различных физических объяснений [Борн, Вольф, 1973; Исимару, 1981].

В качестве показательного примера рассмотрим зависимость коэффициента эффективности обратного рассеяния для металлического шара (рис. 7.1). Этот объект часто используется как экспериментальный эталон для калибровки микроволновых антенных систем и сложных приемных радиотехнических комплексов (например, радиолокационные станции дальнего обнаружения).

Из анализа рисунка, представленного в билогарифмическом масштабе, нетрудно видеть, что вся область значений параметра размеров действительно

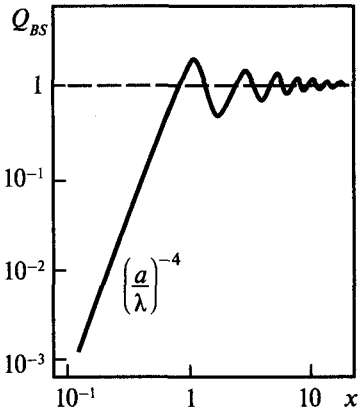


Рис. 7.1. Фактор эффективности обратного рассеянного сигнала от металлической сферы как функция параметра размера (для микроволнового диапазона)

может быть разделена на три характерные подобласти — область рассеяния Рэлея, где Q_{BS} падает как $1/\lambda^4$; резонансную область Ми, где в явной форме проявляются резонансные зависимости, и область геометрической оптики, где значение Q_{BS} равно значению геометрического сечения большой частицы. Интересно отметить, что при значении параметра размера, равного единице, встречается первый и самый сильный резонанс Ми, при котором сечение

обратного рассеяния почти в три раза превышает размер геометрической тени. Физически это связано с тем, что сфера интенсивно рассеивает «назад» как резонансный полуволновый вибратор, т. е. $\pi a = \lambda/2$.

7.3. ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ВОДНЫХ ЧАСТИЦ

Важным классом рассеивателей в земной атмосфере являются водные капли, которые встречаются в самых различных физических образованиях, — это и облачные системы различных классов, туманы, осадки различного вида, брызговая пелена на взволнованной морской поверхности (см. рис. П2 и гл. 5).

Как уже отмечалось [Sharkov, 2003], диэлектрические характеристики воды обладают в микроволновом диапазоне ярко выраженными частотными особенностями. По этой причине общая картина рассеяния водных частиц будет существенно меняться в зависимости от соотношения физических размеров частиц и рабочего диапазона длин волн, и в каждом конкретном случае экспериментальных исследований необходимы детальный расчет параметров рассеяния или привлечение имеющихся расчетных таблиц для микроволнового диапазона с дальнейшими интерполяционными процедурами [Красюк, Розенберг, 1970; Skolnik, 1980; Oguchi, 1983; Lhermitte, 1988; Борен, Хафмен, 1986; Айвазян, 1991]. Тем не менее, на ряде примеров мы продемонстрируем некоторые общие свойства рассеяния электромагнитных волн водными сферами.

На рис. 7.2 приведены расчетные значения факторов эффективности экстинкции, рассеяния и обратного рассеяния для водных сфер на длинах волн 0,8 и 0,2 см в зависимости от параметра размера до значений 15. Из рассмотрения графиков области значений при $x < 1$ нетрудно видеть, что поведение коэффициентов эффективности соответствует особенностям области Рэлея (см. разд. 7.2.3). В области Ми наблюдается сильный и ярко выраженный мак-

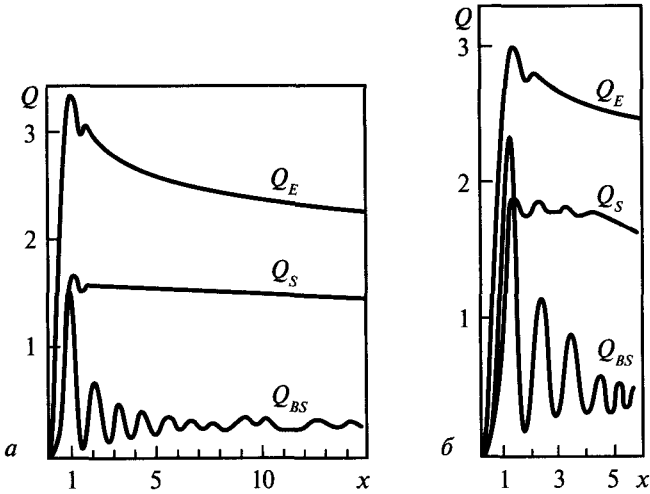


Рис. 7.2. Факторы эффективности рассеяния (Q_S), обратного рассеяния (Q_{BS}) и экстинкции (Q_E) как функции параметра размера для водной сферической капли: а — $\lambda = 0,2$ см и $t = 20$ °C; б — $\lambda = 0,8$ см и $t = 20$ °C

симум для всех факторов эффективности при $x = 1$. Однако при увеличении параметра размера экстинкция и рассеяние очень медленно спадают к значениям, равным двойке и единице соответственно, практически не проявляя при этом каких-либо выраженных резонансных свойств. Обратное рассеяние, в отличие от экстинкции и полного рассеяния, обладает резкими и сильными резонансными свойствами вплоть до значений $x = 10$. В геометрическом приближении фактор эффективности экстинкции становится равным двойке, т. е. в два раза превышает геометрический поперечник сферы («парадокс экстинкции»). При этом степень стремления к предельным значениям у экстинкции и рассеяния существенно различная, поэтому у крупных капель потери на рассеяние превышают потери на поглощение. Указанное обстоятельство хорошо иллюстрирует расчетный график (в билогарифмическом масштабе) зависимости альbedo однократного рассеяния от параметра размера сфер (рис. 7.3). Данные рассчитаны в широком диапазоне частот — от 4 ГГц (длина волны 7,5 см) до 100 ГГц (длина волны 3 мм) и радиусов капель (0,5–3,0 мм). Практически независимо от диапазона длин волн при $x < 0,5$ альbedo меньше 0,1 и вклад рассеяния в общие потери очень мал. Отметим при этом, что уменьшение альbedo для мелких капель носит явно выраженный характер степенной зависимости как x^3 , как это и следовало ожидать для области Рэля (см. разд. 7.2.3). При $x > 1$ вклад рассеяния в общие потери крупных капель резко увеличивается, достигая 60–70 % от общих потерь (другими словами, экстинкции).

На рис. 7.4 представлены частотные зависимости (в билогарифмическом масштабе) фактора эффективности экстинкции для водных сфер с фиксированными радиусами в широком диапазоне частот — от 5 ГГц (6 см) до 300 ГГц

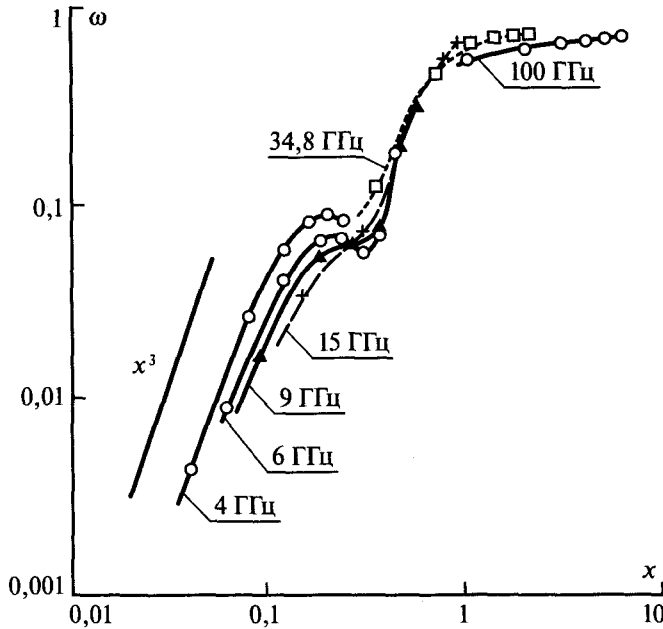


Рис. 7.3. Однократное альбедо рассеяния водных сферических капель, рассматриваемых, начиная с левой кривой, как функция параметра размера на частотах 4; 6,9; 15; 34,8 и 100 ГГц. Кривые соответствуют следующим радиусам капель 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5 и 3,0 мм [Oguchi, 1983]

(1 мм). Анализ рисунка показывает все отмеченные характерные области рассеяния — для больших длин волн наблюдается степенной спад λ^{-2} для сферы фиксированного радиуса, который характеризует начало области рэлеевского рассеяния; для коротких длин волн фактор эффективности экстинкции стремится к значению 2. На промежуточных длинах волн наблюдается резонансный максимум Ми (в данной системе координат — весьма размытый). Интересно отметить, что на графике явно демонстрируется лишь переходная область от первого максимума Ми к области Рэля и самое начало области Рэля. Так, показатель степенного спада по мере уменьшения фиксированного радиуса также уменьшается и окончательно выйдет на значение, равное единице, но уже в чисто рэлеевской области.

Как уже было отмечено (см. гл. 6), численные расчеты электродинамических характеристик рассеяния даже для водных сфер в микроволновом диапазоне, приведенные в научной литературе, весьма немногочисленны, поэтому ниже приведем (рис. 7.5) такие расчеты по полной схеме рассеяния Ми спектральных зависимостей в широком диапазоне длин волн (0,2–10 см) факторов эффективности поглощения и рассеяния для сферических капель различного радиуса — $a = 0,5; 1; 2$ мм [Домбровский, Райзер, 1992]. Поскольку в сантиметровом диапазоне находится релаксационный максимум поглощения воды [Sharkov, 2003] и, следовательно, в этом диапазоне наблюдаются

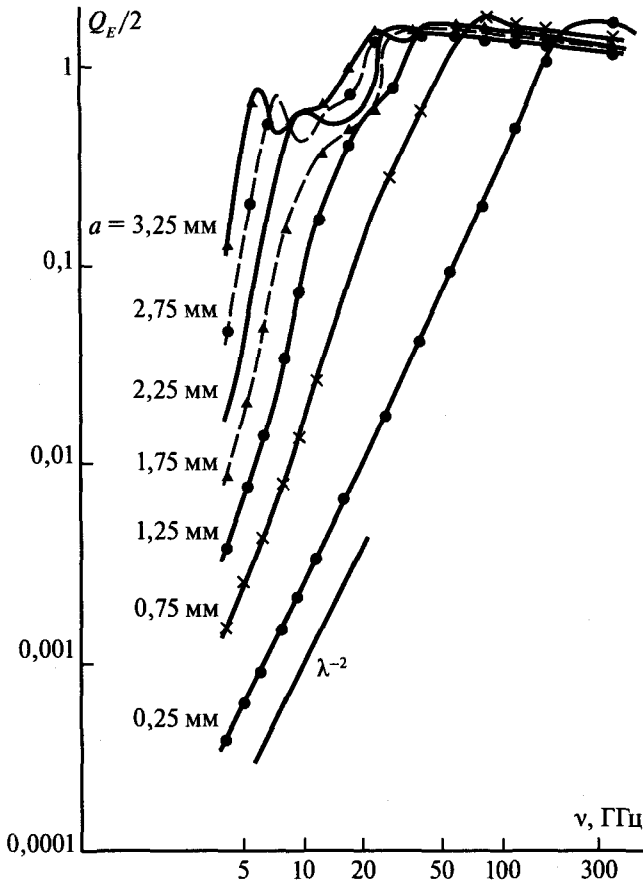


Рис. 7.4. Фактор эффективности экстинкции для сферических дождевых капель фиксированного радиуса как функция частоты ($t = 20^\circ\text{C}$) [Oguchi, 1983]

сильные вариации спектральных свойств диэлектрических параметров воды, то спектральный характер свойств поглощения и рассеяния для капель различного размера может иметь своеобразный вид, что и демонстрируют графики рис. 7.5.

В длинноволновом пределе для капель любого размера факторы поглощения существенно превышают величины факторов рассеяния, что, собственно говоря, и следует из свойств рэлеевского приближения. При уменьшении длины волны и, соответственно, приближении к первому максимуму M_i общая картина соотношения свойств поглощения и рассеяния для водных капель, как и следовало ожидать, резко меняется. Величина рассеяния резко возрастает и превышает значения поглощения, при этом для капель всех размеров спектральная зависимость фактора рассеяния проходит через экстремум при значении параметра M_i $x = 1$ и затем наблюдаются слабо выраженные вариации для следующих максимумов M_i при общей тенденции уменьшения

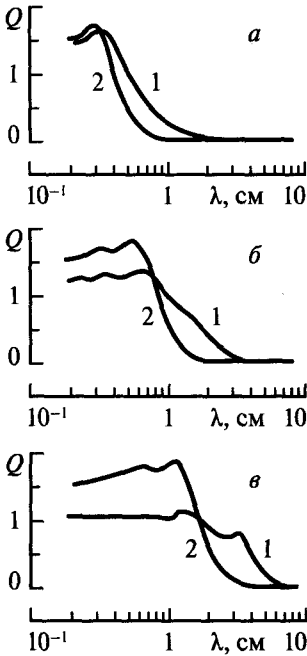


Рис. 7.5. Спектральные зависимости факторов эффективности поглощения (1) и рассеяния (2) в микроволновом диапазоне для сферических капель из соленой воды от размера частиц ($t = 20^\circ\text{C}$, солёность воды $S = 35\text{‰}$). Радиус частиц, см: $a - 0,05$; $б - 0,1$; $в - 0,2$

значения рассеяния в высокочастотном диапазоне рассеяния Ми и предельном стремлении фактора рассеяния к единице. Первый максимум фактора поглощения слегка сдвинут по отношению к максимуму рассеяния в длинноволновую область (см. рис. 7.5а) для мелких капель ($a = 0,5\text{ мм}$), при этом однократное альbedo частицы составляет 0,5. Для крупных капель ($a = 1; 2\text{ мм}$) значение максимума поглощения значительно уменьшается по отношению в величине рассеяния и при этом возникает дополнительный максимум в длинноволновой области (см. рис. 7.5б, в). Появление этого максимума связано, скорее всего, с резким увеличением именно в этом диапазоне длин волн поглощения в веществе капли. Сантиметровый диапазон длин волн соответствует длинноволновой ветви релаксационного максимума поглощения воды [Sharkov, 2003]. При этом однократное альbedo частицы составляет 0,67 для первого максимума Ми и затем медленно уменьшается до 0,5 при уменьшении длины волны. Отметим, что во всех трех рассмотренных случаях в высокочастотном пределе ($x \gg 1$) удовлетворяется «парадокс экстинкции», т. е. фактор экстинкции стремится к значению 2 [Исимару, 1981].

7.4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СРЕД

Как известно [Стреттон, 1949; Ландау, Лифшиц, 1957], структура вещества в теории Максвелла задается введением феноменологических диэлектрических и магнитных параметров для сплошных сред. В теории переноса излучения (макроверсия) структура вещества представляется иным образом — в виде облака случайно распределенных частиц в сплошной среде (например, в земной атмосфере или морской среде) с параметрами затухания и рассеяния среды (рассчитанными на единицу пути луча в среде). К такого рода средам можно отнести большое количество самых различных физических структур в земной атмосфере и в океане. Практически все они носят характер полидисперсных сред, т. е. сред с разноразмерными частицами. Физически это связано с тем, что, поскольку все полидисперсные среды являются открытыми физическими

системами, то определенное динамическое равновесие может быть установлено лишь в динамическом режиме рождения и гибели частиц. Последнее обстоятельство обуславливает принципиальное наличие в средах частиц полидисперсного состава. В настоящем разделе будут рассмотрены основные механические характеристики, которыми пользуются при описании дисперсных смесей, и процедуру перехода от характеристик рассеяния индивидуальных частиц к электромагнитным параметрам единицы объема.

Физические системы, состоящие из совокупности веществ, которые сами находятся в различных фазовых состояниях, обычно подразделяются на два крупных класса — гетерогенные и гомогенные смеси [Нигматулин, 1978]. Под *гетерогенными смесями* понимают системы, в которых присутствуют макроскопические (по отношению к молекулярным масштабам) и химически не взаимодействующие неоднородности (или включения). Из возможного огромного числа имеющихся в природе гетерогенных смесей выделяют сравнительно регулярные структуры, получившие наименование *дисперсных смесей*, которые обычно состоят из двух фаз. К таким системам можно отнести водные капельки в воздухе или пузырьки воздуха в морской воде (так называемый, аэрированный слой). Частицы при этом называются дисперсной фазой, а несущая их среда — дисперсионной. Под *гомогенными смесями* понимают системы, в которых вещество перемешано на молекулярном уровне. Промежуточное положение занимают так называемые коллоидные смеси.

Ниже рассмотрим механические характеристики, определяющие степень микроструктуры дисперсных систем.

7.4.1. Функция плотности частиц

Наиболее важной характеристикой микроструктуры (дисперсности) дисперсных систем можно считать дифференциальную плотность распределения частиц по размерам $n(r, x, y, z, t)$, где r — радиус частиц (вместо радиуса иногда используют диаметр, поверхность, объем или массу частиц); x, y, z — пространственные координаты; t — время. Исходя из определения, $n(r, x, y, z, t)drdx dz$ есть число частиц радиусом от r до $r + dr$ в объеме $dx dy dz$ в окрестности точки (x, y, z) в момент времени t . Естественно, на практике невозможно одновременно определить значение $n(r, x, y, z, t)$ во всех точках изучаемого пространства. Поэтому часто микроструктуру дисперсной системы характеризуют осредненными по времени и по пространству спектрами размеров частиц $n(r)$ или связанными с ним интегральными параметрами распределения, пропорциональными моментам распределения того или иного порядка. Например, важными характеристиками микроструктуры дисперсной среды служат концентрация частиц, водность, радиолокационная отражаемость.

В теоретическом плане плотность распределения играет фундаментальную роль, поскольку определяет физические особенности системы и ее возможную эволюцию.

Из физических соображений следует, что при $r \rightarrow 0$ и при $r \rightarrow \infty$ плотность числа частиц должна стремиться к нулю (в рамках данной физической системы).

Размерность этого параметра, как нетрудно видеть из определения, составляет см^{-4} .

7.4.2. Объемная плотность частиц

Важным интегральным параметром является объемная концентрация частиц N (см^{-3}), определяемая следующим интегральным преобразованием от спектра частиц:

$$N = \int_0^{\infty} n(r) dr = \int_0^{\infty} n(D) dD, \quad (7.27)$$

где D — диаметр частиц. Эта характеристика определяет абсолютное число частиц в единице объема. Из приведенного соотношения следует, что $n(r) = 2n(D)$.

7.4.3. Интегральная функция распределения частиц

Часто в экспериментальной практике результаты наблюдений удобно представить в виде объемной концентрации частиц с нижним переменным пределом $N(r)$ (см^{-3}), т. е. в виде:

$$N(r) = \int_r^{\infty} n(r) dr. \quad (7.28)$$

Эта характеристика определяет абсолютное число частиц в единице объема, начиная с определенного (фиксированного) значения размера. Целый ряд измерительных приборов по фиксации размеров частиц оперирует именно с этой характеристикой, и для того чтобы перейти к плотности распределения необходимо произвести численное (или графическое) дифференцирование полученных результатов.

7.4.4. Относительная функция распределения частиц

При теоретическом анализе, а также при обработке и сопоставлении разнородных экспериментальных результатов целесообразно использовать относительную функцию плотности распределения в виде:

$$f(r) = \frac{n(r)}{N}; \quad \int_0^{\infty} f(r) dr = 1. \quad (7.29)$$

Размерность этого параметра, как видно из определения, составляет см^{-1} .

7.4.5. Плотность распределения частиц

В экспериментальном плане нахождение характеристик дисперсности системы обычно проводится через обнаружение и оценку плотности выборочной

вероятности или, другими словами, через формирование и построение экспериментальных гистограмм. В целом эта процедура является весьма сложной и требующей от исследователя как опыта и навыка в выполнении таких задач, так и ясного понимания основной физической проблемы. Кратко опишем ее, в основном, в качественном плане.

Пусть получены экспериментальные данные по частицам в диапазоне радиусов от a до b . Общее число зарегистрированных частиц равно N . Разделим диапазон радиусов на j число интервалов группировки (карманов), в каждом из которых будет зарегистрировано N_j частиц. Размер интервала группировки составляет Δr_j . Тогда под

$$P_j = \frac{N_j}{N}, \quad j = 1, \dots, k \quad (7.30)$$

будет пониматься выборочная вероятность нахождения частиц в данном кармане. Здесь k — полное число интервалов группировки, при этом

$$N = \sum_{j=1}^k N_j. \quad (7.31)$$

Представленная в графической форме выборочная вероятность $P_j(r_j)$ и есть экспериментальная гистограмма.

Под функцией плотности выборочной вероятности понимают следующую величину:

$$f_j(r_j) = \frac{N_j}{N \left(\frac{b-a}{k} \right)}. \quad (7.32)$$

Как видно из условий нормировки,

$$\sum_{j=1}^k f_j(r_j) \Delta r_j = 1. \quad (7.33)$$

Если размеры интервалов группировки одинаковы (Δr), то соотношение между функцией плотности выборочной вероятности и выборочной вероятностью (данными экспериментальной гистограммы) может быть представлено в следующем виде:

$$f_j(r_j) = \frac{P_j}{\Delta r} \left(\text{см}^{-1} \right). \quad (7.34)$$

Из полученного соотношения нетрудно заключить, что $f(r_j)$ есть конечно-разностный аналог относительной функции распределения (7.29).

7.4.6. Полная масса и относительная концентрация воды

В целом ряде метеорологических задач, а также задач микроволнового зондирования земной атмосферы необходимо знание полной массы вещества

(например, воды) в единице объема дисперсной среды (например, облака). Если дисперсная среда состоит из правильных сфер различного диаметра, то, по определению, общая масса вещества в единице объема (условно, водность) W (г/см³) может быть получена из следующего соотношения:

$$W = \frac{4}{3} \pi \rho \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr = \frac{4}{3} \pi \rho N \int_0^{\infty} f(r) r^3 dr, \quad (7.35)$$

где ρ — плотность вещества сфер.

В целом ряде прикладных задач необходимо знание относительной объемной концентрации вещества (C) (безразмерная величина), которая может быть представлена как:

$$C = \frac{W}{\rho} = \frac{4}{3} \pi \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr. \quad (7.36)$$

Рассмотренные характеристики пропорциональны третьему моменту плотности распределения частиц по размерам. Однако существуют дистанционные исследования, которые требуют знания моментов значительно более высокого порядка, как, например, активные радиолокационные исследования структуры облачных систем.

7.4.7. Радиолокационная отражаемость

Под радиолокационной отражаемостью Z (см³) понимают следующую величину:

$$Z = \int_0^{\infty} n(r) r^6 dr. \quad (7.37)$$

Физический смысл этой характеристики нетрудно понять, используя выражение для обратного рассеяния отдельной частицы в рэлеевском приближении при расчете обратного рассеяния единицы объема σ_0 с плотностью распределения отражающих сфер $n(r)$:

$$\sigma_0 = \int_0^{\infty} \sigma_{BS} n(r) dr = \frac{64}{\lambda^4} \pi^5 \left| \frac{\dot{\epsilon} - 1}{\dot{\epsilon} + 2} \right|^2 \int_0^{\infty} n(r) r^6 dr. \quad (7.38)$$

Отсюда следует, что обратно рассеянный сигнал от облачной структуры пропорционален шестому моменту плотности распределения капель в облачной массе. Нетрудно видеть из этого результата, что капли крупных и сверхкрупных размеров ($r > 100$ мкм) играют очень существенную роль в процессе обратного рассеяния электромагнитного излучения от капельных дисперсных систем, и, более того, они являются основными носителями радиолокационной дистанционной информации в капельных облачных системах [Довиак, Зрнич, 1988; Doviak, Lee, 1985]. Однако при радиотепловых исследованиях ситуация принципиально иная [Sharkov, 2003] — собственное излучение дис-

персной среды зависит от водности капельного облака и, таким образом, сигнал пропорционален третьему моменту плотности распределения капель в облачной массе. Все эти особенности важны при интерпретации данных наблюдений.

7.4.8. Интенсивность осадков

Если дисперсные системы обладают выраженными динамическими свойствами (например, выпадающие осадки различного фазового типа или капельно-брызговая фаза на морской поверхности), то при их дистанционном анализе важное значение имеет параметр, характеризующий количество вещества, выпавшее на единицу площади за единицу времени. Такой характеристикой, широко используемой в метеорологических и дистанционных исследованиях, является интенсивность осадков R (см/с). Она определяется следующим выражением:

$$R = \int_0^{\infty} n(r) v(r) \frac{4}{3} \pi r^3 dr, \quad (7.39)$$

где $v(r)$ — скорость перемещения капель соответствующего радиуса. Для условий дождевых капель в земной атмосфере установлен целый ряд эмпирических соотношений между скоростью выпадения и радиусом капли и, в частности, линейное соотношение v (м/с) = $75r$ (см) для достаточно мелких дождевых капель, для более крупных капель — скорость становится постоянной и не зависящей от размера [Kollias et al., 1999]. Отсюда следует, что интенсивность осадков будет пропорциональна четвертому моменту (или третьему — в зависимости от диаметра капель) плотности распределения капель в облачной массе выпадающих капель. В метеорологической практике размерность R обычно приводят к значению мм/ч.

7.4.9. Аналитические формы функции плотности

За последние 50 лет выполнено значительное число экспериментальных работ, посвященных поиску наиболее приемлемой аналитической формы плотности распределения дисперсных систем различной физической природы. С теоретической стороны усилия были направлены на решение сложных задач кинетики физико-химических сред, например, с помощью решения систем уравнений Фоккера—Планка—Смолуховского. Наиболее теоретически обоснованным считается следующее аналитическое выражение для плотности распределения, которое получило наименование гамма-распределение:

$$n(r) = ar^{\mu} \exp(-br^{\gamma}), \quad (7.40)$$

где a , b , μ , γ — параметры, определяющие все характерные особенности распределения, из которого могут быть получены практически все эмпирические распределения, ранее сформированные по экспериментальным данным.

Используя выражения (7.36) и (7.40), получим следующие формулы для относительной концентрации:

$$C = \frac{4\pi}{3} \int n(r)r^3 dr = \frac{4}{3}\pi a \gamma^{-1} b^{-\frac{\mu+4}{\gamma}} \Gamma\left(\frac{\mu+4}{\gamma}\right). \quad (7.41)$$

Полагая $\gamma = 1$, находим выражение для объемной концентрации:

$$N = \int_0^{\infty} n(r) dr = a b^{1-\mu} \Gamma(\mu+1). \quad (7.42)$$

Здесь, как и в (7.41), $\Gamma(x)$ обозначает гамма-функцию [Градштейн, Рыжик, 1962; Королюк и др., 1978], по имени которой это распределение и получило свое название (гамма-распределение).

Используя (7.29) и (7.40), можно получить выражение для относительной плотности распределения:

$$f(r) = b^{\mu-1} \frac{r^{\mu}}{\Gamma(\mu+1)} \exp(-br). \quad (7.43)$$

Это распределение характеризуется уже только двумя параметрами — b и μ . Часто это выражение записывают в несколько иной (но эквивалентной) форме:

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\mu+1)} \mu^{\mu+1} \frac{r^{\mu}}{r_m^{\mu+1}} \exp\left\{-\mu \frac{r}{r_m}\right\}. \quad (7.44)$$

Здесь параметр μ характеризует полуширину распределения, а параметр r_m определяет так называемый модальный (наиболее вероятный) радиус распределения. Прилагаются серьезные усилия для того, чтобы экспериментально определить эти параметры для природных дисперсных сред. Так, для туманов и облаков значения параметра μ заключено в пределах 1–10, а модального радиуса — 0,1–10 мкм.

Интересно отметить, что еще в 1948 г. Дж. Маршалл и В. Палмер предложили эмпирическое простое соотношение для плотности распределения выпадающего дождя в виде:

$$n(r) = N_0 e^{-\Lambda r}, \quad (7.45)$$

где

$$N_0 = 1,6 \cdot 10^4, \text{ м}^{-3} \text{мм}^{-1}; \quad \Lambda = 8,2 R^{-0,21}, \text{ мм}^{-1}. \quad (7.46)$$

Здесь радиус выражен в мм, а R — в мм/ч.

Как оказалось, такое распределение удачно описывает усредненные экспериментальные данные как для морсящих и обложных дождей, так и для конвективных и грозовых (правда, при существенной модификации численных значений N_0 и Λ). Распределения Маршалла–Палмера, а также близкие к ним (например, соотношение Лоус–Парсонса) широко используются и в настоящее время [Oguchi, 1983]. Удалось также получить и достаточно про-

стое эмпирическое соотношение между интенсивностью осадков и водностью (массой вещества в единице объема) в дисперсной среде:

$$W = 0,06 R^{0,88}, \quad (7.47)$$

где водность имеет размерность г/м³, а интенсивность осадков — мм/ч.

Существуют и другие численные варианты приведенной формулы.

Теоретические и расчетные исследования задач физико-химической кинетики, включающие процессы конденсации водяного пара, коалесценцию капель и их распад, показали в целом, что теоретические спектры капель качественно близки к экспоненциальному распределению Маршалла–Палмера, хотя и имеется целый ряд особенностей, не описываемых эмпирикой данного распределения. В первую очередь, это относится к многомодальному характеру теоретических распределений и к значительно большей концентрации малых капель ($r < 0,1$ мм), чем в случае экспоненциальной эмпирики. Все эти особенности приводят, однако, к заметным вариациям в электромагнитных свойствах природной дисперсной среды [Jameson, 1991].

7.4.10. Параметры ослабления и поглощения полидисперсных сред

В соответствии с основной концепцией теории переноса излучения — а именно, электромагнитной разреженности среды, падающее извне на исследуемый объем излучение полностью «освещает» все частицы, находящиеся в единице объема. Поэтому, когда среда содержит облако сферических частиц одинакового состава, но различных размеров, спектральные коэффициенты ослабления (экстинкции) и рассеяния могут быть вычислены по формулам:

$$\gamma \left(\text{см}^{-1} \right) = \int_0^{\infty} Q_E \pi r^2 n(r) dr, \quad (7.48)$$

$$\sigma \left(\text{см}^{-1} \right) = \int_0^{\infty} Q_S \pi r^2 n(r) dr. \quad (7.49)$$

Когда пучок излучения распространяется в среде, содержащей в единице объема N сферические частицы одинакового состава и одинакового размера (каждая радиусом r), сечения поглощения и рассеяния (или коэффициенты эффективности экстинкции и рассеяния Q_E и Q_S) можно связать со спектральными коэффициентами полного ослабления (экстинкции) и рассеяния более простыми соотношениями:

$$\gamma \left(\text{см}^{-1} \right) = Q_E \pi r^2 N \quad (7.50)$$

и

$$\sigma \left(\text{см}^{-1} \right) = Q_S \pi r^2 N. \quad (7.51)$$

Если частицы сгруппированы по размерам — с радиусом r_j ($j = 1, 2, \dots, M$), то приведенные выше интегралы могут быть заменены суммами. Если в выражениях (7.48), (7.49) интегралы аналитически не могут быть получены,

то производят численное интегрирование и составляют таблицы [Красюк, Розенберг, 1970; Skolnik, 1980; Oguchi, 1983; Lhermitte, 1988; Айвазян, 1991]. Следует еще раз подчеркнуть, что все эти выражения получены при важных физических ограничениях — электромагнитной разреженности среды и отсутствии взаимодействия между частицами.

Рассмотрим сначала рэлеевское приближение. Поскольку в этом приближении преобладают поглощающие свойства частиц, то спектральный коэффициент поглощения может быть представлен как:

$$\gamma = k_1(\lambda) \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr, \quad (7.52)$$

где $k_1(\lambda)$ — численный коэффициент, зависящий от рабочей длины волны. Полная масса вещества среды W (в единице объема) будет равна:

$$W = \frac{4}{3} \pi \rho \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr. \quad (7.53)$$

Из сопоставления этих выражений следует, что спектральный коэффициент ослабления среды с частицами в приближении Рэля пропорционален полной массе вещества в единице объема:

$$\gamma = k_2(\lambda) W \quad (7.54)$$

и, что очень важно, он не зависит от вида плотности распределения. Таким образом, при дистанционных исследованиях в рэлеевской области информация о виде плотности распределения дисперсной среды не может быть получена, по крайней мере, непосредственно.

Поскольку вода обладает в сантиметровом и миллиметровом диапазонах выраженными спектральными свойствами, то для диапазона 0,5–10 см и для капельно-брызговых и жидкокапельных облаков ($t = 18^\circ\text{C}$) может быть установлена следующая простая аппроксимация:

$$\frac{\gamma}{W} = \frac{0,43}{\lambda^2}. \quad (7.55)$$

Здесь W выражено в г/м^3 , а поглощение — в дБ/км . Физически это связано с тем, что параметр в выражении (7.54), зависящий от диэлектрических свойств воды, имеет аппроксимацию типа $1/\lambda$ на длинноволновой ветке дебаевского релаксационного максимума [Sharkov, 2003]. В случае же кристаллических облаков (градинки, снежинки) ослабление по абсолютной величине уменьшается на два-три порядка (при прочих равных условиях), а зависимость от длины волны может быть выражена как $1/\lambda$ (поскольку отсутствует явно выраженная зависимость действительной части диэлектрической постоянной льда от длины волны). Существует также еще целый ряд аппроксимаций экспериментальных данных в рэлеевской области. Однако все они носят близкий к (7.55) частотный характер.

Рассмотрение более широкого диапазона размеров частиц и длин волн требует уже численных операций с (7.48) и (7.49). Специальные вычисления

коэффициента ослабления (экстинкции) на единицу пути, выполненные в широком диапазоне частот 1–1000 ГГц для различных распределений и интенсивностей осадков (рис. 7.6), показали, что частотные зависимости имеют характерный вид — быстро нарастающий подъем со стороны больших длин волн, слабый максимум в диапазоне частот около 100 ГГц и медленный спад в сторону более высоких частот. Как и следовало ожидать, зависимости не выявляют никаких резких максимумов, специфичных для области Ми индивидуальной частицы. Кроме того, нарастающие области можно характеризовать как переходные зоны — от «размытого» максимума Ми к области Рэлея. При этом частотная аппроксимация ослабления для осадков большой интенсивности, которые обладают каплями больших размеров и, соответственно, большим рассеянием, ближе к зависимости $1/\lambda^4$, а для слабых осадков (с мелкой дисперсностью капель и, соответственно, очень слабым рассеянием и сильным поглощением) — ближе к аппроксимации рэлеевской области — $1/\lambda^2$ (см. соотношение (7.55) и рис. 7.6). Следует также отметить, что различия в величинах ослабления для различных распределений тем больше, чем выше рабочая

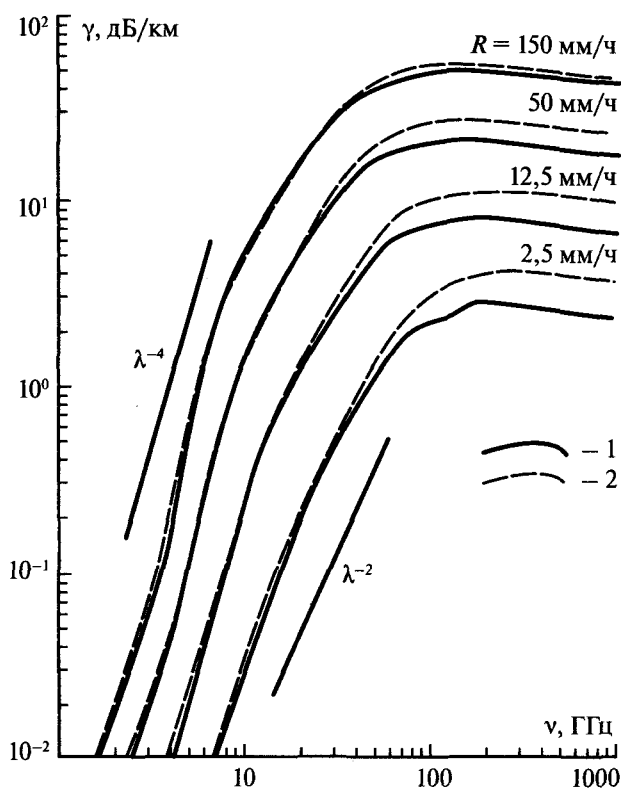
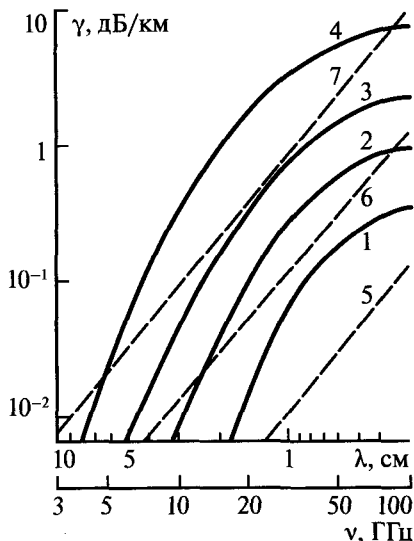


Рис. 7.6. Спектральные зависимости погонного ослабления (экстинкции) (γ) дождевых осадков ($t = 20^\circ\text{C}$) для спектра капель: 1 — распределение Лоус–Парсонса; 2 — Маршала–Палмера. R — интенсивность осадков [Oguchi, 1983]

частота и тем меньше интенсивность осадков. О том, что рэлеевская область не чувствительна к форме распределения капель, мы уже говорили (см. выражение (7.54)). Что касается сильных осадков, то в этом случае интенсивное рассеяние крупных капель в известном смысле «блокирует» вклад от затухания мелких капель в полную экстинкцию дисперсной среды. Специальные эксперименты [Oguchi, 1983], действительно, показали, что в миллиметровой области частот для дождевых осадков в земной атмосфере чувствительность степени экстинкции в среде в зависимости от типа распределения очень высока и, соответственно, этот диапазон весьма эффективен для дистанционного исследования тонких особенностей дисперсных сред.

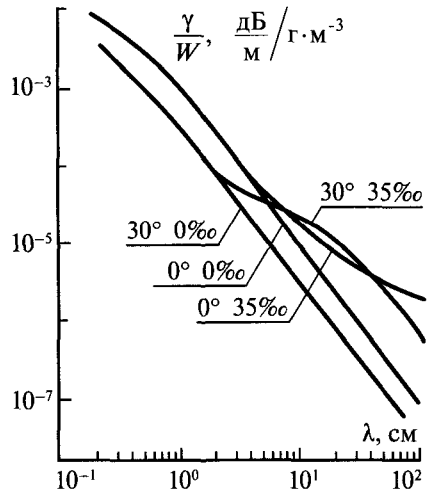
Весьма показательно и поучительно сопоставить частотные свойства величины ослабления (на единицу пути) различных дисперсных сред, которые характерны для земной атмосферы (рис. 7.7). Разумеется, в данном случае речь идет о качественной картине явления, и приводимые данные не предназначены для количественной интерпретации конкретных экспериментов. На рис. 7.7 сплошными линиями показаны зависимости коэффициента ослабления от длины волны для дождей с интенсивностями 0,25 мм/ч (кривая 1); 1,0 (кривая 2); 4 (кривая 3) и 16 мм/ч (кривая 4). По существующей метеорологической классификации эти интенсивности соответствуют моросящему, слабому, умеренному и сильному дождям. Штриховые кривые на рисунке показывают ослабление в облаках и туманах, вычисленное по формуле (7.55) для водности 0,032 г/м³ (кривая 5); 0,32 (кривая 6) и 2,3 г/м³ (кривая 7). Указанным туманам соответствуют визуальные видимости (в оптическом диапазоне) около 600, 120 и 30 м. Как следует из анализа этих данных, в целом картина весьма неоднозначная. Так, ослабление в густом морском тумане (кривая 7) превышает ослабление в умеренном дожде (кривая 3) в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн. А в длинноволновом санти-



метровом диапазоне ослабление в густом тумане превышает даже ослабление в сильных осадках. На первый взгляд это кажется парадоксальным. Однако физически это связано с различным соотношением вклада в ослабление (экстинкцию) от крупных (рассеяние) и мелких (поглощение) капель в различных дисперсных средах. Так, для интенсивного дождя частотная зависимость ослабления пропорциональна $1/\lambda^4$ в сантиметровом диапазоне, а для тумана — $1/\lambda^2$, что и приводит к кажущемуся

Рис. 7.7. Спектральные зависимости погонного ослабления (экстинкции) для природных дисперсных сред: дождевые осадки (сплошные кривые) и туман (пунктирные кривые). Условные обозначения объясняются в тексте

Рис. 7.8. Спектральные зависимости погонного ослабления (нормированные на объемное содержание воды) капельно-брызговых облаков, состоящих из пресной ($S = 0 \text{ ‰}$) и соленой ($S = 35 \text{ ‰}$) воды ($t = 0 \text{ °C}$ и 30 °C). Вычисления выполнены в релеевском приближении



ся парадоксу на длинных сантиметровых волнах.

Отметим, что сильные частотные вариации диэлектрических параметров соленой воды в сантиметровом и дециметровом диапазонах [Sharkov, 2003] могут существенно изменить общую спектральную картину электродинамических свойств капельно-брызговой фазы, возникающей над морской поверхностью. На рис. 7.8 представлены численные расчеты затухания (экстинкции) на единицу длины в модельной капельно-брызговой среде в приближении Рэля и с учетом диэлектрических свойств воды — в одном случае берется чистая пресная вода (соленость 0 ‰), в другом — соленая вода с соленостью 35 ‰ (морская вода). Из анализа данных рисунка следует, что для пресной воды приближение $1/\lambda^2$ в спектральной зависимости погонного затухания справедливо в широком диапазоне длин волн — начиная от $0,3 \text{ см}$ вплоть до 100 см . Однако для морской воды частотная зависимость погонного затухания ведет себя совершенно иным образом: приближение $1/\lambda^2$ в спектральной зависимости погонного затухания справедливо в очень узком интервале длин волн — начиная от $0,3$ до $2\text{--}3 \text{ см}$. В более длинноволновом диапазоне погонное затухание существенно (более чем на порядок) превышает значения, соответствующие пресной воде. Связано это обстоятельство с резким возрастанием мнимой части диэлектрической постоянной соленой воды как сильно поглощающего электролита в дециметровом диапазоне [Sharkov, 2003]. Разумеется, это будет обуславливать особые свойства распространения электромагнитных волн и собственного излучения такой среды по сравнению с аналогичными свойствами атмосферных облачных систем.

7.5. ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ОБЪЕМНЫХ СРЕД

Активные методы дистанционного зондирования в режиме приема обратно рассеянного сигнала широко и успешно используются при исследовании внутренней динамической и фазовой структуры облачных систем в земной

атмосфере [Довиак, Зрнич, 1988; Oguchi, 1983; Sharkov, 1998; 2003; 2007]. Несомненно важно, используя опыт активного дистанционного исследования атмосферных облачных систем, применить специальную методологию и аппаратные средства для детального изучения динамической и фазовой структуры капельно-брызговых систем, образующихся над морской поверхностью в процессе обрушения гравитационных волн. В настоящем разделе рассмотрены некоторые основные методические подходы, развиваемые в радиометеорологии для дистанционного зондирования атмосферных облачных систем.

Расчет обратного (радарного) сечения рассеяния от объемных целей требует применения электромагнитной теории рассеяния. Сначала проводится расчет рассеяния электромагнитных волн на индивидуальной частице, а затем производится суммирование сигнала от совокупности индивидуальных частиц с учетом их физических размеров и диэлектрических свойств. Обратное рассеяние от однородной сферы произвольного размера может быть получено с использованием теории Ми. Выражение для радарного сечения рассеяния по теории Ми может быть представлено в виде [Skolnik, 1980; Айвазян, 1991] (см. также (7.22)):

$$\sigma = \frac{\pi D^2}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n-1) (a_n - b_n) \right|^2, \quad (7.56)$$

где D — диаметр сферической частицы; $x = (\pi D)/\lambda$; λ — рабочая длина волны. Параметры a_n и b_n являются коэффициентами Ми, которые включают функции Бесселя и Ханкеля с аргументами, зависящими от параметра размера x и относительной диэлектрической проницаемости сферы ϵ . В работе [Дейрменджан, 1971] представлены итерационные процедуры для вычисления сечения обратного рассеяния. Как было отмечено, теория Ми справедлива в широком диапазоне длин волн. Однако итерационные процедуры требуют значительных затрат машинного времени и подвержены разного рода неустойчивостям. По этим причинам достаточно часто используются аппроксимации теории Ми и, в первую очередь, приближение Рэлея в случае малых частиц ($D \ll \lambda$). В этом случае уравнение (7.22) для параметра σ приводится к выражению Рэлея:

$$\sigma = \frac{\pi^5}{\lambda^4} \left| \frac{(\epsilon - 1)^2}{(\epsilon + 2)} \right|^2 D^6 \quad (7.57)$$

или в сокращенном виде:

$$\sigma = \frac{\pi^5 |K|^2}{\lambda^4} D^6.$$

Когда σ нормируется на геометрическое сечение, то оно приобретает вид:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma}{\pi D^2} = |K|^2 x^4. \quad (7.58)$$

Точность рэлеевской аппроксимации зависит от диэлектрических свойств материала сферы и ее размеров. Так, для $|\sqrt{\epsilon}|x < 2$, рэлеевское приближение дает результат с точностью 3 % от точного решения Ми. Максимальная величина $|\sqrt{\epsilon}|$ в диапазоне длин волн, используемых в радиолокации, составляет ~9 для воды [Sharkov, 2003] и минимальная — около 1 для случая сухого снега. На длинах волн порядка 10 см, рэлеевское приближение хорошо «работает» для частиц с диаметром менее 7 мм. Для большинства осадков это условие приемлемо. Однако снежные хлопья могут иметь размеры существенно большие, чем 7 мм, но при этом низкие значения их диэлектрической проницаемости позволяют воспользоваться рэлеевским приближением. Выражение (7.56) ясно показывает, что обратное рассеяние сильно зависит от типа гидрометеоров, их диэлектрических свойств и размеров.

Строго говоря, природные частицы сложной формы (капельно-брызговая фаза на морской поверхности, снежные хлопья, снежно-ледяные градины, полые сфероиды) не могут быть описаны в рамках теории Ми, и это заставляет исследователей использовать современные подходы (включая мультифрактальные методы) для вычисления характеристик микроволнового обратного рассеяния.

Сечение обратного рассеяния для облака невзаимодействующих частиц в полидисперсной среде может быть представлено в виде [Исимару, 1981]:

$$\sigma_{tot} = \int_0^{\infty} \sigma_0 \pi r^2 n(r) dr, \quad (7.59)$$

где $n(r)$ — спектр частиц, и полное число частиц в единице объема составит

$$N \left(m^{-3} \right) = \int_0^{\infty} n(r) dr. \quad (7.60)$$

В случае ограниченного числа частиц в исследуемом объеме V , заполненном N гидрометеорами (при условии отсутствия между ними взаимодействия), выражение для обратного рассеяния дается в виде суммы вклада от всех частиц:

$$\sigma_{tot} = \sum_{i=1}^N \sigma_i = \frac{\pi^5 |K|^2}{\lambda^4} \sum_{i=1}^N D_i^6. \quad (7.61)$$

Отсюда следует, что значение обратного рассеяния сильно зависит от рабочей частоты. Для того чтобы сопоставить характеристики рассеяния от различных объемов и в различных диапазонах длин волн, вводят фактор отражения Z , который определяется следующим образом:

$$Z = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K|^2 V} \sigma_{tot} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N D_i^6. \quad (7.62)$$

Обычно единица измерения для Z устанавливается как $\text{мм}^6/\text{м}^3$. Когда Z выражается в децибеллах, значение 0 дБ соответствует $1 \text{ мм}^6/\text{м}^3$. В природных

условиях часто неизвестно, какой тип частиц дает максимальный вклад в обратное рассеяние или удовлетворяется ли условия приближения Рэлея, в этом случае вводят эквивалентный фактор отражения:

$$Z_e = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_r|^2 V} \sigma_{tot}, \quad (7.63)$$

где K_r — эффективное значение K .

Этот эквивалентный фактор отражения, часто называемый отражаемостью, для природных дисперсных сред перекрывает значительный диапазон величин Z [Lhermitte, 1988; Meischner, 1990], которые составляют для облака без осадков $\sim (-20 \dots -10)$ дБ; слабых осадков ~ 30 дБ; сильных осадков ~ 45 дБ; дождя с градом $\sim (50-60)$ дБ; сильного града >60 дБ.

Результаты проведенных за много лет вычислений обратного рассеяния и поглощения для облаков без осадков приведены в работах [Oguchi, 1983; Айвазян, 1991]. Большой цикл экспериментальных работ, выполненных по изучению слабых и средних дождей в средних широтах, дал возможность сформировать целый ряд параметризаций между измеряемыми параметрами (радиолокационной отражаемостью) и параметрами осадков (интенсивность осадков, средний диаметр частиц, параметры распределений, интегральное содержание воды, оптическая экстинкция). Параметризация показана в графической форме на рис. 6.10 работы [Atlas et al., 1984]. При этом следует отметить, что параметризация между радиолокационной отражаемостью и интенсивностью осадков не имеет однозначного характера.

Тем не менее в течение длительного времени исследователи, имея в виду запросы практики, предприняли большие усилия для обнаружения однозначных соотношений между радиолокационными измерениями и параметрами осадков. Для ряда метеоситуаций (пространственно однородные осадки в средних широтах) при помощи стандартных регрессионных процедур было обнаружено соотношение в форме $Z = aR^b$. Параметры a и b были определены для ряда рабочих длин волн и различных метеоситуаций [Oguchi, 1983; Atlas et al., 1984].

Для сильных конвективных и ураганых осадков ситуация существенно меняется. Так, в работе [Pasqualucci, 1984] предложена и развита нелинейная параметризационная модель на базе данных доплеровского радиолокатора (на частоте 35 ГГц) для штормовых осадков (Южная Африка). Радарные измерения спектра частиц были параметризованы с использованием экспоненциального распределения в форме:

$$N = N_0 e^{-\Lambda D}, \quad (7.64)$$

где N — концентрация частиц; D — их диаметр; Λ и N_0 — параметры распределения Маршалла–Палмера. При этой параметризации N_0 и Λ будут меняться таким образом, чтобы параметры содержания воды W_E фактора радиолокационной отражаемости Z_E , и интенсивности осадков R_E из экспоненциального распределения были подогнаны к значениям W , Z , и R , которые вычислены из

распределений по радиолокационным данным. Выражения имеют следующий вид:

$$W_E = N_0 \frac{\pi}{\Lambda^4}, \quad (7.65)$$

$$Z_E = N_0 \frac{720}{G^7}, \quad (7.66)$$

$$R_E = N_0 \left[\frac{0,1181}{\Lambda^4} - \frac{0,1260}{(\Lambda + 0,6)^4} \right]. \quad (7.67)$$

Единицы, использованные в уравнениях, следующие: W_E в $\text{мм}^3 \cdot \text{м}^{-3}$; Z_E в $\text{мм}^6 \cdot \text{м}^{-3}$; R_E в $\text{мм} \cdot \text{ч}^{-1}$, N_0 в $\text{м}^{-3} \cdot \text{мм}^{-1}$; Λ в мм^{-1} . Отметим, что уравнение для R_E принято для следующего закона падения капель:

$$V = 10,44 - 11,5e^{-0,6D}, \quad (7.68)$$

где V в м/с и D в мм.

Параметры N_0 и Λ были представлены в зависимости от содержания жидкой воды W . Расчеты показали, что для $W \geq 1,2 \text{ г} \cdot \text{м}^{-3}$ N_0 увеличивается с увеличением W , в то время как Λ становится постоянной и независимой от величин W .

Спектр капель, измеренный в сильных линиях шквалов, показывает присутствие мелких капель ($< 1,5$ мм в диаметре) в регионах с ветровым сдвигом вблизи вихрей основного ниспадающего потока. Возможное объяснение такой большой концентрации мелких капель заключается в сортировке гидрометеоров, вызванных сдвигом горизонтального ветра.

В любом случае, имеется необходимость в более детальной разработке Z - R -параметризации для тропических осадков и капельно-брызговых облаков в предтайфунных и тайфунных ситуациях.

Последующее обнаружение сложной пространственно-временной структуры областей с осадками отражает мультифрактальные особенности этих природных образований [Lovejoy, 1982; Lovejoy, Schertzer, 1985; Lovejoy, Mandelbrot, 1985].

7.6. ОСОБЕННОСТИ РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕНОСА В ПЛОТНЫХ СРЕДАХ

В связи с интенсивным развитием микроволновой диагностики сложных природных сред в системе океан — атмосфера и, в первую очередь, в приводном слое взволнованной морской поверхности представляет интерес изучение особенностей распространения и рассеяния электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах с высокой плотностью дискретных, сильно погло-

шающих рассеивателей, когда размер частиц a , расстояние между частицами d и длина волны электромагнитного излучения λ являются величинами одного порядка. К таким важным радиодиагностическим задачам относится изучение рассеяния и излучения электромагнитных волн в облачной атмосфере при значительных объемных концентрациях (более 0,1 %) гидрометеоров [Oguchi, 1983; Lhermitte, 1988; Meischner, 1990], в капельно-брызговой фазе обрушающихся гравитационных волн [Чёрный, Шарков, 1988; 1991а, б], в снежно-водяных дисперсных средах [Wen et al., 1990; Boyarskii et al., 2001], концентрированных пенообразных дисперсных системах [Райзер, Шарков, 1981] и других аналогичных природных средах.

При указанных параметрах дисперсной среды явно нарушаются физические условия применимости теории переноса излучения [Wen et al., 1990; Sharkov, 2003]. Однако для использования многочисленных результатов теории переноса излучения, несомненно, требуется решение вопроса об условиях применимости самой теории. Разумеется, в рамках самой теории переноса этот сложный вопрос не может быть решен. Его решение возможно либо в рамках многократного рассеяния, либо экспериментальным путем. Теоретический анализ указанной проблемы выходит далеко за рамки настоящей книги. Здесь же мы ограничимся описанием результатов тонких лабораторных экспериментов, наиболее близко касающихся темы настоящей книги, а именно микроволнового зондирования концентрированных дисперсных сред. Эксперименты были выполнены в период 1976–1986 гг. под научным руководством автора настоящей книги [Бордонский и др., 1978; Милицкий и др., 1976; 1977; 1978; Райзер, Шарков, 1981; Черный, Шарков, 1988; 1991а, б; Sharkov, 2003; 2007].

Несмотря на значительное количество экспериментов по изучению электромагнитных свойств разреженных дискретных систем $d \sim (10^{-2} - 10^4)\lambda$ и объемной концентрации $C \sim (10^{-2} - 10^{-4})\%$ (см. обзор [Oguchi, 1983]), в литературе отсутствуют описания результатов исследования электромагнитных свойств в радиодиапазоне концентрированных динамических сред с поглощающими рассеивателями. Основная методическая сложность постановки таких экспериментов заключается в экспериментальных трудностях при создании динамичных концентрированных капельных структур со строго контролируемыми параметрами. Однако, как с общетеоретической, так и практической точек зрения, постановка таких экспериментов крайне необходима. И, в первую очередь, для выявления предельных значений концентраций, при которых происходит включение механизмов электромагнитного взаимодействия отдельных поглощающих рассеивателей. Эксперименты, выполненные в оптическом диапазоне для прозрачных сред и полупрозрачных частиц (так называемых «мягких» частиц), показали [Varadan et al., 1983; Wen et al., 1990], что существенный вклад многократного рассеяния приходится на диапазон концентраций, превышающий 1 %, который сильно зависит от параметра размера частицы. Указанные цифры, разумеется, не могут быть применены непосредственно к дискретным средам с сильно поглощающими рассеивателями и могут служить лишь в качестве некоторого количественного ориентира.

В работах [Чёрный, Шарков, 1988; 1991а, б] рассмотрены результаты экспериментальных исследований характеристик распространения, обратного рассеяния и собственного излучения электромагнитных волн миллиметрового диапазона в дисперсной дискретной среде с объемной плотностью сферических рассеивателей от 0,05 до 4,5 %, при этом среднее расстояние d между центрами частиц изменялось в пределах от 2,3 до 0,9 λ .

7.6.1. Дисперсные среды и их характеристики

Как уже отмечалось, выполнение необходимых радиофизических экспериментов наталкивается на трудности создания в свободном падающем режиме водных частиц квазимонохроматического (по спектру размеров и по значению скоростей) потока с высокой концентрацией частиц сферической формы. Необходимо, с одной стороны, избежать динамической деформации и распада частиц достаточно крупного диаметра порядка 2–3 мм и имеющих высокие скорости перемещения (5–10 м/с) и, с другой стороны, не допустить гравитационной и турбулентной коалесценции капель. В указанных каскадных процессах участвует очень широкий спектр частиц в натуральных условиях (например, в облачных системах и осадках). Это обстоятельство, в свою очередь, существенно затрудняет интерпретацию радиофизических экспериментов. Процессы деформации и распада капель в потоке контролируются двумя безразмерными числами: Рэлея (для сферы) $Re = 2a V \rho \mu^{-1}$ и Вебера $W = a^2 V \rho (2\sigma)^{-1}$. Здесь V — установившаяся скорость капли; a — радиус капли; ρ и μ — плотность и вязкость воздуха; σ — поверхностное натяжение воды. Ламинарный режим обтекания капель воздухом (режим Стокса) сохраняется до $Re \approx 300$, а критическое значение W для обеспечения динамической устойчивости капель составляет 10.

Анализ различных способов формирования концентрированных сред привел авторов работ [Чёрный, Шарков, 1988; 1991а, б] к выводу о необходимости использования не режима свободного потока, а принудительного и с определенной скоростью потока. Дисперсная высококонцентрированная среда создавалась с помощью распылительного устройства в виде специальной форсунки со сменной решеткой. Решетка представляет собой пластинку определенного профиля с отверстиями, количество и диаметр которых определяет концентрацию и размер капель, а профиль — величину расхождения потока, что также влияет на концентрацию. Сферичность капель специально контролировалась — эксцентриситет капельных эллипсов не превышал 0,3 (для больших концентраций) и 0,1 (для малых концентраций). Для условий описываемого эксперимента число Re составило 200–300 (для различных скоростей потока) и $W = 0,03$. Таким образом, в условиях эксперимента обеспечивался как ламинарный режим обтекания капли (режим Стокса), так и недопущение процессов распада и возникновения широкого (распадного) спектра рассеивателей. Если форсунка направлена вниз, то капли, ускоряясь под действием гравитационной силы, создают равномерное изменение концентрации вниз по потоку. Таким образом, для одной решетки можно получить широкий

диапазон изменения концентрации с одинаковой дисперсностью (рис. 7.9а–в). Контроль и измерения концентрации частиц осуществлялись методом стереоскопической съемки с помощью двух синхронизированных зеркальных фотоаппаратов с телеобъективами и со специальной системой светового импульсного подсвета (с продолжительностью импульса вспышки 10^{-6} с). Кроме этого, методом треков (зеркальные отблески на фотоизображениях, см. рис. 7.9а) измерялась скорость движения капель. Полученные стереопары анализировались оператором с помощью стереоскопа и при сопоставлении с тест-объектом устанавливались количество капель и их дисперсные характеристики (в фиксированный момент времени).

Радиофизические измерения выполнялись для двух типов дисперсных сред, гистограммы которых представлены на рис. 7.10. Вид функций распределения частиц $n(r)$ ($\text{дм}^{-3} \cdot \text{мм}^{-1}$) был аппроксимирован гамма-распределением:

$$\begin{aligned} n_1(r) &= 0,38N_1 r^9 \exp(-0,73r^3), \\ n_2(r) &= 73,5N_2 r^8 \exp(-3,66r^3), \end{aligned} \quad (7.69)$$

где значения N_1 и N_2 пропорциональны объемной концентрации частиц. Среднее значение радиуса для среды N_1 составляет 0,15 см (и соответственно параметр размера $x_1 = 1,18$) и для среды N_2 — 0,09 см ($x_2 = 0,7$) (см. рис. 7.10а, б). Специальная статистическая оценка флуктуаций счетной

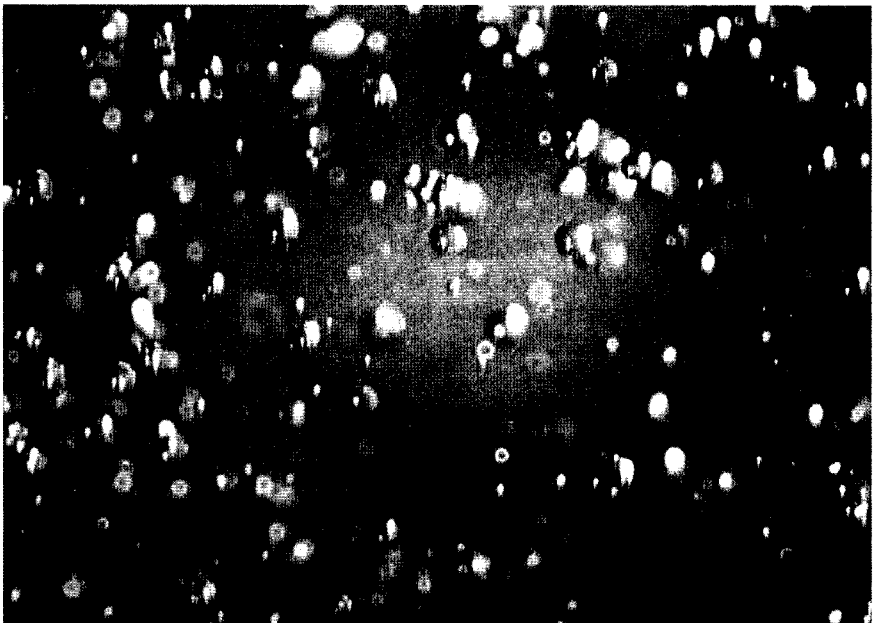


Рис. 7.9а. Фотоизображение дисперсной водно-капельной среды с относительным объемным содержанием воды 0,28 %

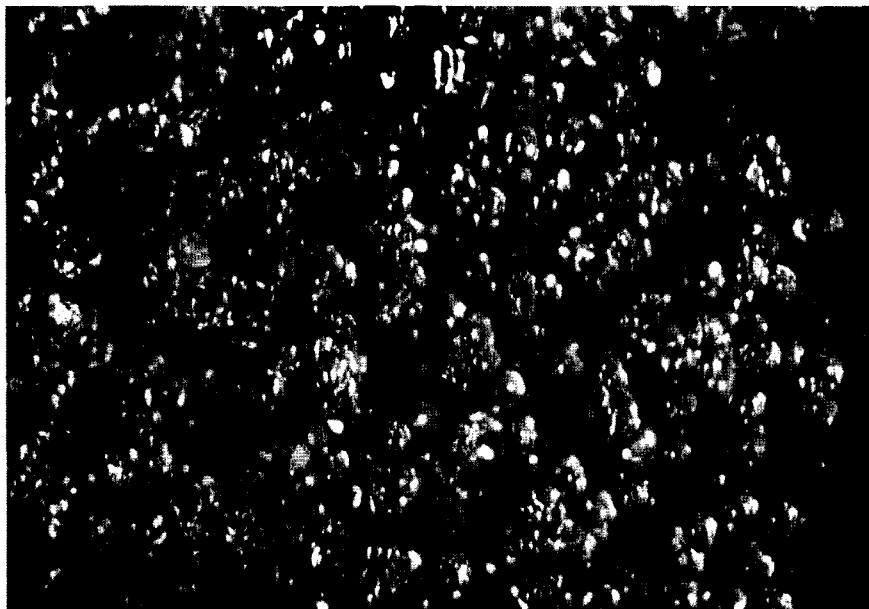


Рис. 7.9б. Фотоизображение дисперсной водно-капельной среды с относительным объемным содержанием воды 1,5 %

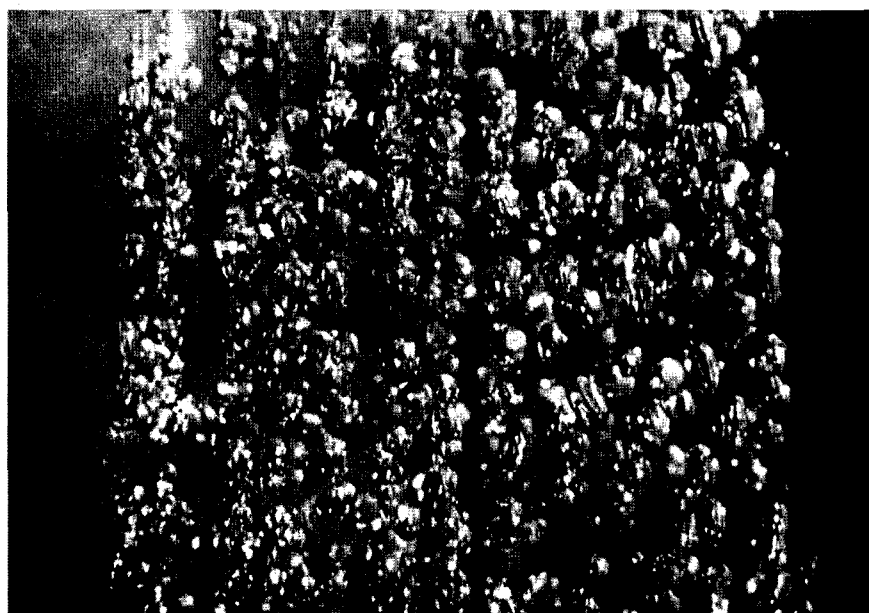


Рис. 7.9в. Фотоизображение дисперсной водно-капельной среды с относительным объемным содержанием воды 4,50 %

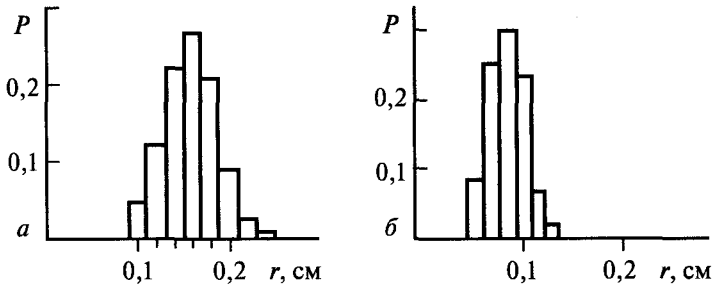


Рис. 7.10. Экспериментальные гистограммы распределения радиусов капель для сред N_1 (а) и N_2 (б)

концентрации потока частиц показала, что среднеквадратическое отклонение концентрации составило менее 2 % (от среднего значения N), причем выборки, разнесенные по времени от 1 до 3 ч, относятся к одной и той же генеральной совокупности. Из анализа гистограмм наглядно видно, что при формировании концентрированного потока удалось избежать распадных процессов и процессов коалесценции, и спектр частиц можно считать близким к монохроматическим. Для этих типов сред были выполнены в соответствии с (7.48) и (7.49) вычисления коэффициентов ослабления, рассеяния и поглощения, а также альbedo однократного рассеяния для единицы объема полидисперсной среды с использованием функции распределения частиц по размерам, полученным из эксперимента. Расчеты выполнялись для рабочей длины волны излучения $\lambda = 8$ мм и комплексного показателя преломления воды $m = 5,39 - 2,81j$, что соответствует температуре воды $t = 22$ °С и солёности $S = 0$ ‰. В силу того, что используется приближение разреженной среды с почти монохроматическим спектром (см. соотношения (7.69)), то альbedo рассеяния для единицы объема среды будет соответствовать величине альbedo отдельной частицы (так, для среды N_1 $\omega = 0,63$, а для среды N_2 $\omega = 0,43$) и не будет зависеть от концентрации среды.

7.6.2. Экспериментальные методы и аппаратура

Цель эксперимента состояла в том, чтобы измерить радиофизические характеристики дисперсной динамической среды при строгом контроле ее параметров. Измерения проводились в бистатическом (распространение излучения через среду в пределах прямой видимости), скаттерометрическом (исследование обратного рассеяния) и радиометрическом режимах. В первом варианте измерялась экстинкция среды, во втором — сечение обратного рассеяния, в третьем — собственное излучение дисперсной среды. Помимо средних значений, проводились измерения и флуктуаций интенсивности рассеянного излучения. Используя аналитическое решение уравнения для плоскопараллельного слоя (в приближении «полного» поглощения), был произведен расчет коэффициентов экстинкции, поглощения и рассеяния, альbedo рассеяния, обратного

рассеяния (в приближении «холодного» слоя [Sharkov, 2003]) и собственного излучения дисперсной среды со сферической индикатрисой рассеяния.

7.6.3. Средние значения электромагнитных характеристик

Сопоставляя экспериментальные и теоретические значения величин полного ослабления (экстинкции) и собственного излучения для дисперсной среды N_1 (средний диаметр частиц — 0,3 см), видим различие, которое заметно проявляется с увеличением концентрации частиц (рис. 7.11). Можно выделить область слабого отклонения экспериментальных данных от теоретических и более сильного. Граница, разделяющая эти области, соответствует значению объемной плотности частиц примерно 0,8 %, причем она одинакова как

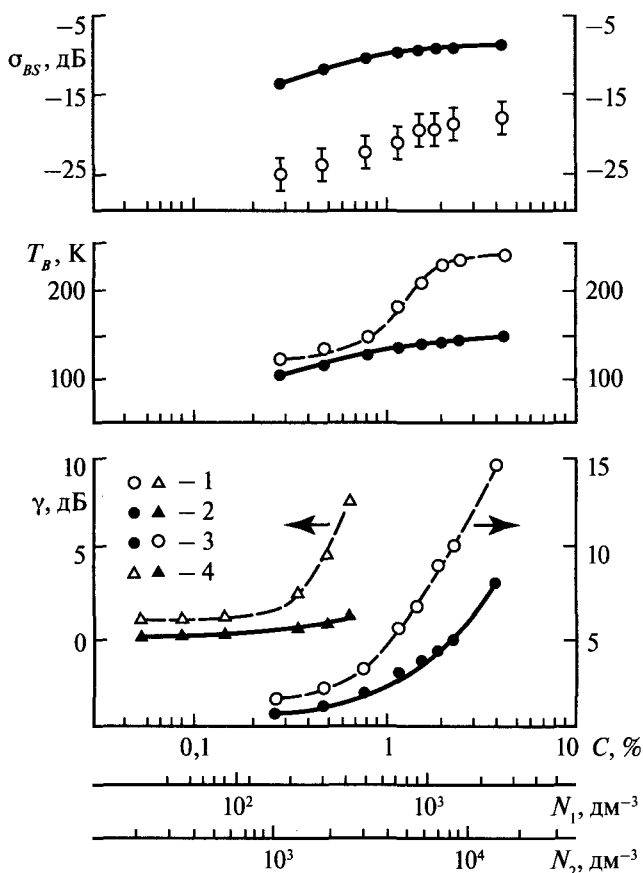


Рис. 7.11. Коэффициент экстинкции (γ), радиояростная температура (T_B) и сечение обратного рассеяния (σ_{BS}) для дисперсной водной среды как функции концентрации (C) и объемной плотности частиц (N). 1 — экспериментальные данные; 2 — данные расчетов; 3 — данные для среды N_1 ; 4 — данные для среды N_2

для ослабления, так и для собственного излучения. Рассматривая результаты исследования величины полного ослабления для дисперсной среды N_2 (средний диаметр частиц — 0,2 см), видим, что указанная граница лежит в области значений объемной концентрации частиц 0,15 %. Теперь проследим зависимость величин полного ослабления дисперсной среды не от объемной плотности частиц C , а от количества частиц в единице объема N (счетная концентрация). Из рис. 7.11 видно, что в данном случае указанные границы как для одного, так и для другого типа дисперсной среды, лежат в диапазоне $N_0 = 500\text{--}550 \text{ дм}^{-3}$, т. е. практически совпадают. В свою очередь, величина N_0 определяет среднее расстояние между частицами как $d \sim N^{1/3}$. Следовательно, теперь мы можем характеризовать указанную выше границу расстоянием между частицами $d \sim 1,5\lambda$.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных и теоретических расчетов следует, что теория переноса излучения в приближении разреженной среды удовлетворительно описывает электромагнитные свойства (средние значения) дискретной дисперсной среды с поглощающими рассеивателями при условии, что расстояние между частицами $d > 1,5\lambda$. В случае, когда $d < 1,5\lambda$, наблюдается принципиальное отклонение экспериментальных данных от расчетных, например, при объемной плотности частиц $C = 4,5\%$ ($d = 0,9\lambda$) различие для радиояркой температуры составляет 86 К, а для величины ослабления — 6,5 дБ. Что касается обратного рассеяния, то здесь экспериментальные и теоретические (приближение холодного слоя) данные значительно различаются (около 10 дБ) во всем диапазоне плотностей частиц. Теперь, используя экспериментальные данные, оценим параметры дисперсной среды для значения объемной плотности частиц $C = 4,5\%$ ($d = 0,9\lambda$).

Оценка электродинамических параметров производилась при помощи специально разработанной методики комплексной комбинации данных активных и пассивных измерений для одной и той же исследуемой среды [Чёрный, Шарков, 1991a]. При этом выражения для радиояркой температуры были получены в приближении «чистого» поглощения [Sharkov, 2003]. Важно отметить, что учет интегрального члена в уравнении переноса, описывающего «внутреннее перерассеяние» в слое, не приводит в рассматриваемом случае поглощающих рассеивателей к существенному изменению спектральных характеристик среды, о чем свидетельствует сравнение расчетов с результатами решения аналогичной задачи методами двойных сферических гармоник и Монте-Карло. Важно отметить, что при указанных значениях концентрации частиц в среде электродинамические параметры дисперсной среды по сравнению с расчетными значениями (для разреженной среды), полученными в приближении однократного рассеяния, существенно изменились. Так, альbedo рассеяния единицы объема дисперсной среды N_1 уменьшилось в три раза (со значения 0,63 до 0,22), коэффициенты экстинкции и поглощения, наоборот, возросли примерно в полтора (со значения 0,63 до 0,94 см^{-1}) и три раза (со значения 0,23 до 0,73 см^{-1}), соответственно, а значение коэффициента рассеяния при этом уменьшилось в два раза (со значения 0,40 до 0,21 см^{-1}). Рассмотренный результат показывает, что для дисперсной концентрирован-

ной среды с поглощающими рассеивателями взаимодействие частиц приводит, главным образом, к возрастанию поглощения в среде и, следовательно, к увеличению ее собственного излучения и, кроме того, к уменьшению рассеивающих свойств среды.

7.6.4. Флуктуационные моды экстинкции сред

Важно отметить, что в работе [Чёрный, Шарков, 1991a] экспериментально показана принципиальная смена характера флуктуационного режима экстинкции в концентрированной среде. Этот эффект наглядно иллюстрируется на рис. 7.12, где представлены регистрограммы прошедшего через среду внешнего гармонического сигнала, рассматриваемого на промежуточной частоте. Флуктуации интенсивности прошедшего излучения наблюдаются в виде зеркально-симметричной амплитудной модуляции сигнала. Измерения выполнялись при регистрации полного ослабления (экстинкции) в среде в режиме «на просвет». Нетрудно видеть, что статистические характеристики сигнала в случае двух различающихся концентраций резко изменяются. Одна из возможных физических причин, объясняющих флуктуации прошедшего через среду излучения, могла быть связана с изменением количества частиц в исследуемом объеме. Однако покажем, что это не так. Так, например, рассмотрим в соответствии с законом Бугера отношение интенсивностей ослабленного средой внешнего излучения для разных моментов времени:

$$(I_1/I_2) = \exp(\tau_2 - \tau_1) \quad (7.70)$$

или

$$\tau_2 - \tau_1 = \ln(I_1/I_2), \quad (7.71)$$

где τ_1 и τ_2 — оптические толщины исследуемой дисперсной среды в различные моменты времени. Поскольку в приближении однократного рассеяния для среды с монохроматическим спектром частиц $\tau = Q_E \pi r^2 N s$ (здесь s — линейный размер среды), следовательно, можно записать конечно-разностное соотношение:

$$(\Delta N/N) = (\Delta \tau/\tau) = (1/\tau) \ln(I_1/I_2). \quad (7.72)$$

Исходя из этого соотношения, оценим максимальное значение $(\Delta N/N)$ для объемной плотности частиц дисперсной среды $C = 4,5\%$, при которой $(I_{\max}/I_{\min}) = 6,1$, а величина $\tau = \gamma/4,34 = 3,34$ представляет собой среднее значение оптической толщины. Подставляя это значение в (7.72), находим $(\Delta N/N) = 54\%$, но это невозможно, поскольку флуктуации плотности частиц в дисперсном потоке с вероятностью 0,95 не превышают 2%. Таким образом, резкое возрастание дисперсии флуктуаций экстинкции среды не определяются флуктуациями числа частиц в потоке, а имеет другую физическую причину.

Отметим принципиальный момент, заключающийся в том, что с увеличением плотности частиц изменяется и сам характер флуктуаций. Так, вероятностное распределение интенсивности сигнала, прошедшего через исследуемую среду при $C = 0,28\%$, носит выраженный нормальный характер,

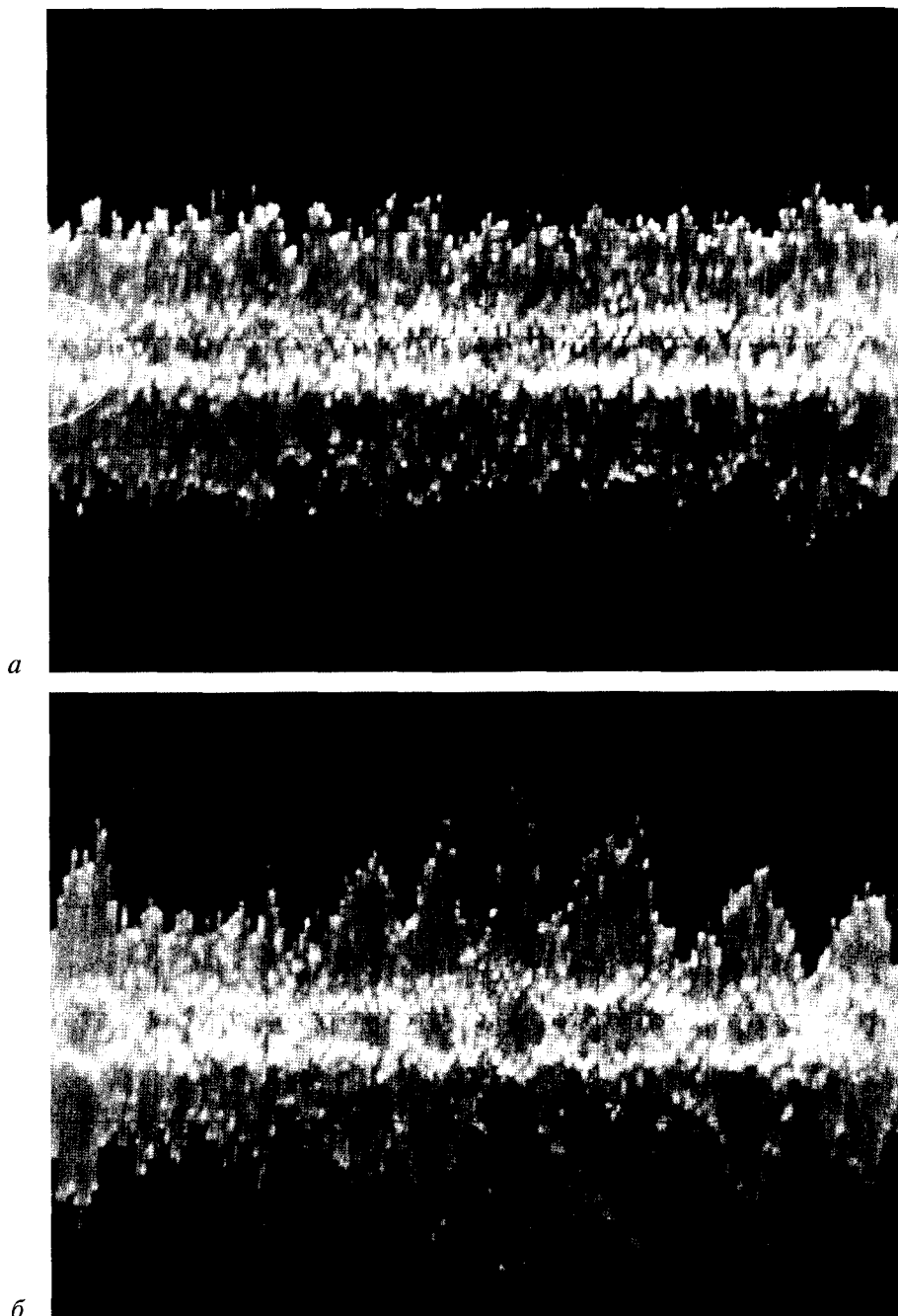
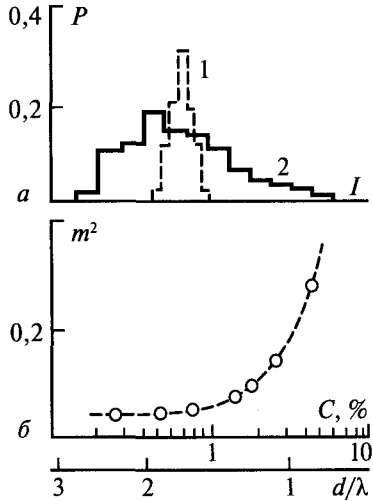


Рис. 7.12. Фотографические изображения регистрограмм сигнала (на промежуточной частоте), прошедшего через водно-капельную среду с объемной концентрацией 0,28 % (*a*) и 4,5 % (*б*)

Рис. 7.13. Статистические характеристики сигнала, прошедшего через водно-капельную среду: *a* — плотность распределения амплитуды сигнала при объемной концентрации 0,28 % (1) и 4,5 % (2); *б* — индекс осцилляций m^2 как функция объемной концентрации и расстояния между частицами



а при $C = 4,5\%$ флуктуации интенсивности распределены логарифмически нормально (рис. 7.13). Указанное обстоятельство хорошо выявляется и на регистрограммах при визуальном наблюдении (см. рис. 7.12). При указанных значениях объемной плотности и, соответственно, при $d/\lambda \sim 1,5$ резко возрастает так называемый индекс мерцания (см. рис. 7.13б). Последняя характеристика часто используется при оптических наблюдениях, откуда и произошло такое название. Однако указанные характеристики не дают детальной картины распределения флуктуаций по масштабам взаимодействий. Рассмотрим поведение структурной функции, выраженной в пространственных координатах. Переход от спектрально-временных координат t и f к пространственно-частотному представлению R и k (пространственно-волновое число) может быть осуществлен на основании гипотезы о «замороженности» неоднородностей в движущемся потоке:

$$R = vt, \quad k = \frac{2\pi f}{v}, \quad (7.73)$$

где v — скорость потока частиц в направлении, перпендикулярном распространению излучения. На рис. 7.14 представлена структурная функции флуктуаций интенсивности сигнала для трех значений объемной плотности дисперсной среды. Теперь проанализируем поведение структурной функции, которая представляет собой средний квадрат модуля приращения флуктуационной компоненты $I(R)$ интенсивности $I(R)$ [Рытов и др., 1978]:

$$D(R_1, R_2) = \left\langle |I(R_1) - I(R_2)|^2 \right\rangle. \quad (7.74)$$

Если изучаемое пространственное поле носит характер локально однородного, т. е. зависящего только от разности масштабов взаимодействий $R = R_1 - R_2$, то вид структурной функции может быть существенно упрощен:

$$D(R) = 2[B(0) - B(R)], \quad (7.75)$$

где $B(R)$ — пространственная корреляционная функция [Рытов и др., 1978]. Важное свойство структурной функции состоит в том, что она исключает из рассмотрения крупномасштабные неоднородности L_0 . В нашем случае это характерные размеры потока частиц. Корреляционная функция в равной мере учитывает флуктуации любого масштаба. Поэтому использование структурной

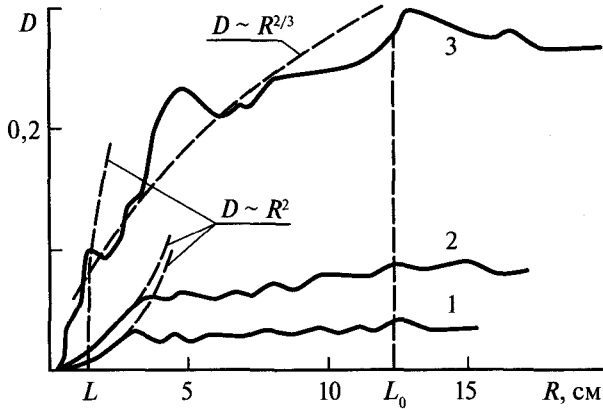


Рис. 7.14. Структурная функция флуктуаций интенсивности сигнала, прошедшего через водно-капельную среду с объемной концентрацией 0,28 % (1), 1,5 % (2) и 4,5 % (3)

функции оказывается физически оправданным в тех случаях, когда нас интересуют флуктуации в масштабах, гораздо меньших, чем L_0 .

При $C = 0,28\%$ и $1,5\%$ наблюдается быстрое насыщение структурной функции в масштабах порядка $R = 3$ см. При $C = 4,5\%$ вид структурной функции принципиально отличен от предыдущих случаев. Здесь четко прослеживается как внутренний ($l_0 = 1,5$ см), так и внешний ($L_0 = 12$ см) масштаб неоднородностей, а в интервале $l_0 < R < L_0$ структурная функция нарастает как $D \sim R^{2/3}$. Предельное значение структурной функции (в области насыщения) равно удвоенному значению дисперсии флуктуаций.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что при объемной плотности частиц $C = 4,5\%$ ($d = 0,9\lambda$) рассеяние электромагнитного излучения в среде происходит на пространственных неоднородностях, масштаб которых лежит в интервале $l_0 = 1,5$ см и $L_0 = 12$ см, что, оказывается, много больше размера частиц (диаметр — $0,3$ см) и расстояния между ними ($d = 0,7$ см). Это, в свою очередь, подтверждает наличие коллективных эффектов в рассеянии. То обстоятельство, что флуктуации интенсивности распределены логарифмически нормально, а спектр флуктуаций и структурная функция могут быть описаны известными степенными законами « $-5/3$ » и « $2/3$ », соответственно, указывает на турбулентно-связанный характер флуктуаций с квазивихревыми неоднородностями. Следовательно, можно считать, что дискретная дисперсная среда при $d < \lambda$ приобретает свойства сплошной случайно-неоднородной среды, в которой имеют место пространственные флуктуации диэлектрической проницаемости [Рытов и др., 1978].

Рассмотрим теперь результаты, полученные с помощью доплеровского скаттерометра, в режиме наблюдения обратного рассеяния микроволнового излучения той же самой дисперсной среды [Чёрный, Шарков, 1991б]. На рис. 7.15 представлены доплеровские спектры скаттерометрического сигнала, рассеянного дисперсной средой в обратном направлении. Измерения про-

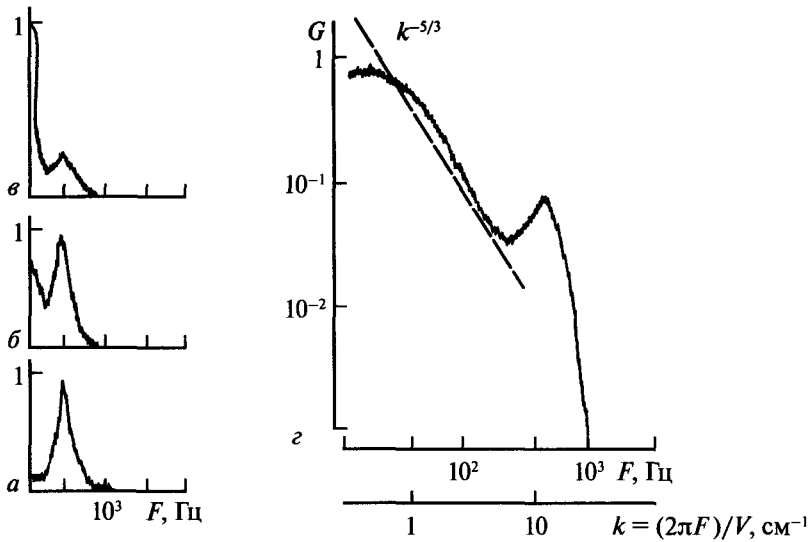


Рис. 7.15. Нормированный доплеровский спектр обратно рассеянного сигнала от дисперсной среды с тремя значениями объемных концентраций: *a* — 4,5%; *б* — 1,5%; *в* — 0,28%; *г* — 4,5% (в билигарифмических координатах). $V_D = 1,7$ м/с; $V = 2$ м/с

водились таким образом, что движущийся поток частиц имел компоненту скорости в направлении прибора. Поэтому рассеянная частицами мощность излучения находится в спектре рассеянного сигнала на доплеровской частоте F_D , определяемой компонентой скорости потока в направлении прибора $F_D = 2V_D / \lambda$, что четко наблюдается для объемной плотности частиц $C = 0,28\%$. Однако с ростом плотности частиц (см. рис. 7.15*a, б*) вид спектра принципиально изменяется и наряду с доплеровскими компонентами появляется дополнительная компонента в спектре, которая сосредоточена вблизи «нулевых» частот (при $C = 4,5\%$). Появление в спектре «нулевых» частот, в случае движущихся рассеивателей, физически может быть связано с потерей временной когерентности рассеянного сигнала, которая приводит к тому, что становится невозможным осуществить фазовое детектирование сигнала с целью получения информации о скорости движения объекта на основании эффекта Доплера.

Представление результатов в билигарифмической системе координат (см. рис. 7.15*г*) выявляет интересную деталь — спектр «некогерентной» составляющей подчинен степенному закону « $-5/3$ » в частотном интервале 20–200 Гц. Более того, интервал пространственных частот k , где спектр подчинен закону « $-5/3$ » в режиме обратного рассеяния, точно такой же, как и в случае распространения излучения в пределах прямой видимости (на просвет) (см. рис. 7.14). Можно предположить, что как в бистатистическом, так и в скаттерометрическом режимах измерений флуктуации, интенсивности имеют одну и ту же природу. Степенной закон в спектре рассеяния, как и гамма-распределение

амплитуд интенсивностей, можно трактовать как результат рассеяния от фрактальной, геометрически связанной структуры (или турбулентно-связанного пространства) в объемном теле дискретного потока [Lakhtakia et al., 1987; Varadan et al., 1983].

Анализ расчетных данных и данных эксперимента показывает, что имеется вполне определенное (критическое) значение расстояния между поглощающими рассеивателями ($d/\lambda \leq 1,5$), которое обуславливает принципиальную перестройку как средних значений электродинамических параметров, так и флуктуационного режима.

Интересно сопоставить экспериментальные результаты с условием конденсированности (в электродинамическом смысле) дискретных сред, полученным теоретически в книге [Рытов и др., 1978]:

$$n\alpha \geq 1, \quad (7.76)$$

где n — средняя концентрация рассеивателей; α — поляризуемость частиц, которая в рэлеевском приближении равна

$$\alpha = r^3 \left| (\dot{\epsilon} - 1) / (\dot{\epsilon} + 2) \right|, \quad (7.77)$$

где ϵ — комплексная диэлектрическая постоянная материала рассеивателя. Физически условие (7.76) описывает вклад в действующее поле индуцированных диполей, ближайших к исходной частице. Итак, учитывая при критическом значении $d = 1,5\lambda$ $n \approx 2,6 \text{ см}^{-3}$, имеем

$$n|\alpha| = 1,2 \cdot 10^{-3} \ll 1.$$

Таким образом, задолго до удовлетворения условия (7.76) концентрированная дискретная среда принципиально меняет свои свойства и становится в определенном смысле похожа на непрерывную среду с флуктуирующими параметрами.

Интересно отметить, что, казалось бы, подобные физические структуры (совокупность водных полых сфер) проявляют себя совершенно противоположным образом: даже компактная плотная упаковка рассеивателей такого типа не дает какого-либо заметного вклада в электродинамику системы благодаря очень слабому эффекту взаимодействия между единичными структурами. Каждая из полых водных сфер представляет собой почти чернотельный излучатель, не обладающий сколько-нибудь заметными рассеивающими свойствами и не взаимодействующий с окружающими элементами системы [Райзер, Шарков, 1981].

ВЫВОДЫ

Результаты специализированных экспериментов, выполненных под руководством автора настоящей книги, по исследованию электромагнитных свойств концентрированных капельных потоков и возможности использования их для формирования электродинамических моделей капельно-брызговой фазы об-

рушающихся волн позволили установить границы применимости теории переноса излучения для описания электродинамических параметров дискретных аэродисперсных сред с высокой плотностью поглощающих рассеивателей. Экспериментально установлено, что при электромагнитном взаимодействии уединенных рассеивателей аэродисперсная дискретная система приобретает свойства сплошной турбулентной среды с пространственными флуктуациями диэлектрических характеристик. Предложена качественно новая электродинамическая модель дискретной среды с учетом взаимодействия рассеивателей.

Глава 8

Натурные оптико-микроволновые дистанционные исследования переходной зоны в системе океан — атмосфера

В настоящей главе представлены результаты экспериментальных дистанционных натурных исследований, в задачу которых входило выявление физических особенностей и электромагнитных свойств дисперсных случайных структур, образующихся в процессе обрушения гравитационных волн и захвата капельно-брызговой фазы (КБФ) в мощный воздушный поток приповерхностного ветра. При этом принципиальное значение имеет инструментальная контролируемость гидрометеорологических условий, а также пространственно-временных характеристик поля обрушения океанических волн, турбулентного режима ветрового поля, состояния термической стратификации и барического поля. Измерение пространственных характеристик указанных параметров дистанционными методами само по себе является сложной экспериментальной проблемой. Как представляется, реальный подход к выявлению физических особенностей случайных дисперсных сред в системе океан — атмосфера заключается, прежде всего, в комплексном (радиооптика) и многочастотном (радиоспектроскопия) активно-пассивном зондировании системы океан — атмосфера, совершенствовании методик обработки аэрокосмической информации и радиофизических моделей этой системы.

8.1. О ПРОБЛЕМАХ АЭРОКОСМИЧЕСКОЙ ОКЕАНОГРАФИИ

Одной из актуальных задач современного этапа развития аэрокосмической океанографии является исследование механизмов взаимодействия электромагнитного излучения с взволнованной морской поверхностью. Несмотря на то, что исследования за последние 25—30 лет показали в целом справедливость двухмасштабной радиофизической модели рассеяния для сигналов вертикальной поляризации (в режиме передача-прием) [Moor, Fung, 1979; Alpers,

Hasselmann, 1982; Булатов и др., 2003; Каневский, 2004], результаты целого ряда работ указывают на настоятельную необходимость постановки специальных экспериментов с целью выявления физических особенностей при рассеянии зондирующих сигналов с горизонтальной поляризацией.

Последнее связано с тем, что в этом режиме на изображении (реальном или синтезированном) возникают мощные всплески рассеянного сигнала, формирующие своеобразную спекл-структуру изображений и существенно ограничивающие возможности наблюдения и спектральной обработки регулярной структуры морского волнения и поверхностных проявлений внутри-океанических явлений (вплоть до полного исчезновения квазирегулярной структуры). В качестве характерного примера приведем радиоизображения (рис. 8.1) одной и той же океанической поверхности северо-западной части Тихого океана около полуострова Камчатка, полученные самолетной РЛС БО в рамках комплексных летно-морских работ ИКИ АН СССР по дистанционному изучению структуры морской поверхности. В условиях среднего волнения (см. рис. 8.1а) явно выделяется квазирегулярная структура поверхностных проявлений внутренних волн. В условиях же сильного волнения 6 баллов (см. рис. 8.1б) спекл-структура рассеянного сигнала полностью подавляет квазирегулярную структуру поверхностных проявлений внутренних волн.

При этом можно считать твердо установленным факт наличия корреляции между спекл-сигналами и процессом обрушения крупных гравитационных волн, высвечиваемых зондирующим сигналом в пространственном элементе разрешения [Калмыков и др., 1976; Lewis, Olin, 1980]. Однако дальнейший анализ выявляет весьма различные точки зрения на физическую природу формирования рассеянного сигнала. Одна, весьма распространенная, точка зрения [Moog, Fung, 1979; Kwoh, Lake, 1985; Булатов и др., 2003; Каневский, 2004] и др. базируется на гипотезе о доминирующем вкладе в обратное рассеяние квазизеркального (по отношению к наблюдателю) отражения электромагнитных волн от опрокидывающихся гребней, включая и дифракционные явления на заостренных гребнях, и резонансное рассеяние на захваченных волной цугах капиллярных волн (брэгговский механизм). Согласно другой точке зрения [Kalmykov et al., 1976], обратно-рассеянный сигнал формируется за счет взаимодействия электромагнитных волн с дисперсной фазой обрушающейся волны. Отметим, однако, что авторы обеих гипотез не приводят достаточно корректных экспериментальных доказательств, поскольку соответствующие эксперименты проведены либо в лабораториях [Kwoh, Lake, 1985], либо в достаточно экзотических условиях — при набегании волны на берег [Lewis, Olin, 1980] или на подводный волнолом [Калмыков и др., 1976]. За последние годы был выполнен ряд радиофизических экспериментов в специальном волновом бассейне [Sletten et al., 2003]. Однако полной ясности в выявление физического механизма обратного рассеяния эти эксперименты также не внесли.

Естественно, результаты этих исследований не могут быть в полной мере соотнесены с реальной ситуацией в открытом океане. Существенной для выяснения физических причин формирования спекл-структуры поля обратного рассеяния является постановка детального радиофизического эксперимента с



Рис. 8.1a. Радиолокационное изображение морской поверхности на ГГ-поляризации, полученное при помощи РЛС БО «Торос» в северо-западной части Тихого океана у полуострова Камчатка над Курило-Камчатской впадиной, отражающее поверхностные проявления внутренних волн в виде серии цугов волновых систем в условиях среднего волнения. Расстояние между светлыми линиями — 5 км

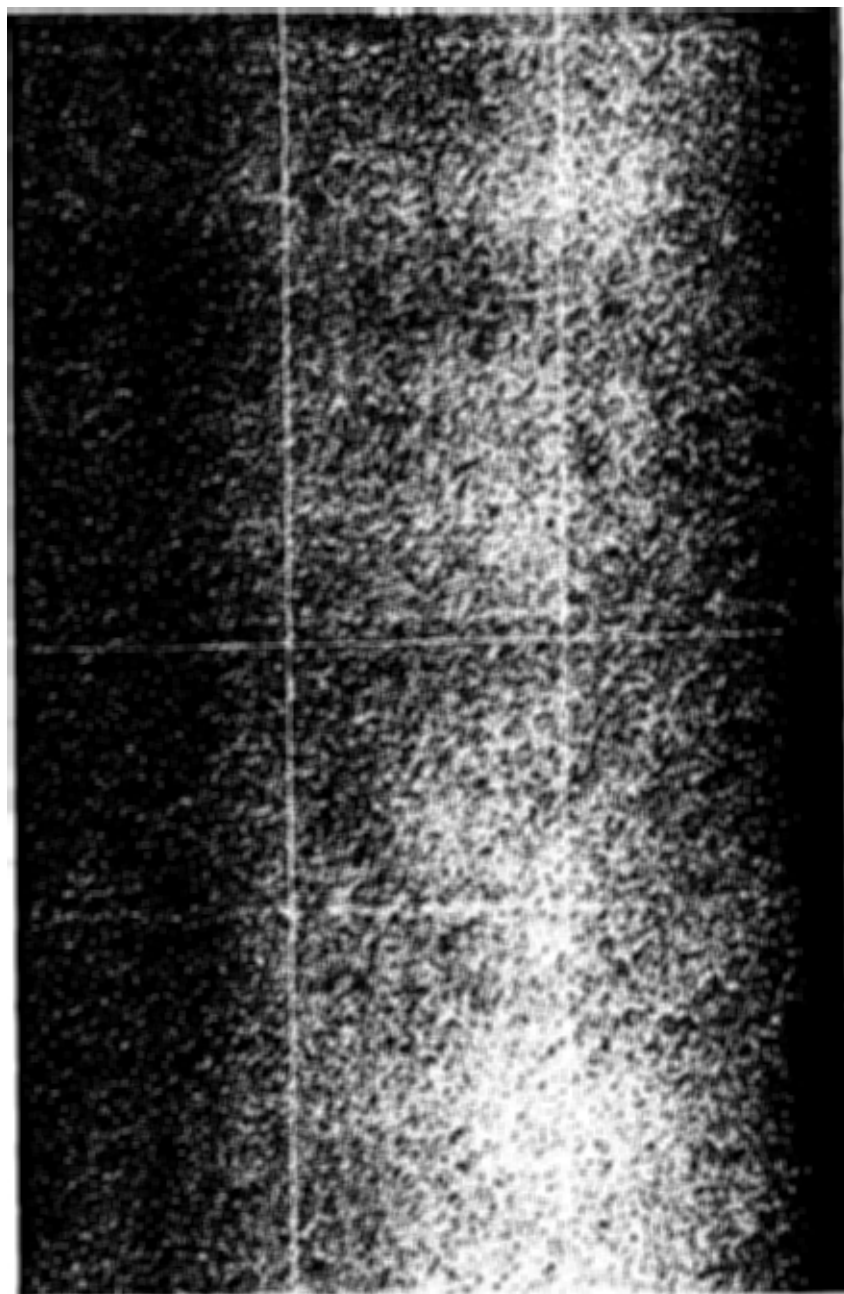


Рис. 8.1б. Радиолокационное изображение того же района при сильном волнении, отражающее спекл-структуру поля обратного рассеяния. Расстояние между светлыми линиями — 5 км

подробной кино- и фоторегистрацией процесса обрушения единичных крупных гравитационных волн, проводимого в морских условиях, но по своим геометрическим параметрам (угол наблюдения, элемент разрешения и др.) сходного с ситуацией, возникающей при наблюдениях с аэро- и космических носителей. Описанию результатов такого сорта экспериментов и посвящена настоящая глава.

8.2. ОПТИКО-РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ОБРУШЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННОЙ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

В разделе представлены результаты экспериментальных исследований, направленных на выявление наиболее адекватного способа описания и формирование электродинамических моделей дисперсных структур, образующихся в процессе обрушения гравитационных волн в естественных условиях морского волнения. Эти исследования были выполнены в рамках комплексных работ ИКИ АН СССР по дистанционному изучению структуры морской поверхности. Эксперименты проводились в 26-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев» в акватории Индийского океана [Чёрный, Шарков, 1988].

8.2.1. Аппаратура, методика и условия проведения эксперимента

Особенность настоящего эксперимента заключалась в использовании в качестве радиофизического дистанционного средства уникального активно-пассивного комплекса 8-миллиметрового диапазона, а именно совмещенного радиотеплового радиометра и доплеровского скаттерометра с аналоговым магнитным регистратором, позволяющим записывать флуктуационные составляющие сигналов вплоть до 5 кГц, затем проводить подробную фурье-обработку доплеровских компонент рассеянного сигнала и выявлять их детальную временную эволюцию.

Блок-схема, принцип работы совмещенного радиотеплового радиометра и доплеровского скаттерометра представлены в работе [Чёрный, 1982].

Основные экспериментальные характеристики радиометра-скаттерометра

Флуктуационная чувствительность радиометра при постоянной времени интегрирования 1 с	$\Delta T = 0,2$ К
Энергетическая и радиометрическая полосы пропускания радиометра, измеренные с привлечением специальной методики [Sharkov, 2003].	1160 и 1670 МГц соответственно
Полоса пропускания низкочастотных трактов (после квадратичного детектора)	20–20 000 Гц
Мощность в излучающей антенне (скаттерометрический канал) ...	40 мВт

Динамический диапазон измерений по скаттерометрическому каналу относительно собственных шумов приемника	Не хуже 60 дБ
Минимально обнаруживаемая эффективная поверхность рассеяния, измеренная с помощью уголкового отражателя на расстоянии 55 м	$3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$
Разрешение по доплеровской скорости измеряемого объекта (среднеквадратическое отклонение)	0,04 м/с
Ширина диаграммы направленности главного лепестка рупорных антенн (ДНА) по уровню 3 дБ (крепление антенн предусматривает возможность проведения измерений в режиме излучение-прием на всех видах поляризации — ВВ, ГГ, а также в режиме кроссполяризации — ГВ и ВГ)	12°

Дистанционное зондирование морской поверхности осуществлялось с помощью радиометра-скаттерометра, ВЧ-блок и антенная система которого были установлены на гиростабилизированной платформе поворотного устройства по левому борту судна на высоте 11 м от среднего уровня водной поверхности. Система угловой стабилизации устройства позволяла компенсировать влияние бортовой качки судна с точностью $\pm 0,2^\circ$ и, тем самым, поддерживать угол наблюдения антенн постоянным, независимо от угла крена судна, и равным 80° (от вертикали). Пространственный элемент разрешения скаттерометрического канала формировался за счет диаграммы направленности антенны и особенностей когерентного приема сигнала с частотной модуляцией (ЧМ) (оггибающая функция Бесселя) и определялся интегралом свертки $P = P_1 \times P_2$, где $P_1(x, y)$ — зона, высвечиваемая на морской поверхности диаграммой направленности антенны (ДНА) ($i = 1$) и формируемая за счет ЧМ ($i = 2$). Специальная калибровка элемента разрешения скаттерометра по передвижному уголкового отражателю показала, что зона (по уровню 3 дБ) максимальной чувствительности представляет собой эллипс с размером главных осей 120 и 30 м с наклонной дальностью до центра эллипса 70 м.

Радиофизические измерения пено-брызговых дисперсных образований в процессе обрушения крупных гравитационных волн сопровождалась синхронной киносъемкой. Последняя проводилась при помощи кинокамеры со скоростью 48 кадров в секунду. Синхронизация выполнялась путем выдачи на магнитофон импульс-метки, временное положение которой характеризует момент запуска кинокамеры. Дальнейшее сопоставление двух видов (оптической и радио) информации осуществлялось путем поккадровой привязки киносъемки к воспроизведенным на аналоговом самописце с магнитофона регистрограмм радиосигналов активного и пассивного каналов. Полное время киносъемки цикла измерений, как правило, не превышало 20 с, поэтому погрешность временной синхронизации, с учетом отклонения скорости движения ленты магнитофона от номинальной в $\pm 1\%$, составляла менее $\pm 0,2$ с.

При выполнении экспериментов особое внимание уделялось (и в этом состояла основная методическая сложность эксперимента) выделению и фиксации начального этапа обрушения волны, под которым понималась стадия

формирования обостренного гребня (но еще без пенной фазы). При этом начальная фаза должна быть зафиксирована у волны в тот момент, когда сама волна находится непосредственно в зоне максимальной чувствительности элемента разрешения. Эту операцию — своеобразное «стробирование» гравитационной волны в момент обрушения по дальности — выполнял опытный оператор (с биноклем), и он же запускал метки системы регистрации. Наблюдения обрушения поверхностных волн были выполнены в системе развитого волнения. По данным стандартных гидрометеорологических измерений, состояние поверхности моря составляло 3–4 балла, скорость ветра (на высоте 20 м) — 12–13 м/с, высота волн — 2,5 м, средний период энергонесущей компоненты волнения — 5 с.

8.2.2. Экспериментальные исследования естественного обрушения

Типичным примером синхронных наблюдений морской поверхности при указанной геометрии служит регистрограмма рис. 8.2, где изображен временной ход обратно рассеянного и радиотеплового сигналов при одинаковых постоянных времени и на двух видах поляризации. Характерным здесь является наличие на флуктуирующем «брэгговском» фоне обратно рассеянного сигнала сильно выраженных всплесков в режиме ГГ (до 10 дБ по отношению к среднему фону). Отметим, что никаких резких изменений сигнала («всплесков») по радиотепловому каналу не наблюдалось (несмотря на равенство постоянных времени активного и пассивного каналов). Изменение общего среднего уровня собственного излучения (радиояркостьная температура — T_B) в режимах ВВ и ГГ связано с поляризационными свойствами излучательной способности поверхности, а выраженная модуляция радиотеплового сигнала определяется вариациями уклонов крупномасштабных волн, проходящих через мгновенное поле зрения ДНА комплекса. Так, спектральный анализ временного хода T_B позволил определить, что средний период энергонесущей компоненты (с учетом движения судна) составил 4,7–5 с, что совпадает с результатами гидрометеозмерений. Однако выполнить аналогичный анализ для скаттерометрического сигнала в полной мере не удалось ввиду сильного шумового спектрального фона (вплоть до 150–200 Гц) от «дельта»-импульсов всплесков и флуктуирующего брэгговского фона. Отмеченные всплески скаттерометрического сигнала были вызваны обрушением отдельных гравитационных волн.

Возможности дистанционной аппаратуры позволили детально изучить особенности радиотеплового и скаттерометрического сигналов отдельных обрушений гравитационных волн. Кинограмма процесса обрушения волны представлена на рис. 8.3. Синхронные регистрограммы вариаций радиояркостьной температуры T_B и эффективной поверхности обратного рассеяния (ЭПР) σ приведены на рис. 8.4, а результат спектральной обработки доплеровских компонент скаттерометрического сигнала — на рис. 8.5. Момент начала отсчета времени на всех трех рисунках строго синхронизирован.

Отметим особенности проведенных измерений. Из анализа кинограммы видно, что перед обрушением конфигурация волны изменяется и характе-

ризуется заостренной вершиной (см. рис. 8.3а; $t = 0$ с). Важно отметить, что именно этот момент времени в сигнале скаттерометра пока не наблюдается никаких особенностей (в противоположность положениям гипотезы о квази-зеркальных отражениях), а для вариаций радиояркой температуры отмечается промежуточный максимум (см. рис. 8.4). Появление максимума связано с тем, что часть поверхности в мгновенном пятне ДНА рассматривается под углом наблюдения, меньшем, чем остальная поверхность, что и обуславливает положительный вклад в значение радиояркой температуры T_B на горизонтальной поляризации.

Затем происходит обрушение волны и образование «вскипающего» буруна (см. рис. 8.3б–д; $t = 0,5–2,0$ с), при этом возникает и интенсивная капельно-брызговая фаза, о чем свидетельствует резкое увеличение сигнала обратного рассеяния примерно на 10 дБ. Время жизни интенсивной фазы капельно-брызговой структуры составляет порядка 1 с (см. гл. 4), после чего происходит образование пенного поля (см. рис. 8.3д; $t = 2$ с). В результате анализа кинограммы и вариаций радиояркой температуры, вызванных образованием пены, следует, что размер пенного пятна достигает своего максимума через 4–5 с после начала обрушения волны (см. рис. 8.3и–м; $t = 4–5,5$ с) и затем происходит распад пенного поля.

Согласно визуальным оценкам, размер пенного пятна составлял 10–15 м. Контраст радиояркой температуры от пенного поля равен всего 5–6 К. Это объясняется тем, что угловые размеры участка пенного покрова значительно меньше угловых размеров мгновенного поля зрения ДНА, и осред-

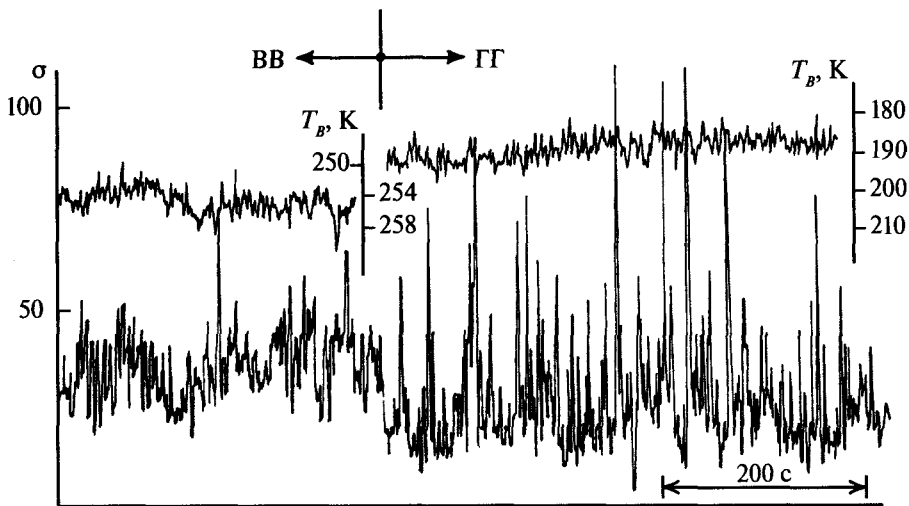


Рис. 8.2. Временная регистрограмма, полученная при синхронной работе радиотеплового (верхняя запись) и скаттерометрического (нижняя запись) каналов на вертикальной (ВВ) и горизонтальной (ГГ) поляризациях (в режимах излучение – прием) при наблюдении морской поверхности при волнении 3–4 балла. Постоянная времени накопления обоих каналов – 0,5 с

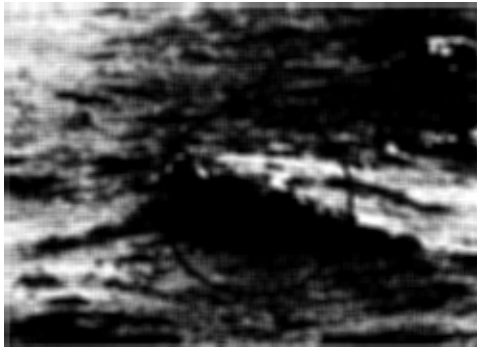
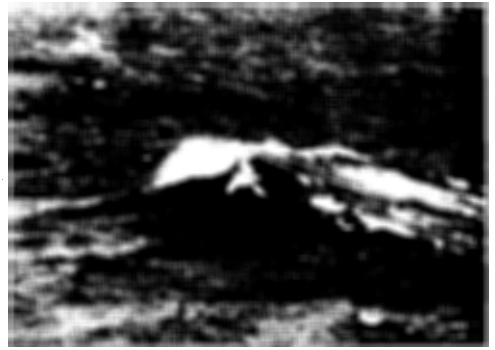
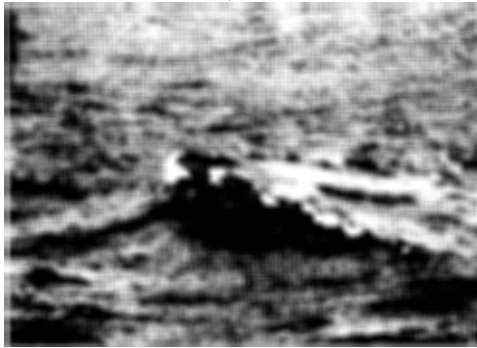
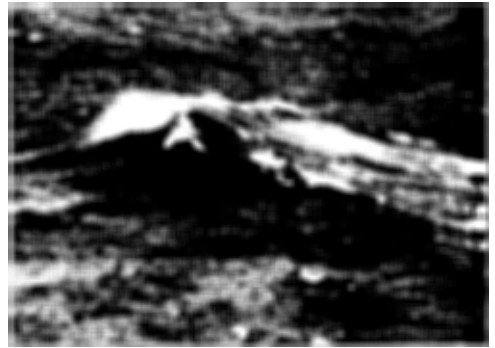
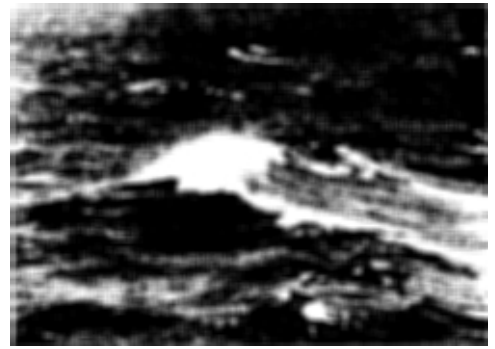
*a**z**б**д**в**е*

Рис. 8.3а–е. Кинограмма процесса обрушения гравитационной волны. Время, с: *a* — 0; *б* — 0,5; *в* — 1,0; *z* — 1,5; *д* — 2,0; *е* — 2,5. Нулевой момент времени *a* соответствует обострению гребня волны. Поле в черной окружности на фото *a* соответствует полю зрения главного лепестка антенны в картинной плоскости

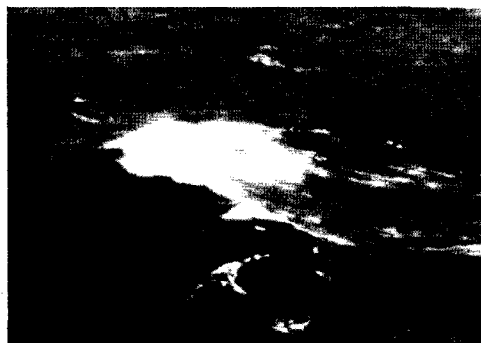
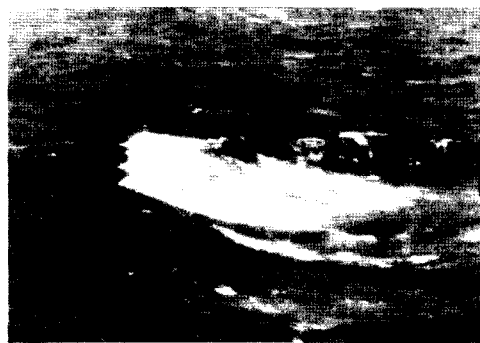
*ж**к**з**л**и**м*

Рис. 8.3ж–м. Кинограмма процесса обрушения гравитационной волны. Время, с:
ж – 3,0; *з* – 3,5; *и* – 4,0; *к* – 4,5; *л* – 5,0; *м* – 5,5

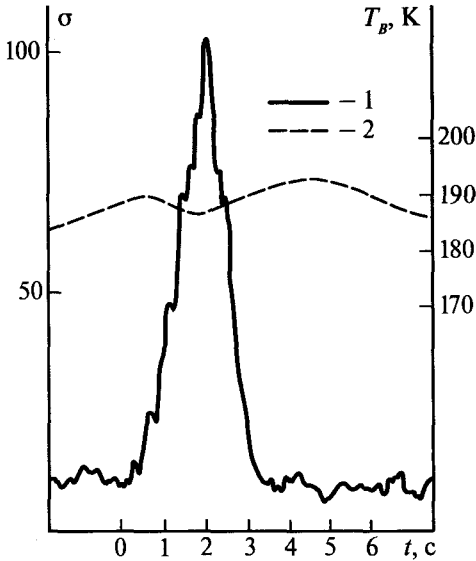


Рис. 8.4. Временная регистрограмма скаттерометрического (1) и радиотеплового (2) каналов в процессе обрушения гравитационной волны. Временной ход регистрограммы строго синхронизован с кинограммой (см. рис. 8.3). Режим поляризации каналов — ГГ

нение радиояркостной температуры осуществляется по площади антенного пятна. С учетом этого обстоятельства (по соответствующим правилам [Sharkov, 2003]) можно оценить яркостный контраст пенного поля, который составляет около 80 К (на длине волны $\lambda = 8$ мм). Указанная оценка находится в хорошем соответствии с натурными измерениями (см. гл. 6). Интересно отметить, что

промежуточный минимум радиотеплового сигнала (см. рис. 8.4; $t = 2$ с) точно соответствует моменту резкого возрастания обратно рассеянного сигнала при обрушении волны (см. рис. 8.3; $t = 2$ с) и исчезновению выраженного уклона (на наблюдателя) у гравитационной волны, хотя сама волна и прослеживается в мгновенном пятне ДНА вплоть до момента $t = 3,5$ с. Непосредственно пенная структура при рождении ($t = 1-1,5$ с) обладает скоростью [Lewis, Olin, 1980] порядка 1–1,5 м/с, а затем практически останавливается в своем движении в промежуток времени $t = 4,0-5,5$ с, что наглядно демонстрируют кадры рис. 8.3и–м.

Что же касается амплитуды всплеска рассеянного сигнала, то нетрудно видеть, что истинное значение ЭПР — σ_0 рассеивающего объекта — связано с его измеренным контрастом ($\Delta\sigma$) и геометрической площадью (S_0) как $\sigma_0 = \sigma_F + \Delta\sigma(S/S_0)$, где S — площадь, «высвечиваемая» на поверхности ДНА, σ_F — «фоновая» ЭПР. Если предположить линейные размеры рассеивающего объекта порядка 5 м, то $\sigma_0/\sigma_F \approx 30-35$ дБ.

Теперь проанализируем результат спектральной обработки скаттерометрического сигнала. Специфика использованного в эксперименте скаттерометрического прибора, а именно, работа в непрерывном режиме излучения с синусоидальной частотной модуляцией и выделением в приемной части второй гармоники частоты модуляции [Чёрный, 1982], позволяет получить информацию о скорости движения объектов по спектральному анализу амплитудных флуктуаций сигнала. Спектральная обработка скаттерометрического сигнала выполнена на специализированной ЭВМ при помощи алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ), а результаты представлены в виде эволюционной диаграммы текущего спектра в трехмерной системе координат: величина спектральной плотности — доплеровская частота — время (рис. 8.5). Основные характеристи-

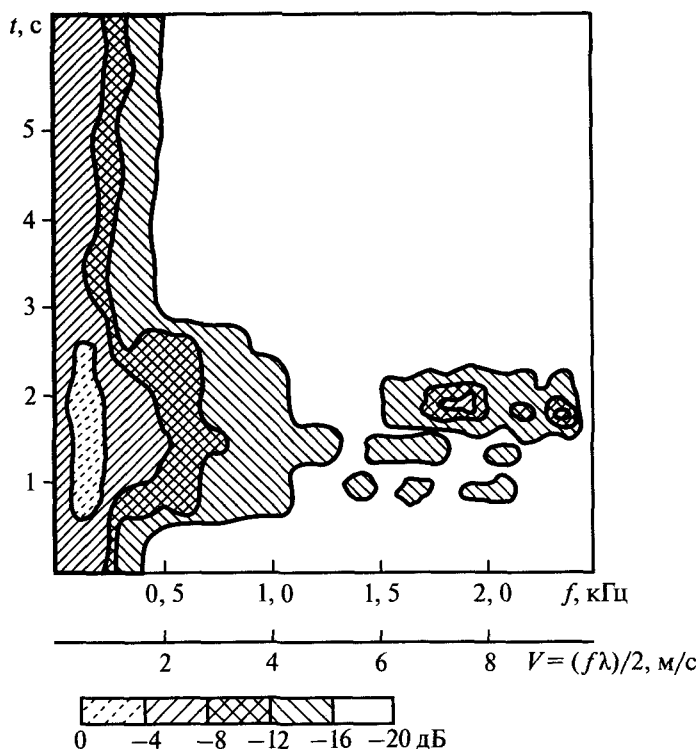


Рис. 8.5. Эволюционная временная диаграмма текущего доплеровского спектра, полученная в процессе обрушения гравитационной волны. Доплеровская частота $f = 2V/\lambda$, где V — модуль вектора скорости взаимных перемещений в направлении прибор — объект; $\lambda = 0,8$ см. Временная координата строго синхронизована с кинограммой (см. рис. 8.3) и регистрограммой дистанционных сигналов (см. рис. 8.4)

ки процесса обработки: длина выборки — 0,1 с; эффективная спектральная разрешающая способность — 20 Гц; общая полоса анализа — 20 Гц — 2,5 кГц; среднеквадратичная относительная погрешность — 0,7 (или 2,3 дБ).

Главной особенностью эволюции спектра скаттерометрического сигнала является его многомодовая динамичная структура. Наряду с низкочастотной (НЧ) областью — достаточно стабильной в течение всего процесса обрушения и спадающей в виде f^{-n} (где $n = 1,5$), обнаруживается целая серия высокочастотных (ВЧ) компонент в виде «островков», обладающих короткими временами жизни (порядка 0,1–0,2 с) и интенсивностями, сравнимыми и даже несколько превышающими НЧ-компоненты. Частотную аппроксимацию «островков» можно оценить как $(f-f_0)^{-2m}$, где $m = 3-4$, а f_0 — частота максимума «островка».

Во время появления ВЧ-компонент спектр НЧ-области существенно уширяется до частот 1,0 кГц, однако общий характер зависимости от частоты у спектра остается прежний — f^{-n} ($n = 1,5-2$). Анализ синхронной кино съемки

показывает, что текущий спектр рассеянного сигнала резко видоизменяется на том участке времени, когда в процессе обрушения появляется интенсивная капельно-брызговая фаза ($t = 1-2,5$ с). Учитывая соотношение между вектором скорости движения судна, генеральным направлением волнения (и вектором скорости ветра) и азимутом направления наблюдения на обрушающуюся волну, можно оценить горизонтальные компоненты скоростей движения рассеивателей (см. рис. 8.5): для ВЧ-области доплеровского спектра они составляют 6–9 м/с. В свою очередь, оценка вертикальных компонент скоростей рассеивателей дает для НЧ-области значения 10–18 м/с, а для ВЧ-области — 30–40 м/с.

8.2.3. Экспериментальные исследования обрушения бортовых волн

Ввиду естественных сложностей в условиях реального морского волнения полного совмещения во времени и в пространстве непосредственно процесса обрушения и мгновенного поля зрения диаграммы направленности антенны, в этом же цикле наблюдений были выполнены своего рода модельные эксперименты по регистрации обратного рассеяния и собственного излучения морской поверхности при обрушении бортовых волн, возбуждаемых движением корпуса судна. В качестве характерного примера на рис. 8.6 приведено фотоизображение бортовой волны (полученное с борта движущегося судна) в момент ее обрушения и возникновения капельно-брызговой фазы. Антенны прибора были ориентированы именно на этот участок морской поверхности (на расстоянии 10 м от корпуса), где происходило примерно каждые 5 с обрушение бортовой волны. Угол наблюдения при этом составил 55° ; поляризация режима излучение-прием — ВВ; мгновенное поле зрения ДНА — 8 м; собственное состояние волнения — около 2 баллов при скорости ветра 3–5 м/с; высота обрушающейся бортовой волны — около 1,5 м (см. рис. 8.6). Геометрия эксперимента позволяла получить устойчивую и (что методически очень важно) воспроизводимую картину явления обрушения.

Разумеется, с точки зрения гидродинамики обрушений эти процессы — обрушение на глубокой воде и обрушение корабельной волны — совершенно разные гидродинамические явления. Но с точки зрения электродинамических свойств, как мы увидим ниже, эти процессы весьма похожи. Так, из анализа рис. 8.7, где приведены синхронные регистрограммы обратного рассеяния σ и радиояркостной температуры T_B при наблюдении регулярно повторяющегося процесса обрушения бортовой волны, следует, что качественная картина хорошо соответствует процессу обрушения гравитационной волны на глубокой воде (см. рис. 8.4). Количественные же характеристики процесса определяются новой геометрией эксперимента и почти полным заполнением поля зрения ДНА пенной массой гребня, распадающейся полосовой пеной и объемом капельно-брызговой фазы. Детальная синхронная киносъемка (в данном тексте не приводится) позволила установить, что максимуму обратного рассеяния соответствует наличие капельно-брызговой фазы в обрушающейся волне («вскипающий» бурун в моменты $t = 2; 8; 12; 17$ с на диаграмме рис. 8.7),

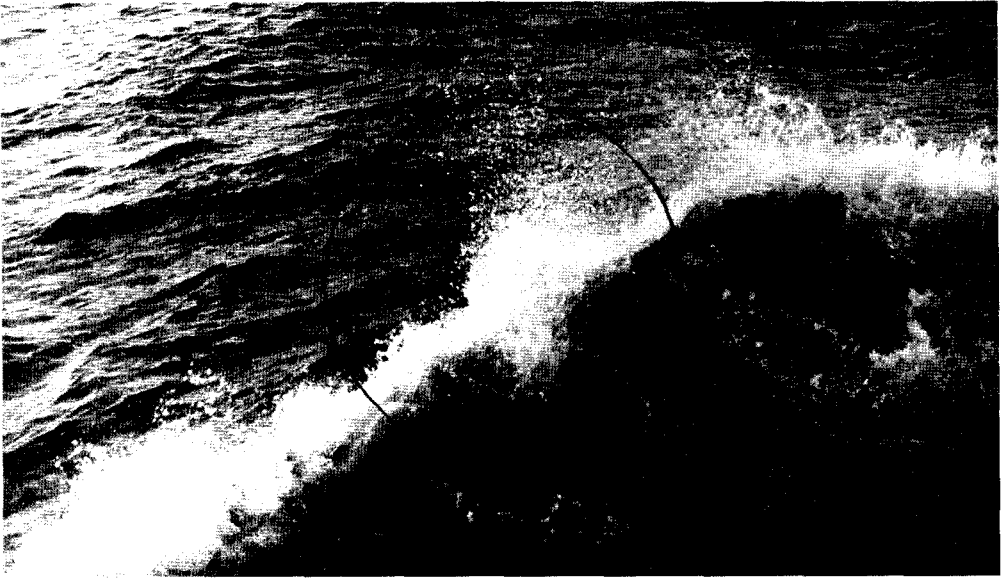


Рис. 8.6. Фотоизображение процесса обрушения корабельной волны при волнении 1 балл. Снимок выполнен с борта НИС. Поле в черной окружности на фото соответствует полю зрения главного лепестка антенны в картинной плоскости

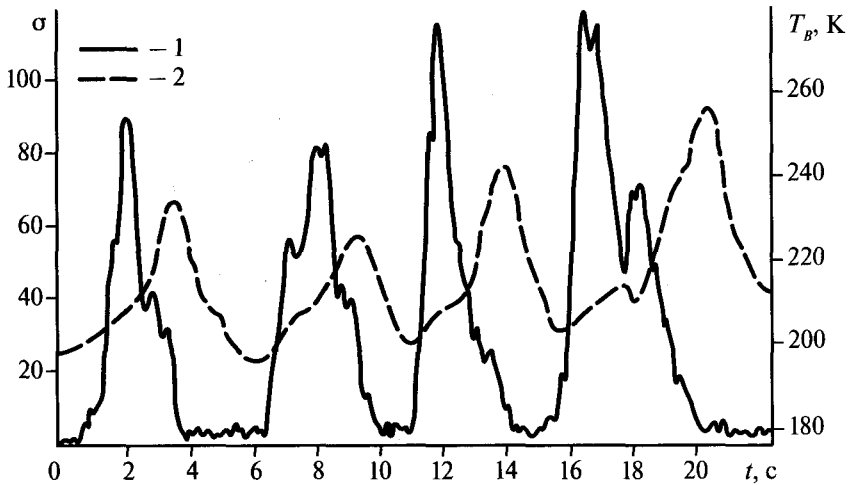


Рис. 8.7. Временная регистрограмма скаттерометрического (1) и радиотеплового (2) каналов в процессе обрушения четырех корабельных волн. Режим поляризации каналов — ВВ

а максимумы радиояростной температуры приходятся на те моменты времени, когда на поверхности образовалась полосовая пена ($t = 4; 9; 14; 21$ с на диаграмме рис. 8.7). При анализе текущего спектра скаттерометрического сигнала (рис. 8.8) также обнаружено хорошее качественное подобие со спектром величины обратного рассеяния обрушающейся волны, хотя он существенно более богат деталями, что естественно, если вспомнить более детальную геометрию настоящего эксперимента. Как и в случае обрушения индивидуальной волны, в спектре ярко выражены две области: низкочастотная в виде спадающего спектра и f^{-n} , где $n \approx 2$, а высокочастотные компоненты формируются в виде «всплесков» («островков») в частотной области в моменты появления «вскипающего» гребня и капельно-брызговой фазы над ним. ВЧ-компоненты

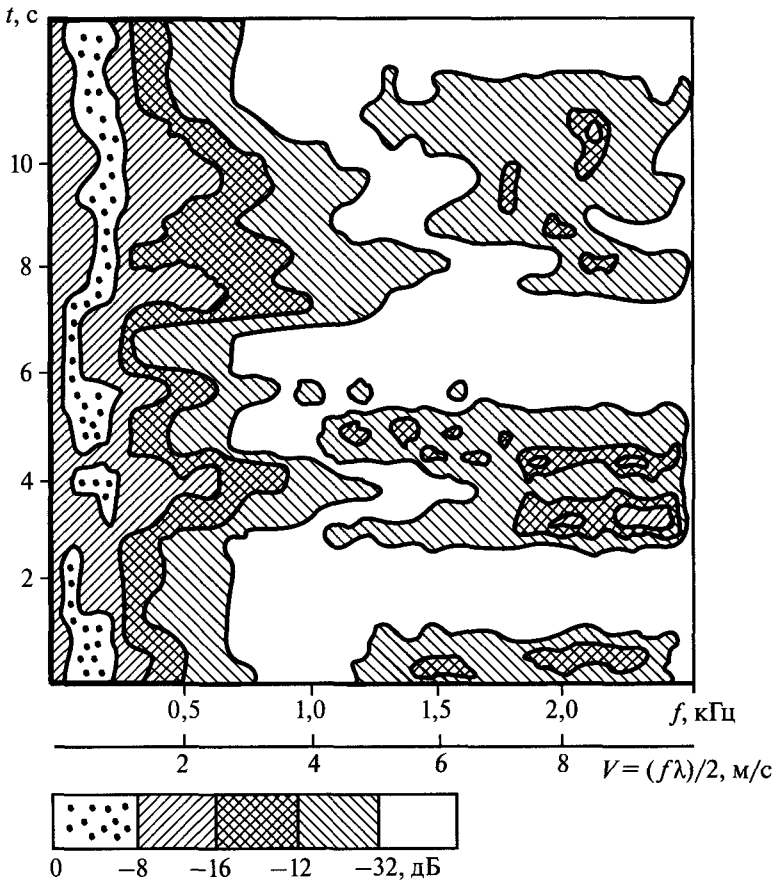


Рис. 8.8. Эволюционная временная диаграмма текущего доплеровского спектра, полученная в процессе обрушения корабельных волн. Доплеровская частота $f = 2V/\lambda$, где V — модуль вектора скорости взаимных перемещений в направлении прибор — объект; $\lambda = 0,8$ см. Временная координата строго синхронизована с регистрограммой дистанционных сигналов (см. рис. 8.7)

достигают в эти моменты времени частот 2,5 кГц, что свидетельствует о том, что доплеровские скорости (на наблюдателя) рассеивающих частиц достигают величин 8–10 м/с. С учетом геометрии эксперимента можно оценить вертикальные компоненты скоростей рассеивателей как 4–7 м/с (для НЧ-области) и 14–16 м/с (для ВЧ-области). Как и в случае обрушения гравитационной волны (см. рис. 8.4), при наличии пенных полей в поле зрения ДНА ($t = 9–11$; 14–16 с) в спектре рассеянного сигнала не наблюдаются какие-либо особенности, и общая интенсивность рассеянного сигнала также мала — она остается на уровне рассеяния от свободной (от пены) морской поверхности. Отметим также, что в моменты максимума обратного рассеяния в регистрограммах значений радиояркостной температуры наблюдается явное подавление собственного сигнала от пенных структур, как и в случае обрушения гравитационной волны (см. рис. 8.4). Единственным физическим объектом, который может произвести эффект подавления излучения пенной структуры, является капельно-брызговое облако, формирующееся над пенным покровом именно в этот момент времени.

8.2.4. Интерпретация результатов: капельно-брызговая модель и «радиопортрет» обрушающейся морской волны

Физическая гипотеза, обоснование которой приводится в настоящем исследовании, заключается в утверждении о доминирующем вкладе в спекл-сигнал обратного рассеяния от водяных капель динамической дисперсной структуры — КБФ, — образующейся в определенный момент обрушения гравитационной волны и, что существенно, после обострения гребня. Анализируя приведенные данные (см. рис. 8.3–8.8), нетрудно заключить, что квазизеркальное отражение при обострении гребня (и дифракционные эффекты) не вносят заметного вклада в формирование обратно рассеянного сигнала (по крайней мере, в геометрии данного эксперимента). Аналогичные результаты демонстрируют данные работы [Lewis, Olin, 1980] в другой геометрии — волновой вектор направлен на наблюдателя. Однако и в нашем случае отсутствует заметный обратно рассеянный сигнал в момент обострения гребня (условно $t = 0$ с). Максимум обратного рассеяния достигается только в момент формирования пенного гребня и образования над ним капельно-брызговой фазы. Последняя заметна на кинокадрах в виде слабой (бледной) вуали над ярким изображением гребня (см. рис. 8.3; $t = 1,5–2,5$ с). На фотографии обрушающейся корабельной волны эта фаза видна достаточно явно, вплоть до визуализации отдельных капель (см. рис. 8.6).

Таким образом, единственными физическими рассеивателями со значительными вертикальными и горизонтальными скоростями перемещения могут быть лишь водяные капли в КБФ, поскольку пенная масса (гребня и полосовой пены) обладает очень слабыми рассеивающими свойствами (это видно из данных лабораторных исследований, см. гл. 6). С другой стороны, величина динамического параметра пенной массы — скорость ее перемещения в лабораторной системе координат — в соответствии с данными [Lewis, Olin, 1980; Беззаботнов,

1985], имеет некоторый предел, по крайней мере, до 1–1,5 м/с. Таким образом, вклад в НЧ- и ВЧ-компоненты пенные рассеиватели дать не могут.

Несмотря на отсутствие в литературе описания систематически выполненных экспериментов по изучению динамических характеристик и дисперсного состава КБФ при обрушении крупной гравитационной волны (см. гл. 5), для сопоставления с данными наших экспериментов можно воспользоваться оценками параметров КБФ, полученных в полунатурных и лабораторных условиях [Егоров, 1977; Wu et al., 1984; Бортковский, 1984], а также по данным численных экспериментов [Vinje, Brevig, 1981].

Эксперименты показывают (см. также гл. 5), что КБФ рождается в момент образования пенного гребня за счет разрыва пузырьковых структур и аэродинамического «струйного разрыва водной поверхности» (вблизи обострения волнового профиля), при этом горизонтальные скорости водных частиц составляют $(0,7–0,9)u_{10}$, массовая концентрация W (водность) КБФ над гребнем оценивается в $10–1000$ г/м³; средний диаметр частиц $d \sim 0,01$ см, максимальный размер частиц $d_m \sim 0,2$ см; спектр частиц опадает как d^{-2} ; время жизни КБФ соответствует времени жизни буруна (до перехода пенной структуры в полосовую пену); вертикальные компоненты скорости так называемых «реактивных капель» могут достигать значений 10–50 м/с.

Обратимся к интерпретации динамических параметров рассматриваемого эксперимента. Так, предположив логарифмический профиль среднего значения силы ветра $u(z_2) - u(z_1) = (u_*/k) \ln(z_2/z_1)$ (u_* — динамическая скорость, k — постоянная Кармана, $z_2 = 20$ м), на уровне $z_2 = 10$ м имеем $u_{10} = 9,5–10,5$ м/с, и, соответственно, получаем диапазон возможных скоростей капель 7,5–9,5 м/с. Сопоставление с данными доплеровских измерений указывает на хорошее количественное согласие динамических параметров рассеивателей и приведенных модельных оценок.

Обратимся к оценкам собственного излучения и обратного рассеяния КБФ. Используя модель однородного «дождевого облака» над пенной поверхностью, имеем для суммарной удельной ЭПР системы облако — поверхность [Спиридонов, Пичугин, 1984]:

$$\sigma^0 = \sigma_S^0 \exp(-2\tau) + 2\pi\eta h \frac{1 - \exp(-2\tau)}{\tau}, \quad (8.1)$$

где σ_S^0 — удельная эффективная поверхность рассеяния (УЭПР) исследуемой подстилающей среды; η — радиолокационная отражаемость единицы объема облака; τ — его оптическая толщина, равная γh , где γ — погонное затухание в слое облака; h — высота облака. Для вариации радиояркостной температуры ΔT_B , обусловленной появлением «облака» над поверхностью с излучательной способностью $\varkappa = 1 - |R|^2$, имеем [Sharkov, 2003]:

$$\Delta T_B = T_0 |R|^2 (1 - e^{-2\tau}) \left[1 - \frac{\omega}{|R|^2} \frac{1 + |R|^2 e^{-\tau}}{1 + e^{-\tau}} \right], \quad (8.2)$$

где T_0 — термодинамическая температура системы; ω — альbedo однократного рассеяния. Используя рэлеевское приближение рассеяния Ми на сферических каплях (см. гл. 7) и вышеприведенные данные по дисперсным параметрам КБФ, получим следующие оценки электромагнитных характеристик КБФ высотой облака $h = 0,5$ м: $\eta W \cong 10^{-3} \text{ м}^{-1} (\text{г/м}^3)^{-1}$ для $\lambda = 0,8$ см и $9 \cdot 10^{-4}$ для $\lambda = 0,2$ см; $\gamma/W \cong 5 \cdot 10^{-3} (\text{дБ/м})(\text{г/м}^3)^{-1}$ ($\lambda = 0,8$ см) и 10^{-2} для длины волны $\lambda = 0,2$ см; альbedo однократного рассеяния $\omega = 0,45$ ($\lambda = 0,8$ см) и $0,35$ ($\lambda = 0,2$ см). Таким образом, среднее значение ЭПР КБФ, оцененное по соотношению (8.1) для $W = 100 \text{ г/м}^3$ и $\lambda = 0,8$ см, составляет порядок 1 м^2 (или 0 дБ для УЭПР) и для максимальных значений $W = 10^3 \text{ г/м}^3$ $\sigma \approx 10\text{--}20 \text{ м}^2$. Для двухмиллиметрового диапазона характерны следующие оценки — среднее $\sigma \cong 0,1\text{--}0,2 \text{ м}^2$ и максимальные $\sigma \cong 2,5\text{--}3 \text{ м}^2$.

Анализируя (8.2), нетрудно заметить, что для высокоизлучающих поверхностей ($\kappa > 0,9$) присутствие облака с рассеивающими элементами обуславливает уменьшение (отрицательная добавка) суммарной яркостной температуры системы «облако — поверхность». Более детальное описание этого эффекта приведено в книге [Sharkov, 2003]. Так, в нашем случае ($\lambda = 0,8$ см, $\omega = 0,45$, $h = 0,5$ м, $W = 100 \text{ г/м}^3$) отрицательный контраст ΔT_B составит $5\text{--}8 \text{ К}$ (см. рис. 8.4 в момент времени $t = 2$ с), для более концентрированной КБФ ($W = 10^3 \text{ г/м}^3$) $\Delta T_B = -(35\text{--}40) \text{ К}$. Для слабого облака КБФ ($W = 10\text{--}30 \text{ г/м}^3$) эффект воздействия на излучательные характеристики полной системы практически незаметен ($\Delta T_B = -0,1 \text{ К}$). Хотя в то же самое время обратное рассеяние будет целиком определяться «облаком» КБФ, поскольку при этом $\sigma = 1 \text{ м}^2$ (0 дБ), тогда как взволнованная морская поверхность (без обрушения волн) обладает рассеянием на уровне $30\text{--}35 \text{ дБ}$ (при данной геометрии эксперимента и состоянии волнения). Отсутствие «мгновенных» измерений дисперсной структуры КБФ не позволяет в данном эксперименте выполнить более детальные расчеты, но и из приведенных оценок следует качественное и даже, отчасти, количественное соответствие в значений ЭПР экспериментальных «всплесков» и расчетных ЭПР КБФ. Становится понятным также и слабое реагирование радиотеплового канала на присутствие облака КБФ. Так, в модельных экспериментах по наблюдению обрушения бортовых волн отчетливо заметны области «подавления» теплового излучения пенной структуры из-за присутствия рассеивающего облака (см. рис. 8.7, моменты времени $t = 7; 12; 18,5$ с).

В рамках нашей гипотезы значительно более полное и логичное объяснение находят результаты наблюдения рассеяния от обрушающихся волн в 2-мм диапазоне [Лубяко, Паршин, 1986] и рассеяния от взаимодействия внутренних волн с поверхностным волнением [Веселов и др., 1984]. Так, «квазиимпульсный» характер рассеянного сигнала в диапазоне 2 мм и значительное смещение центральной частоты в доплеровском спектре объясняются спорадическим прохождением обрушающихся волн в поле зрения прибора и высокими скоростями капель КБФ. Более того, даже приведенные выше грубые оценки ЭПР КБФ (для $\lambda = 0,2$ см) указывают на вполне удовлетворительное согласие с результатами указанного эксперимента: так, по данным [Лубяко, Паршин,

1986], среднее экспериментальное значение $\sigma \cong 0,1-0,8 \text{ м}^2$, максимальное значение $\sigma_m \cong 1-5 \text{ м}^2$, тогда как, по нашим оценкам, $\sigma \cong 0,1-0,2 \text{ м}^2$ и $\sigma_m \cong 2,5-3 \text{ м}^2$.

Что касается наблюдения зон взаимодействия внутренних волн с поверхностными (эффект взаимодействия сопровождается интенсивным обрушением гравитационных волн различной масштабности при соответствующей фазе ВВ) [Лубяко, Паршин, 1986], то и в этом случае поразительная «противофазность» (почти 100%-я отрицательная корреляция) скаттерометрического и радиотеплового сигналов ($\lambda = 0,8 \text{ см}$) и независимость вариаций радиотепловых сигналов от поляризации наблюдения позволяет утверждать о более логичном объяснении эффектов в рамках гипотезы о КБФ, чем в рамках гипотезы о квазизеркальных отражениях, на чем настаивают авторы работы [Веселов и др., 1984]*.

Однако, несмотря на то, что в течение целого ряда лет выполнялись эксперименты по спектральному анализу сигналов обратного рассеяния от взволнованной морской поверхности ([Lewis, Olin, 1980; Shibata et al., 1985; Лубяко, Паршин, 1986; Мельничук, Черников, 1971; Басс и др., 1975]), авторам не удалось идентифицировать особенности временной эволюции интенсивности обратного рассеяния $\sigma(t)$ и его доплеровского спектра с различными фазами обрушающейся волны по совершенно различным причинам. В их числе — большое время накопления при анализе доплеровских спектров (100–400 с), отсутствие вообще доплеровского канала или очень узкий диапазон полосы анализа доплеровского спектра и другие причины.

Наиболее детальные исследования временного хода $\sigma(t)$ выполнены в работе [Lewis, Olin, 1980] с использованием импульсной РЛС (доплеровский канал отсутствовал), где показано, что время декорреляции компонент «спайкой» оценивается как 3–10 мс. Очевидно, это обстоятельство, в свою очередь, обуславливает высокие относительные скорости рассеивателей в исследуемом объеме, по крайней мере, не менее 7–10 м/с. Такие скорости взаимного перемещения могут обеспечить лишь капли в сравнительно небольшом объеме КБФ. Авторы же этой работы интерпретируют спекл-структуру обратного рассеяния как результат взаимодействия в пенной структуре сильно связанных в электромагнитном смысле зон, разнесенных на расстояниях менее $\lambda/4$, чем и обеспечивается, по их мнению, режим обратного рассеяния с сильными «всплесками».

Однако, как показано в гл. 6, пенную структуру (как буруна, так и пелосовой пены) в электромагнитном смысле можно рассматривать как совокупность малых «черных тел», которые не имеют заметных рассеивающих свойств, и гипотеза [Lewis, Olin, 1980] о сильно взаимодействующих зонах в пенных системах и их вкладе в спекл-структуру не может быть принята.

Рассматриваемая гипотеза о влиянии КБФ на обратно рассеянный сигнал в значительной степени, на наш взгляд, проясняет ситуацию с совокупностью

* Исследования, описанные в [Веселов и др., 1984], и работы, результаты которых представлены в данном разделе, были выполнены при помощи одного и того же комплекса аппаратуры [Чёрный, 1982].

вероятностных моделей нерэлеевских флуктуаций радиолокационных сигналов (так называемое K -распределение и ему подобные [Fante, 1984; Шляхин, 1987; Teich, Diament, 1989]), стремительно нарастающее количество которых ставит вопрос о физических причинах их многообразия. В рамках нашей гипотезы это обстоятельство может получить логическое объяснение. Поскольку модель K -распределения описывает процесс взаимодействия двух случайных переменных (случайное «блуждание» вектора на плоскости со случайным количеством шагов [Teich, Diament, 1989]), то можно предложить следующую физическую модель — в качестве рассеивателя имеем облако КБФ обрушающейся волны со случайным значением ЭПР; в качестве пространственного «блуждания» — случайное количество обрушающихся волн, случайно расположенных в пространственном элементе разрешения.

Исследованию пространственно-статистических характеристик поля обрушения посвящена гл. 2. Здесь же отметим, что существуют вполне определенные пространственные закономерности случайного поля обрушений, сильно зависящие от пространственного кадра наблюдения — от геометрического распределения (при малых кадрах) через отрицательно биномиальное к гауссовому. Если же предположить из общих физических соображений, что распределение ЭПР при обрушении волн имеет гамма-распределение, то совокупность этих процессов вполне может объяснить появление K -распределения в поле обратного рассеяния взволнованной морской поверхности. А если при этом учесть разнообразие гидрометеоусловий и влияние внутриокеанических процессов на статистику поверхностного волнения (что и определяет статистику поля обрушений), то «удручающее» авторов [Fante, 1984; Шляхин, 1987] многообразие законов распределения ЭПР поля обратного рассеяния взволнованной морской поверхности вполне физически объяснимо [Шарков, 2009].

Таким образом, синхронные измерения в радиотепловом и радиолокационном режимах позволяют получить новую информацию о процессе обрушения и выделить две временные фазы, связанные с возникновением капельно-брызговой структуры над образующимся буруном и формированием пенного полосового поля. Высокочастотная зона доплеровского спектра несет информацию о поле доплеровских скоростей движущихся рассеивателей в капельно-брызговой фазе, обуславливающей образование спекл-структуры в поле обратно рассеянного сигнала от взволнованной морской поверхности.

8.3. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГРЕБНЕВОЙ И ПОЛОСОВОЙ ПЕНЫ: НАТУРНЫЕ КОРАБЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В августе 1978 г. ИКИ АН СССР, МГПИ и МГИ АН УССР проводили совместные экспериментальные работы на борту НИС «Михаил Ломоносов» в акватории Черного моря. Эти натурные исследования были выполнены в рамках комплексных работ АН СССР по дистанционному изучению детальной

структуры морской поверхности. В ходе экспедиции был поставлен специальный эксперимент по изучению радиоярких характеристик пенных образований в сантиметровом диапазоне длин волн [Ворсин и др., 1982].

Дистанционные измерения проводились при помощи двухчастотной высокочувствительной радиометрической системы диапазонов $\lambda = 2$ и 8 см. Нормированная чувствительность составляла 0,03 К (для канала 2,03 см) и 0,1 К (для канала 8 см). Прибор устанавливался на гиросtabilизированной платформе, которая жестко крепилась к кран-балке по правому борту недалеко от носовой части судна. Антенны имели ширину диаграмм направленности около 1,5 и 40°, соответственно, для 2- и 8-см диапазонов. Вся установка находилась примерно на высоте 7 м над уровнем моря и была вынесена на специальной кран-балке от борта судна примерно на 2 м (рис. 8.9).

Внешняя калибровка аппаратуры осуществлялась путем измерения радиоизлучения спокойной водной поверхности под различными углами визирования (от горизонта до надира) и последующего сопоставления этих данных с расчетными данными (более детально о внешней калибровке радиотепловых комплексов см. книгу [Sharkov, 2003]). При измерениях использовались как горизонтальная, так и вертикальная поляризации в режиме «на прием».

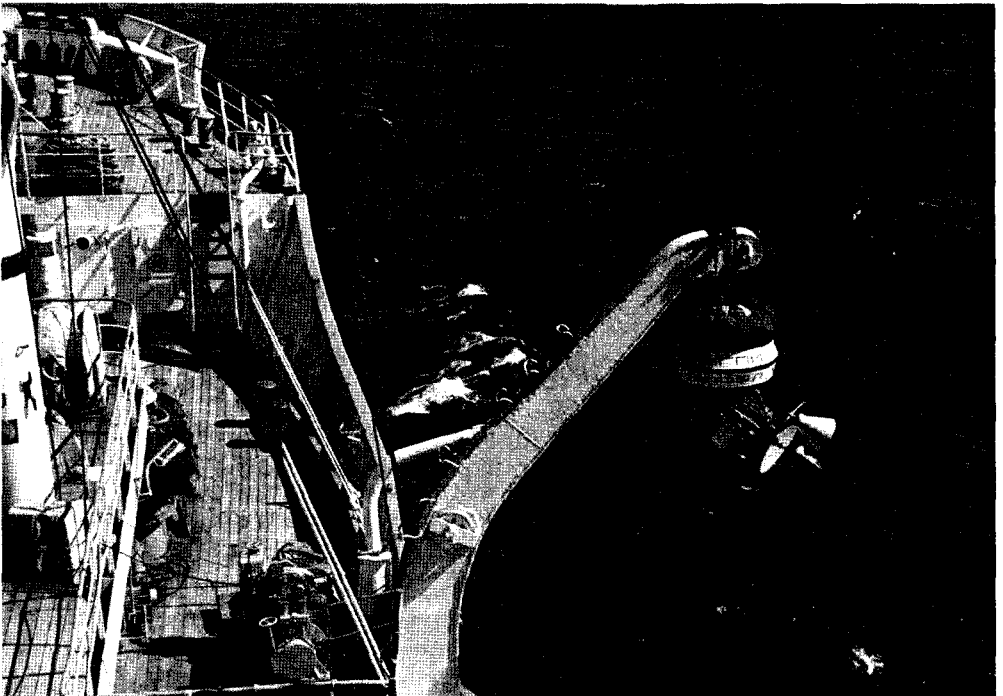


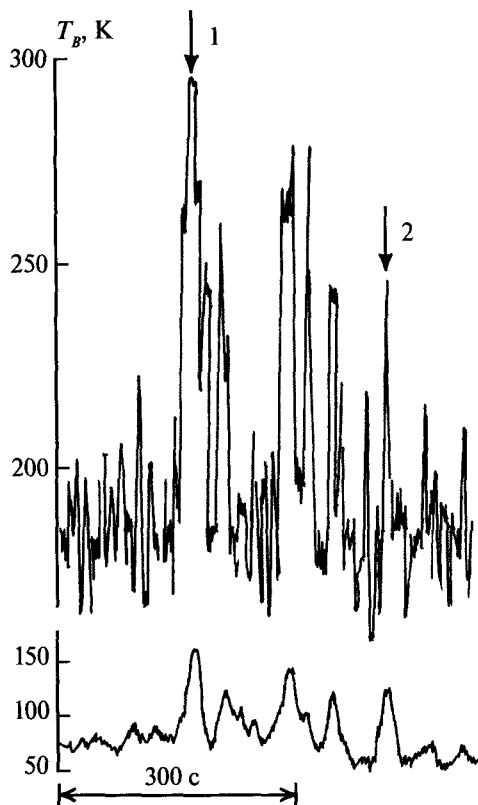
Рис. 8.9. Размещение гиросtabilизированной платформы с высокочувствительной радиотепловой аппаратурой на борту НИС «Михаил Ломоносов» (акватория Черного моря, август 1978 г.)

Рис. 8.10. Синхронные радиотепловые регистрограммы процессов обрушения волн и пенообразования на длинах волн 2,08 и 8 см. Угол наблюдения — 55° . Режим приема — вертикальная поляризация для канала 2,08 см (верхняя регистрограмма) и горизонтальная поляризация для канала 8 см (нижняя регистрограмма). Волнение — 4 балла. Стрелками отмечены моменты фотосъемки (рис. 8.11) гребневой пены (1) и полосовой пены (2)

На рис. 8.10 приведены синхронные регистрограммы (при постоянной накопления, равной 0,05 с) вариаций радиоизлучения вспененной поверхности моря. Строго синхронная во времени оптическая съемка (рис. 8.11) показала, что меткам «1» и «2» на радиотепловых прописях соответствуют обрушающийся бурун (см. рис. 8.11а) и эмульсионная (полосовая) структура (см. рис. 8.11б). Пространственные размеры пятна разрешения антенн на морской поверхности составляли около 0,5 и 15 м для диапазонов $\lambda = 2$ и 8 см (оценка сделана, исходя из геометрии проводимого эксперимента).

Результаты эксперимента (см. рис. 8.10 и табл. 8.1) свидетельствуют, что в сантиметровом диапазоне влияние пенных образований на радиоизлучение моря может быть очень сильным: максимальные величины вариаций радиояростной температуры по каналам $\lambda = 2$ и 8 см достигают $\Delta T_B = 120$ и 80 К; они обусловлены излучением многоструктурной пены типа «буруна» с толщиной слоя порядка нескольких сантиметров (по визуальным оценкам). При этом в 2-см диапазоне радиоизлучение пенной поверхности становится абсолютно черным (метка «1»). В то же время наличие так называемых пенных полос (или пятен), структура которых, вероятно, близка к эмульсионной, приводит к увеличению радиояростной температуры на $\Delta T_B = 70$ –40 К в рассматриваемом диапазоне длин волн (метка «2»). Флуктуации радиоизлучения, обусловленные динамикой пенного покрова, приводят к существенному увеличению дисперсии выходного сигнала — до 20 К ($\lambda = 2$ см) и 3–4 К ($\lambda = 8$ см).

Таким образом, впервые было показано [Ворсин и др., 1982], что эксперименты, поставленные в натуральных условиях на море при помощи аппаратуры, установленной на борту судна, позволяют, в принципе, проводить детальные исследования радиояростных характеристик морской пены различной



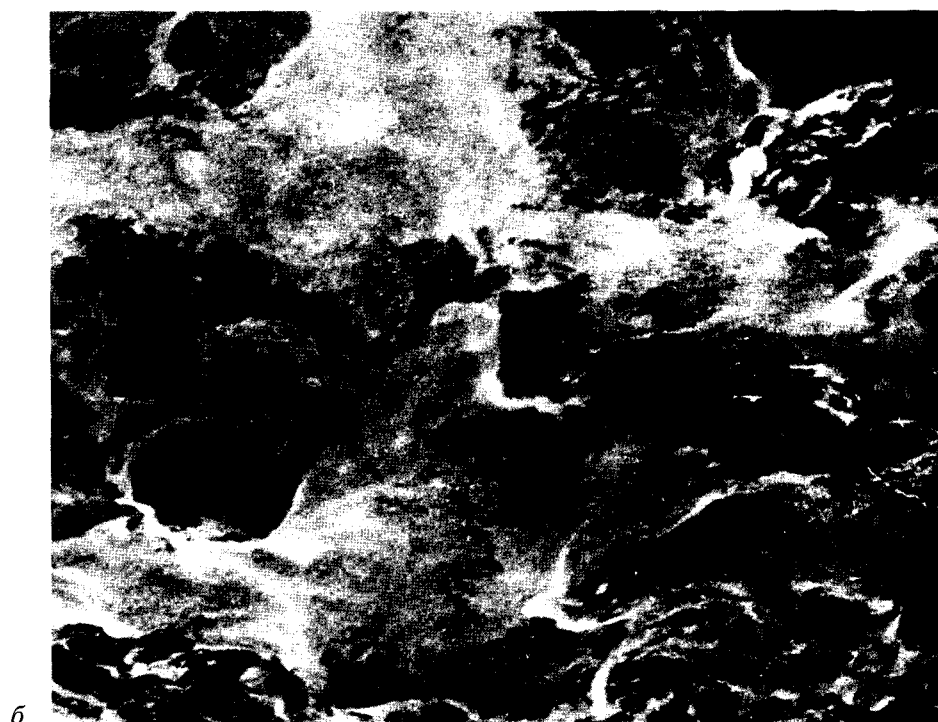
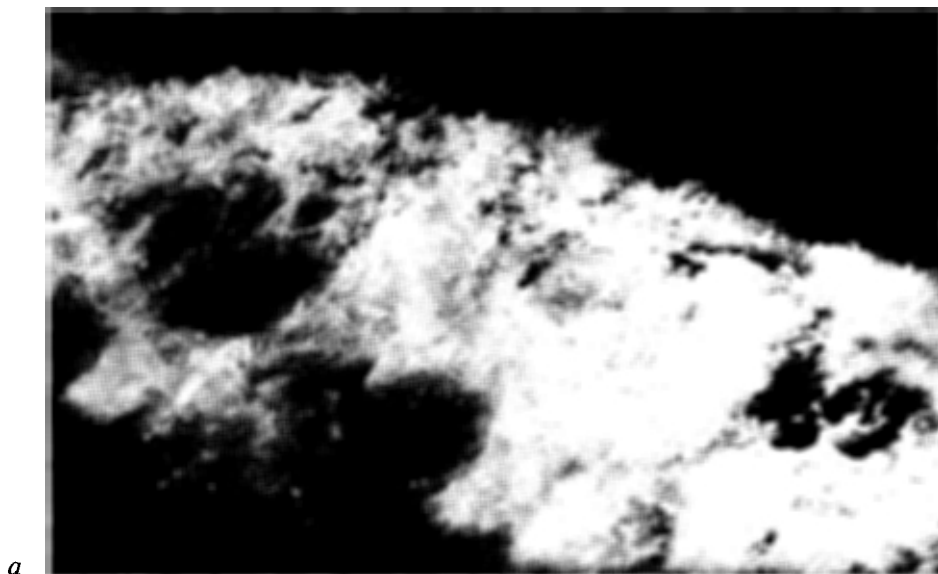


Рис. 8.11. Фотоснимки участков вспененной поверхности моря: *a* — поверхность с гребневой пеной соответствует отметке 1 на регистрограмме рис. 8.10; *б* — поверхность с полосовой пеной соответствует отметке 2 на регистрограмме рис. 8.10

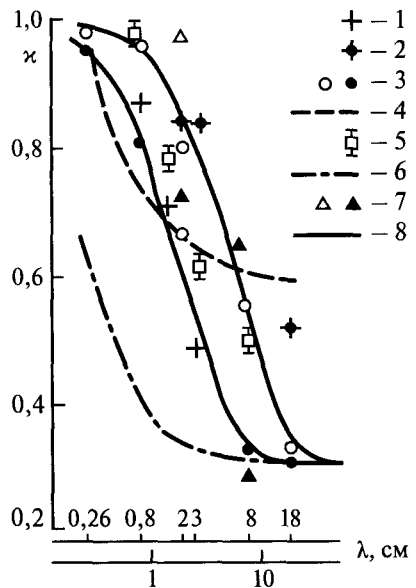
Таблица 8.1. Коэффициенты излучения (κ) пенных образований (результаты натуральных исследований $\kappa_{\text{экс}}$ и данные теоретических моделей $\kappa_{\text{т}}$)

Тип пенной структуры	Длина волны, см	Поляризация	Параметры модели			
			$\epsilon_{N\alpha}$	Высота слоя, см	$\kappa_{\text{т}}$	$\kappa_{\text{экс}}$
Бурун	2	ВП	2,52 - j0,88	3,0	0,972	0,985
Полосы пены	2	ВП		0,3	0,713	0,732
Бурун	8	ГП	3,01 - j0,42	3,0	0,634	0,651
Полосы пены	8	ГП		0,3	0,248	0,291

Примечание. $\epsilon_{N\alpha}$ — диэлектрическая постоянная модели ба (см. табл. 6.8).

структуры. При этом возможно и изучение динамики пенного покрова по вариациям радиоизлучения. По радиотепловым регистрограммам определены величины коэффициентов излучения контрастных пенных образований и дана их количественная интерпретация (см. табл. 8.1) с помощью электродинамических моделей, описанных в гл. 6. Использована электродинамическая модель в виде плоскостройной структуры с эффективными диэлектрическими параметрами, которые рассчитаны в квазистатическом приближении с учетом дифракционных свойств сферических пузырьков реальных размеров (см. гл. 6). В расчет заложены также полуэмпирические (оценены по фотосъемке) значения средних толщин дисперсного слоя. Как видно из табл. 8.1, расхождение между экспериментальными и расчетными данными порядка 2–3 %, что говорит о достаточной надежности используемых модельных представлений при количественном анализе результатов натуральных измерений.

Рис. 8.12. Спектральные характеристики излучательной способности пенных образований по данным различных экспериментов в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн: 1 — самолетный эксперимент «Беринг», угол наблюдения $\theta = 0^\circ$ [Кондратьев и др., 1975]; 2 — береговые эксперименты, $\theta = 0^\circ$ [Au et al., 1974]; 3 — лабораторные эксперименты, $\theta = 35^\circ$, ГП (см. гл. 6); 4 — аппроксимация работы [Stogryn, 1972], $\theta = 35^\circ$, ГП; 5 — корабельные эксперименты $\theta = 0^\circ$ [Матвеев, 1971]; 6 — гладкая водная поверхность, $\theta = 35^\circ$, ГП [Sharkov, 2003]; 7 — корабельные эксперименты, $\theta = 55^\circ$, $\lambda = 2$ см, ВП и $\lambda = 8$ см ГП; 8 — дифракционная модель (см. гл. 6) для эмульсионного монослоя (нижняя кривая) и пенного слоя (верхняя кривая)



В заключение раздела проведем сопоставление результатов настоящих натурных исследований с рядом предшествующих натурных экспериментов, лабораторными (см. гл. 6) исследованиями и выводами, основанными на дифракционной модели (см. гл. 6). На рис. 8.12 представлен основной экспериментальный материал по излучательным характеристикам пенных образований в микроволновом диапазоне. Несмотря на то, что эти данные получены в различных условиях и их дисперсная идентификация затруднительна (ввиду отсутствия этих данных у самих авторов), в целом они демонстрируют согласованный общий характер спектральной зависимости излучательной способности исследованных дисперсных сред. Наблюдается явная и вполне удовлетворительная корреляция между лабораторными, корабельными и самолетными данными. Вместе с тем, численная аппроксимация, приведенная в работе [Stogrin, 1972] и широко используемая в зарубежной литературе, оказывается неудовлетворительной (это уже отмечено в гл. 6).

Сопоставление данных лабораторных и натурных радиотепловых измерений позволяет предполагать, что между грубодисперсными системами того или иного типа существует совершенно определенное электродинамическое подобие независимо от их физического происхождения.

8.4. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛЯ ОБРУШЕНИЙ ВОЛН: НАТУРНЫЕ САМОЛЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Важным комплексом физических причин, обуславливающих серьезный вклад в собственное излучение взволнованной морской поверхности, являются процессы обрушения морских волн и появление интенсивной капельно-брызговой фазы и пузырьковой дисперсной фазы (морской пены) с их дальнейшей быстрой и сложной пространственно-временной эволюцией. Надо сказать, что экспериментальное обнаружение [Williams, 1969] интенсивного (практически чернотельного типа) собственного излучения пенных систем в очень сложных (и, добавим, опасных) гидрометеорологических условиях (пролет самолета спортивного типа через «стену» тропического циклона) было для исследователей также достаточно неожиданным. Связано это было с тем, что предполагалось отсутствие заметного поглощения и рассеяния электромагнитных волн микроволнового диапазона на совокупности достаточно малых воздушных полых сфер и полых гексагональных структур с очень тонкими пленками воды, что, собственно говоря, и представляют собой пенные системы [Тихомиров, 1975; Райзер и др., 1976; Weaire, Hutzler, 2000]).

Тем не менее, эти результаты породили первые (и, как потом выяснилось, достаточно наивные) представления и детерминированные модели, согласно которым основными элементами, определяющими собственное излучение взволнованной морской поверхности, являются пенные системы различных классов, и, соответственно, с увеличением скорости ветра (от 5–6 м/с до тай-

фунных — 33–35 м/с) по степенному закону (линейному или квадратичному) нарастает и интенсивность излучения вплоть до значений, соответствующих излучению черного тела [Droppleman, 1970; Williams, 1969; Матвеев, 1971]. Дальнейшие детальные исследования радиофизических свойств пенных систем и их пространственно-временных и дисперсных характеристик в натуральных условиях, выполненные под руководством автора настоящей книги [Милицкий и др., 1976; 1977; 1978; Бордонский и др., 1978; Райзер, Шарков, 1980; 1981; Ворсин и др., 1982; Бондур, Шарков, 1982; 1986; Покровская, Шарков, 1986; 1987; 1993; Заславский, Шарков, 1987; Sharkov, 1993a, b; 1996a, b; 2003; 2007; Sharkov, Bondur, 1993], во многом прояснили ситуацию и указали на несовершенство первичных моделей и представлений. Ниже остановимся на кратком обзоре работ этого направления.

Задача выявления эффектов радиоизлучения пенно-брызговой зоны при зондировании морской поверхности с низко летящего носителя — самолета — имеет ряд принципиальных особенностей. По существу, речь идет об единичных (в поле зрения антенны) и весьма нестационарных физических объектах, обладающих высокой излучательной способностью. Это предъявляет определенные требования к параметрам бортовой аппаратуры, а также к выбору условий эксперимента. Так, значение радиотеплового сигнала, регистрируемого радиотепловым комплексом, расположенным на движущемся носителе, может быть представлено в следующем виде [Sharkov, 2003]:

$$T_B(t) = \int_0^{\infty} d(x/V) h(t-x/V) \left[\iint G(x-x'; y-y') T_{BF}(x', y', t) dx' dy' \right], \quad (8.3)$$

где $h(t)$ — импульсная характеристика приемного устройства (с постоянной времени τ_0); $G(x, y)$ — мгновенное поле зрения ДНА на поверхности; $(4/\pi)G^{1/2} = 2H \operatorname{tg}(\theta/2)$; H, V — высота полета и скорость носителя; θ — угловое разрешение ДНА; $T_{BF}(x, y)$ — радиотепловой образ пенной структуры (с геометрическими размерами Δx и площадью S_0). Из этого соотношения следует большое разнообразие видов радиотеплового сигнала, регистрируемого от нестационарного, но «яркого» (в радиотепловом смысле) объекта. Так, нетрудно видеть, что при $\tau_0 \ll (\Delta x/V)$ и $G \approx S_0$ форма регистрируемого сигнала представлять собой равнобедренный треугольник с основанием $2\Delta x/V$ и высотой $T_{BF} - T_{BS}$, где T_{BS} — яркостная температура теплового «фона» морской поверхности (см. гл. 5). При увеличении τ_0 до величин $\Delta x/V$ амплитуда сигнала уменьшается, хотя «внешний вид» сигнала качественно не изменится. Если же $\tau_0 < (\Delta x/V)$, но $G < S_0$, то вид сигнала представляет собой «домик с крышечкой», и радиояркостный контраст ΔT_B составляет ту же величину $T_{BF} - T_{BS}$. Если объект имеет характер точечного источника, т. е. $G \gg S_0$, то радиояркостный контраст имеет другое значение — $\Delta T_B = (S_0/G)(T_{BF} - T_{BS})$, а «внешний вид» сигнала имеет форму главного лепестка ДНА [Sharkov, 2003, chap. 5]).

Типичная реализация радиотеплового сигнала от взволнованной морской поверхности (рис. 8.13) получена в следующих условиях: акватория

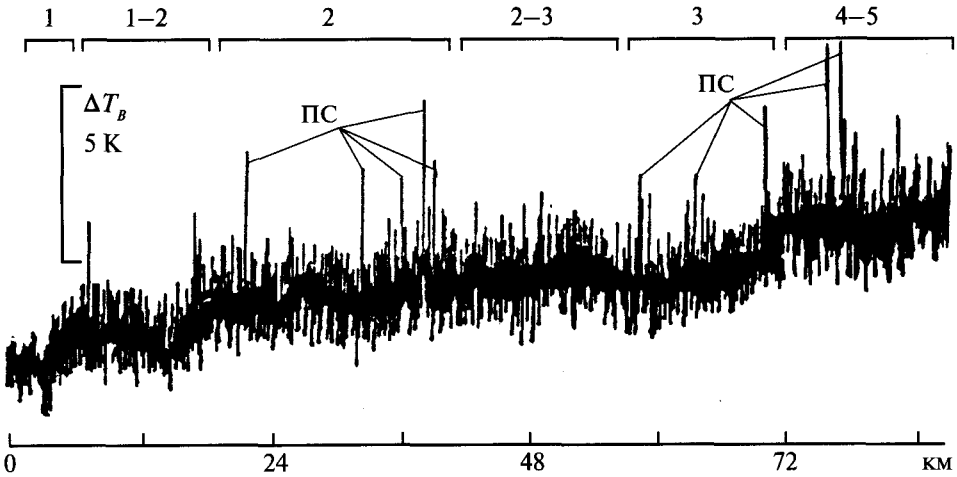


Рис. 8.13. Фрагмент регистрограммы выходного аналогового сигнала высокочувствительного радиометра Р-2 (длина волны 2 см) в зависимости от дальности полета X , км. Прибор установлен на борту самолета-лаборатории Ил-18. Полет проходил на высоте 1000 м над акваторией Каспийского моря (29.11.1979 г.) при наблюдении в надир при изменении поверхностного волнения от 1 до 5 баллов (по шкале Бофорта). ПС обозначают сигналы от пенных структур. Цифры — баллы морского волнения

Каспийского моря, прямой галс протяженностью 80 км вдоль участка с изменением волнения от 1 до 4 баллов по шкале Бофорта (по визуальным оценкам опытного бортметеоролога); высота полета $H = 1000$ м, скорость носителя $V = 350$ км/ч. Аппаратура состояла из высокочувствительной радиометрической системы 2-см диапазона с порогом чувствительности около $\Delta T = 0,03$ К при постоянной времени $\tau_0 = 1$ с и была установлена на борт самолета-лаборатории Ил-18 с зеркальной параболической антенной с шириной диаграммы направленности $\theta = 1,5^\circ$. Пятно разрешения на поверхности моря при наблюдении в надир составляло $G = 25$ м. Анализ рис. 8.13 показывает, что помимо общего увеличения яркостной температуры с усилением волнения, обусловленного мелкомасштабными составляющими волнения (в том числе и эффект от азимутальной анизотропии), характерно наличие острых пиков — сигналов от пенно-дисперсной зоны. Синхронная аэрофотосъемка дала представление о структуре морской поверхности в условиях 4-балльного волнения: размеры пенных образований, формирующихся при обрушении ветровых волн, составляли порядка 3–10 м. Ввиду малой величины постоянной времени интегрирования $\tau_0 = 0,05$ с (в режиме полета) амплитуды выбросов зарегистрированы практически полностью, радиотепловые контрасты составили 3–4 К. Экспериментальная ситуация соответствует условию $G > S_0$, и таким образом $T_{BF} - T_{BS}$ составит 80–100 К, что полностью соответствует теоретическим оценкам [Райзер, Шарков, 1981].

Вторым интересным примером могут служить синхронные регистрограммы скаттерометра (3 см) и радиометров (2 см и 8 мм), полученные в услови-

ях 5- и 6-балльного волнения при выполнении круговых полетов на высоте 300–600 м (рис. 8.15). На регистрограммах радиотепловых приборов явно прослеживаются сигналы от пенных структур в виде треугольников с амплитудой контрастов порядка $\Delta T_B = 2\text{--}4$ К. Поскольку экспериментальная ситуация такова, что $G \approx S_0$, но при этом $\tau_0 > \Delta x/V$, то понятны небольшие значения радиотепловых контрастов. Важно отметить, что скаттерометрический канал не отмечает присутствия пенных структур ввиду их малой отражающей способности [Милицкий и др., 1976, 1977]. Однако последующие натурные исследования [Чёрный, Шарков, 1988] показали, что в целом ситуация более сложная, и соотношение величин сигнала излучения и обратнорассеянного сигнала зависит от временной стадии обрушения волны и появления на фоне пенных структур капельно-брызговой фазы, обеспечивающий заметный вклад в обратнорассеянный сигнал. По мере усиления волнения (состояние поверхности моря более 6 баллов по шкале Бофорта) регулярная азимутальная зависимость (рис. 8.14, 8.15) поляризационной анизотропии нарушается: радиотепловое поле приобретает более изотропный характер, поскольку заметный вклад в радиоизлучение вносят капельно-брызговая фаза и пенные образования, получение которых не имеет азимутальных особенностей относительно направления ветра [Беспалова и др., 1982].

Таким образом, при самолетном зондировании установлено, что вклад в излучение морской поверхности пенных структур может носить разнообразный вид сигналов, и выявление собственного излучения индивидуальных пенных структур возможно лишь при наличии синхронной аэрофотосъемки высокого пространственного разрешения (10–20 см), что выполнить далеко не всегда представляется возможным. Использование менее скоростного и более маневренного носителя — вертолета — позволяет существенно увеличить время наблюдения, что значительно облегчает решение экспериментальной задачи. При этом возможно провести детальную аэрофотосъемку исследуемой поверхности для дальнейшей идентификации данных [Бондур, Шарков, 1982; 1986].

При наблюдении с космических носителей, когда линейные размеры поля зрения антенны радиотепловых комплексов составляют 10–50 км, величина регистрируемого сигнала может быть записана в виде:

$$T_B = T_{BS} \left(1 - \sum_{i=1}^{N(t)} S_{Fi} \right) + \sum_{i=1}^{N(t)} T_{BFi} S_{Fi}, \quad (8.4)$$

где $N(t)$ — количество пенных структур в кадре, соответствующем высвечиваемому «пятну» диаграммы направленности антенны на поверхности. В этом случае необходимо знание подробной статистики пространственных флуктуаций $N(t)$ в соответствующем пространственном кадре, геометрических и излучательных характеристик пенных систем различных типов, а также времени их «жизни». Эти вопросы подробно исследованы в целом цикле работ [Покровская, Шарков, 1986; 1987; 1993; Заславский, Шарков, 1987; Sharkov, 1993a, b; 1996a, b; 2007] (см. также гл. 2, 3). Так, детальные эксперименты на

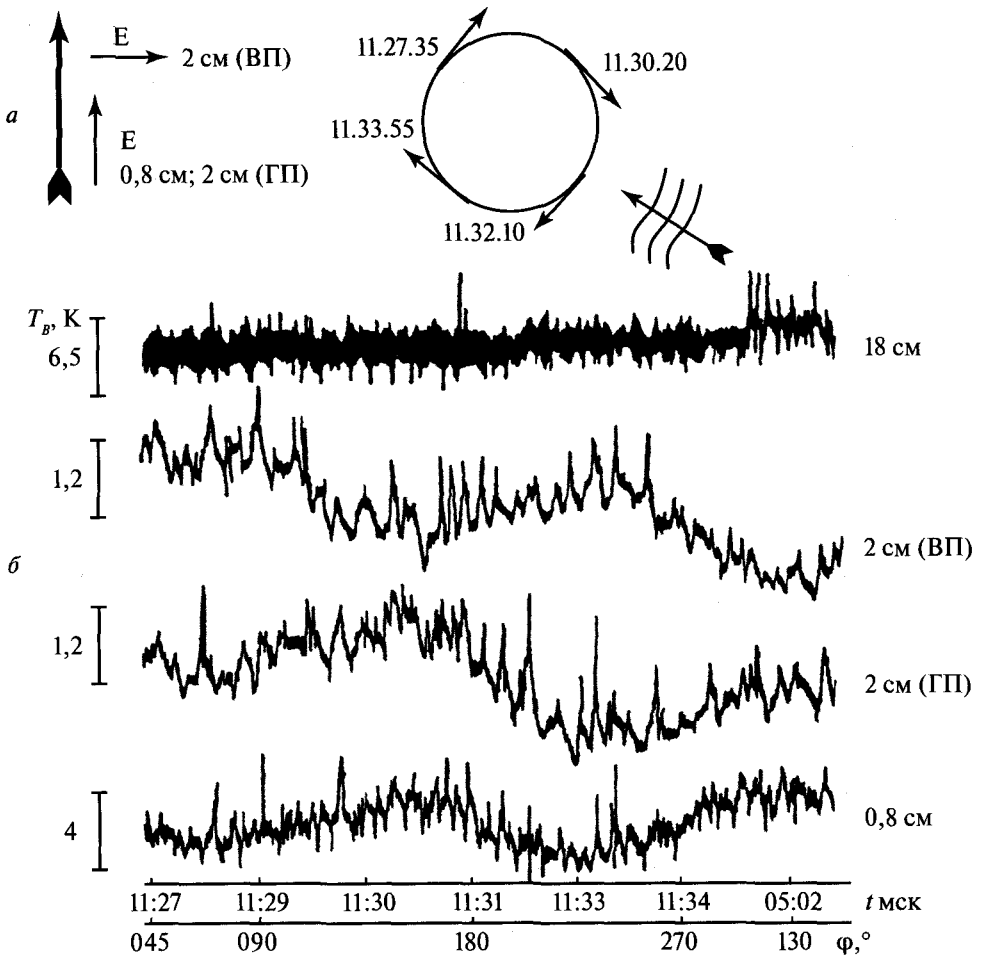


Рис. 8.14. Первые экспериментальные результаты бортовых наблюдений, позволивших обнаружить эффект поляризационной анизотропии радиотеплового излучения морской поверхности: *a* — схема круговых полетов, расположение линейных поляризаций (E) бортовых антенн и направления фронтов энергонесущих волновых структур (жирной стрелкой отмечена осевая линия фюзеляжа самолета); *b* — синхронные фрагменты аналогового сигнала радиометра Р-18 (длина волны 18 см), радиометра Р-2 (длина волны 2 см, с двумя поляризациями: ГП — горизонтальная, ВП — вертикальная) и радиометра Р-0,8 (длина волны 0,8 см) при выполнении круговых полетов на высоте 400 м. Направления наблюдения приборов — в надир. Комплекс аппаратуры установлен на борту самолета-лаборатории Ил-18. Полеты выполнялись над акваторией Каспийского моря 28.11.1976 г. (время московское). Калибровка каждого канала указана на координатных осях

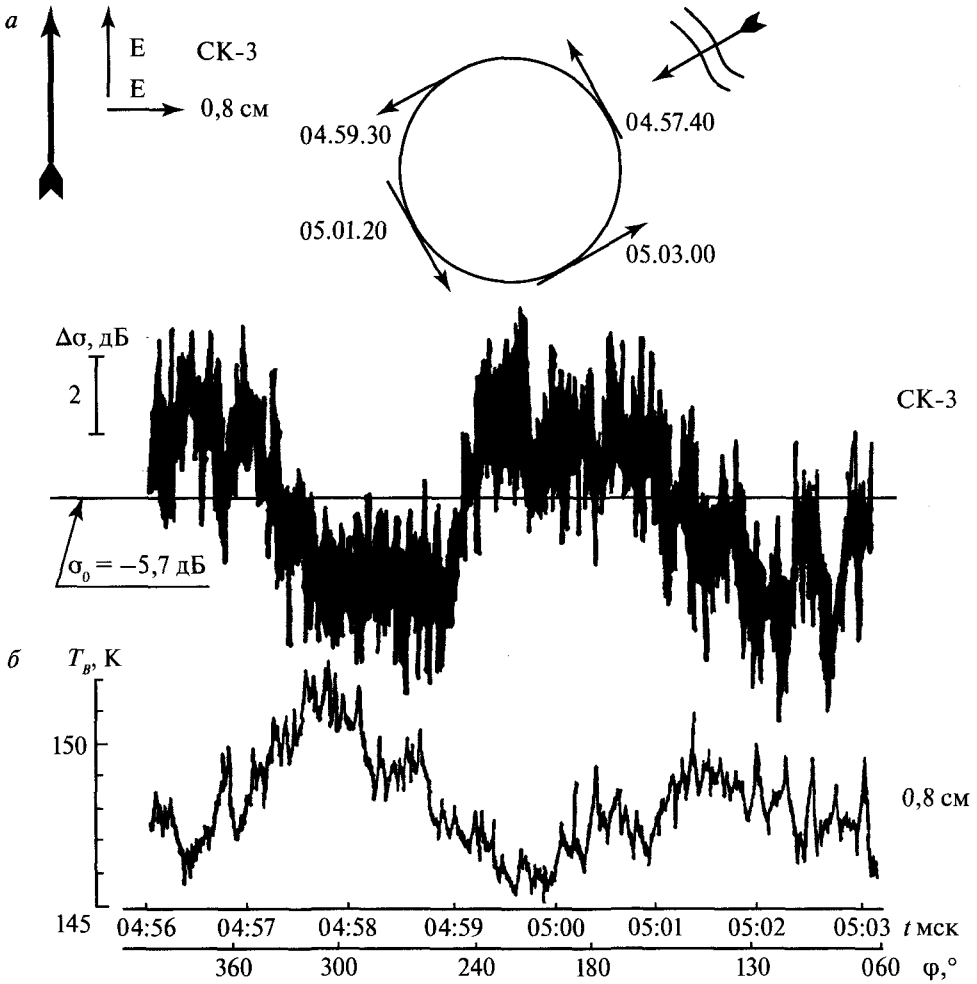


Рис. 8.15. Результаты летных экспериментов (20 октября 1978 г., Японское море) (время московское) по изучению эффекта поляризационной анизотропии в поле собственного излучения и обратно рассеянного сигнала: а — схема круговых полетов, расположение линейных поляризаций (E) бортовых антенн и направления фронтов энергонесущих волновых структур показаны на верху рисунка, жирной стрелкой указана осевая линия фюзеляжа самолета; б — синхронные фрагменты аналогового сигнала радиометра Р-0,8 (длина волны 0,8 см) и скаттерометра СК-3 (длина волны 3 см) при выполнении круговых полетов с углом наклона 5° на высоте 300 м. Состояние волнения — 6 баллов

летательных аппаратах [Покровская, Шарков, 1986; 1987; Sharkov, 2007] позволили установить, что стохастическая модель крупномасштабных полей центров обрушений волн может быть представлена в виде целочисленного точечного поля марковского типа с независимыми дискретными источниками. Среднее значение удельной плотности центров обрушения (центров диссипации волновой энергии) носит явно выраженный кубический характер по отношению к скорости приповерхностного ветра и при этом имеет пороговый характер, начиная со скорости ветра 5 м/с [Бондур, Шарков, 1982]. Интересно отметить, что позднее О. Филлипс дал теоретическое объяснение этим экспериментальным результатам [Phillips, 1988].

Детальные экспериментальные исследования процесса обрушения и последующего распада пенных систем [Шарков, 1994а, б] показали, что процесс «подготовки» гравитационной волны к обрушению и непосредственно обрушение занимает доли (около 1/3) периода волны. Другими словами, нелинейная стадия процесса обрушения и образование гребневой пенной массы нарастает с фантастическими скоростями. Однако полосовая пенная масса характеризуется экспоненциальным распадом со значительным временем полураспада (0,5–10 с), зависящим от физико-химических свойств морской воды данной акватории.

Рассмотрим группу волновых обрушений, получившую наименование «мезообрушения» [Шарков, 1994а, б]. Мезообрушения обладают специфическими свойствами: малым временем жизни пенных масс (около 1 с); малыми характерными размерами (~0,4 м); отсутствием последующей полосовой пены; слабым оптическим контрастом; независимостью средних размеров от ветро-волновых условий. Мгновенная величина пенопокрытия (на единицу площади) для мезообрушений составляет 0,6 %. Мезообрушения образуют своего рода «шумовое» поле, на котором происходят макрообрушения.

Что же касается радиотепловых моделей пенообразных систем, то детальные лабораторные и теоретические исследования, выполненные под руководством автора настоящей книги в период 1974–1981 гг., показали, что существуют два контрастных класса пенных систем — эмульсионный монослой и слой пены полиэрической структуры [Милицкий и др., 1978]. При этом строго доказано [Райзер, Шарков, 1981], что электродинамические модели однородного или неоднородного диэлектрического слоя с параметрами, отвечающими гетерогенной смеси воды и воздуха [Матвеев, 1971], количественно не согласуются с результатами эксперимента. То же относится и к моделям дискретной слоистой среды [Rozenkranz, Staelin, 1972; Бордонский и др., 1978], и к моделям плавного переходного диэлектрического слоя [Бордонский и др., 1978]. Наиболее полно отражают электромагнитные свойства грубодисперсных сред в микроволновом диапазоне сплошные слоисто-неоднородные модели со строгим учетом дифракционных свойств полых сфер и гексагональных структур, а также нерезкой границы раздела дисперсной структуры с водной поверхностью и высотной неоднородности диэлектрического слоя [Райзер, Шарков, 1981] (см. гл. 6). Для рассматриваемого электромагнитного диапазона полые водяные сферы (или гексагональные структуры) представляют собой

своего рода малые «черные тела», которые энергично поглощают электромагнитную энергию за счет внутрипузырьковой дифракции (см. гл. 6).

8.5. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ПОЛЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ОТ ОБРУШАЮЩИХСЯ ВОЛН

Как уже отмечалось (гл. 1), несмотря на то, что свойства морских волн, генерируемых ветром, интенсивно изучаются, начиная с 50-х гг. прошлого столетия, многие физические эффекты так называемого второго порядка малости по величине по отношению к особенностям энергетического спектра, но имеющие принципиальное значение для понимания процессов генерации, развития и затухания ветровых волн, по-прежнему исследованы недостаточно. К их числу относятся и эффекты слабонелинейных взаимодействий поверхностных волн, приводящие к перераспределению энергии между взаимодействующими компонентами и играющие в результате значительную роль в формировании спектра поверхностного волнения [Phillips, 1977]. Изучение этих эффектов в натуральных условиях встречает значительные трудности, главная из которых состоит в том, что в поле естественного морского волнения взаимодействующие волны не изолированы, поэтому одни и те же компоненты могут входить во взаимодействия, резонируя одновременно с волнами различных групп, имеющих различные пространственно-временные масштабы и различные направления распространения. В связи с этим необходима информация по структуре волнения сразу для значительной акватории или, другими словами, формирование пространственно-временного кадра волнового поля. Получить такого сорта информацию волнографическими контактными методами принципиально невозможно. Поэтому методы микроволновой скаттерометрии, позволяющие получить пространственную картину распределения волновых систем на значительных площадях и при этом проследить временную динамику поверхностных волн, представляются оптимальными для исследования эффектов слабо нелинейных волновых взаимодействий по их поверхностным проявлениям на радиоизображениях морской поверхности. В свою очередь, поверхностные проявления волновых систем наиболее эффективно могут быть получены при настильных углах наблюдения в поле обратного рассеяния обрушающихся волн [Калмыков и др., 1976; Phillips et al., 2001; Булатов и др., 2003; 2006; Sletten et al., 2003; Bulatov et al., 2004; Булатов и др., 2006].

Пространственные и временные характеристики волн при такой методологии можно наблюдать, представив радиоизображение морской поверхности в кадре с координатами «время – расстояние». Радиоизображение в таком формате обычно называется $[t, r]$ -диаграммой [Phillips et al., 2001] и может быть получено, если стробировать принятый сигнал по дальности и вести регистрацию его вариаций во времени, формируя выборку для каждого значения дальности при фиксированном азимутальном угле зондирования.

Сформированное таким образом радиоизображение позволяет определить скорость движения элементов морской поверхности, рассеивающих радиоволны, расстояния, пройденные ими по направлению к радару или от него, определить их «время жизни» на морской поверхности. Двумерное преобразование фурье-радиолокационных данных, заданных в формате «время – расстояние», есть пространственно-частотный спектр интенсивности обратного рассеяния морской поверхности вида частота – волновое число. В такой форме данные радиолокационного зондирования морской поверхности могут быть проанализированы для исследования тонких дисперсионных свойств волновых систем, разрешаемых радиолокатором, а также использованы для изучения групповой структуры волн в волновых бассейнах и в натурных экспериментах, где исследуются течения и изучается волнение в прибрежной зоне. В работах [Bulatov et al., 2004; Булатов и др., 2006] представлены результаты натурального радиолокационного эксперимента, направленного на исследование динамики морской поверхности. Анализ данных, полученных в формате время – расстояние, позволил определить характерные скорости и времена жизни рассеивателей, формирующих обратное рассеяние радиоволн на вертикальной и горизонтальной поляризациях, и объяснить полученные результаты на основе модели взаимодействия поверхностных волн трех масштабов. Анализ двумерных спектров радиоизображений вида «частота – волновое число» позволяет выявить эффекты слабо-нелинейных резонансных взаимодействий поверхностных волн и определить параметры компонент, удовлетворяющих условиям четырехволновых взаимодействий.

8.5.1. Район и условия проведения эксперимента

Данные, которые представлены в данном разделе, были получены 16 сентября 2002 г. на Черном море в Голубой бухте в районе Геленджика. Измерения проводились с пирса, выходящего в море на 200 м. На рис. 8.16 показаны береговая черта и линии равных глубин, указано место расположения радиолокатора на краю пирса, а также обозначена зона обзора, соответствующая положению луча антенны, ориентированной навстречу волнению. Точки *A* и *B* соответствуют значениям минимальной и максимальной дальности обзора. Как следует из схемы, приведенной на рис. 8.16а, зондируемая область поверхности расположена над подводным желобом, идущим от конца пирса в южном направлении. Как известно, при таком рельефе дна поверхностная волна, длина которой соизмерима с глубиной моря в окрестности желоба, ориентируется вдоль его оси. Это обстоятельство позволяет упростить анализ результатов измерений, при этом заранее полагается, что наблюдаемые волновые компоненты коллинеарны и распространяются преимущественно в направлении антенны.

Накануне проведения радиолокационных измерений был штиль, который сменился неустойчивым, порывистым ветром юго-восточного, а затем устойчивым ветром южного направления, скорость которого составляла $(7,5 \pm 0,5)$ м/с, а направление — $(180 \pm 10)^\circ$. Оценки времени разгона, сделан-

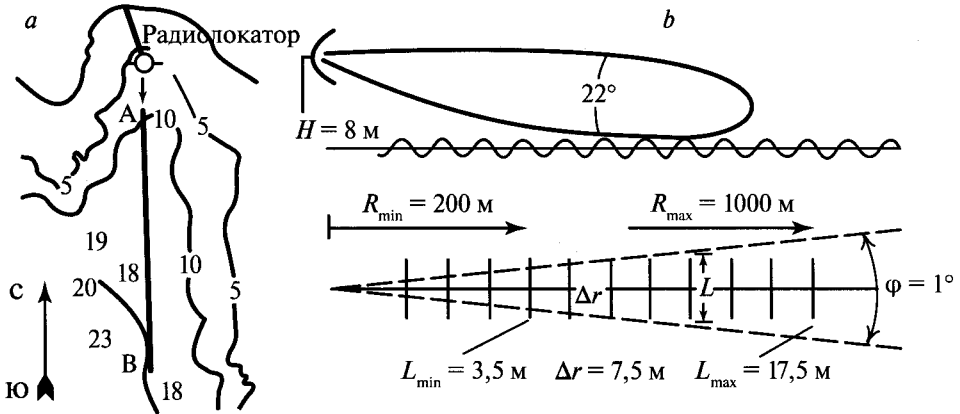


Рис. 8.16. Область прибрежной акватории и схема наблюдения поверхности моря при дистанционных исследованиях в прибрежной зоне: *a* — батиметрия и береговая черта в зоне исследований; *б* — радарный обзор морской поверхности с основными пространственными параметрами

ные по стандартным методикам [Рожков, 1979], показали, что на момент проведения радиолокационных измерений волнение было полностью развито, средняя высота волн достигла максимального для данной скорости ветра значения, которое, по данным контактных измерений, составило 1,2 м.

8.5.2. Методика радиолокационных измерений

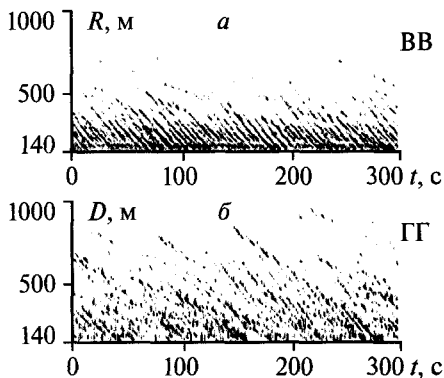
Для построения исследовательских пространственно-временных диаграмм использована схема зондирования морской поверхности, представленная на рис. 8.16б. Для проведения радиолокационных измерений использовался двухполяризационный радиолокатор 3-см диапазона, обеспечивающий разрешения по дальности $\Delta r = 7,5$ м. Радиолокатор был установлен на высоте $H = 8$ м над уровнем моря. В азимутальной плоскости зона обзора морской поверхности определялась шириной диаграммы антенны, которая составляла 1° . Границы зоны обзора по дальности, обозначенные на рис. 8.16б как R_{\min} и R_{\max} , определялись длительностью стробирующего импульса, запирающего приемник в момент излучения, и уровнем мощности принятого сигнала, при котором можно было пренебречь влиянием шумов приемника на качество получаемых радиоизображений. Минимальный и максимальный размеры элемента разрешения (L) в азимутальной плоскости, соответствующие минимальной и максимальной дальности, составили $L_{\min} = 3,5$ м и $L_{\max} = 17,5$ м. В пределах зоны обзора угол зондирования относительно надира менялся от 88 до $89,6^\circ$. Измерения проводились на горизонтальной (ГГ) и вертикальной (ВВ) поляризациях попеременно, в течение 10–15 мин на каждой из поляризаций. Зондирующие импульсы передатчика длительностью 50 нс следовали с частотой 500–2000 Гц. Излучаемая импульсная мощность составляла 7,5 кВт.

Оцифровка аналогового сигнала в 8-разрядном аналого-цифровом преобразователе и запись его двоичного представления в память персонального компьютера производилась в течение 12,8 мкс, что соответствовало одному скану дальности длиной 1280 м, состоящему из 256 элементов. Результирующая выборка, соответствующая одному скану дальности, формировалась путем 4-кратного усреднения значений, полученных при однократном просмотре зоны обзора.

8.5.3. Анализ пространственно-временных диаграмм

При работе с неподвижной антенной, ориентированной навстречу генеральному направлению распространения волн, радиоизображение морской поверхности на координатной плоскости время – расстояние представляет совокупность точек, яркость каждой из которых пропорциональна средней интенсивности сигнала, рассеянного элементом поверхности, расположенным в момент времени t на удалении R , площадь которого $S = \Delta r \times L$. Радиоизображения, представленные в таком формате, обычно называют РТИ-диаграммами [Булатов и др., 2006]. По существу, РТИ-диаграмма представляет собой матрицу, каждая строка которой состоит из последовательности значений интенсивности сигналов, рассеянных элементами поверхности, расположенными на одинаковом удалении от антенны в различные моменты времени. Максимальное число строк такой матрицы равно числу элементов разрешения в пределах зоны обзора $R_{\max}/\Delta r$, а число столбцов – числу временных отсчетов сигнала за время наблюдения. В работе число отсчетов дальности составляло 256; временной интервал между отсчетами выбирался порядка 0,5–1 с.

На рис. 8.17 показаны РТИ-диаграммы, полученные при ВВ и ГГ-поляризациях зондирующего сигнала. Рассеивающие радиоволны элементы поверхности, движущиеся вдоль луча антенны, отображаются на них в виде темных полос – «треков», наклон которых определяется скоростью движения рассеивателей. Их проекции на ось дальности соответствуют расстояниям, пройденным рассеивателями по направлению к радиолокатору, а проекции на ось времени – продолжительности отдельных актов рассеяния («временем жизни» рассеивателей).



Сравнение диаграмм на рис. 8.17 показывает, что характер треков на вертикальной и горизонтальной поляризациях принципиально различается. Если на диаграмме, полученной на вертикальной поляризации, в основном наблюдаются сплошные полосы, протяженность кото-

Рис. 8.17. Двумерное изображение в координатах время – расстояние радиолокационного сигнала на вертикальной (а) и горизонтальной (б) поляризациях

рых составляет несколько элементов разрешения по дальности, то на горизонтальной поляризации трек разбивается на отдельные короткие выбросы. Это различие связано с особенностями обратного рассеяния электромагнитных волн при настильных углах зондирования.

Анализ гистограмм распределений времени жизни и скоростей рассеивателей, рассчитанные для двух совокупностей треков, показывает [Bulatov et al., 2004], что при вертикальной поляризации максимум распределения лежит в диапазоне скоростей 7–8 м/с, тогда как при горизонтальной поляризации верхняя граница диапазона скоростей с максимальным числом треков равна 10 м/с. Поскольку фазовая скорость энергонесущих волн при развитом волнении практически равна скорости ветра (в нашем случае — 7 м/с), то можно сделать вывод: рассеиватели, формирующие сигнал на вертикальной поляризации, движутся со скоростью гребней энергонесущих волн, при этом длительность трека составляет порядка одного или более периодов волны (по данном контактных измерений, период доминирующей волны был около 4 с). На горизонтальной поляризации сигнал формируется рассеивателями, скорость значительной части которых (порядка 40 %) превосходит фазовую скорость волны, а их время жизни существенно меньше, чем период волны.

Полученные результаты можно интерпретировать как в рамках феноменологической двухмасштабной модели, описывающей механизм обратного рассеяния электромагнитных волн морской поверхностью при настильных углах зондирования [Булатов и др., 2003], так и в рамках капельно-брызговой модели при обрушении гравитационных волн (см. разд. 8.2 и работы [Калмыков и др., 1976; Чёрный, Шарков, 1988]), а также в рамках недавней модели мало-размерных структур различных типов, появляющихся при обрушении волн [Sletten et al., 2003]. В рамках двухмасштабной модели рассеяние на вертикальной поляризации определяется резонансной рябью, создаваемой локальным ветром и движущейся по гребню крупной волны, а усиление рассеяния на горизонтальной поляризации связано с ростом наклонов и амплитуд волн промежуточных масштабов (порядка 1 м и короче), что приводит к появлению на гребнях волн промежуточных масштабов вынужденной ряби, движущейся по склону длинной волны с фазовой скоростью волны промежуточного масштаба. В этом случае результирующая скорость мелкомасштабных рассеивателей горизонтально поляризованных электромагнитных волн равна сумме скоростей волн промежуточных масштабов и длинных волн. Это объясняет различное смещение центральной частоты доплеровских спектров, измеренных на вертикальной и горизонтальной поляризациях. Этот же эффект объясняет поляризационные различия полученных нами распределений скоростей. Отметим, что аналогичную интерпретацию можно получить, привлекая капельно-брызговую модель (см. более детально разд. 8.2).

8.5.4. Анализ пространственно-частотных спектров

Поскольку треки на РТГ-диаграмме вызваны модуляцией мелкомасштабных рассеивателей (вообще говоря, различной физической природы) крупными

волнами, то двумерный винеровский спектр RTI-диаграммы, называемый также $(\omega-k)$ -диаграммой, характеризует спектр модулирующих поверхностных волн, масштабы которых согласованы с пространственным разрешением радиолокатора. Известно, что спектральный состав поверхностного волнения в области энергонесущих волн определяется влиянием ветровой накачки и тонкими межволновыми взаимодействиями, и анализ $(\omega-k)$ -диаграмм, полученных дистанционным образом в различных условиях состояния морского волнения, представляет собой тонкий инструмент для исследования такого рода сложных волновых взаимодействий. Отметим, что традиционные методы измерений с помощью контактных волнографов принципиально не допускают возможности подобных исследований взаимодействия волновых систем.

На рис. 8.18 показан в увеличенном масштабе фрагмент пространственно-частотного спектра, определенного в области положительных значений переменных (ω, k) как результат двумерного преобразования фурье-фрагментов радиоизображений рис. 8.17 в виде RTI-диаграмм. Каждый спектр получен в спектральном окне размерностью 512×512 пикселей, центр которого при вычислении каждого последующего спектра смещался по диаграмме «время-дальность» на ширину окна. Уровни яркости на изображениях рис. 8.18 отображаются в логарифмическом масштабе. Как показал анализ, на $(\omega-k)$ -диаграммах, полученных как на вертикальной, так и на горизонтальной поляризациях, наблюдаются одни и те же волновые компоненты. Отчетливо выделяющиеся на сером фоне темные полосы на $(\omega-k)$ -плоскости и есть дисперсионные кривые, которые связывают частоты и волновые числа длинных

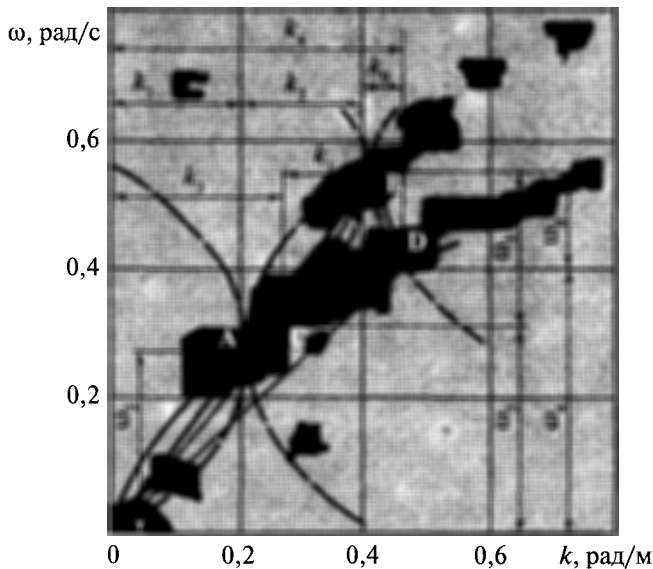


Рис. 8.18. Фрагмент пространственно-частотного спектра системы гравитационных волн, определенных в диапазоне положительных ω - и k -координат, и диаграмма взаимодействия волновых компонент

гравитационных волн, модулирующих сигнал, рассеиваемый морской поверхностью в микроволновом диапазоне. На рис. 8.18 после пороговой фильтрации исходного изображения $(\omega-k)$ -диаграммы отображаются две совокупности областей, центры которых расположены приблизительно вдоль кривых $\omega^2 = gk$ и $\omega^2 = 2gk$, соответствующих в линейном приближении дисперсионным соотношениям для гравитационной волны k и ее гармоники.

Размеры областей («размытость» дисперсионных кривых) определяются конечными значениями амплитуд реальных компонент морского волнения, а также пространственным разрешением радиолокатора и длиной реализации, обрабатываемой при вычислении спектра. Отметим также, что в области больших значений волновых чисел (см. рис. 8.18) имеет место смещение пятен в область высоких частот, которое может быть вызвано взаимодействием волн с поверхностным течением, приводящим к появлению доплеровского сдвига. В этом случае дисперсионная зависимость имеет вид: $\omega = \sqrt{2gk + \mathbf{kU}}$, где \mathbf{U} — вектор скорости течения. По оценкам авторов, соответствующая наблюдаемому смещению частоты скорость течения составляет 10–15 см/с, что по порядку величины соответствует скорости ветрового сноса.

Попробуем связать результаты спектрального анализа радиоизображений с данными прямых волнографических измерений — частотными спектрами возвышений, которые рассчитывались по волнограммам длительностью порядка 20 мин с последующим 4-кратным усреднением. Частотные спектры, зарегистрированные на разных стадиях развития волнения, показаны на рис. 8.19. Спектры, приведенные на рис. 8.19а, б, получены в условиях развивающегося волнения за 6 ч (см. рис. 8.19а) и 4 ч (см. рис. 8.19б) до начала радиолокационных измерений. Спектр, представленный на рис. 8.19в, получен во время измерений на стадии полностью развитого волнения. Отметим, что низкочастотный максимум на частоте $f_0 = 0,16$ Гц, наблюдаемый на всех стадиях развития волнения, вызван, как показывают многолетние наблюдения, появлением зыби, приходящей в Голубую бухту из других районов Черного моря, и не связан с локальным ветром. Характерная особенность спектра,

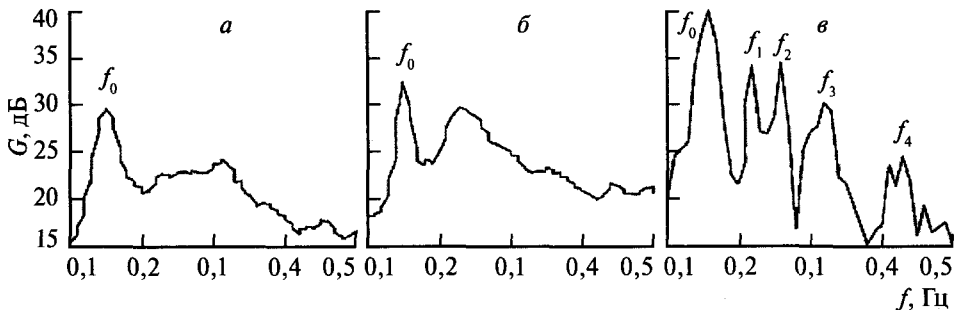


Рис. 8.19. Экспериментальный частотный спектр возвышений морской поверхности, полученный с использованием струнных волнографов на различных стадиях развития волнения

показанного на рис. 8.19в, — появление максимумов на четырех частотах: $f_1 = 0,23$ Гц, $f_2 = 0,27$ Гц, $f_3 = 0,32$ Гц и $f_4 = 0,41$ Гц. Для того чтобы убедиться, что наличие этих пиков не является результатом ошибок статистической обработки либо тем, что длина обрабатываемой реализации недостаточна, был проведен детальный анализ, показавший, что указанные факторы не объясняют появления этих пиков.

Известно [Phillips, 1977], что причиной многомодовой структуры частотного спектра волнения могут быть нелинейные взаимодействия между гравитационными волнами — резонансные взаимодействия третьего и более высоких порядков. Угловые частоты и соответствующие им значения волновых чисел могут быть рассчитаны по известной методике определения параметров гравитационных волн, распространяющихся в море конечной глубины. Угловые частоты максимумов спектра ($\omega_0 - \omega_4$) равны 1,005; 1,44; 1,72; 2,01; 2,57 рад·с⁻¹, а значения их волновых чисел ($k_0 - k_4$) соответствуют 0,078; 0,212; 0,304; 0,412 и 0,66 рад·м⁻¹. Простой анализ значений частот и волновых чисел показывает, что набор частот $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ удовлетворяет условиям частотного синхронизма:

$$2\omega_2 = \omega_1 + \omega_3, \quad (8.5a)$$

$$2\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_3, \quad (8.5b)$$

при выполнении которых имеет место возбуждение квазисинхронной компоненты на частоте ω_2 .

Для другого набора частот — $\omega_0, \omega_2, \omega_4$ выполняются условия синхронизма вида:

$$2\omega_2 = \omega_4 + \omega_0, \quad (8.6a)$$

$$2\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_4 - \mathbf{k}_0, \quad (8.6b)$$

что соответствует возбуждению волновой компоненты на боковой частоте ω_4 . Соблюдение равенств (8.5) и (8.6) выполняется с точностью лучше 10 %, что согласуется с точностью реальных измерений.

Для того чтобы сопоставить эти результаты с радиолокационными наблюдениями, нанесем на контуры пространственного спектра рис. 8.18 диаграмму волновых векторов, волновые числа которых соответствуют пикам спектра рис. 8.19в, и выполним построение, используя графический метод анализа нелинейных взаимодействий волн [Vulatov et al., 2004]. Выбрав за начало координат точку O , соответствующую нулевой гармонике пространственного спектра, построим вектор OA с проекциями ω_2 и k_2 , отображающий на (ω, \mathbf{k}) -плоскости волновой вектор \mathbf{k}_2 . Перенеся начало координат в точку A и повторив предыдущее построение, получим вектор OB , отображающий на (ω, \mathbf{k}) -плоскости вектор $2\mathbf{k}_2$. Дисперсионные кривые (для всех знаков ω и k), проходящие через точку B (пунктирные линии), пересекаясь с дисперсионной кривой, проходящей через точку O (сплошная линия), определяют пары векторов (BC, OC) и (BD, OD) , отображающих полученные пространственно-частотные спектры модуляции рассеянных сигналов. Анализ этих спектров позволил определить степень нелинейности поверхностных волн и

диапазон групповых и фазовых скоростей поверхностных волн в зависимости от стадии развития волнения, а также выделить спектральные компоненты модуляционного спектра, возникающие при образовании волновых пакетов. Также показано, что по пространственно-частотным спектрам модуляции могут быть получены оценки амплитуды нелинейной поверхностной волны, хорошо согласующиеся с результатами контактных измерений (ω, \mathbf{k}) -плоскости пары волновых векторов $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3)$ и $(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_4)$. Волновые числа и частоты этих векторов соответствуют резонансным условиям (8.5) и (8.6), и, в то же время, значения их проекций, определенные по результатам построения векторной диаграммы и обозначенные на рис. 8.19 соответствующими индексами, отвечают приведенным выше значениям частот и волновых чисел. Таким образом, проведенное построение дает уверенность в том, что спектры, представленные на рис. 8.18 и 8.19, отражают дисперсионные свойства двух систем взаимодействующих поверхностных гравитационных волн.

Дальнейшие исследования в этом направлении показали высокую эффективность пространственно-частотного анализа данных активных скаттерометрических дистанционных наблюдений сложных волновых систем морского волнения. Так, в работе [Булатов и др., 2006] получены пространственно-частотные спектры модуляции рассеянных сигналов, анализ которых позволил определить степень нелинейности поверхностных волн и диапазон групповых и фазовых скоростей поверхностных волн в зависимости от стадии развития волнения, а также выделить спектральные компоненты модуляционного спектра, возникающие при образовании волновых пакетов. Кроме того показано, что по пространственно-частотным спектрам модуляции могут быть получены оценки амплитуды нелинейной поверхностной волны, хорошо согласующиеся с результатами контактных измерений. Отметим также, что использование (ω, \mathbf{k}) -диаграмм, отображающих дисперсионные характеристики связанных гармоник нелинейной волны, позволяет определить мощность компонент модуляционного спектра, создаваемых этими гармониками. При этом исключается модуляция, создаваемая свободными волнами на тех же частотах.

ВЫВОДЫ

Результаты специализированных натуральных экспериментов по исследованию электромагнитных свойств гравитационных волн в режиме их обрушения показали, что дистанционные микроволновые синхронные измерения в радиотепловом и скаттерометрическом режимах позволяют получить уникальную информацию о процессе обрушения волн и выделить две временные фазы, связанные с возникновением капельно-брызговой структуры над образующимся буруном и формированием пенного полосового поля. Высокочастотная зона доплеровского спектра несет информацию о поле доплеровских скоростей движущихся рассеивателей в капельно-брызговой фазе, обуславливающей

образование спекл-структуры в поле обратно рассеянного сигнала от взволнованной морской поверхности.

В свою очередь, поверхностные проявления волновых систем наиболее эффективно могут быть отражены при настильных углах наблюдения в поле обратного микроволнового рассеяния обрушающихся волн. При этом может быть получена информация по структуре волнения сразу по значительной акватории или, другими словами, сформирован пространственно-временной кадр волнового поля. Получить такого рода информацию волнографическими контактными методами принципиально невозможно. Дальнейшие исследования в этом направлении показали высокую эффективность пространственно-частотного анализа данных активных скаттерометрических дистанционных наблюдений для выявления сложных нелинейных (слабых) взаимодействий волновых систем морского волнения.

Заключение

Изложенные в книге результаты научных исследований позволяют составить наиболее полное представление о современном уровне развития микроволновой и оптической дистанционной диагностики взволнованной морской поверхности в условиях нарушения ее односвязности и возникновения зоны промежуточной плотности, представляющей собой полидисперсную смесь конечных объемов воздуха и воды с сильно флуктуирующими в пространстве и во времени характеристиками перехода.

В книге развиты наиболее общий подход и методическая и аппаратная классификация при изучении процесса обрушения океанических волн и образования пенно-брызговых структур, в первую очередь, дистанционными оптическими и микроволновыми методами, которые, наряду с акустическими, позволят получать в недалеком будущем необходимую и достаточную информацию об аэрированном и дисперсном слоях на поверхности моря и в приводном слое и создать пространственно-временные модели для решения задач волновой динамики, энерго-, массо- и теплообмена в системе океан – атмосфера.

В работе предложены и детально рассмотрены экспериментальные дистанционные методики и получены оригинальные результаты при исследовании закономерностей статистической пространственной структуры и масштабо-инвариантных свойств хаотизированных полей обрушений гравитационных волн в системе океан – атмосфера. Сравнительный анализ полученных результатов и существующих моделей обрушения позволил показать несостоятельность ряда общепринятых положений, что требует разработки принципиально новых подходов к изучению процессов обрушения гравитационных волн.

Оригинальные экспериментальные результаты дистанционных исследований, приведенные в книге, носят нетрадиционный характер и получены в летно-морских экспедициях в период с 1976 по 1983 г.

На основе детального теоретического и экспериментального исследования взаимодействия электромагнитных волн микроволнового диапазона с полидисперсными плотноупакованными структурами, образующимися в

системе океан – атмосфера в условиях обрушения гравитационных волн, установлен основной физической механизм собственного излучения дисперсных структур — он связан с дифракционным поглощением электромагнитных волн пузырьками эмульсионной среды и полиэдрическими ячейками сотовой структуры пенных слоев. Предложенный в книге модельный подход с использованием приближений Лорентца–Лоренца и Хюлста для полидисперсной среды можно применять при изучении более широкого класса природных объектов. К их числу могут относиться морской лед, свежий и талый снег, водонефтяные эмульсии, увлажненные почвы и грунты и другие геофизические системы, чьи электродинамические свойства существенно зависят от структурных характеристик дисперсной среды, конфигурации и упаковки ее частиц.

Результаты специализированных экспериментов по исследованию электромагнитных свойств концентрированных капельных потоков и возможности использования их для формирования электродинамических моделей капельно-брызговой фазы обрушающихся волн позволили установить границы применимости теории переноса излучения для описания электродинамических параметров дискретных аэродисперсных сред с высокой плотностью поглощающих рассеивателей. Экспериментально установлено, что при электромагнитном взаимодействии отдельных (или индивидуальных) рассеивателей аэродисперсная дискретная система приобретает свойства сплошной турбулентной среды с пространственными флуктуациями диэлектрических характеристик; предложена качественно новая электродинамическая модель дискретной среды с учетом взаимодействия рассеивателей.

В результате специализированных натурных экспериментов по исследованию электромагнитных свойств гравитационных волн в режиме обрушения показано, что дистанционные микроволновые синхронные измерения в радиотепловом и скаттерометрическом режимах позволяют получить уникальную информацию о процессе обрушения волн и выделить две временные фазы, связанные с возникновением капельно-брызговой структуры над образующимся буруном и формированием пенного полосового поля.

В свою очередь, поверхностные проявления волновых систем наиболее эффективно могут быть получены при настильных углах наблюдения в поле обратного микроволнового рассеяния обрушающихся волн. При этом может быть получена информация о структуре волнения на значительной по площади акватории или, другими словами, сформирован пространственно-временной кадр волнового поля. Получить такого рода информацию волнографическими контактными методами принципиально невозможно. Дальнейшие исследования в этом направлении показали высокую эффективность пространственно-частотного анализа данных активных скаттерометрических дистанционных наблюдений для выявления сложных нелинейных (слабых) взаимодействий волновых систем морского волнения.

Теоретические и экспериментальные исследования в ближайшем будущем, вероятно, будут направлены на совершенствование нелинейных моделей, описывающих структуру приводного слоя, а также его электродинами-

ческие свойства при наличии пенных систем и брызговых облаков. Сущность таких моделей изложена в книге. Однако эффективное развитие и использование теоретических моделей возможно только на базе обширного комплекса экспериментальных дистанционных и контактных данных; сейчас этих данных явно недостаточно. Это касается масштабов как всего Мирового океана, так и региональных его составляющих. Можно полагать, что экспериментальные, теоретические и модельные результаты, изложенные в настоящей книге, послужат серьезным стимулом и основой для дальнейшей серьезной работы в этом направлении.

Литература

- [Аванесова и др., 1984] *Аванесова Г.Г., Воляк К.И., Шуган И.В.* Измерение характеристик волнения самолетным локатором бокового обзора // Тр. ФИАН. 1984. № 156. С. 94–123.
- [Айвазян Г.М., 1991] *Айвазян Г.М.* Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 480 с.
- [Басс и др., 1975] *Басс Ф.Г., Брауде С.Я., Калмыков А.И.* Радиофизические исследования морского волнения (радиоокеанография), выполненные в АН УССР: Препринт ИРЭ АН УССР. № 51. Харьков, 1975. 43 с.
- [Башаринов и др., 1974] *Башаринов А. Е., Гурвич А.С., Егоров С.Т.* Радиоизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974. 188 с.
- [Беззаботнов, 1985] *Беззаботнов В.С.* Некоторые результаты натурных измерений структуры морских пенных образований // Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т. 21. № 1. С. 101–107.
- [Беззаботнов и др., 1986] *Беззаботнов В.С., Бортковский Р.С., Тимановский Д.Ф.* О структуре двухфазной среды, образующейся при обрушении ветровых волн // Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т. 22. № 11. С. 1186–1193.
- [Белов, 1978] *Белов Д.М.* Методика экспериментального исследования капельно-брызгового механизма энергообмена между океаном и атмосферой // Изв. Всесоюз. географич. об-ва. 1978. Т. 110. Вып. 3. С. 257–261.
- [Бендат, Пирсол, 1974] *Бендат Дж., Пирсол А.* Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1974. 340 с.
- [Беспалова и др., 1979] *Беспалова Е.А., Веселов В.М., Глотов А.А., Милицкий Ю.А., Мировский В.Г., Покровская И.В., Попов А.Е., Раев М.Д., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Исследования анизотропии ветрового волнения по вариациям теплового радиоизлучения // Докл. АН СССР. 1979. Т. 246. № 6. С. 1482–1485.
- [Беспалова и др., 1982] *Беспалова Е.А., Веселов В.М., Гершензон В.Е., Милицкий Ю.А., Мировский В.Г., Покровская И.В., Раев М.Д., Трохимовский Ю.Г., Семин А.Г., Смирнов Н.К., Скачков В.А., Хапин Ю.Б., Чистяков В.Н., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Об определении скорости приповерхностного ветра по измерениям поляризационной анизотропии собственного и рассеянного СВЧ-излучения // Исслед. Земли из космоса. 1982. № 1. С. 87–94.
- [Бондур, Шарков, 1982] *Бондур В.Г., Шарков Е.А.* Статистические характеристики пенных образований на взволнованной морской поверхности // Океанология. 1982. Т. 22. № 3. С. 372–379.
- [Бондур, Шарков, 1986] *Бондур В.Г., Шарков Е.А.* Статистические характеристики элементов линейной геометрии пенных структур на поверхности моря по данным оптического зондирования // Исслед. Земли из космоса. 1986. № 4. С. 21–31.

- [Бордонский и др., 1978] *Бордонский Г.С., Василькова И.Б., Веселов В.М., Ворсин Н.Н., Милицкий Ю.А., Мировский В.Г., Никитин В.В., Райзер В.Ю., Хапин Ю.Б., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Спектральные характеристики радиоизлучения пенных образований // Изв. АН СССР. ФАО. 1978. Т. 14. № 6. С. 656–663.
- [Бордюгов и др., 1986] *Бордюгов В.М., Верещак А.И., Гродский С.А.* Исследование отображений параметров крупномасштабных внутренних волн на поверхности океана: Препринт МГИ АН УССР. Севастополь, 1986. 73 с.
- [Борен, Хафмен, 1986] *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
- [Борисенков, Кузнецов, 1976] *Борисенков Е.П., Кузнецов М.А.* К теории тепло- и влагообмена атмосферы и океана при штормовых условиях погоды // Метеорология и гидрология. 1976. № 5. С. 18–26.
- [Борисенков, Кузнецов, 1978] *Борисенков Е.П., Кузнецов М.А.* К параметризации взаимодействия между атмосферой и океаном в штормовых условиях с использованием атмосферных циркуляционных моделей // Изв. АН СССР. ФАО. 1978. Т. 14. № 5. С. 510–519.
- [Борн, Вольф, 1973] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 392 с.
- [Бортковский, 1977] *Бортковский Р.С.* Экспериментальные исследования поля брызг над ветровыми волнами // Тр. ГГО. Вып. 398. Л.: Гидрометеиздат, 1977. С. 34–40.
- [Бортковский, 1983] *Бортковский Р.С.* Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 158 с.
- [Бортковский, 1987] *Бортковский Р.С.* Пространственно-временные характеристики барашков и пятен пены, образующихся при обрушении ветровых волн // Метеорология и гидрология. 1987. № 5. С. 68–75.
- [Бортковский, 2006] *Бортковский Р.С.* К оценке среднего обмена кислородом и CO_2 между океаном и атмосферой в ключевых районах океана // Изв. АН СССР. ФАО. 2006. Т. 42. № 2. С. 250–257.
- [Бортковский, Кузнецов, 1977] *Бортковский Р.С., Кузнецов М.А.* Некоторые результаты исследования состояния морской поверхности // Тайфун-75. Т. 1. Л.: Гидрометеиздат, 1977. С. 90–105.
- [Бортковский, Тимановский, 1982] *Бортковский Р.С., Тимановский Д.Ф.* О микроструктуре обрушающихся гребней ветровых волн // Изв. РАН. ФАО. 1982. Т. 18. № 3. С. 327–329.
- [Бреховских, 1973] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 305 с.
- [Булатов и др., 2003] *Булатов М.Г., Кравцов Ю.А., Лаврова О.Ю., Литовченко К.Ц., Митягина М.И., Раев М.Д., Сабинин К.Д., Трохимовский Ю.Г., Чурюмов А.Н., Шуган И.В.* Физические механизмы формирования аэрокосмических радиолокационных изображений океана // УФН. 2003. Т. 173. № 1. С. 69–87.
- [Булатов и др., 2006] *Булатов М.Г., Раев М.Д., Скворцов Е.И.* Исследование динамики нелинейных волн по пространственно-частотным спектрам

- радиоизображений морской поверхности // Исслед. Земли из космоса. 2006. № 2. С. 1–7.
- [Бункин, Гочелашвили, 1968] *Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С.* Выбросы случайного скалярного поля // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 12. С. 1864–1870.
- [Ван де Хюлст, 1961] *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 536 с.
- [Веселов и др., 1984] *Веселов В.М., Давыдов А.А., Скачков В.А., Черный И.В., Воляк К.И.* Радиодистанционные измерения внутренних волн с борта судна // Изв. АН СССР. ФАО. 1984. Т. 20. № 3. С. 308–317.
- [Волков, 1968] *Волков Ю.А.* Анализ спектров морского волнения, развивающегося под действием турбулентного ветра // Изв. АН СССР. ФАО. 1968. Т. 4. № 9. С. 968–987.
- [Ворсин и др., 1982] *Ворсин Н.Н., Глотов А.А., Мирковский В.Г., Райзер В.Ю., Троицкий И.А., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Натурные радиотепловые измерения пенных образований // Исслед. Земли из космоса. 1982. № 3. С. 98–102.
- [Градштейн, Рыжик, 1962] *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962. 450 с.
- [Грушин и др., 1986] *Грушин В.А., Ильин Ю.А., Лазарев А.А., Лупян Е.А., Малинников В.А., Покровская И.В., Скачков В.А., Суслов А. И., Стулов А.А., Шарков Е.А.* Синхронные оптические и контактные исследования пространственно-спектральных характеристик морского волнения // Исслед. Земли из космоса. 1986. № 2. С. 57–67.
- [Дейрменджан, 1971] *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
- [Довиак, Зрнич, 1988] *Довиак Р., Зрнич Д.* Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 512 с.
- [Домбровский, 1974] *Домбровский Л.А.* Рассеяние и поглощение света пылями сферическими частицами // Изв. АН СССР. ФАО. 1974. Т. 10. № 7. С. 720–727.
- [Домбровский, 1979] *Домбровский Л.А.* Расчет теплового радиоизлучения пены на морской поверхности // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 3. С. 193–198.
- [Домбровский, 1981] *Домбровский Л.А.* Поглощение и рассеяние СВЧ-излучения сферическими водяными оболочками // Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т. 17. № 3. С. 324–329.
- [Домбровский, Райзер, 1992] *Домбровский Л.А., Райзер В.Ю.* Микроволновая модель двухфазной среды на океанической поверхности // Изв. АН СССР. ФАО. 1992. Т. 28. № 8. С. 650–656.
- [Егоров, 1977] *Егоров Б.П.* Параметры капельно-брызговых облаков, образующихся при сильном прибое // Тр. ГГО. Вып. 399. Л.: Гидрометеиздат, 1977. С. 136–145.
- [Зайцев, 1970] *Зайцев Ю.П.* Морская нейстонология. Киев: Наукова думка, 1970. 230 с.

- [Заславский, Шарков, 1987] *Заславский Г.М., Шарков Е.А.* Фрактальные свойства зон обрушающихся волн на поверхности моря // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294. № 6. С. 1362–1366.
- [Заславский, Сагдеев, 1988] *Заславский Г.М., Сагдеев Р.З.* Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. 368 с.
- [Захаров, Заславский, 1982] *Захаров В.Е., Заславский М.М.* Кинетические уравнения и колмогоровские спектры в слаботурбулентной теории ветровых волн // Изв. АН СССР. ФАО. 1982. Т. 18. № 9. С. 970–979.
- [Зигель, Хауэлл, 1975] *Зигель Р., Хауэлл Дж.* Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
- [Зилитинкевич С.С. и др., 1978] *Зилитинкевич С.С., Монин А.С., Чаликов Д.В.* Взаимодействие океана и атмосферы // Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана. М.: Наука, 1978. С. 208–339.
- [Исимару, 1981] *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса. М.: Мир, 1981. 280 с.
- [Калмыков и др., 1976] *Калмыков А.И., Курекин А.С., Лементя Ю.А., Островский И.Е. Пустовойтенко В.В.* Особенности рассеяния СВЧ-излучения на обрушивающихся морских волнах // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 9. С. 1315–1321.
- [Каневский, 2004] *Каневский М.Б.* Теория формирования радиолокационного изображения поверхности океана. Нижний Новгород: Изд-во Ин-та прикладной физики РАН, 2004. 123 с.
- [Кендал, Стьюарт, 1966] *Кендал М., Стьюарт А.* Теория распределений. Т. 1. М.: Наука, 1966. 450 с.
- [Китайгородский, 1970] *Китайгородский С.А.* Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 283 с.
- [Китайгородский, 1997] *Китайгородский С.А.* Влияние опрокидывания ветровых волн на локальное взаимодействие между атмосферой и океаном // Изв. РАН. ФАО. 1997. Т. 33. № 6. С. 828–836.
- [Китайгородский, 2001] *Китайгородский С.А.* Новые доказательства влияния процесса опрокидывания нелинейных ветровых волн на увеличение диссипации кинетической энергии в верхнем слое моря // Докл. РАН. 2001. Т. 376. № 4. С. 539–542.
- [Кондратьев и др., 1975] *Кондратьев К.Я., Рабинович Ю.И., Нордберг В.Л.* (ред.). Советско-американский эксперимент «Беринг»: Тр. заключительного симпозиума по итогам совместной советско-американской экспедиции. Л., 12–17 мая, 1974. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 314 с.
- [Королюк и др., 1978] *Королюк В.С., Портенко Н.И., Скороход А.В., Турбин А.Ф.* Справочник по теории вероятностей и математической статистики. Киев: Наукова думка, 1978. 582 с.
- [Корн, Корн, 1970] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1970. 710 с.
- [Крамер, 1975] *Крамер Т.* Математические методы статистики. М.: Мир, 1975. 460 с.

- [Красильников, 1987] *Красильников Н.И.* Дисперсия и обрушение гравитационных волн в жидкости // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294. № 3. С. 592–594.
- [Красильников и др., 1986] *Красильников Н.И., Лебедев В.Б., Хапаев М.М., Грибов Б.Э.* Численное моделирование обрушения морских волн: Препринт ИКИ АН СССР. Пр-1095. М.: ИКИ АН СССР. 1986. 29 с.
- [Красюк, Розенберг, 1970] *Красюк Н.П., Розенберг В.И.* Корабельная радиолокация и метеорология. Л.: Судостроение, 1970. 324 с.
- [Кутателадзе, Стырикович, 1976] *Кутателадзе С.С., Стырикович М.А.* Гидродинамика газо-жидкостных систем. М.: Энергия, 1976. 296 с.
- [Лаврова, Стеценко, 1981] *Лаврова Н.П., Стеценко А.Ф.* Аэрофотосъемка. Аэрофотосъемочное оборудование. М.: Недра, 1981. 231 с.
- [Лаппо и др., 1990] *Лаппо С.С., Гулев С.К., Рождественский А.Е.* Крупномасштабное термическое взаимодействие в системе океан – атмосфера и энергоактивные зоны в Мировом океане. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 336 с.
- [Лубяко, Паршин, 1986] *Лубяко Л.В., Паршин В.В.* Применение скаттерометра двухмиллиметрового диапазона для получения статистических характеристик сигналов, рассеянных водной поверхностью // Всесоюз. конф. по статистическим методам обработки данных дистанц. зондирования окружающей среды: Тез. докл. Рига, 1986. С. 100.
- [Лупян, Шарков, 1986] *Лупян Е.А., Шарков Е.А.* О критерии восстановления спектральных характеристик шероховатой морской поверхности по ее оптическому изображению // Исслед. Земли из космоса. 1986. № 4. С. 21–31.
- [Малиновский, 1991] *Малиновский В.В.* Оценка связи параметров радиолокационного сигнала, отраженного от моря при малых углах скольжения, с характеристиками обрушений ветровых волн // Морской гидрофиз. журн. 1991. № 6. С. 32–41.
- [Марцинкевич, Мелентьев, 1975]. *Марцинкевич Л.Б., Мелентьев В.В.* Связь радиояркостной температуры взволнованного моря с характеристиками состояния его поверхности и волнообразующими факторами (вариант В) // Советско-американский эксперимент «Беринг». Л.: Гидрометеиздат, 1975. С. 124–148.
- [Матвеев, 1971] *Матвеев Д.Т.* О спектре микроволнового излучения взволнованной поверхности моря // Изв. АН СССР. ФАО. 1971. Т. 8. № 10. С. 1070–1083.
- [Матвеев, 1978] *Матвеев Д.Т.* Анализ результатов радиотеплового зондирования морской поверхности при шторме // Метеорология и гидрология. 1978. № 4. С. 58–66.
- [Мельничук, Черников, 1971] *Мельничук Ю.В., Черников А.А.* Спектры радиолокационных сигналов от поверхности моря при различных поляризациях излучения и приема // Изв. АН СССР. ФАО. 1971. Т. 7. № 1. С. 28–40.
- [Милицкий и др., 1976] *Милицкий Ю.А., Райзер В.Ю., Шарков Е.А., Эткин В.С.* О рассеянии СВЧ-излучения пенообразными структурами // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. № 18. С. 851–855.

- [Милицкий и др., 1977] *Милицкий Ю.А., Райзер В.Ю., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Рассеяние СВЧ-излучения пенообразными структурами // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22. № 11. С. 2299–2304.
- [Милицкий и др., 1978] *Милицкий Ю.А., Райзер В.Ю., Шарков Е.А., Эткин В.С.* О тепловом радиоизлучении пенообразных структур // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 5. С. 1031–1033.
- [Ландау, Лифшиц, 1957] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957. 620 с.
- [Нигматулин Р.И., 1978] *Нигматулин Р.И.* Основы механики гетерогенных смесей. М.: Наука, 1978. 250 с.
- [Оделевский, 1951] *Оделевский В.И.* Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем // ЖТФ. 1951. Т. 21. № 6. С. 667–673.
- [Оцисик, 1976] *Оцисик М.Н.* Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.
- [Покровская, Шарков, 1986] *Покровская И.В., Шарков Е.А.* Пространственно-статистические характеристики пенных полей на морской поверхности (по данным оптического зондирования) // Исслед. Земли из космоса. 1986. № 5. С. 18–25.
- [Покровская, Шарков, 1987] *Покровская И.В., Шарков Е.А.* Пенная активность на морской поверхности как марковский случайный процесс // Докл. АН СССР. 1987. Т. 293. № 5. С. 1108–1111.
- [Покровская, Шарков, 1988] *Покровская И.В., Шарков Е.А.* Оптико-дистанционные исследования полей обрушений гравитационных волн развивающегося волнения // Исслед. Земли из космоса. 1988. № 3. С. 11–22.
- [Покровская, Шарков, 1993] *Покровская И.В., Шарков Е.А.* Оптико-дистанционные исследования азимутальных характеристик полей обрушений гравитационных волн морского волнения // Исслед. Земли из космоса. 1993. № 2. С. 76–80.
- [Преображенский, 1972] *Преображенский Л.Ю.* Оценка содержания капель-брызг в приводном слое атмосферы // Тр. ГГО. Вып. 282. Л.: Гидрометеиздат, 1972. С. 194–199.
- [Райзер, Новиков, 1990] *Райзер В.Ю., Новиков В.М.* Фрактальная структура зон обрушений поверхностных волн в океане // Изв. АН СССР. ФАО. 1990. Т. 26. № 6. С. 664–668.
- [Райзер, Шарков, 1980] *Райзер В.Ю., Шарков Е.А.* О дисперсной структуре морской пены // Изв. АН СССР. ФАО. 1980. Т. 16. № 7. С. 772–776.
- [Райзер, Шарков, 1981] *Райзер В.Ю., Шарков Е.А.* К вопросу об электродинамическом описании плотноупакованных дисперсных систем // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 7. С. 809–818.
- [Райзер и др., 1975а] *Райзер В.Ю., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Влияние температуры и солености на радиоизлучение гладкой морской поверхности в дециметровом и метровом диапазонах // Изв. АН СССР. 1975. Т. 11. № 6. С. 652–655.
- [Райзер и др., 1975б] *Райзер В.Ю., Шарков Е.А., Эткин В.С.* О тепловом радиоизлучении морской поверхности с нефтяными загрязнениями: Препринт ИКИ АН СССР. Пр-237. М.: ИКИ АН СССР, 1975. 15 с.

- [Райзер и др., 1976] *Райзер В.Ю., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Морская пена: физико-химические свойства, излучательные и отражательные характеристики: Препринт ИКИ АН СССР. Пр-306. М.: ИКИ АН СССР, 1976. 52 с.
- [Рожков, 1979] *Рожков В.А.* Методы вероятностного анализа океанологических процессов. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 279 с.
- [Розенберг, 1958] *Розенберг Г.В.* Оптика тонкостенных покрытий. М.: Физматгиз, 1958. 250 с.
- [Розенберг, 1972] *Розенберг В.И.* Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. Л.: Гидрометеиздат, 1972. 348 с.
- [Рытов и др., 1978] *Рытов С.М., Крайцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
- [Самойленко и др., 1974] *Самойленко В.С., Матвеев Д.Т., Семенченко Б.А.* Материалы к количественной оценке покрытия поверхности океана пеной // «Тропекс-72». Л.: Гидрометеиздат, 1974. С. 584–559.
- [«Союз-22»..., 1980] «Союз-22» исследует Землю / Под. ред. Р.З. Сагдеева, Х. Штиллера, Я.Л. Зимана и др. М.: Наука, 1980. 32–31 с.
- [Спирidonов, Пичугин, 1984] *Спирidonов Ю.Г., Пичугин А.П.* Влияние метеоусловий на характеристики радиолокационных изображений земной поверхности из космоса // Исслед. Земли из космоса. 1984. № 6. С. 21–27.
- [Стреттон, 1949] *Стреттон Дж. А.* Теория электромагнетизма. М.: Гостехиздат, 1949. 539 с.
- [Стрижкин и др., 1985] *Стрижкин И.И., Лапчинская М. П., Ильин Ю.А., Малинников В.А.* Пространственная структура высочастотного ветрового морского волнения при различных метеоусловиях // Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т. 21. № 4. С. 440–442.
- [Тимофеев, Шарков, 1992] *Тимофеев П.В., Шарков Е.А.* Натурные исследования дисперсной фазы зоны обрушения морской волны: Препринт ИКИ РАН. Пр-1841. М.: ИКИ РАН, 1992. 34 с.
- [Тихомиров, 1975] *Тихомиров В.К.* Пены. Теория и практика их получения и разрушения. М.: Химия, 1975. 123 с.
- [Тихонов В.И., 1970] *Тихонов В.И.* Выбросы случайных процессов. М.: Наука, 1970. 392 с.
- [Феллер, 1984] *Феллер В.* Введение в теорию вероятностей и ее приложения: В 2 т. Т. 1 / Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 528 с.
- [Хорн, 1972] *Хорн Р.* Морская химия. М.: Мир, 1972. 398 с.
- [Хусу и др., 1975] *Хусу А.П., Витенберг Ю.Р., Пальмов В.А.* Шероховатость поверхностей (теоретико-вероятностный подход). М.: Наука, 1975. 299 с.
- [Чёрный, 1982] *Чёрный И.В.* Радиометр-скаттерометр миллиметрового диапазона для исследования морской поверхности: Препринт ИКИ АН СССР. Пр-689. М.: ИКИ АН СССР. 1982. 19 с.
- [Чёрный, Шарков, 1988] *Чёрный И.В., Шарков Е.А.* Радиодистанционные исследования процесса обрушения морской волны // Исслед. Земли из космоса. 1988. № 2. С. 17–28.

- [Чёрный, Шарков, 1991a] *Чёрный И.В., Шарков Е.А.* Электродинамика дискретных концентрированных сред с поглощающими рассеивателями: Препринт ИКИ РАН. Пр-1753. М.: ИКИ РАН, 1991. 40 с.
- [Чёрный, Шарков, 1991б] *Чёрный И.В., Шарков Е.А.* Особенности обратного рассеяния электромагнитных волн концентрированными аэродисперсными средами // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 3. С. 73–74.
- [Шарков, 1994а] *Шарков Е.А.* Оптические исследования временной динамики пенных структур на взволнованной морской поверхности // Исслед. Земли из космоса. 1994. № 1. С. 68–78.
- [Шарков, 1994б] *Шарков Е.А.* Экспериментальные исследования времени жизни дисперсной фазы обрушающейся гравитационной волны // Изв. АН СССР. ФАО. 1994. Т. 30. № 6. С. 844–847.
- [Шарков, 2009] *Шарков Е.А.* Пространственная многомасштабная статистическая структура поля обрушения морских волн по данным оптико-дистанционных исследований // Исслед. Земли из космоса. 2009. № 1. С. 1–11.
- [Шляхин, 1987] *Шляхин В.М.* Вероятностные модели нерэлеевских флуктуаций радиолокационных сигналов // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 9. С. 1793–1817.
- [Шульгина, 1972] *Шульгина Е.М.* Расчет излучения взволнованной морской поверхности в микроволновом диапазоне // Изв. АН СССР. ФАО. 1972. Т. 8. № 7. С. 773–776.
- [Abe, 1957] *Abe T.* A supplementary note on the foaming of seawater // Records of Oceanographic Work in Japan. 1957. V. 4. N. 1. P. 1–7.
- [Abe, 1962] *Abe T.* On the stable foam forming of seawater in seas (preliminary report) // J. Oceanographic Society of Japan. 1962. 20th Annu. Vol. P. 242–250.
- [Abe, 1963] *Abe T.* In situ formation of stable foam in seawater to cause salty wind damage // Papers in Meteorology and Geophysics. 1963. V. 14. N. 2. P. 93–108.
- [Aden, 1951] *Aden A.L., Kerker M.* Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres // J. Applied Physics. 1951. V. 22. N. 10. P. 357–361.
- [Alcock, Morgan, 1978] *Alcock R.K., Morgan D.G.* Investigation of wind and sea state with respect to the Beaufort scale // Weather. 1978. V. 33. N. 7. P. 271–277.
- [Alpers, Hasselmann, 1982] *Alpers W., Hasselmann K.* Spectral signal to clutter and thermal noise properties of ocean waves imaging synthetic aperture radars // Intern. J. Remote Sensing. 1982. V. 3. N. 4. P. 432–446.
- [Atlas et al., 1984] *Atlas D., Ulbrich C.W., Meneghini R.* The multiparameter remote measurement of rainfall // Radio Science. 1984. V. 19. N. 1. P. 3–22.
- [Banner, Phillips, 1974] *Banner M.L., Phillips O.M.* On the incipient breaking of small-scale waves // J. Fluid Mechanics. 1974. V. 65. P. 647–656.
- [Banner, Peregrine, 1993] *Banner M.L., Peregrine D.H.* Wave breaking in deep water // Annual Reviews of Fluid Mechanics. 1993. V. 25. P. 373–397.
- [Baryshnikova et al., 1989] *Baryshnikova Yu.S., Zaslavsky G.M., Lupian E.A., Moiseev S.S., Sharkov E.* Fractal analysis of the pre-hurricane atmosphere from satellite data // Advances in Space Research. 1989. V. 9. N. 7. P. 405–408.

- [Bharucha-Reid, 1960] *Bharucha-Reid A.T.* Elements of the theory of Markov processes and their applications. N. Y.: McGraw-Hill Book Co., 1960. 360 p.
- [Bikerman, 1973] *Bikerman J.J.* Foams. N. Y.: Springer-Verlag, 1973. 320 p.
- [Blanchard, 1963] *Blanchard D.C.* The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea // *Progress in Oceanography*. 1963. V. 1. P. 73–202.
- [Blanchard, Woodcock, 1957] *Blanchard D.C., Woodcock A.H.* Bubble formation and modification in the sea and its meteorological significance // *Tellus*. 1957. V. 9. N. 2. P. 145–158.
- [Bulatov et al., 2004] *Bulatov M.G., Raev M.D., Skvortsov E.I.* Dynamics of sea waves in coastal region according to date of high-resolution radar observation // *Physics of Wave Phenomena*. 2004. V. 12. N. 1. P. 18–24.
- [Boyarskii et al., 2001] *Boyarskii D.A., Tikhonov V.V., Komarova N.Yu.* Model of dielectric constant of bound water for application of microwave remote sensing // *Progress in Electromagnetic Research*. 2001. V. 35. P. 251–270.
- [Camps et al., 2005] *Camps A., Vall-Ilossera M., Villarino R., Reul N., Chapron B., Corbella I., Duffo N., Torres F., Miranda J.J., Sabia R., Moneris A., Rodriguez R.* The emissivity of foam-covered water surface at L-band: theoretical modeling and experimental results from the FROG 2003 field experiment // *IEEE Trans. on Geosciences and Remote Sensing*. 2005. V. 43. N. 3. P. 925–936.
- [Carter, 1982] *Carter D.J.* Prediction of wave height and period for a constant wind velocity using the JONSWAP results // *Ocean Engineering*. 1982. V. 9. N. 1. P. 17–33.
- [Cavaleri, 2006] *Cavaleri L.* Wave modeling. Where to go in the future // *Bull. American Meteorological Society*. 2006. V. 87. N. 2. P. 207–214.
- [Cipriano, Blanchard, 1981] *Cipriano R.J., Blanchard D.C.* Bubble and aerosol spectra produced by a laboratory breaking waves // *J. Geophysical Research*. 1981. V. 86. P. 8085–8092.
- [Conwell et al., 1984] *Conwell P.R., Barber P.W., Rushforth C.K.* Resonant spectra of dielectric spheres // *J. Optical Society of America A*. 1984. V. 1. N. 1. P. 62–67.
- [Cramer, 1967] *Cramer H., Leadbetter M.R.* Stationary and related stochastic processes: sample function properties and their applications. N. Y.; L.; Sydney: John Wiley, 1967. 398 p.
- [Day, 1964] *Day J.* Production of droplets and salt nuclei by bursting of air-bubble films // *Quarterly J. of the Royal Meteorology Society*. 1964. V. 90. N. 383. P. 72–78.
- [Deane, Stokes, 2002] *Deane G.B., Stokes M.D.* Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves // *Nature*. 2002. V. 418. N. 6900. P. 839–844.
- [Doviak, Lee, 1985] *Doviak R.J., Lee J.T.* Radar for storm forecasting and weather hazard warning // *J. Aircraft*. 1985. V. 22. N. 12. P. 1059–1064.
- [Droppleman, 1970] *Droppleman J.D.* Apparent microwave emissivity of sea foam // *J. Geophysical Research*. 1970. V. 75. N. 3. P. 696–698.
- [Fante, 1984] *Fante R.* Detection of multiscatter targets in K-distributed clutter // *IEEE Trans. on Antennas Propagation*. 1984. V. 32. N. 12. P. 1358–1363.
- [Frisch, 1995] *Frisch U.* Turbulence: the legacy of A. N. Kolmogorov. Cambridge: Cambridge U.P., 1995. 350 p.

- [Frouin et al., 2001] *Frouin R., Iacobellis S.F., Deschamps P.Y.* Influence of oceanic whitecaps on the global radiation budget // *Geophysical Research Letters*. 2001. V. 28. N. 8. P. 1523–1526.
- [Glazman, 1991a] *Glazman R.E.* Statistical problems of wind-generated gravity waves arising in microwave remote sensing of surface winds // *IEEE Trans. on Geosciences and Remote Sensing*. 1991. V. 29. N. 1. P. 135–142.
- [Glazman, 1991b] *Glazman R.E.* Reply // *J. Geophysical Research*. 1991. V. 96. N. C3. P. 4979–4983.
- [Glazman, Weichman, 1989] *Glazman R.E., Weichman P.B.* Statistical geometry of a small surface patch in a developed sea // *J. Geophysical Research*. 1989. V. 94. N. C4. P. 4998–5010.
- [Glazman, Weichman, 1990] *Glazman R.E., Weichman P.B.* Reply to Comments by E.C. Monahan on “Statistical geometry of a small surface patch in a developed sea” // *J. Geophysical Research*. 1990. V. 95. N. C2. P. 1771–1773.
- [Hayami, Toba, 1957] *Hayami S., Toba Y.* Drop production by bursting air bubbles on the sea surface. I. Experiments at still water surface // *J. Oceanographic Society of Japan*. 1957. V. 14. N. 2. P. 145–150.
- [Holliger, 1971] *Holliger J.P.* Passive microwave measurements of sea surface roughness // *IEEE Trans. Geoscience Electronics*. 1971. V. 9. N. 3. P. 165–169.
- [Hu et al., 2006] *Hu J., Gao J., Posner F.L., Zheng Y., Tung W.W.* Target detection within sea clutter: a comparative study by fractal scaling analyses // *Fractals*. 2006. V. 14. N. 3. P. 187–204.
- [Jameson, 1991] *Jameson A.R.* The effect of drop-size distribution variability on radiometric estimates of rainfall rates for frequencies from 3 to 10 GHz // *J. Applied Meteorology*. 1991. V. 30. N. 7. P. 1025–1033
- [Jameson, Kostinski, 1996] *Jameson A.R., Kostinski A.B.* Non-Rayleigh signal statistics caused by relative motion during measurements // *J. Applied Meteorology*. 1996. V. 35. N. 10. P. 1846–1859.
- [Jameson et al., 1999] *Jameson A.R., Kostinski A.B., Kruger A.* Fluctuation properties of precipitation. Pt. IV: Finescale clustering of drops in variable rain // *J. Atmospheric Sciences*. 1999. V. 56. N. 1. P. 82–91.
- [Johnson, Leone, 1977] *Johnson N.L., Leone F.C.* Statistics and experimental design in engineering and the physical sciences. N. Y.: John Wiley and Sons, 1977. 610 p.
- [Karlin, 1968] *Karlin S.* A first course in stochastic processes. N. Y.; L.: Academic Press, 1968. 538 p.
- [Kazevich et al., 1972] *Kazevich R.S., Tang C.H., Henriksen S.W.* Analysis and optical processing of sea photographs for energy spectra // *IEEE Trans. Geosciences and Electronic*. 1972. V. 10. N. 1. P. 51–57.
- [Kerker, 1969] *Kerker M.* The scattering of light. N. Y.: Academic Press, 1969. 350 p.
- [Koga, 1981] *Koga M.* Direct production of droplets from breaking wind-waves — its observation by a multicolored overlapping exposure photographic technique // *Tellus*. 1981. V. 33. N. 6. P. 552–563.
- [Koga, 1982] *Koga M.* Bubble entrainment in breaking wind waves // *Tellus*. 1982. V. 34. N. 5. P. 481–489.

- [Kokhanovsky, 2004] *Kokhanovsky A.A.* Spectral reflectance of whitecaps // *J. Geophysical Research*. 2004. V. 109. C05021, doi:10.1029/2003JC002177.
- [Kollias et al., 1999] *Kollias P., Lhermitte R., Albrecht B.A.* Vertical air motion and raindrop size distributions in convective systems using a 94 GHz radar // *Geophysical Research Letters*. 1999. V. 26. N. 20. P. 3109–3112.
- [Kwoh, Lake, 1985] *Kwoh D.S., Lake B.M.* The nature of microwave backscattering from water waves // *The ocean surface: wave breaking, turbulent mixing and radio probing* / Ed. by Y. Toba, H. Mitsuyasu. Dordrecht, Netherlands: D. Reidel Publishing Company, 1985. P. 249–256.
- [Lai, Shemdin, 1974] *Lai J.R., Shemdin O.H.* Laboratory study of the generation of spray over water // *J. Geophysical Research*. 1974. V. 79. N. 21. P. 3055–3063.
- [Lakhtakia et al., 1987] *Lakhtakia A., Messier R., Varadan V.V., Varadan V.K.* Fractal dimension from the back-scattering cross section // *J. Physics A: Mathematical and General*. 1987. V. 20. P. 1615–1619.
- [Levich, 1962] *Levich V.* Physicochemical hydrodynamics. Prentice-Hall, Englewood Cliffs. 1962. 340 p.
- [Lewis, Olin, 1980] *Lewis B., Olin I.* Experimental study and theoretical model of high-resolution radar backscatter from the sea // *Radio Science*. 1980. V. 15. N. 4. P. 815–828.
- [Lhermitte, 1988] *Lhermitte R.M.* Cloud and precipitation remote sensing at 94 GHz // *IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing*. 1988. V. 26. N. 3. P. 207–216.
- [Liu, 1993] *Liu P.* Estimating breaking wave statistics from wind-wave time series data // *Annales Geophysicae*. 1993. V. 11. N. 10. P. 970–972.
- [Longuet–Higgins, 1969] *Longuet–Higgins M.S.* On wave breaking and the equilibrium spectrum of wind-generating waves // *Proc. of the Royal Society of London. Series A*. 1969. V. 310. N. 1501. P. 151–159.
- [Longuet–Higgins, Turner, 1974] *Longuet–Higgins M.S., Turner J.S.* An “entraining plume” model of a spilling breaker // *J. Fluid Mechanics*. 1974. V. 63. N. 1. P. 1–20.
- [Lovejoy, 1982] *Lovejoy S.* Area-perimeter relation for rain and cloud areas // *Science*. 1982. V. 219. N. 9. P. 185–187.
- [Lovejoy, Schertzer, 1985] *Lovejoy S., Schertzer D.* Generalized scale invariance in the atmosphere and fractal models of rain // *Water Resources Research*. 1985. V. 21. N. 8. P. 1233–1250.
- [Lovejoy, Mandelbrot, 1985] *Lovejoy S., Mandelbrot B.B.* Fractal properties of rain and a fractal model // *Tellus*. 1985. V. 37A. P. 205–232.
- [MacIntyre, 1972] *MacIntyre F.* Flow patterns in breaking bubbles // *J. Geophysical Research*. 1972. V. 77. N. 27. P. 5211–5228.
- [Mandelbrot, 1982] *Mandelbrot B.* The fractal geometry of nature. N. Y.: Freeman and Co., 1982. 461 p.
- [Marmorino, Smith, 2005] *Marmorino G.O., Smith G.B.* Bright and dark whitecaps observed in the infrared // *Geophysical Research Letters*. 2005. V. 32. L11604, doi:10.1029/2005GL0231766.
- [Meischner, 1990] *Meischner P.* Cloud dynamics and cloud microphysics by radar measurements. ESA SR-301. ESA: Noordwijk, 1990. P. 19–26.

- [Miyke, Abe, 1948] *Miyke Y., Abe T.* A study on the foaming of sea water // J. Marine Research. 1948. V. 7. N. 2. P. 67–73.
- [Monahan, 1968] *Monahan E.C.* Sea spray as a function of low elevation speed // J. Geophysical Research. 1968. V. 73. N. 4. P. 1127–1137.
- [Monahan, 1971] *Monahan E.C.* Oceanic whitecaps // J. Physical Oceanography. 1971. V. 1. N. 2. P. 139–144.
- [Monahan, 1990] *Monahan E.C.* Comment to “Statistical geometry of a small surface part in a developed sea”, by R. Glazman and P. Weichman // J. Geophysical Research. V. 95. N. C2. P. 1768–1770.
- [Monahan, 2001] *Monahan E.C.* Whitecaps and foam // Encyclopedia of Ocean Sciences / Eds. J. Steele, S. Thorpe, K. Turekian. N. Y.: Elsevier, 2001. P. 3213–3219.
- [Monahan et al., 1982] *Monahan E.C., Davidson K.L., Spiel D.E.* Whitecap aerosol productivity deduced from simulation tank measurements // J. Geophysical Research. 1982. V. 87. N. C11. P. 8898–8904.
- [Monahan, Zietlow, 1969] *Monahan E.C., Zietlow C.R.* Laboratory comparisons of fresh-water and salt-water whitecaps // J. Geophysical Research. 1969. V. 74. N. 28. P. 6961–6966.
- [Moor, Fung, 1979] *Moor R., Fung A.K.* Radar determination of wind of sea // Proc. IEEE. 1979. V. 67. N. 11. P. 1504–1521.
- [Mouche et al., 2006] *Mouche A.A., Hauser D., Kudryavtsev V.* Radar scattering of the ocean surface and sea-roughness properties: a combined analysis from dual-polarizations airborne radar observations and models in C band // J. Geophysical Research. 2006. V. 111. C09004, doi:10.1029/2005JC003166.
- [Nordberg et al., 1971] *Nordberg W., Conaway J., Ross D.B., Wilheit T.* Measurements of microwave emission from a foam-covered, wind-driven sea // J. Atmospheric Science. 1971. V. 28. N. 6. P. 1971–1978.
- [Okuda, Hayami, 1959] *Okuda S., Hayami S.* Experiments on evaporation from a way water surface // Records Oceanogr. Works in Japan. 1959. V. 5. N. 1. P. 6–13.
- [Ochi, Tsai, 1983] *Ochi M., Tsai C.H.* Prediction of occurrence of breaking waves in deep water // J. Physical Oceanography. 1983. V. 13. N. 11. P. 2008–2019.
- [Oguchi, 1983] *Oguchi T.* Electromagnetic wave propagation and scattering in rain and other hydrometeors // Proc. IEEE. 1983. V. 71. N. 9. P. 1029–1078.
- [Papadimitrakis, 2005a] *Papadimitrakis Y.A.* On the probability of wave breaking in deep waters // Deep-Sea Research. Pt. 2. 2005. V. 52. N. 9–10. P. 1246–1269.
- [Papadimitrakis, 2005b] *Papadimitrakis Y.A.* Momentum and energy exchange across an air-water interface. Partitioning (into waves and currents) and parameterization // Deep-Sea Research. Pt. 2. 2005. V. 52. P. 1270–1286.
- [Pasqualicci, 1984] *Pasqualicci F.* Drop size distribution measurements in convective storms with a vertical pointing 35 GHz Doppler radar // Radio Science. 1984. V. 19. N. 1. P. 177–183.
- [Phillips, 1977] *Phillips O.M.* The dynamics of the upper ocean. L.; N. Y.; Melbourne: Cambridge University Press, 1977. 336 p.
- [Phillips, 1988] *Phillips O.M.* Radar returns from sea surface — Bragg scattering and breaking waves // J. Phys. Oceanography. 1988. V. 18. N. 8. P. 1065–1074.

- [Phillips et al., 2001] *Phillips O.M., Posner F.L., Hansen J.P.* High range resolution radar measurements of speed distribution of breaking events in wind-generation ocean waves: surface impulse and wave energy dissipation rates // *J. Physical Oceanography*. 2001. V. 31. N. 4. P. 450–460.
- [Pierson, Moskowitz, 1964] *Pierson W.J., Moskowitz L.* A proposed spectral model for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii // *J. Geophysical Research*. 1964. V. 69. P. 5181–5190.
- [Raizer et al., 1994] *Raizer V.Y., Novikov V.M., Bocharova T.Y.* The geometrical and fractal properties of visible radiances associated with breaking waves in the ocean // *Annales Geophysicae*. 1994. V. 12. P. 1229–1233.
- [Rosenkranz, Staelin, 1972] *Rosenkranz P.W., Staelin D.* Microwave emissivity of ocean foam and its effect on nadiral radiometric measurements // *J. Geophysical Research*. 1972. V. 77. N. 33. P. 6528–6538.
- [Ross, Cordon, 1974] *Ross D., Cordon V.* Observations of oceanic whitecaps and their relation to remote measurements of surface wind speed // *J. Geophysical Research*. 1974. V. 79. N. 3. P. 444–452.
- [Ruben, 1977] *Ruben D.L.* A water droplet concentration measuring device for use over the ocean // *AIAA Paper*. 1977. N. 305. 5 p.
- [Rysakov, Ston, 2001] *Rysakov W., Ston M.* Light scattering by spheroids // *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2001. V. 69. N. 5. P. 651–665.
- [Sabinin, Serebryany, 2005] *Sabinin K., Serebryany A.* Intense short-period internal waves in the ocean // *J. Marine Research*. 2005. V. 63. N. 1. P. 227–261.
- [Sharkov, 1993a] *Sharkov E.A.* Spatial features of sea wave breaking fields // *Symp. on the Air-Sea Interface*. Marseilles. France. June 24–30. 1993: Abstr. 1993. P. 21.
- [Sharkov, 1993b] *Sharkov E.A.* Scaling properties of sea wave breaking fields // *Annales Geophysicae*. 1993. Pt. 2. Suppl. II to V. 11. P. C310.
- [Sharkov, 1996a] *Sharkov E.A.* The nonlinear evolution of breaking sea gravity waves // *Annales Geophysicae*. 1996. Pt. 2. Suppl. II to V. 14. P. C542.
- [Sharkov, 1996b] *Sharkov E.A.* Wave Breaking as the Springs of Air-Sea Gas Transfer. PORSEC'96. Pacific Ocean Remote Sensing Conference: Abstr. Victoria, Canada. 1996. P. 123.
- [Sharkov, 1998] *Sharkov E.A.* Remote Sensing of Tropical Regions. Chichester; N. Y.; Weinheim; Brisbane; Singapore; Toronto: John Wiley and Sons / PRAXIS, 1998. 320 p. ISBN 0-471-97171-5.
- [Sharkov, 2000] *Sharkov E.A.* Global Tropical Cyclogenesis. Berlin; Heidelberg; N. Y.: Springer / PRAXIS, 2000. 370 p.
- [Sharkov, 2003] *Sharkov E.A.* Passive Microwave Remote Sensing of the Earth: Physical Foundations. Berlin; N. Y.; L.; Paris; Tokyo: Springer / PRAXIS, 2003. 613 p. ISBN 3-540-43946-3.
- [Sharkov, 2007] *Sharkov E.A.* Breaking Ocean Waves: Geometry, Structure and Remote Sensing. Berlin; Heidelberg; N. Y.: Springer / PRAXIS, 2007. 278 p.
- [Sharkov, Bondur, 1993] *Sharkov E.A., Bondur V.G.* Statistical characteristics of linear and area geometry of foam structures on the disturbed sea surface // *Symposium on the Air-Sea Interface*. Marseilles. France. June 24–30, 1993: Abstr. 1993. P. 177.

- [Shibata et al., 1985] *Shibata A., Uji T., Isozaki I.* Doppler spectra of microwave radar echo returned from calm and rough sea surface // The ocean surface: wave breaking, turbulent mixing and radio probing / Ed. by Y. Toba, H. Mitsuyasu. Dordrecht, Netherlands: D. Reidel Publishing Company, 1985. P. 263–268.
- [Shiotsuki, 1976] *Shiotsuki Y.* An estimation of dropsize distribution in the severe rainfall // J. Met. Soc. Japan. 1976. V. 54. N. 4. P. 259–263.
- [Skolnik, 1980] *Skolnik M.I.* Introduction to radar systems. N. Y.: McCraw-Hill, 1980. 450 p.
- [Sletten et al., 2003] *Sletten M.A., West J.C., Liu X., Duncan J.H.* Radar investigations of breaking water waves at low grazing angles with simultaneous high-speed optical imagery // Radio Science. 2003. V. 38. N. 6. 1110, doi:10.1029/2002RS0027166.
- [Snyder, Kennedy, 1983] *Snyder R.L., Kennedy R.M.* On the formation of whitecaps by a threshold mechanism. Part I: basic formalism // J. Physical Oceanography. 1983. V. 13. N. 8. P. 1482–1492.
- [Smith, 1988] *Smith P.M.* The emissivity of sea foam at 19 and 37 GHz // IEEE Trans. Geosciences and Remote Sensing. 1988. V. 26. N. 5. P. 541–547.
- [Stogryn, 1972] *Stogryn A.* The emissivity of sea foam at microwave frequencies // J. Geophysical Research. 1972. V. 77. N. 9. P. 1658–1666.
- [Takahashi, 1978] *Takahashi T.* Raindrop size distribution with collision breakup in an axisymmetric warm cloud model // J. Atmospheric Science. 1978. V. 35. N. 8. P. 1549–1553.
- [Tedesco, Blanchard, 1979] *Tedesco R., Blanchard D.C.* Dynamics of small bubble motion and bursting in freshwater // J. de Recherches Atmospheriques. 1979. V. 13. N. 3. P. 215–226.
- [Teich, Diamant, 1989] *Teich M.C., Diamant P.* Multiply stochastic representations for K distributions and their Poisson transforms // J. Optical Society of America A. 1989. V. 6. N. 1. P. 80–91.
- [Thorpe, 1982] *Thorpe S.A.* On the cloud of bubbles formed by breaking wind-waves in deep water and their role in air-sea gas transfer // Philosophical Trans. of the Royal Society A. 1982. V. 304A. N. 1483. P. 155–251.
- [Thorpe, Humphries, 1980] *Thorpe S.A., Humphries P.N.* Bubbles and breaking waves // Nature. 1980. V. 283. N. 57746. P. 463–465.
- [Toba, 1962] *Toba Y.* Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface. III. Study by use of a wind plume // J. Meteorological Society of Japan. 1962. V. 40. N. 1. P. 13–17.
- [Varadan et al., 1983] *Varadan V.K., Bringi V.N., Varadan V.V., Ishimaru A.* Multiple scattering theory for waves in discrete random media and comparison with experiments // Radio Science. 1983. V. 18. N. 3. P. 321–327.
- [Vinje, Brevig, 1981] *Vinje T., Brevig P.* Numerical simulation of breaking waves // Advance Water Resources. 1981. V. 4. N. 6. P. 77–82.
- [Wallis, 1969] *Wallis G.B.* One-dimensional two-phase flow. N. Y.: McGraw-Hill, 1969. 440 p.
- [Wang, Street, 1978] *Wang C.S., Street R.L.* Transfers across an air-water surface of high wind speeds: the effect of spray // J. Geophysical Research. 1978. V. 83. N. C6. P. 2959–2969.

- [Weaire, Hutzler, 2000] *Weaire D., Hutzler S.* The physics of foams. Oxford: Oxford University Press, 2000. 224 p.
- [Webster et al., 1976] *Webster W.J., Wilheit T.T., Ross D.B., Gloersen P.* Spectral characteristics of the microwave emission from a wind-driven foam-covered sea // *J. Geophysical Research*. 1976. V. 81. N. 18. P. 3095–3099.
- [Wen et al., 1990] *Wen B., Tsang L., Winebrenner D.P., Ishimaru A.* Dense medium radiative transfer theory: comparison with experiment and application to microwave remote sensing and polarimetry // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1990. V. 28. N. 1. P. 46–59.
- [Williams, 1969] *Williams G.F.* Microwave radiometry of the ocean and the possibility of marine wind velocity determination from satellite observations // *J. Geophysical Research*. 1969. V. 74. N. 18. P. 4591–4610.
- [Wu, 1973] *Wu J.* Spray in the atmospheric surface layer // *J. Geophysical Research*. 1973. V. 78. N. 3. P. 511–519.
- [Wu, 1979] *Wu J.* Spray in the atmospheric surface layer: review and analysis of laboratory and oceanic results // *J. Geophysical Research*. 1979. V. 84. N. 4. P. 1693–1704.
- [Wu et al., 1984] *Wu J., Murray J., Lai R.* Production and distribution of sea spray // *J. Geophysical Research*. 1984. V. 89. N. C5. P. 8163–8169.
- [Young, Babanin, 2006] *Young I.R., Babanin A.V.* Spectral distribution of energy dissipation of wind-generated waves due to dominant wave breaking // *J. Physical Oceanography*. 2006. V. 36. N. 3. P. 376–394.
- [Zappa et al., 2004] *Zappa C.J., Asher W.E., Jessup A.T., Klinke J., Long S.R.* Microbreaking and the enhancement of air-water transfer velocity // *J. Geophysical Research*. 2004. V. 109. C08S16, doi:10.1029/2003JC001897.
- [Zhang et al., 2006] *Zhang W., Perrie W., Li W.* Impacts of waves and sea spray on midlatitude storm structure and intensity // *Monthly Weather Review*. 2006. V. 134. N. 9. P. 2418–2442.

Содержание

Предисловие	5
Глава 1. Научные и прикладные основы изучения обрушающихся океанических волн	10
1.1. Обрушающиеся океанические волны в системе океан – атмосфера	10
1.1.1. Волновая динамика при обрушении волн	10
1.1.2. Энергообмен при обрушении волн	11
1.1.3. Газообмен в системе океан – атмосфера	13
1.2. Обрушающиеся океанические волны и дистанционное микроволновое зондирование	14
1.3. Классификация методов исследований	17
Выводы	18
Глава 2. Пространственно-стохастическая структура полей обрушающихся волн в системе океан – атмосфера	19
2.1. Постановка задачи по изучению пространственно-стохастической структуры полей обрушающихся волн	19
2.2. Методика и условия выполнения натуральных экспериментов	20
2.2.1. Гидрометеоусловия проведения эксперимента и методика выполнения полетов	21
2.2.2. Методика проведения и обработки данных контактной части эксперимента	22
2.2.3. Состояние стратификации и турбулентный режим приводного слоя. Условия «чистого» разгона	24
2.2.4. Восстановления спектральных характеристик морской поверхности по ее оптическим изображениям	26
2.2.5. Пространственно-спектральная структура волнения	29
2.3. Пространственно-статистические свойства поля обрушений волн развитого морского волнения	32
2.3.1. Методика формирования и обработки случайно-точечного поля	32
2.3.2. Законы распределения удельной плотности	34
2.3.3. Пространственная однородность и репрезентативность поля обрушений	39
2.3.4. Линейная некоррелированность поля обрушений	40
2.3.5. Азимутальная однородность поля обрушений	42
2.3.6. Марковское свойство поля обрушений	44

2.4.	Пространственно-статистические свойства поля обрушений развивающегося морского волнения	47
2.4.1.	Методика формирования и обработки случайно-точечного поля в условиях развивающегося волнения	47
2.4.2.	Марковское свойство поля обрушений в условиях развивающегося волнения	49
2.4.3.	Законы распределения удельной плотности в условиях развивающегося волнения	51
2.4.4.	Линейная некоррелированность удельной плотности центров обрушения в условиях развивающегося волнения	52
2.4.5.	Пространственная однородность удельной плотности центров обрушения в условиях развивающегося волнения	53
2.5.	Фрактальные свойства зон обрушений волн стационарного и развивающегося морского волнения	54
2.5.1.	Методики формирования случайно-точечного поля для фрактальной обработки	54
2.5.2.	Фрактальные свойства полей обрушений в условиях развитого волнения	55
2.5.3.	Фрактальные свойства полей обрушений в условиях развивающегося волнения	57
	Выводы	59
Глава 3.	Линейная и площадная геометрии гребневой и полосовой пенных полей. . .	61
3.1.	Постановка задачи по изучению пространственно-стохастической структуры индивидуальных обрушающихся волн	61
3.2.	Методика дистанционного исследования индивидуальных пенных структур в процессе обрушения волн.	62
3.3.	Методика обработки данных дистанционного зондирования индивидуальных пенных структур в процессе обрушения волн	65
3.4.	Статистика элементов линейной геометрии индивидуальных пенных структур в процессе обрушения волн.	67
3.5.	Статистика элементов двумерной геометрии индивидуальных пенных структур в процессе обрушения волн.	72
3.6.	Статистика удельной плотности центров обрушения.	82
3.6.1.	Пуассоновское приближение для поля центров обрушения	82
3.6.2.	Поле центров обрушения как процесс Паскаля.	85
3.7.	Пространственное поле обрушений волн и теория выбросов случайного гауссового поля.	90
3.7.1.	Свойства потока пересечений гауссовым полем фиксированного уровня.	90
3.7.2.	Интенсивность потока пересечений гауссовым полем фиксированного уровня и экспериментальные наблюдения	92
3.7.3.	Области выбросов изотропного гауссового поля и экспериментальные наблюдения	94
3.7.4.	О соотношении интервалов диссипации и прозрачности в спектрах высот морского волнения.	96
	Выводы	98

Глава 4. Временная динамика процесса обрушения морских волн	99
4.1. Постановка задачи	99
4.2. Методика и условия выполнения натуральных экспериментов	101
4.2.1. Методика оптических наблюдений временной эволюции процесса обрушения	104
4.2.2. Методика обработки оптических изображений	105
4.3. Временная эволюция процесса обрушения	106
4.4. Пространственно-временные характеристики мезообрушений	112
4.5. Спектральные характеристики аэрированного слоя	115
Выводы	116
Глава 5. Капельно-брызговая фаза над морской поверхностью	117
5.1. Физические механизмы генерации капельно-брызговой фазы	117
5.2. Дисперсные характеристики капельно-брызговой фазы	121
5.2.1. Лабораторные измерения характеристик капельно-брызговой фазы	122
5.2.2. Натурные измерения характеристик капельно-брызговой фазы	124
Выводы	133
Глава 6. Электродинамика грубодисперсных плотноупакованных сред	135
6.1. Пена как коллоидная система: физические и структурные свойства	135
6.2. Физико-химические свойства морской пены	141
6.3. Дисперсная структура морской пены в акватории Черного моря	145
6.4. Первые дистанционные эксперименты и «наивные» электромагнитные модели	150
6.5. Экспериментальные исследования характеристик грубодисперсных систем радиофизическими методами	153
6.5.1. Лабораторные аналоги пенных систем и их дисперсные характеристики	153
6.5.2. Спектральные и поляризационные свойства радиотеплового излучения дисперсных систем	156
6.5.3. Отражательные свойства дисперсных систем в микроволновом диапазоне	165
6.6. Теория собственного излучения дисперсных плотноупакованных систем	171
6.6.1. Неоднородный диэлектрический слой, отвечающий гетерогенной смеси воды и воздуха	171
6.6.2. Модели переходного слоя и слоисто-неоднородные модели	173
6.6.3. Электромагнитные свойства пузырька в микроволновом диапазоне	174
6.6.4. Оптическая модель дисперсной среды	182
6.6.5. Дифракционные модели дисперсных систем	186
6.6.6. Слоисто-неоднородная дифракционная модель	190
Выводы	193

Глава 7. Электродинамика концентрированных потоков с водяными каплями	195
7.1. Электромагнитные свойства уединенных частиц	195
7.1.1. Сечение рассеяния и амплитуда рассеяния	196
7.1.2. Сечение поглощения	198
7.1.3. Полное сечение	199
7.1.4. Альbedo однократного рассеяния	199
7.1.5. Индикатриса рассеяния	200
7.2. Основные положения теории Ми	200
7.2.1. Параметры теории Ми	202
7.2.2. Основные результаты теории Ми	203
7.2.3. Три области в теории рассеяния Ми	205
7.3. Особенности рассеяния водных частиц	206
7.4. Электромагнитные свойства полидисперсных сред	210
7.4.1. Функция плотности частиц	211
7.4.2. Объемная плотность частиц	212
7.4.3. Интегральная функция распределения частиц	212
7.4.4. Относительная функция распределения частиц	212
7.4.5. Плотность распределения частиц	212
7.4.6. Полная масса и относительная концентрация воды	213
7.4.7. Радиолокационная отражаемость	214
7.4.8. Интенсивность осадков	215
7.4.9. Аналитические формы функции плотности	215
7.4.10. Параметры ослабления и поглощения полидисперсных сред	217
7.5. Обратное рассеяние естественных полидисперсных объемных сред	221
7.6. Особенности радиационного переноса в плотных средах	225
7.6.1. Дисперсные среды и их характеристики	227
7.6.2. Экспериментальные методы и аппаратура	230
7.6.3. Средние значения электромагнитных характеристик	231
7.6.4. Флуктуационные моды экстинкции сред	233
Выводы	238
Глава 8. Натурные оптико-микроволновые дистанционные исследования переходной зоны в системе океан – атмосфера	240
8.1. О проблемах аэрокосмической океанографии	240
8.2. Оптико-радиофизические исследования процесса обрушения гравитационной океанической волны	244
8.2.1. Аппаратура, методика и условия проведения эксперимента	244
8.2.2. Экспериментальные исследования естественного обрушения	246
8.2.3. Экспериментальные исследования обрушения бортовых волн	252
8.2.4. Интерпретация результатов: капельно-брызговая модель и «радиопортрет» обрушающейся морской волны	255
8.3. Радиоизлучение гребневой и полосовой пены: натурные корабельные исследования	259
8.4. Радиоизлучение поля обрушений волн: натурные самолетные исследования	264

8.5. Нелинейная динамика гравитационных волн в поле обратного рассеяния от обрушающихся волн	271
8.5.1. Район и условия проведения эксперимента	272
8.5.2. Методика радиолокационных измерений	273
8.5.3. Анализ пространственно-временных диаграмм	274
8.5.4. Анализ пространственно-частотных спектров	275
Выводы	279
Заключение	281
Литература	284

Научное издание

Евгений Александрович ШАРКОВ

**ОБРУШАЮЩИЕСЯ МОРСКИЕ ВОЛНЫ:
структура, геометрия, электродинамика**

Редактор Г.Ю. Бутузова
Верстка Н.Ю. Комарова
Дизайн обложки А.Е. Шарков

«НАУЧНЫЙ МИР»

Тел./факс (495) 691-28-47

E-mail: naumir@benran.ru

Internet : <http://www.naumir.ru>

<http://www.bookish.ru>

Подписано к печати 05.06.2009
Формат 70х100/16. Гарнитура Newton
Печать офсетная. Усл. печ. л. 24,7
Тираж 500 экз. Заказ 16

Издание отпечатано в типографии
ООО «Галлея-Принт», Москва,
5-я Кабельная, 26



ШАРКОВ ЕВГЕНИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

Физик, геофизик, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отделом «Исследование Земли из космоса» Института космических исследований РАН. Крупный специалист в области наук о Земле и аэрокосмического дистанционного зондирования.

Автор более 250 научных и научно-методических печатных трудов, семи монографий по физическим основам и аппаратурным проблемам микроволнового дистанционного зондирования поверхности Мирового океана и по исследованию природных атмосферных катастроф, изданных в России, Великобритании и Германии. Член Американского геофизического союза и научного комитета КОСПАР. Избран действительным членом Международной академии наук Евразии, и член-корреспондентом Академии инженерных наук им. академика А.М. Прохорова.

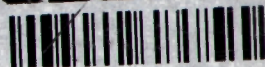
Шарков Е.А. был удостоен медали им. М.В. Келдыша за заслуги перед отечественной космонавтикой, ему присвоено Почетное звание «Ветеран космонавтики». Лауреат Государственной научной стипендии Президента РФ для выдающихся ученых России. Автор награжден Почетной грамотой Российской академии наук за многолетнюю плодотворную работу и в связи с 275-летием Академии, а также медалью «850-летия Москвы».

Научные работы Шаркова Е.А. являются основополагающими для формирования и развития нового научного направления исследования оптико-радиофизических свойств случайно-неоднородных сред в системе океанатмосфера при помощи дистанционных аэрокосмических систем.

Будучи профессором кафедры космической физики МФТИ (ГУ) и профессором факультета прикладной космонавтики МГУГК (МИИГАиК) он является научным руководителем двух научных программ государственной регистрации Минобрнауки РФ по изучению Мирового океана и системы океанатмосфера; заместителем председателя специализированного диссертационного совета ИКИ РАН по защите докторских диссертаций; заместителем Главного редактора и ответственным секретарем редакционной коллегии научного журнала Президиума РАН «Исследование Земли из космоса»; рецензентом отдела «Науки о Земле» РФФИ.

Интернет-магазин

OZON.ru



37326434