

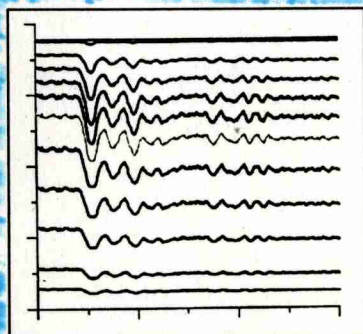
Российская академия наук
Институт прикладной физики



ПРИПОВЕРХНОСТНЫЙ СЛОЙ ОКЕАНА

Физические
процессы
и дистанционное
зондирование

Том 2



Нижний Новгород
1999

Издано по решению редакционно-издательского совета
Института прикладной физики РАН

УДК 551.466
ББК 26.221

П 75

Приповерхностный слой океана. Физические процессы и дистанционное зондирование: Сборник научных трудов / Под редакцией Е. Н. Пелиновского, В. И. Таланова. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. – Том 2. – 220 с. (с. 225–444).

ISBN 5-201-09308-6

Сборник посвящен исследованию динамики процессов на поверхности и в приповерхностном слое океана и изучению их с помощью дистанционных радиофизических методов. Рассмотрены гидродинамические модели генерации внутренних и поверхностных волн, взаимодействия волн и потоков разных пространственных масштабов, воздействия поверхностных волн на ветровое волнение. Описаны модифицированные оптические, радиолокационные и радиометрические методы регистрации параметров приповерхностного слоя океана и результаты проведенных с их помощью исследований воздействия внутренних волн на поверхностные и каскадных процессов в ветровом волнении. Теории с экспериментом сопоставлена.

Сборник предназначен для специалистов-океанологов и радиофизиков, изучающих океан в различных его аспектах.

Рецензенты

доктор физико-математических наук **Е. Г. Морозов**,
кандидат физико-математических наук **Л. С. Долин**

Ответственные редакторы

Е. Н. Пелиновский, В. И. Таланов

Редколлегия

**В. В. Баханов, Н. Н. Кралина (отв. секретарь),
Т. Г. Талипова, Ю. И. Троицкая**

ISBN 5-201-09308-6

© Институт прикладной
физики РАН, 1999 г.

Содержание

Том 1

Содержание	3
Предисловие	5

Физические процессы в приповерхностном слое океана

<i>Кудрявцев В. Н., Макин В. К.</i> Физическая модель морской поверхности, взаимосвязанной с атмосферным погранслоем	9
<i>Троицкая Ю. И.</i> Модуляция коротких поверхностных волн в присутствии длинных. Эффект модуляции скорости роста	35
<i>Баханов В. В., Таланов В. И.</i> Трансформация нелинейных поверхностных волн в поле неоднородных течений	81
<i>Воронович В. В., Шрира В. И.</i> Волны завихренности в верхнем квазигомогенном слое океана	107
<i>Талипова Т. Г., Пелиновский Е. Н., Холловэй П. Е.</i> Нелинейные модели трансформации внутренних приливов на шельфе	154
<i>New A., Esteban M.</i> A new Korteweg-de Vries-type theory for internal solitary waves in a rotating continuously stratified ocean	173
<i>Талипова Т. Г.</i> Статистика и прогноз интенсивных внутренних волн	204

Том 2

Лабораторное моделирование физических процессов в океане

<i>Арабаджи В. В., Богатырев С. Д., Баханов В. В., Казаков В. И., Коротков Д. П., Серин Б. В., Таланов В. И., Шишкина О. Д.</i> Лабораторное моделирование гидрофизических процессов в верхнем слое океана (большой термостратифицированный бассейн ИПФ РАН)	231
<i>Богатырев С. Д., Дружинин О. А., Заборских Д. В., Казаков В. И., Коротков Д. П., Резник С. Н., Серин Б. В., Таланов В. И., Троицкая Ю. И.</i> Генерация волновых возмущений в турбулентном стратифицированном сдвиговом потоке, наблюдаемая в большом термостратифицированном бассейне	252
<i>Shemer L., Chamesse M., Talipova T.</i> On the phase velocity of gravity-capillary surface waves	277
 Радиофизические методы исследования процессов в верхнем слое океана	
<i>Каневский М. Б., Караев В. Ю.</i> Доплеровский спектр электромагнитного СВЧ-поля, рассеянного водной поверхностью, и радиолокационная диагностика океана	297
<i>Ermakov S. A., da Silva J. C., Robinson I. S.</i> Radar signatures of internal waves in coastal zones	318
<i>Гольдин Ю. А., Лучинин А. Г.</i> Авиационные лидарные методы исследования вертикальной структуры оптических характеристик верхнего слоя океана	345
<i>Трохимовский Ю. Г., Кравцов Ю. А., Кузьмин А. В.</i> Применение микроволновых радиометрических методов для спектрометрии поверхности океана и прецизионных измерений температуры скин-слоя	382
<i>Иванов А. Ю.</i> Океанологические результаты полета КА "Алмаз-1"	408

**ЛАБОРАТОРНОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ
ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
В ОКЕАНЕ**



Лабораторное моделирование гидрофизических процессов в верхнем слое океана (большой термостратифицированный бассейн ИПФ РАН)

*В. В. Арабаджи, С. Д. Богатырев, В. В. Баханов,
В. И. Казаков, Д. П. Коротков, Б. В. Серин,
В. И. Таланов, О. Д. Шишкина*

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

Представлены результаты физического моделирования верхнего слоя океана. Описан эффективный и экологически чистый способ создания и поддержания устойчивой стратификации в лабораторных бассейнах большого объема. Приведено описание технологического и измерительного оборудования для проведения экспериментов по изучению гидрофизических процессов, характерных для верхнего слоя океана.

Изучение волновых и турбулентных процессов, происходящих в верхнем слое океана, является одной из основных задач океанологии. Эта задача решается преимущественно в ходе сложного и дорогостоящего натурального эксперимента. Однако разнообразие гидрологических и погодных условий, сезонные колебания характеристик океана, наличие переменных течений, вихрей, фронтов сильно затрудняют получение достоверных и воспроизводимых данных. Поэтому все большую актуальность приобретают модельные исследования основных процессов, происходящих в океане. К их числу принадлежат нелинейные динамические процессы в верхнем слое, обусловленные вертикальной стратификацией плотности и скорости водных масс. Такая стратификация, несмотря на различия в разных районах Мирового океана, на различных широтах и в разное время года, отличается относительно высокой стабильностью, обнаруживая лишь незначительные суточные и погодные колебания в приповерхностном слое.

Типичным для стратификации океана в умеренных и тропических широтах является наличие на некоторой глубине слоя значительного (до нескольких градусов на метр) изменения температуры, ниже которого температура монотонно уменьшается, выше – в верхнем перемешанном или квазиоднородном слое – практически однородна. Температурный скачок и связанный с ним скачок плотности образуют в океане как бы вторую поверхность, называемую иногда жидким грунтом, на которой, как и на внешней поверхности океана, существуют

движения, получившие название внутренних волн. Внутренние волны, характеризующиеся малой скоростью распространения и сравнительно большими амплитудами, сильно взаимодействуют с другими движениями водных масс – течениями, турбулентностью. В настоящее время представляется исключительно важной роль этих волн не только в динамике внутренних движений океана, но и в динамике поверхностного ветрового волнения.

Моделирование процессов, происходящих в верхнем слое океана и на его поверхности, требует применения специальных бассейнов с контролируемой устойчивой стратификацией. Эти бассейны могут быть использованы также для изучения движения подводных аппаратов в стратифицированных по плотности и скорости потоках. Значительный интерес представляет и использование их для моделирования условий дистанционной диагностики процессов на поверхности океана с применением акустических, оптических и радиоволн.

Все эти задачи могут быть эффективно решены лишь в бассейнах достаточно больших размеров с хорошо контролируемой и легко воспроизводимой стратификацией.

Многие годы изучение динамики стратифицированных жидкостей проводилось на сравнительно небольших и неглубоких лотках со стратификацией, лишь отдаленно напоминающей стратификацию реального океана [1–4]. В самое последнее время появились сообщения о достаточно крупных установках [5], но судить по этим сообщениям об их экспериментальных возможностях затруднительно.

Эффективные принципиальные и конструктивные решения проблемы стратификации больших бассейнов были предложены и реализованы в течение 1980–1992 гг. в серии работ, выполненных в ИПФ РАН [6–9]. В их основу положен принцип температурной стратификации жидкости в бассейне с помощью неоднородно нагретых боковых стенок. Применение холодильных машин, работающих в режиме теплового насоса, обеспечивает высокую эффективность такого способа.

Успешная работа предшествующих демонстрационной ($0,4 \times 0,7 \times 5,0$ м) и уменьшенной ($1,2 \times 1,6 \times 5,0$ м) моделей бассейна, а также серия компьютерных экспериментов [10, 11] по оптимизации режима создания термостратификации послужили основой для создания большого термостратифицированного бассейна (ТСБ) длиной 20 м, шириной 2 м и глубиной 4 м (рис. 1). Строительство его было закончено в 1991 году, основные работы по пуску и наладке технологического и экспериментального оборудования завершены в 1992 году. ТСБ является частью гидрофизической лаборатории ИПФ РАН, имеющей в своем составе также гидроакустический бассейн.

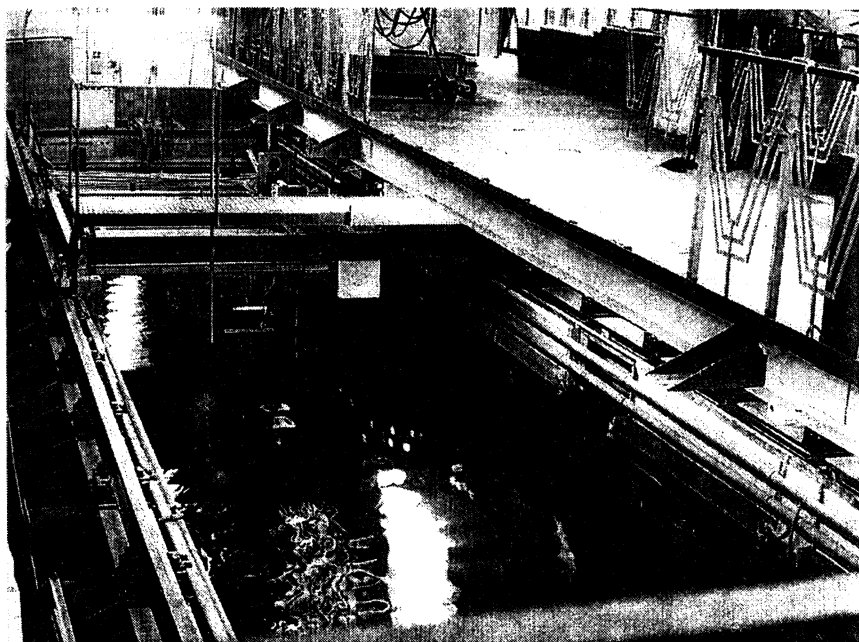


Рис. 1. Общий вид установки

В статье описаны оригинальный способ термостратификации большого объема жидкости, а также конструктивные особенности и эксплуатационные характеристики лабораторного оборудования бассейна ИПФ РАН.

Условия моделирования в стратифицированной жидкости

Пространственно-временные масштабы процессов взаимодействия внутренних движений стратифицированной жидкости, в частности внутренних волн, с возмущениями ее поверхности и течениями позволяют, как правило, пренебречь при их описании сжимаемостью жидкости, а также влиянием вязкости и поверхностного натяжения. :

Известными критериями подобия течений стратифицированной по плотности ρ и горизонтальной скорости U невязкой несжимаемой жидкости являются [12] денситометрическое (внутреннее) число Фруда

$$Fr = \frac{U}{(gL\Delta\rho/\rho)^{1/2}} \quad (1.1)$$

и градиентное число Ричардсона

$$Ri = -\frac{g(dp/dz)}{\rho(du/dz)^2}, \quad (1.2)$$

представляющее собой квадрат отношения частоты плавучести (частоты Брента – Вайсяля)

$$N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{dp}{dz} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

к вертикальному градиенту горизонтальной скорости, также имеющему размерность частоты. В приведенных критериях: U – скорость потока жидкости, $\Delta\rho/\rho$ – характерное относительное изменение плотности, L – характерный вертикальный размер, g – ускорение силы тяжести.

При изучении движения тел в стратифицированной жидкости вводят в рассмотрение также число Фруда

$$Fr = \frac{U}{NL},$$

связанное с размером L и скоростью тела U , а также частотой плавучести на горизонте его движения.

Масштабное моделирование в стратифицированной жидкости (в том числе со свободной поверхностью) по указанным критериям может быть осуществлено в одной и той же жидкости с любым коэффициентом геометрического подобия (масштабом) $K_L^{1/2} = L_n / L_m$ (L_n – натурный, L_m – модельный размер) при одновременном изменении временного масштаба в $t_n / t_m = K_L^{1/2}$ раз и сохранении характерного перепада плотности $\Delta\rho$. Для верхнего слоя океана, где стратификация плотности обусловлена в основном изменением температуры, масштабное моделирование означает вертикальное сжатие распределения температуры в K_L раз при сохранении полного перепада температуры ΔT , свойственного океану, и одновременно уменьшение временных интервалов в $K_L^{1/2}$ раз. Для внутренних волн это выражается в сохранении амплитуды колебаний температуры и плотности, но в более высокочастотном диапазоне. При этом в соответствии с критериями подо-

бия (1.1)–(1.3) обеспечивается моделирование и других физических величин: ускорения $a_n/a_m = 1$, скорости $U_n/U_m = K_L^{1/2}$ (включая фазовую и групповую скорости волн), длины волны $\lambda_n/\lambda_m = K_L$, амплитуды смещений в волне $A_n/A_m = K_L$, силы $F_n/F_m = K_L^3$, энергии (работы) $W_n/W_m = K_L^4$, плотности энергии $w_n/w_m = K_L^4$, плотности потока энергии $S_n/S_m = K_L^{3/2}$, мощности $P_n/P_m = K_L^{7/2}$, частоты Брента – Вайсяля $N_n/N_m = K_L^{-1/2}$ и т. д.

Величина K_L ограничивается сверху влиянием поверхностного натяжения и вязкости. Так, поверхностные волны масштабнo моделируются лишь в пределах гравитационного участка дисперсионной зависимости $\omega = \sqrt{gk}$, т. е. для λ порядка 4–5 см и более. Поэтому, если необходимо осуществить моделирование поверхностного волнения в диапазоне $\lambda \geq 1$ м, то коэффициент подобия не может быть больше 20–25.

Движение вязкой жидкости моделируется, если сохраняется число Рейнольдса

$$Re = \frac{UL}{\nu},$$

где L – характерный масштаб потока (размер движущегося тела), ν – кинематическая вязкость. Однако моделирование по числам Фруда и Ричардсона в одной и той же жидкости при сохранении полных перепадов Δp или ΔT меняет число Рейнольдса: $Re_n/Re_m = K_L^{3/2}$. В судостроительной практике при испытании моделей, имеющих значительное волновое сопротивление, принято выдерживать критерий Фруда. При этом размер и скорость модели выбираются соответствующими участку автомодельности $Re/Re_{кр}$, где коэффициент сопротивления трения C_T практически перестает зависеть от Re . Этим обеспечивается то же отношение потерь на трение и возбуждение волн корпусом модели, что и в натуральных условиях. Для опытовых бассейнов принимается $Re_{кр} = 3 \cdot 10^6$, в аэродинамических трубах $Re_{кр} = 10^5$. Коэффициент подобия ограничивается при этом величиной

$$K_L \leq \left(\frac{UL}{\nu Re_{кр}} \right)^{2/3}.$$

Практически это означает, что стратифицированный бассейн широкого назначения должен строиться по типу и размерам судостроительных бассейнов с $K_L \approx 25$. Ширина его должна быть достаточна для наблюдения внутренних волн, генерируемых движущимся телом.

Влияние диссипативных факторов, таких как вязкость и теплопроводность, на характеристики внутренних движений стратифицированной жидкости быстро падает с увеличением масштабов лабораторной установки (время релаксации пропорционально L_M^2), поэтому даже в установках сравнительно небольших размеров этим влиянием, как правило, можно пренебречь.

Способ стратификации бассейна

Способ стратификации большого бассейна отличается от использованного в предшествующих моделях. Во-первых, охлаждение жидкости в бассейне осуществляется частично в режиме вынужденной конвекции путем вытеснения нижних слоев жидкости охлажденной водой, поступающей из холодильных установок. Во-вторых, вместо сплошных теплообменников, покрывающих всю боковую поверхность бассейна, в холодном контуре использованы лишь секции теплообменников, расположенные вблизи слоя скачка температуры, что обеспечивает стратификацию на конечной стадии и поддерживает ее в стационарном режиме.

Принципиальная схема устройства, осуществляющего и поддерживающего стратификацию в большом бассейне, показана на рис. 2. Вода, охлажденная до $4-6^\circ\text{C}$, поступает в придонную часть бассейна по каналу между стенками (11) и (13) и, проходя через отверстия в фальшдне (14), вытесняет первоначально более теплую воду ($10-15^\circ\text{C}$) через сливные окна (10) и затем через трубопровод (6) вновь поступает в холодильную машину. Сливные окна в бортах расположены за перегородкой (9), высота которой определяется положением термоклина относительно поверхности воды. На бортах бассейна под перегородкой расположены секции теплообменников (15), подключаемые к работе холодного контура на конечной стадии формирования профиля температуры.

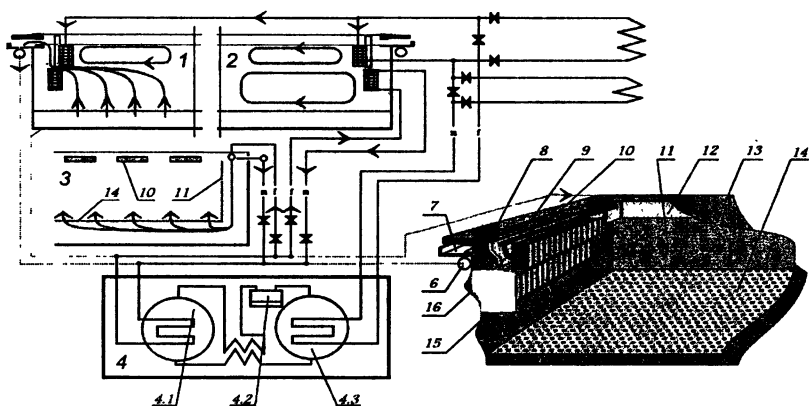


Рис. 2. Схема конструкции бассейна, создания и поддержания стратификации. 1 и 2 – поперечное сечение бассейна (стрелками показаны конвективные потоки во время создания (1) и поддержания (2) стратификации); 3 – продольное сечение бассейна (стрелками показано движение воды при создании стратификации наливом); 4 – холодильная установка: 4.1 – испаритель и холодный контур, 4.2 – компрессор, 4.3 – конденсатор и контур подогрева; 5 – конструктивная компоновка бассейна; 6 – коллектор холодной воды; 7 – канал для слива холодной воды; 8 – борт бассейна; 9 – термоизолированная перегородка; 10 – сливные окна; 11 – внутренняя торцевая стенка бассейна; 12 – термоизоляция; 13 – наружная торцевая стенка бассейна; 14 – перфорированное фальшдно; 15 и 16 – теплообменники холодного и теплого контуров

На начальной стадии создания стратификации охлаждение поступающей в бассейн воды осуществляется двумя холодильными машинами. При приближении профиля стратификации к заданному или стационарному вынужденная конвекция прекращается, и охлаждаемая вода направляется в теплообменники (15). Поддержание профиля осуществляется одной менее мощной машиной.

Теплообменники теплого контура (16) расположены на внутренней поверхности перегородки и теплоизолированы от нее. Верхний контур работает в прежнем режиме свободной конвекции, подогревая слой жидкости между перегородками (9). Для независимой регулировки работы теплого контура в нем также предусмотрено подключение источников подогрева, не связанных с работой холодильных машин.

Компьютерное моделирование работы устройств стратификации [12] показало, что в бассейне должен устанавливаться профиль температуры, близкий к натурному, а его параметры могут варьироваться выбором режимов работы теплого и холодного контуров.

Характеристики температурной стратификации

Конструкцией бассейна предусмотрено несколько вариантов работы системы холодо- и теплоснабжения. В настоящее время опробованы три режима установления стационарной воспроизводимой температурной стратификации бассейна.

1. Две большие холодильные машины работают на замещение нижних слоев холодной (6°C) водой; охлаждаемая машиной вода прокачивается через верхние теплообменники. Устанавливающийся при этом профиль показан на рис. 3 (кривая 1). Для него характерно линейное изменение температуры в верхнем (до глубины 0,8 м) слое и практически постоянное ее значение (6°C) в более глубоких слоях. Линейность профиля объясняется тем, что интенсивная вынужденная конвекция захватывает и верхние слои бассейна, перемешивая их. Вероятно, линейная стратификация может быть установлена и до больших глубин путем регулирования скорости поступления охлажденной воды, однако такой режим пока не проверялся.

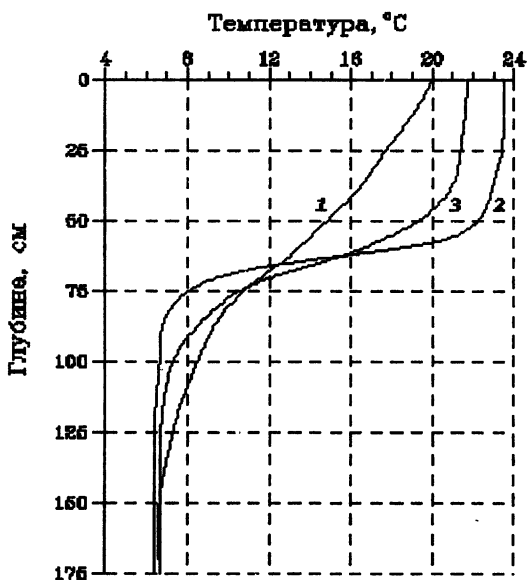


Рис. 3. Температурные профили ТСБ при различных режимах работы холодильных установок

При начальной температуре воды бассейна не выше 10°C стратификация методом замещения создается за 6 часов.

2. После установления описанной в п. 1 стратификации обе машины переключаются на теплообменники нижнего контура, в бассейне через 5–6 часов устанавливается профиль с резко выраженным слоем скачка температур (кривая 2 на рис. 3), расположенным на глубине ~ 0,6 м.

3. После установления профиля в первом режиме обе большие машины выключаются, и к нижнему контуру теплообменников подключается одна малая машина. Примерно через 5–6 часов устанавливается более плавная стратификация слоя скачка на глубине 0,6 м (кривая 3 на рис. 3).

В любом из трех режимов более продолжительная работа холодильных машин практически не меняет установившегося профиля. Наиболее экономичным является третий режим. Холодильные машины, насосы и трубопроводы оснащены измерительными приборами и элементами автоматики, которые позволяют осуществлять дополнительную регулировку режимов стратификации бассейна.

Экспериментальное оборудование бассейна

В состав экспериментального оборудования входят:

- буксировочная тележка;
- волнопродуктор поверхностных волн;
- волнопродуктор внутренних волн;
- индуктор сдвиговых течений;
- тарировочные стенды и оснастка для выполнения наладочных и ремонтных работ.

Все экспериментальное оборудование спроектировано в ИПФ РАН.

Буксировочная тележка (рис. 4) является базой для монтажа оборудования, обеспечивающего получение достоверной информации о гидродинамических характеристиках буксируемой модели и о гидродинамических параметрах стратифицированной среды в бассейне.

Основные требования к конструкции – жесткость и равномерность движения на участке измерения. Тележка выполнена в виде прямоугольной рамы длиной 3 м и шириной 4 м из стальных швеллеров и коробчатых балок. Рама четырьмя парами колес опирается на рельсы, выставленные с точностью 0,1 мм на регулируемых опорах на бортах бассейна. Ограничение от поперечных смещений осуществляется горизонтальными роликами, установленными для каждой пары опорных колес. Таким образом, обеспечена достаточная жесткость всей конструкции.

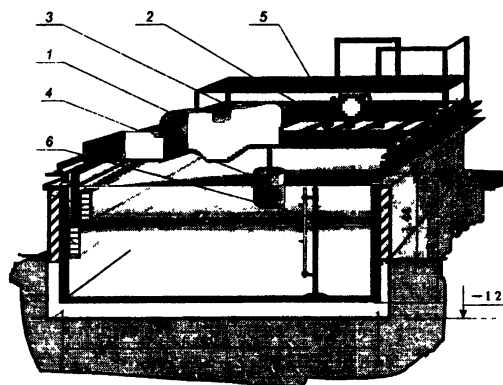


Рис. 4. Схема буксировочно-измерительного комплекса. 1 – буксировочная тележка; 2 – координатное устройство; 3 – двухкомпонентный динамометр; 4 – буксируемая модель; 5 – площадка оператора; 6 – штанги для установки датчиков температуры

Равномерность движения обеспечивается установленным на тележке высокомоментным электродвигателем постоянного тока со встроенным тахогенератором. Коэффициент неравномерности вращения двигателя не более 0,1. Для получения заданного диапазона скоростей тележки (от 0,01 до 1,0 м/с) установлен трехскоростной редуктор. Суммарная погрешность при задании скорости буксировочной системы составляет не более 2%.

В центральной части буксировочной тележки размещено координатное устройство. Три горизонтальные направляющие (балки коробчатого сечения) могут перемещаться относительно диаметральной плоскости и фиксироваться с точностью до 1,0 мм. На направляющих смонтированы каретки, которые могут быть установлены в любом месте по длине с погрешностью не более 0,5 мм. В каретке фиксируется вертикальная штанга (нож) обтекаемого профиля, которая имеет дискретные по глубине крепления для датчиков температуры или скорости. Расстояния между креплениями – 0,1 м, регулировка ножа в каретке по высоте – 0,1 м с точностью 0,1 мм. Глубина установки самого нижнего датчика – 0,8 м от поверхности воды. Таким образом, координатное устройство позволяет с достаточной точностью устанавливать датчики относительно буксируемой модели или диаметральной плоскости бассейна.

Внутри рамы тележки в ее диаметральной плоскости предусмотрена возможность установки двухкомпонентного динамометра, позволяющего измерять силы, действующие на буксируемые модели, и их приращение при изменении режимов движения и обтекания тела в стратифицированной среде. Диапазон измеряемых сил: сопротивление $R_x = 0,0005-0,5$ кГс; подъемная сила $R_y = 0,0005-1,0$ кГс.

Принципиальная схема установки для исследования поверхностного волнения показана на рис. 5. Волнопродуктор поверхностных волн с электроприводом установлен в торцевой части бассейна. Он представляет собой горизонтальный цилиндр диаметром 0,1 м и длиной 3,4 м, совершающий вертикальные колебания на поверхности жидкости в направляющих, закрепленных на бортах бассейна. Приводная штанга волнопродуктора шарнирно соединена с эксцентриком электропривода, задающим частоту и амплитуду колебаний. Волнопродуктор генерирует плоские поверхностные волны длиной λ от 0,1 до 1,0 м с соответствующей высотой от 5 до 60 мм.

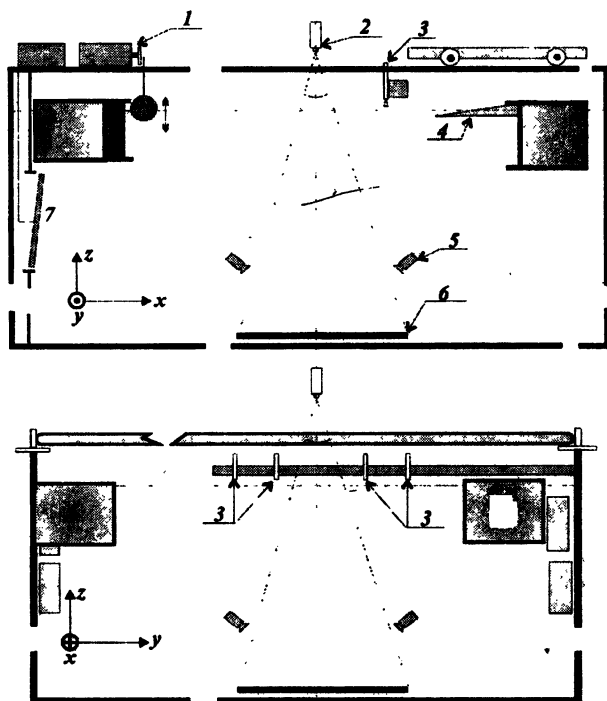


Рис. 5. Схема аппаратно-измерительного комплекса для изучения поверхностного волнения: 1 – волнопродуктор поверхностных волн; 2 – видеокамера; 3 – волнографы; 4 – волногаситель; 5 – прожекторы; 6 – контрастная решетка; 7 – волнопродуктор внутренних волн

Волнопродуктор внутренних волн, схематично изображенный на рис. 5, представляет собой пластину высотой 0,6 м и длиной 3,6 м, равной ширине бассейна между теплообменниками, способную совершать угловые колебания относительно горизонтальной оси симметрии. Концы оси вращения входят в раму, которая может быть установлена в любое положение по глубине от 0,6 м до 0,9 м относительно верхней кромки бассейна. Пространство выше и ниже подвижной пластины закрыто неподвижными экранами, закрепленными в раме. Зазор между экранами и пластиной порядка 10 мм. Пластина приводится в движение электроприводом постоянного тока серии ЭТ-6, обеспечивающего высокую стабильность, и системой рычагов. Опора верхнего горизонтального рычага подвижна, что обеспечивает изменение угла поворота пластины от 5 до 15 градусов. Период колебаний – от 30 до 120 с. Все основные конструкции выполнены из материалов с возможно минимальной теплопроводностью.

Управление волнопродукторами поверхностных и внутренних волн осуществляется с центрального пульта управления.

Индуктор сдвиговых течений (рис. 6) предназначен для создания равномерного течения одного из слоев воды (обычно верхнего) в средней части бассейна. Скорость потока регулируется от 10 до 100 мм/с. Габаритные размеры индуктора: длина – 19,75 м, ширина – 3,4 м высота – 1,3 м. Индуктор состоит из водозаборной части, водоводных каналов и соплового аппарата.

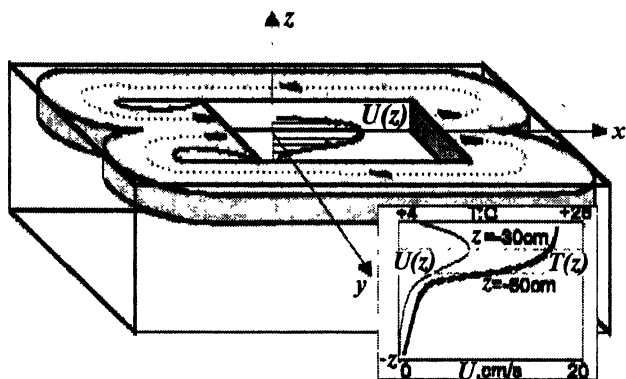


Рис. 6. Схема создания сдвигового потока индуктором течений

Водозаборник и сопло подвешены на платформах, установленных на рельсах в торцах бассейна, а секции каналов водовода опираются на стойки, укрепленные на дне бассейна (на рис. 6 не показаны), на этих же стойках могут крепиться направляющие щиты, ограничивающие рабочую часть бассейна.

Водозаборное устройство представляет собой осевой насос, установленный в направляющем аппарате (водозаборнике), выполненном в виде улитки. Насос засасывает воду из рабочей части бассейна. В водозаборнике поток меняет направление на противоположное и нагнетается через герметичные каналы прямоугольного сечения в сопловый аппарат, в котором вновь меняет направление, и через сетку, выравнивающую скорость, и сотовую решетку, выравнивающую и успокаивающую поток, попадает в рабочую часть бассейна. На выходе из сопла установлены горизонтальные створки, с помощью которых можно менять направление потока по вертикали.

При уменьшении температуры рабочего потока компенсацию потерь тепла можно осуществить включением ТЭНов, вмонтированных в верхнюю крышку водозаборника. Предусмотрена возможность включения любого их количества и автоматическое отключение в случае неисправности.

Информационно-измерительный комплекс ТСБ

Информационно-измерительный комплекс (рис. 7) предназначен для регистрации гидрофизических (гидродинамических) процессов, происходящих внутри и на поверхности термостратифицированной жидкости бассейна. Он состоит из первичных преобразователей (датчики), вторичных преобразователей (мосты, усилители) и систем сбора, хранения и обработки поступающей с них информации (АЦП-ПК). Для работы систем сбора имеется необходимое программное обеспечение. Комплекс по виду выполняемых научно-исследовательских работ состоит из устройств, отвечающих за измерение изменчивости полей температуры и скорости потока термостратифицированной жидкости, а также систем наблюдения и регистрации процессов, происходящих как внутри (рис. 8), так и на поверхности жидкости (см. рис. 5).

Измерение полей температуры и скорости потока

1. Измерение изменчивости полей температуры осуществляется при помощи 16 точечных датчиков температуры (электротермометров). Датчик (медный термометр сопротивления) состоит из рабочего элемента ($D = 1,5$ мм, $L = 5$ мм), защитного кожуха и кабеля длиной 20 м.

ние – температура) имеет линейный вид. Размещение электротермометров зависит от вида выполняемой экспериментальной работы. Стандартное размещение – в ячейках ножей, установленных на буксировочной тележке. Есть возможность изменения координат положения датчиков в пределах: $\Delta X = 0-13$ м, $\Delta Y = 0-1$ м, $\Delta Z = 0-0,9$ м.

2. Измерение модуля средней скорости потока жидкости и его турбулентных пульсаций осуществляется с использованием 4-х датчиков термоанемометрического типа. Датчиком термоанемометра является пленочный платиновый терморезистор. Его выходное напряжение пропорционально току нагрева и характеризует скорость. Датчик состоит из двух платиновых пленок с размерами рабочей части $\sim 2 \times 2$ мм, нанесенных на противоположные стороны стеклянного конуса ($D_{\max} = 15$ мм), помещенного в металлическую трубку ($D = 25$ мм), 20 м кабеля и 4-канального блока (мост-усилитель). Платиновые резисторы включены в мост и образуют два смежных плеча. Выше температуры потока нагревается только одна (рабочая) пленка, являющаяся чувствительным элементом по скорости потока. Включенная последовательно с ней компенсационная пленка практически имеет температуру потока. При изменении скорости потока величина нагретого сопротивления меняется, что вызывает изменение состояния моста. Изменившееся напряжение в выходной диагонали моста подается на усилитель мощности, который меняет свой выходной ток таким образом, что подогрев рабочей пленки компенсирует изменения, вызванные скоростью, и мост возвращается в прежнее состояние. В этом случае величина сопротивления компенсационной пленки неизменна. В случае изменения температуры потока сопротивление обеих пленок изменяется пропорционально (т. к. они изготовлены из одного материала), и на выходе моста напряжение не меняется, а значит не меняется ток нагрева датчика. Поскольку используется зависимость тока нагрева (или выходного напряжения) от скорости, то температурная погрешность измерения скорости почти полностью устраняется и составляет не более 1,5 % /°C по средней скорости потока. Пределы измерения датчика 1–100 см/с с погрешностью 0,5–5 см/с. Амплитудно-частотная характеристика имеет неравномерность не более 2 дБ в диапазоне 1–100 Гц. Калибровка датчиков скорости осуществляется при помощи буксировочной тележки с предварительно установленной известной скоростью движения и последующей проверкой. Калибровочная зависимость – выходное напряжение – скорость (коэффициенты полинома 2 степени) – определяется программным способом. Характерные рабочие пределы измерений скорости 2–20 см/с с уровнем турбулентности $\sim 5-80$ % при частоте пульсаций скорости не более 1 Гц. Средняя величина выходного сигнала $\sim 0,15$ В/см/с. Термоанемометрический тип датчиков измеряет модуль скорости потока. Поскольку поток движется горизон-

тально, то основной вклад в величину средней скорости потока вносит горизонтальная компонента (ось X). Величина вклада вертикальных (ось Z), поперечных (ось Y) проекций компонент скорости потока при измерении уровня турбулентных пульсаций и средней скорости не определена. Датчики размещены на устройстве измерения профилей температуры и скорости потока.

Датчики температуры и скорости потока, а также необходимое вспомогательное оборудование были изготовлены в Институте метрологии им. Д. И. Менделеева (г. С.-Петербург). Измерители прошли многоуровневый контроль регистрируемых величин на специальном гидродинамическом стенде и соответствующим образом аттестованы.

Устройство измерения профиля температуры и скорости потока

Устройство (см. рис. 8) предназначено для непрерывного измерения распределения температуры и скорости потока жидкости по глубине бассейна. Состоит из направляющей штанги с расположенными на ней несколькими (до 4 пар) датчиками температуры и скорости потока, датчика координаты положения (ось Z), выполненного на основе многооборотного потенциометра, многоскоростного редуктора с электродвигателем и управляющего электронного блока. Одновременное измерение профиля температуры и скорости потока осуществляется путем вертикального перемещения пары датчиков в диапазоне хода 450 мм с непрерывной записью показаний, снимаемых с датчиков, в файл данных на ПК. При минимальной скорости перемещения датчиков ~ 3 мм/с и опросе с дискретностью 0,3 с вертикальное разрешение координаты Z составляет ~ 1 мм. Длительность записи профиля температуры и скорости потока ~ 150 с. Поправки, связанные с добавлением дополнительного сигнала от вертикального перемещения датчика скорости и возможной неточностью работы электронной схемы термокомпенсации (зависимость показаний сигнала с датчика скорости от температуры $\sim 0,5-1$ см/с при большом перепаде температуры $\sim 15-20^\circ$ в отсутствие потока), учитываются программным способом при записи файла данных. Кроме этого, возможна остановка датчиков на необходимом горизонте измерения (ось Z) с целью одновременной записи реализаций колебаний температуры и турбулентных пульсаций скорости потока. Устройство стационарно размещено на аппаратно-буксировочной тележке.

Измерение поверхностного волнения

Для измерения параметров поверхностного волнения используется четырехканальный ультразвуковой измеритель виброперемещений (см. рис. 7). Он предназначен для бесконтактного измерения амплитуд колебаний поверхности жидкости в бассейне, исследований распределения амплитуд колебаний поверхности в различных областях бассейна, определения синфазности колебаний и скорости возбуждаемых волнопродуктором поверхностных волн. В измерителе реализован ультразвуковой локационный фазовый способ измерения виброперемещений при непрерывном режиме излучения ультразвуковой волны. Отличительной чертой измерителя является автоматическое удержание рабочей точки фазового детектора на линейном участке фазовой характеристики детектора. Текущее значение амплитуды напряжения на выходе измерителя пропорционально текущему значению изменения расстояния между датчиком и отражающей поверхностью.

Конструктивно измеритель состоит из электронного блока, 4 датчиков, соединенных с ним кабелем 5 м, и кабеля 20 м для связи с АЦП-ПК. Измеритель имеет следующие технические характеристики:

- частота излучаемой ультразвуковой волны 30 кГц;
- амплитуда измеряемых перемещений 35+35 мм;
- частоты измеряемых перемещений 0–30 Гц;
- расстояние от датчика до поверхности воды 70 мм;
- напряжение на выходе не более 3,5 В.

Возможны измерения перемещений с амплитудой 0,1 мм, при этом обеспечивается отношение сигнал/шум не менее 40 дБ. Размещение датчиков зависит от вида выполняемых исследований (на буксировочной тележке, выносном кронштейне и т. д., с возможностью изменения координат X и Y).

Сигнал (изменение напряжения) с описанных выше устройств поступает на платы ввода-вывода (АЦП-ЦАП) серии L-Card (L-153, 154, 164), установленных в ПК. Для используемых на бассейне измерительных систем применяется специально разработанное программное обеспечение. Платы АЦП имеют следующие технические характеристики:

- количество каналов: дифференциальных 16,
с общим заземлением 32;
- разрядность 12 бит;
- время преобразования 10 мкс;
- диапазон входного сигнала $\pm(10,24; 5,12; 1,024)$ В;
- максимальная частота преобразования 50 кГц;
- полоса пропускания сигнала не более 250 кГц;
- входное сопротивление 2 МОм.

Оптическая система наблюдения и регистрации поверхностного волнения

Система собрана на базе аналого-цифрового видеокomплекса с целью оптического наблюдения и регистрации процессов, происходящих на поверхности жидкости. Система позволяет осуществить дистанционную диагностику достаточно большой пространственной области $\sim 1,5 \times 1,5$ м для определения параметров поверхностного волнения с цифровой записью аналогового видеосигнала для последующей обработки видеоизображений. Система состоит из аналоговой видеокамеры, расположенной над поверхностью жидкости, контрастных решеток (черно-белая сетка с шагом 50 мм по координатам X и Y), расположенных на дне бассейна, системы равномерного освещения решеток (прожектора) и специальной платы ввода и оцифровки аналогового видеосигнала в ПК.

Используется компактная черно-белая телевизионная видеокамера (Bishke CCD-30LP) на основе ПЗС $1/3''$ матрицы с $3 \cdot 10^5$ элементов, разрешением в 384 ТВЛ, с минимальной чувствительностью на объекте в 0,1 лк, автоматическим электронным затвором и 4(8) мм объективом без регулировки диафрагмы. Видеосигнал с камеры поступает в плату захвата видеоизображений *micro-VIDEO DC20*. Плата и соответствующее аппаратно-программное оснащение компьютера позволяет вести захват видеосигнала с максимальной скоростью потока данных для этой платы ~ 3100 Кб/с с разрешением 768 x 576 строк при M-JPG компрессии видеосигнала 7:1 или 640 x 480 строк при компрессии 5.5:1, 60 полей/с, с цветовым разрешением 24 бит со 100% отсутствием пропуска кадров при записи AVI-файла на жесткий диск компьютера. Данное качество записи видеоизображений соответствует типу *Broadcast Quality*.

При прохождении поверхностных волн возникает отклонение изображений линий сетки от положений исходной (регулярной при невозмущенной поверхности жидкости), поперечная амплитуда отклонений линий пропорциональна наклону генерируемых поверхностных волн. Специально созданный пакет программ позволяет автоматически определять координаты узлов сетки и интерполировать значения уклонов поверхности жидкости к регулярной сетке. Дальнейшая обработка, включающая, в частности, высокочастотную фильтрацию, позволяет восстановить распределение поля амплитуд поверхностных волн в бассейне.

Таким образом, бассейн оснащен необходимым набором информационно-измерительных систем для экспериментального изучения гидрофизических (гидродинамических) процессов, происходящих внутри и на поверхности термостратифицированной жидкости.

Основными гидрофизическими процессами, исследуемыми в бассейне, являются следующие:

- конвекция и ее роль в формировании и поддержании температурного профиля в океане;
- внутреннее и поверхностное волнение;
- взаимодействие волн, сдвиговых течений с турбулентностью;
- влияние стратифицированных течений на структуру пикноклина;
- генерация “корабельных” внутренних волн погруженными телами в стратифицированной жидкости;
- формирование оптических и радиоизображений взволнованной поверхности;
- колебания затопленных струй и генерация внутренних волн сдвиговыми потоками;
- трансформация поверхностных волн на двумерно-неоднородных течениях (поля обтекания подводных и надводных препятствий);
- другие задачи гидрофизики, экологии и процессов переноса.

Лабораторный комплекс создан при финансовом участии Министерства науки и технологии России в рамках программы поддержки уникальных установок (регистрационный № 01-19), ГКНТП России в рамках проекта 01.06.03 “Диагностика” программы “Комплексные исследования океанов и морей, Арктики и Антарктики”, а также INTAS (грант № 94-4057). Статья подготовлена при финансовой поддержке комиссии по работе с молодёжью Российской академии наук.

Литература

1. Глинский Н. Т. Внутренние волны в океанах и морях. М.: Наука, 1973.
2. Бежанов К. А., Можяев В. В., Морозов Е. Н. и др. Пространственная задача обтекания неровности дна потоком стратифицированной жидкости. Теория и лабораторный эксперимент // Методы гидрофизических исследований. Волны и вихри. Горький: ИПФ АН СССР. 1987. С. 48–65.
3. Аксенов А. В., Можяев В. В., Скороваров В. Е. и др. Фазовая структура трехмерных внутренних волн в канале // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 1. С. 129–135.
4. Кистович А. В., Чашечкин Ю. Д. Генерация, распространение и нелинейное взаимодействие внутренних волн // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. 1990. Т. 24. С. 77–144.
5. Завьялов А. Н. Лабораторное исследование влияния режимов движения судна на процессы взаимодействия гидродинамического поля судна и приповерхностного слоя океана: Тез. докл. н.-т. конф. ВНТО им. акад. А. Н. Крылова. СПб.: Судостроение, 1995. С. 150–151.

6. Богатырев С. Д., Брайловская В. А., Коган В. Р., Никифоров Ф. А., Таланов В. И., Феоктистов И. Ю. Принципы построения лабораторной модели стратифицированного океана: Препринт № 26. ИПФ АН СССР. Горький, 1981.

7. Арабаджи В. В., Баранов С. А., Богатырев С. Д., Брайловская В. А., Казаков В. И., Коган В. Р., Степанянц Ю. А., Таланов В. И. Лабораторный бассейн для моделирования волновых движений в стратифицированном океане. Методы гидрофизических исследований: ИПФ АН СССР. Горький, 1984. С. 5–28.

8. Богатырев С. Д., Таланов В. И. и др. Авторское свидетельство № 924740 // Бюлл. № 16 от 30.04.82.

9. Богатырев С. Д., Таланов В. И. и др. Авторское свидетельство № 1361609, бюлл. № 47 от 23.12.87.

10. Баранов С. А., Богатырев С. Д., Брайловская В. А., Бунэ А. В., Коган В. Р., Полежаев В. И., Таланов В. И. Конвекция и перенос тепла в бассейне с управляемой температурной стратификацией // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24, № 11. С. 1201–1209.

11. Baranov S. A., Brailovskaya V. A., Kogan V. R. Numerical modelling of heat convection in a stratified laboratory basin // 4-th Int. Symp. on Stratified Flows. Preprints. LEGI-IMG. Grenoble. 1994. V. 4.

12. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977.

Генерация волновых возмущений в турбулентном стратифицированном сдвиговом потоке, наблюдаемая в большом термостратифицированном бассейне

*С. Д. Богатырев, О. А. Дружинин, Д. В. Заборский,
В. И. Казаков, Д. П. Коротков, С. Н. Резник,
Б. В. Серин, В. И. Таланов, Ю. И. Троицкая*

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

Приводятся результаты экспериментальных исследований эволюции турбулентной затопленной струи в стратифицированной жидкости, выполненных в большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН. Изучена пространственно-временная изменчивость профилей температуры и скорости, осредненных по турбулентным пульсациям. Обнаружено, что при превышении скоростью струи критического значения в системе возбуждаются внутренние волны, имеющие узкий частотный спектр. Это явление было идентифицировано как генерация автоколебаний.

1. Введение

Стратифицированные сдвиговые течения типичны для океана и атмосферы. Особый интерес представляют достаточно интенсивные потоки, допускающие возникновение неустойчивости, развитие которой вызывает турбулилизацию, приводящую к перемешиванию. Подобные условия сильного сдвига скорости, сопровождающегося возникновением и развитием неустойчивости, наблюдались в океанских противотечениях [1], в проливах [2], в некоторых областях сезонного термоклина

[3]. Наблюдения генерации волновых возмущений в стратифицированных сдвиговых потоках стимулировали многочисленные теоретические работы [4, 5], а также постановку лабораторных экспериментов [6 – 8]. Наблюдение генерации волн потоками в природе довольно затруднительно из-за слабой контролируемости условий эксперимента. В то же время потоки, создаваемые в лабораторных установках, характеризуются малыми числами Рейнольдса по сравнению с наблюдаемыми в природных условиях.

В настоящей работе описывается генерация волн в стратифицированном сдвиговом турбулентном потоке, создаваемом в Большом термостратифицированном бассейне с помощью индуктора течений. В отличие от природных, условия эксперимента поддаются контролю, в то же время значения числа Рейнольдса $Re \sim 10^{-4}$ близки к наблюдаемым в природных стратифицированных сдвиговых потоках [9]. Возбуждаемые в бассейне волны имели достаточно узкий частотный спектр, что дало возможность предположить, что в бассейне возбуждается глобально неустойчивая мода [10, 11]. Для проверки этой гипотезы были исследованы признаки возбуждения в системе глобально неустойчивой моды, предложенные в работе [11]. Они следуют из свойств стационарного решения уравнения Гинзбурга – Ландау, которому удовлетворяют значения амплитуды колебаний глобально неустойчивой моды A [12]:

$$\frac{dA}{dt} = [\sigma_r + i\sigma_i](R)A - [l_r + il_i]|A|^2A + \beta. \quad (1)$$

Здесь R – управляющий параметр, $\sigma_r > 0$ при R большем критического значения R_c , β – внешняя сила.

Первым признаком (и наименее достоверным) является наличие в спектре колебаний, измеренных в точке узкого спектрального пика. Такой же пик образуется при развитии конвективной неустойчивости в системе с малым входным шумом [13]. Вторым признаком связан с внешним воздействием на систему на ее собственной частоте. Хорошо известно, что в этом случае при сильном превышении порога генерации амплитуда стационарных колебаний не зависит от величины внешнего воздействия β . Однако вблизи порога генерации такая зависимость появляется. И наконец, наиболее достоверным признаком в [11] называется характерная зависимость стационарной амплитуды колебаний (или амплитуды насыщения) от управляющего параметра:

$$|A| \sim \sqrt{R - R_c}.$$

Эти особенности изучались, например, в работе [14] при интерпретации колебаний в перемешанном слое как результата развития гло-

бально неустойчивой моды в следе за обтекаемым телом. Описанные характеристики колебаний являются лишь косвенными признаками возбуждения в системе глобальной моды. В то же время они достаточно просты для проверки, поскольку требуют изучения только установившихся колебаний. Достоверным свидетельством возбуждения глобальной моды является наблюдение процесса установления колебаний [11], подобно тому, как это проделано в [12]. В этом случае можно экспериментально определить значения коэффициентов уравнения Гинзбурга – Ландау (1) (см. [12]). В настоящей работе проверялось наличие только 1-го и 3-го признаков, 2-й признак не исследовался, поскольку возбуждение волн волнопродуктором на собственной частоте глобальной моды было затруднено.

Экспериментальная установка и методы измерений

Эксперименты проводились в большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН с индуктором сдвиговых течений. Подробное описание конструкции бассейна, принципов создания стратификации и сдвигового течения, а также информационно-измерительного комплекса, представлены в работе [15]. Здесь приводятся данные лишь о тех характеристиках, которые необходимы для интерпретации данных, полученных в эксперименте.

Аппаратура, методы измерений и обработка данных экспериментов. Для измерения скорости потока использовались термоанемометры, обеспечивающие измерение скоростей в диапазоне 0,01–0,5 м/с с погрешностью 0,003 м/с и постоянной времени 0,3 с. Для измерения температуры также использовались термоанемометры, позволяющие измерять значения температуры воды в диапазоне от 0 до 30° С с погрешностью не более 0,05° С и постоянной времени 0,3 с. Для получения профилей температуры и скорости производилось вертикальное сканирование соответствующими датчиками со скоростью 0,5 см/с в интервале 45 см в области термоклина. Такой режим обеспечивал разрешение гидродинамических полей по вертикали, равное 0,15 см, кроме того, измерения температуры производились с помощью гирлянды из 14 термоанемометров, размещенных на самоходной буксировочной тележке (см. [15]). Измерения мгновенных профилей модуля скорости $|u|(z)$ и температуры $t(z)$ (где z – вертикальная координата) произ-

водились при различных x от 50 см до 400 см с шагом 50 см (где x – горизонтальная продольная координата, отсчитываемая от диффузора) и различных расстояниях от центра бассейна $y = 0$; 50 см (где y – горизонтальная поперечная координата, отсчитываемая от центра бассейна). Пример мгновенных профилей скорости и температуры приведен на рис. 1. Видно, что эти зависимости имеют большую пульсационную компоненту, поэтому необходимо осреднение. Вначале определим, какая величина измеряется датчиком скорости при фиксированных x и y . Пусть для определенности имеется мгновенный профиль модуля скорости $|u|(z, t)$, который может быть представлен в виде средней $|u|_0$ и пульсационной $|u|_1$ компонент:

$$|u|^i = |u|_0 \left(\frac{z}{L_0} \right) + |u|_1^i \left(\frac{z}{L_1}, \frac{t}{T_1} \right),$$

где L_0 и L_1 – вертикальные масштабы среднего профиля и возмущений. Поскольку при сканировании датчик скорости движется со скоростью v , то измеренный мгновенный профиль имеет вид

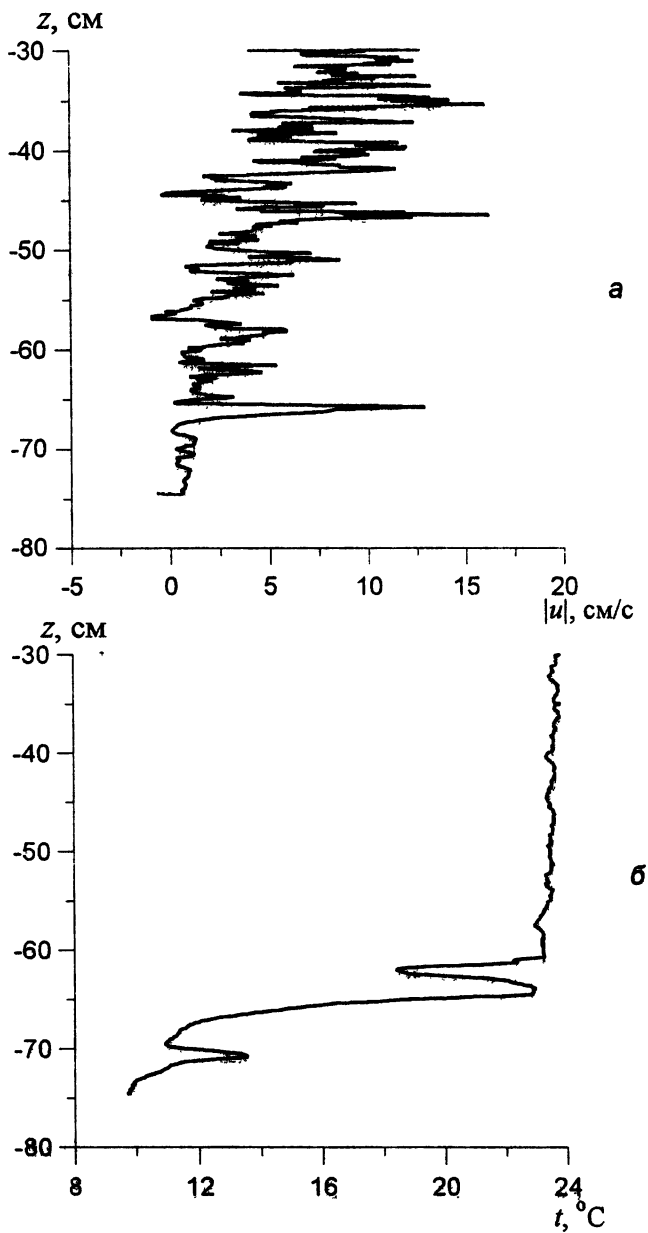
$$|u|^i = |u|_0 \left(\frac{z}{L_0} \right) + |u|_1^i \left(\frac{z}{L_1}, \frac{z}{vT_1} \right).$$

Как будет видно из дальнейшего, спектр возмущений лежит в частотном интервале $0,04 < f < 0,1$ Гц. Это означает, что масштаб $T_1 v \leq 10$ см. Осцилляции с периодом меньше 10 см по вертикали отчетливо видны на мгновенных профилях температуры и скорости (см. рис. 1).

Профили температуры и скорости регистрировались с интервалом 3 мин. Поскольку характерный масштаб корреляции флуктуаций скорости и температуры был менее 25 с ($f = 0,04$ Гц), то случайные компоненты гидродинамических полей на различных профилях являлись статистически независимыми, поэтому усреднение по времени

$$|u| = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |u|^i$$

(где N – число измеренных профилей) эквивалентно усреднению по ансамблю, и при этом дисперсия флуктуаций убывает в N раз. В данном эксперименте $N = 9$, т. е. дисперсия уменьшается примерно в 3 раза.



Р и с. 1. Примеры мгновенных профилей скорости (а) и температуры (б), измеренных при $x = 200 \text{ см}$ $y = 0$

При этом она сохраняется все еще очень значительной. Для ее уменьшения вычислялось скользящее среднее с шириной окна δ

$$\overline{|u|} = \frac{1}{2\delta} \int_{z-\delta}^{z+\delta} \bar{u}(z_1) dz_1. \quad (2)$$

При этом выбиралось $2\delta > vT_1$, в этом случае, очевидно, дисперсия флуктуаций с масштабом менее vT_1 падает очень сильно, т. е.

$$\sigma_u = \frac{1}{2\delta} \int_{z-\delta}^{z+\delta} |u|_1^i \left(\frac{z_1}{L_1}, \frac{z_1}{vT_1} \right) dz_1 \ll |u|_1^i.$$

В то же время выполнение условия $2\delta > vT_1$ приводит к тому, что ширина окна 2δ оказывается сравнимой с масштабом среднего профиля L_0 . Определим относительную ошибку при вычислении $\overline{|u|}$. Из (2) очевидно, что $\overline{|u|}$ является четной функцией δ , поэтому разложение в ряд Тейлора по δ дает

$$\overline{|u|}(z) = |u|_0 \left(\frac{z}{L_0} \right) + \frac{|u|_0'' \left(\frac{z}{L_0} \right)}{6} \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^2 + \dots + \sigma_u,$$

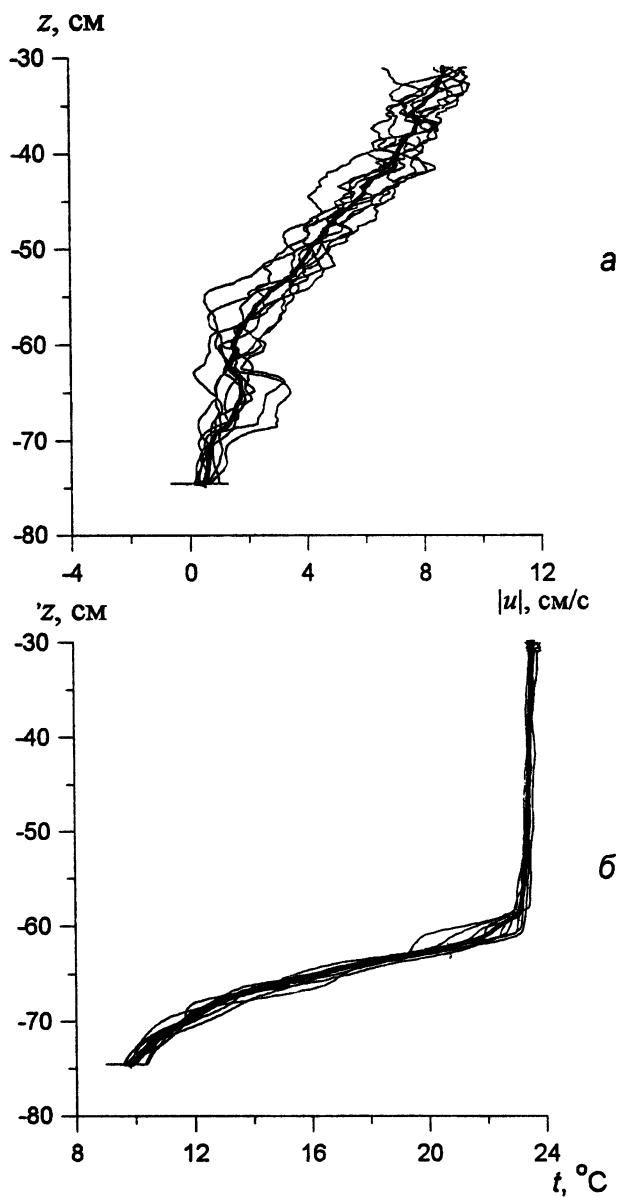
т. е. относительная ошибка

$$\varepsilon \sim \frac{|u|_0'' \left(\frac{z}{L_0} \right)}{6 |u|_0 \left(\frac{z}{L_0} \right)} \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^2.$$

Исходя из этих соображений выбиралось $\delta = 6$ см, что дает при $L_0 = 10$ см относительную ошибку в определении среднего профиля порядка 0,1. Такое оконное среднее вычислялось и для каждого из мгновенных профилей. Из рис. 2 видно, что полученные в результате средние профили температуры и скорости меняются достаточно слабо в течение 30 мин. Это позволяет использовать гипотезу о стационарности случайных полей скорости и температуры.

Прежде чем обсуждать полученные зависимости, обсудим смысл получаемых при осреднении величин. Представим мгновенные значения скорости \vec{u} и температуры t в виде суммы средних по ансамблю и пульсационных компонент:

$$\begin{aligned} \vec{u} &= \langle U \rangle \vec{x}_0 + \vec{u}''', \\ t &= \langle t \rangle + t'. \end{aligned} \quad (3)$$



Р и с. 2. Мгновенные профили скорости (а) и температуры (б), осредненные с помощью вычисления оконного среднего (ширина окна 12 см)

Из сравнения (3) и (2) ясно, что

$$\bar{t}(z) = \langle t \rangle.$$

В то же время измерения с помощью термоанемометра дают значение модуля скорости:

$$|u| = \left[(\langle U \rangle + u'_1)^2 + u'^2_2 + u'^2_3 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где u'_1, u'_2, u'_3 – компоненты пульсационной скорости. Отсюда ясно, что среднее значение модуля достаточно сложно связано со средним профилем. При невысоком уровне турбулентности, когда $|\langle U \rangle| \gg |u'_1|, |u'_2|, |u'_3|$, из (4) следует

$$\overline{|u|} \simeq \langle U \rangle + \frac{\langle u'^2_2 + u'^2_3 \rangle}{2 \langle U \rangle}.$$

Интересно заметить, что при этом дисперсия флуктуаций модуля скорости

$$\sigma_u^2 = \langle u'^2_1 \rangle.$$

Однако из рис. 1, а видно, что уровень турбулентности достаточно высок, а значит, $\overline{|u|}$ и $\langle U \rangle$ связаны более сложным образом, т. е. $\overline{|u|}(z)$ дает лишь качественные представления о профиле скорости. Для того чтобы были возможны более точные количественные оценки скорости при имеющейся аппаратной базе (термоанемометры, которые измеряют модуль скорости), необходимо снижение уровня турбулентных флуктуаций. В настоящем эксперименте о поведении турбулентности и волн можно судить только по пульсациям температуры, измеряемым электротермометром.

В связи с конструктивными особенностями сканирующего устройства измерение профилей температуры и скорости могло проводиться только в ограниченном интервале глубин от 30 до 75 см от поверхности, по имеющимся измерениям невозможно было определить все параметры профиля, поэтому осуществлялась аппроксимация полученных профилей $\overline{|u|}(z)$ и $\bar{t}(z)$ с помощью аналитических функций

$$\bar{t}(z) = t_0 + t'_z z + \frac{\Delta t}{2} \left[1 + \tanh \frac{z - z_0^t}{\delta_0^t} \left(1 + \frac{\alpha^t}{\cosh^2 \frac{z - z_1^t}{\delta_1^t}} \right) \right], \quad (5)$$

$$|\bar{u}|(z) = \frac{\Delta U}{2} \left[1 + \tanh \frac{z - z_0^u}{\delta_0^u} \left(1 + \frac{\alpha^u}{\cosh^2 \frac{z - z_1^u}{\delta_1^u}} \right) \right]. \quad (6)$$

Параметр t'_z , определяющий градиент температуры в районе квазиоднородного слоя, определялся с помощью линейной аппроксимации профиля $\bar{t}(z)$ на соответствующем участке. Параметр t_0 определялся по известному значению температуры вблизи дна $\bar{t}|_{z=-200\text{cm}} = 5^\circ \text{C}$, откуда

$$t_0 = 5^\circ + 200 \cdot t'_z.$$

Остальные параметры Δt , z_0^t , δ_0^t , α^t , z_1^t , δ_1^t , а также ΔU , z_0^u , δ_0^u , α^u , z_1^u , δ_1^u определялись методом наименьших квадратов.

Средние поля скорости и температуры в стратифицированном сдвиговом потоке

С использованием полученных профилей скорости и температуры проводилось изучение зависимостей интегральных параметров течения и стратификации от горизонтальных координат x и y , а также от начальной скорости потока, определяемой скоростью вращения двигателя. Профили скорости и температуры характеризовались масштабами изменчивости

$$\delta_u = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{4} - \left(\frac{|\bar{u}|(z)}{\Delta U} \right)^2 \right] dz,$$

$$\delta_t = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{4} - \left(\frac{\bar{t}(z) - t_0 - t'_z z}{\Delta t} \right)^2 \right] dz$$

и положениями центров масс (z_u и z_t):

$$\frac{\delta_u}{2} = \int_{-\infty}^{z_u} \left[\frac{1}{4} - \left(\frac{|\bar{u}|(z)}{\Delta U} \right)^2 \right] dz,$$

$$\frac{\delta_t}{2} = \int_{-\infty}^{z_t} \left[\frac{1}{4} - \left(\frac{\bar{t}(z) - t_0 - t'_z z}{\Delta t} \right)^2 \right] dz,$$

а также значениями перепадов температуры Δt и скорости ΔU .

Вначале изучалось поле скорости в турбулентном сдвиговом потоке без температурной стратификации. На рис. 3, а представлены зависимости $\delta_u(x)$ для различных значений начальной скорости потока, задаваемой частотой вращения электромотора U и ширины струи D . Видно, что во всех случаях зависимость $\delta_u(x)$ хорошо аппроксимируется линейной зависимостью

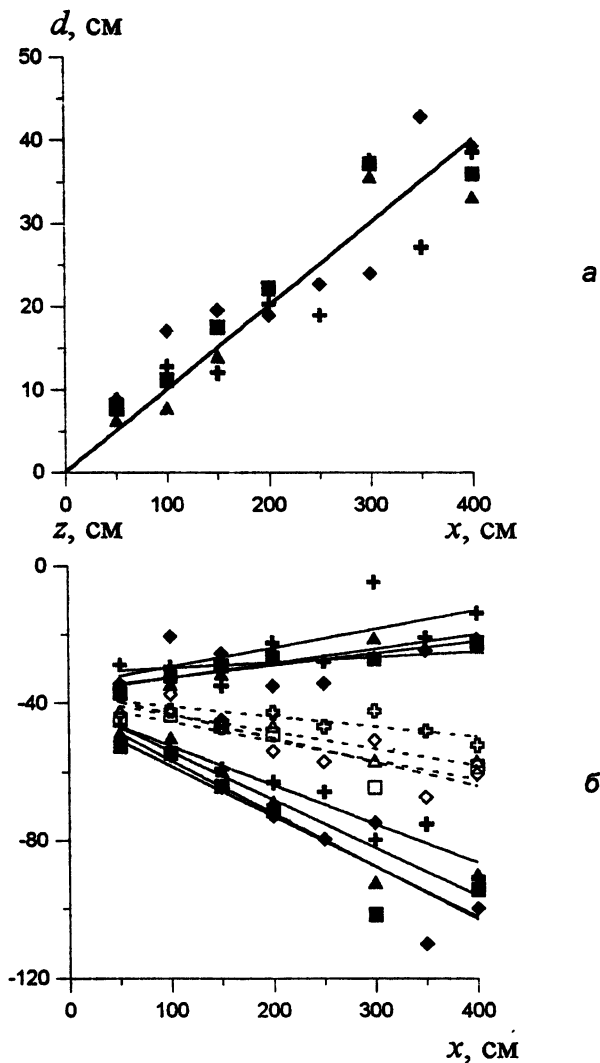
$$\delta_u(x) = 0,1x.$$

Такой закон типичен для турбулентного слоя смешения [16]. На рис. 3, б показаны положения центра слоя сдвига скорости $z_u(x)$ и его границ $z_u \pm 2\delta_u(x)$. Видно, что происходит заглубление сдвигового течения и расширение области смешения по линейному закону. Зависимость $\Delta U(x)$ носит сложный нерегулярный характер в отличие от закона $U \sim 1/\sqrt{x}$, типичного для плоских турбулентных затопленных струй. Причины этого специально не исследовались, вероятно, это связано с влиянием границы раздела. Параметр α_u (см.(6)), характеризующий неавтономность формы струи, менялся от 0 до $-0,5$. Это указывает на слабую неавтономность зависимости профиля скорости от координат.

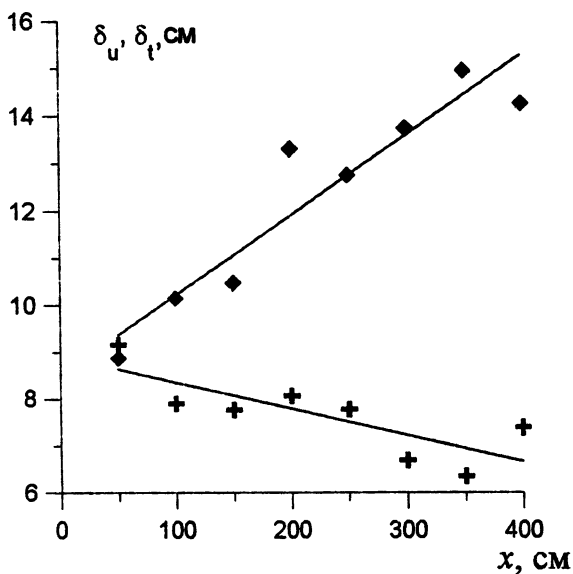
Далее исследовались особенности стратифицированного потока. Прежде всего изучались геометрические характеристики профилей скорости и температуры. На рис. 4, а, б, в, г, д, е показаны зависимости от x ширины слоя сдвига скорости и толщины термоклина для стратифицированных сдвиговых потоков с различными входными параметрами. Видно, что толщина слоя сдвига скорости δ_u превосходит толщину термоклина δ_t , причем если δ_u растет с ростом x , то δ_t при этом слабо убывает. На рис. 4, б, в, г, д, е изображены границы слоя сдвига скорости, а также отмечены положения центра термоклина и центра сдвига. Видно, что центр слоя сдвига расположен существенно выше центра термоклина. Такая геометрия потоков, когда толщина слоя сдвига превосходит толщину термоклина более чем вдвое и они смещены друг относительно друга, соответствует развитию неустойчивости Холмбо, а не Кельвина - Гельмгольца [4].

Хорошо известно, что необходимое условие неустойчивости стратифицированного сдвигового потока имеет вид

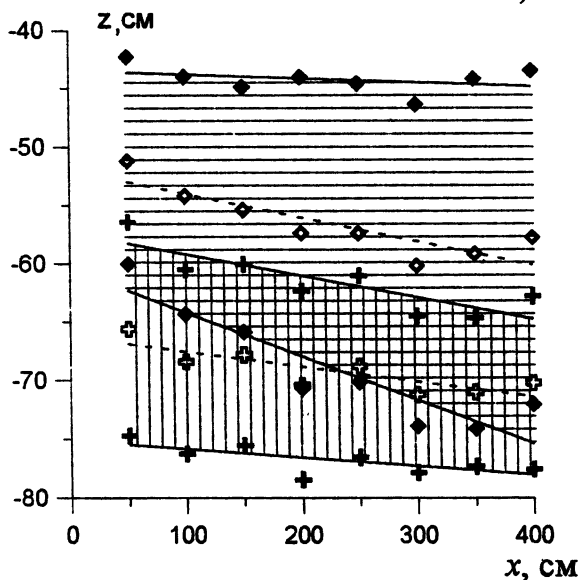
$$Ri < \frac{1}{4},$$



Р и с. 3. Геометрические параметры турбулентного сдвигового потока в отсутствие стратификации; а - зависимость ширины слоя сдвига скорости от x , б - зависимость глубины залегания срединной линии и границ слоя сдвига. \oplus $D = 20$ см, $U = 100$ об/мин; \blacklozenge $D = 20$ см, $U = 60$ об/мин; \blacktriangle $D = 40$ см, $U = 120$ об/мин; \blacksquare $D = 40$ см, $U = 60$ об/мин

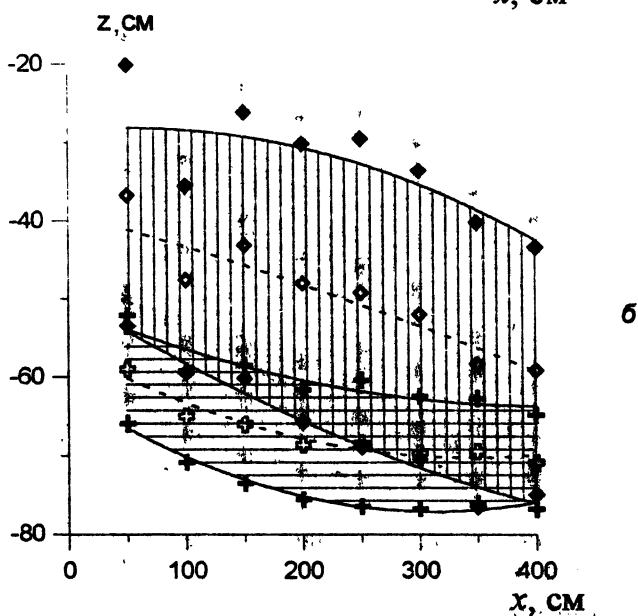
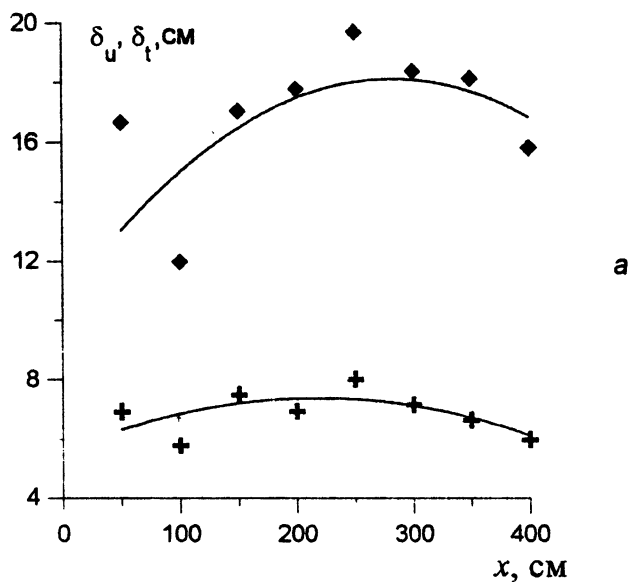


а

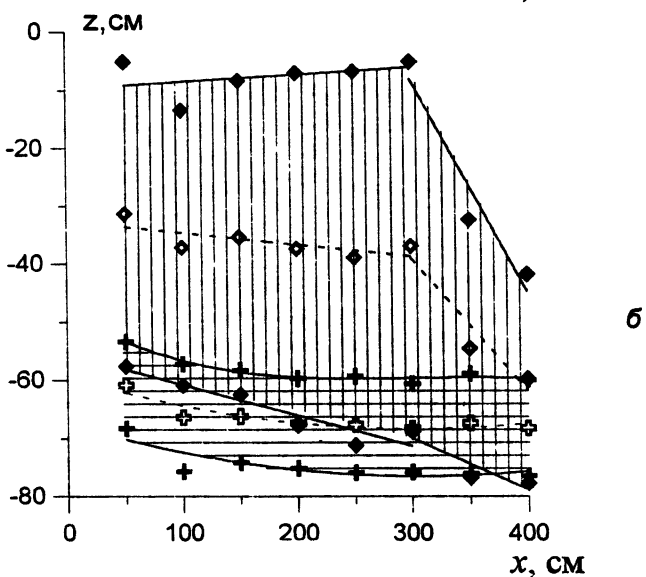
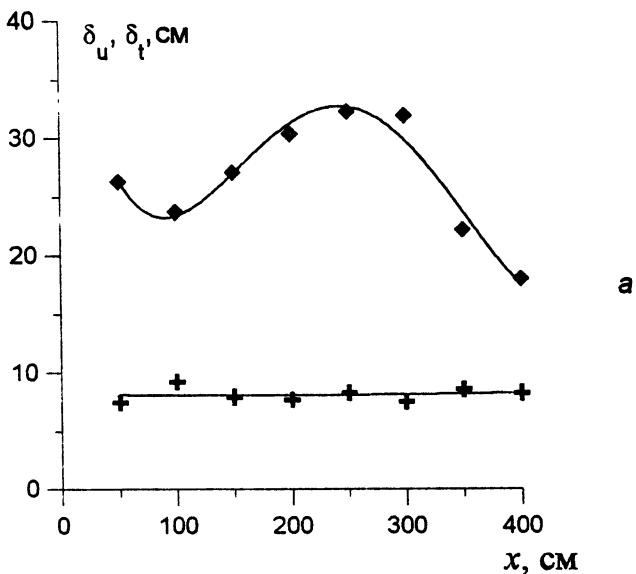


б

Р и с. 4. Геометрические параметры турбулентного сдвигового потока стратифицированного по плотности ($D = 40 \text{ см}$, $U = 120 \text{ об/мин}$):
 а - зависимость ширины слоя сдвига скорости ◆ и толщины термоклина + от x ; б - глубина залегания термоклина ⊕ и слоя сдвига скорости ◆ и их границы соответственно + и ◆



Р и з. 3. Геометрические параметры турбулентного сдвигового потока стратифицированного по плотности ($D = 40 \text{ см}$; $U_1 = 120 \text{ об/мин}$): а) зависимость ширины слоя сдвига скорости ♦ и толщины термоклина + от x ; б) глубина залегания термоклина + и их границы соответственно + и ♦



Р и с. 6. Геометрические параметры турбулентного сдвигового потока стратифицированного по плотности ($D = 40$ см, $U = 120$ об/мин):
 а - зависимость ширины слоя сдвига скорости \blacklozenge и толщины термоклина \blackplus от x ; б - глубина залегания термоклина $\circ\oplus$ и слоя сдвига скорости $\circ\blacklozenge$ и их границы соответственно \blackplus и \blacklozenge

где $Ri = N^2/u_z'^2$ – градиентное число Ричардсона. С использованием аппроксимаций (5) и (6) строились профили $Ri(z)$ при различных скоростях вращения двигателя. Семейство таких профилей, измеренных при различных x при $D = 40$ см $U = 120$ об/мин, изображено на рис. 7. Видно, что профили меняются довольно слабо. Характерной их особенностью является область выше термоклина, где число Ri меньше $1/4$, т. е. возникают условия для развития неустойчивости.

На рис. 8 представлены профили $Ri(z)$, полученные на расстоянии $x = 200$ м от диффузора при различных скоростях вращения двигателя. Видно, что при $U > 40$ об/мин возникает область, в которой $Ri < 1/4$, т. е. выполняется необходимое условие возникновения неустойчивости.

Волновые возмущения в стратифицированном сдвиге потока

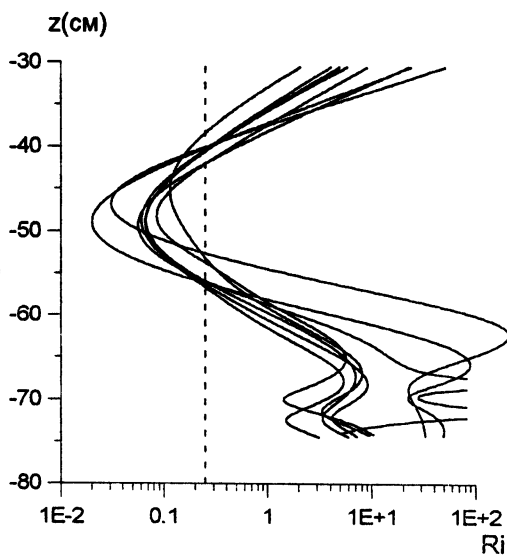
При выполнении условия $Ri < 1/4$ стратифицированный сдвиговый поток становится неустойчивым, т. е. в нем могут нарастать начальные возмущения, вносимые в поток при срыве вихрей с пластин, ограничивающих сопло, при вибрациях и т. п. С целью изучения этих колебаний одновременно с измерением профилей скорости и температуры производилась запись температуры на 14 горизонтах с помощью гирлянды электротермометров. Продолжительность записи составляла 1800 с (2048 отсчетов).

По данным измерений определялись осредненные спектры мощности колебаний температуры на всех горизонтах. Для этого весь период измерения разбивался на 16 интервалов по 128 точек, по которым вычислялись спектры мощности S_i^t . По полученным спектрам вычислялись средние спектры мощности колебаний температуры:

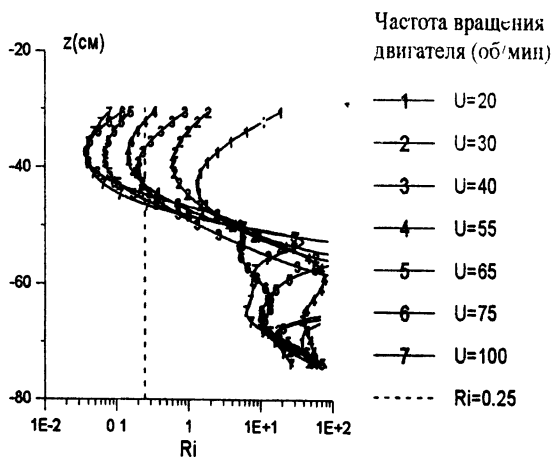
$$S_t(f) = \sum_{i=1}^{16} S_i^t.$$

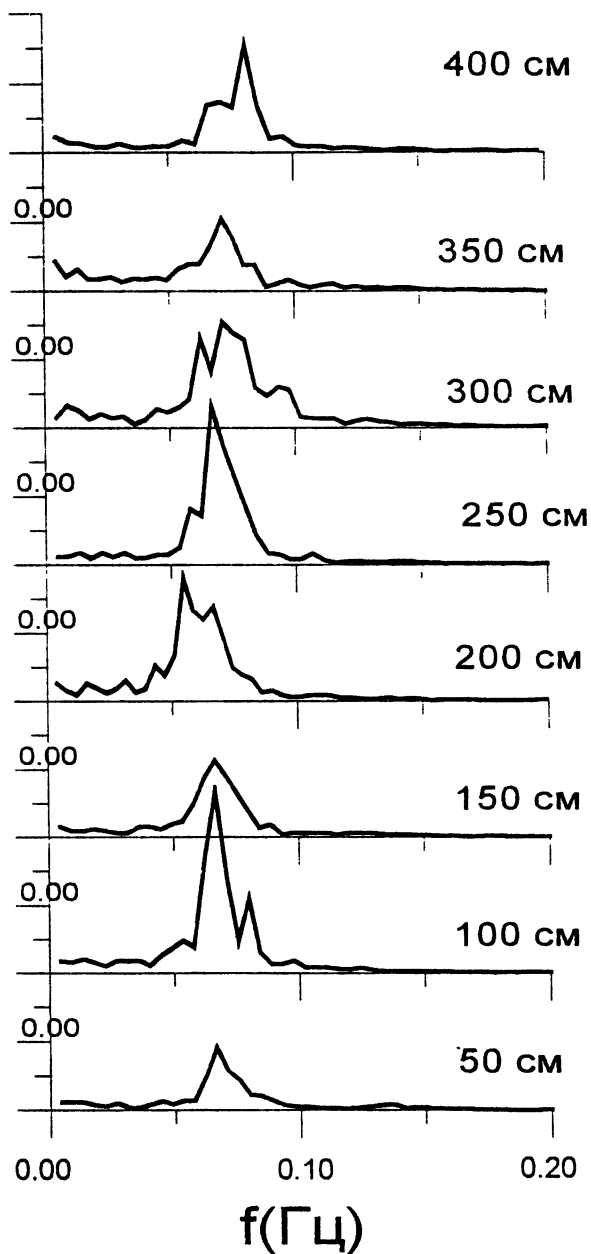
На рис. 9, 10 представлены спектры $S_t(f)$, полученные на различных расстояниях x от выхода струи при трех режимах турбулентного сдвигового течения: $D = 20$ см, $U = 60$ и 100 об/мин, $D = 40$ см, $U = 120$ об/мин. Характерной особенностью этих спектров является наличие узкого пика на частоте $f \approx 0,05$ Гц (период 20 с). Причем зависимость спектральной плотности от x при $D = 20$ см, $U = 60$ об/мин

Р и с. 7. Профили $Ri(z)$ при различных x ($D = 40$ см, $U = 120$ об/мин)

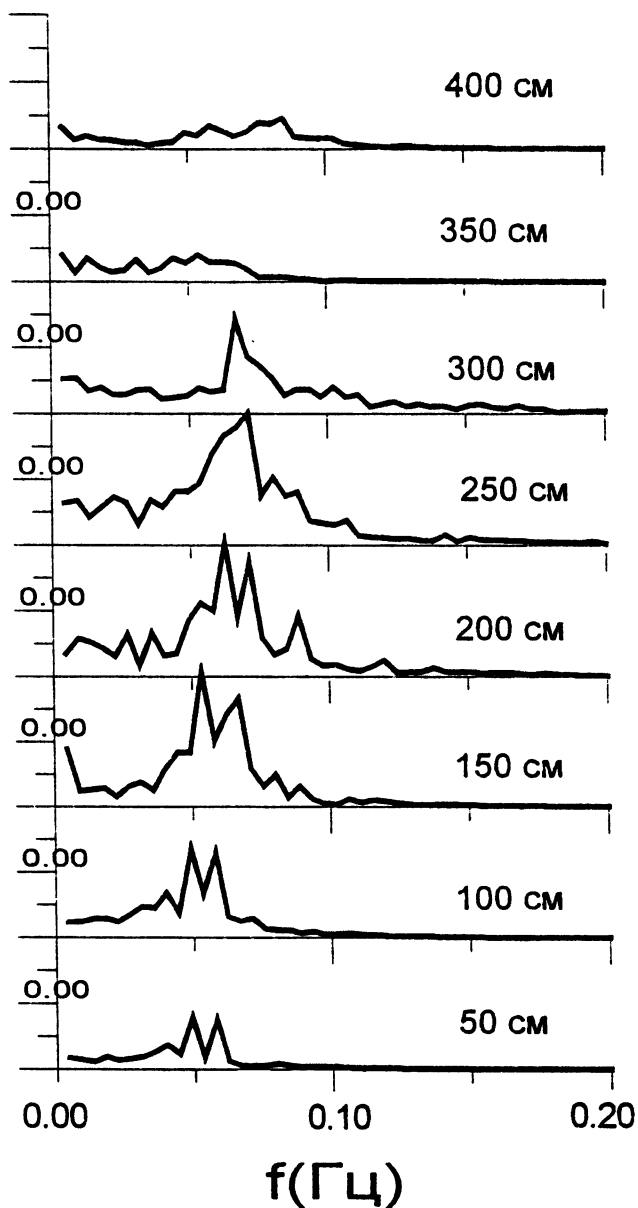


Р и с. 8. Профили $Ri(z)$, полученные при различных скоростях вращения двигателя ($x = 200$ см)





Р и с. 9. Спектры колебаний температуры при разных x ($D = 40$ см, $U = 120$ об/мин)



Р и с. 10. Спектры колебаний температуры при разных x
 ($D = 20$ см, $U = 60$ об/мин)

(см. рис. 10) характеризуется значительной перемежаемостью. На рис. 12 представлены спектры колебаний температуры на различных горизонтах, полученные при $D = 40$ см, $U = 120$ об/мин на расстоянии 200 см от выхода струи. Видно, что узкополосный спектр наблюдается вблизи термоклина, где локальная частота плавучести выше f .

Наличие такого узкого пика является признаком существования глобально неустойчивой моды в рассматриваемой системе [11]. Однако, как указано в [11], этот признак не является достаточным для утверждения о существовании такой моды, поэтому проверялось наличие еще одного признака. Согласно [11] амплитуда глобальной моды A зависит от управляющего параметра R следующим образом:

$$A \sim \sqrt{R - R_c}, \quad (7)$$

где R_c – минимальное значение управляющего параметра, при котором наблюдается глобально-неустойчивая мода. Для проверки выполнения соотношения (7) измерялись колебания температуры при различных скоростях вращения двигателя U . Заметим, что U играет роль управляющего параметра в настоящей задаче. При этом из рис. 14 видно, что максимальное значение скорости на оси струи ΔU (см. (6)) пропорционально U . Спектры колебаний температуры на горизонте, где они имеют максимальный размах, показаны на рис. 15. Видно, что при $U < 65$ об/мин. спектр колебаний широкий. Узкий пик при $f_0 = 0,05$ Гц появляется при $U = 65$ об/мин.

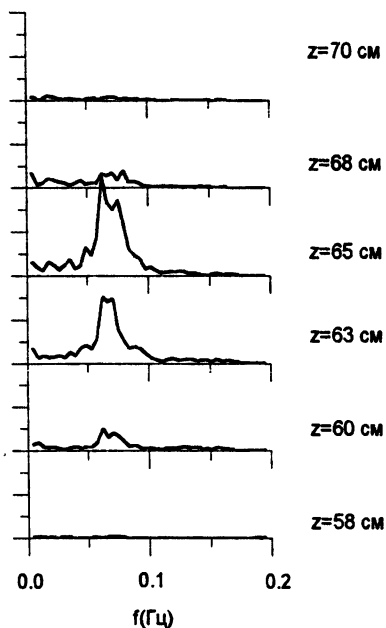
Определялась амплитуда квазигармонических колебаний на частоте, соответствующей этому пику. Для этого вычислялся интеграл

$$\Sigma = \int_{f_0 - \delta f}^{f_0 + \delta f} S_t(f) df,$$

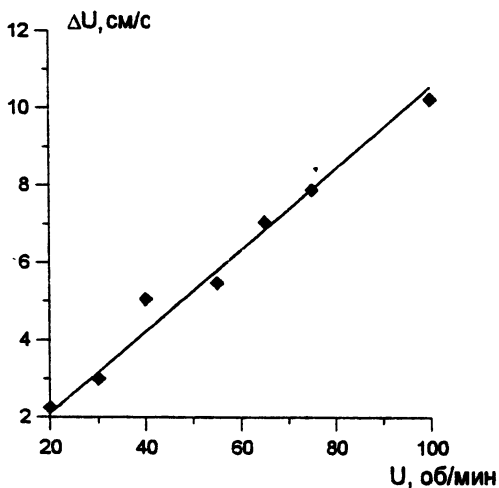
где δf выбиралось равным полуширине пика (примерно 0,015 Гц). Зависимость $\Sigma(U)$ представлена на рис. 16. Она хорошо аппроксимируется линейной зависимостью

$$\Sigma = 0,058(U - 54),$$

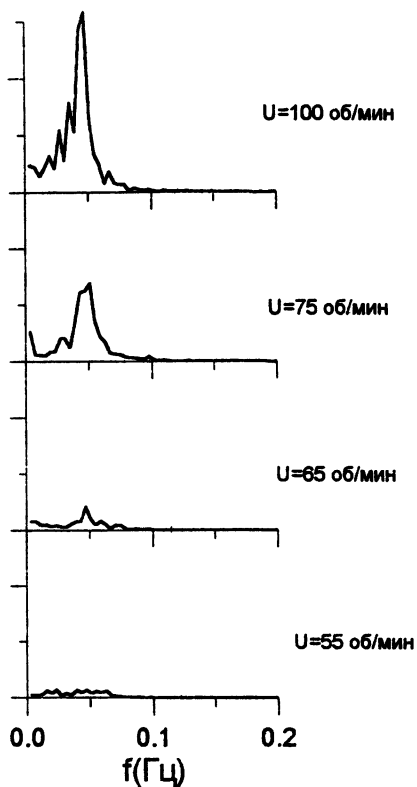
соответствующей зависимости (7). Отсюда следует, что критическая скорость вращения двигателя для возбуждения колебаний составляет примерно 54 об/мин. Это согласуется с видом спектров на рис. 14, когда резкий пик проявляется при $U = 60$ об/мин. Согласно [11] полученные зависимости являются достаточно достоверным косвенным свидетельством возбуждения в рассматриваемой системе глобальной моды.



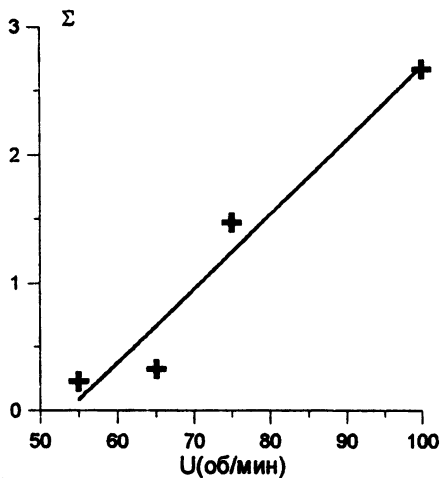
Р и с. 11. Спектры мощности колебаний температуры на разных горизонтах ($D = 40$ см, $U = 120$ об/мин, $x = 200$ см)



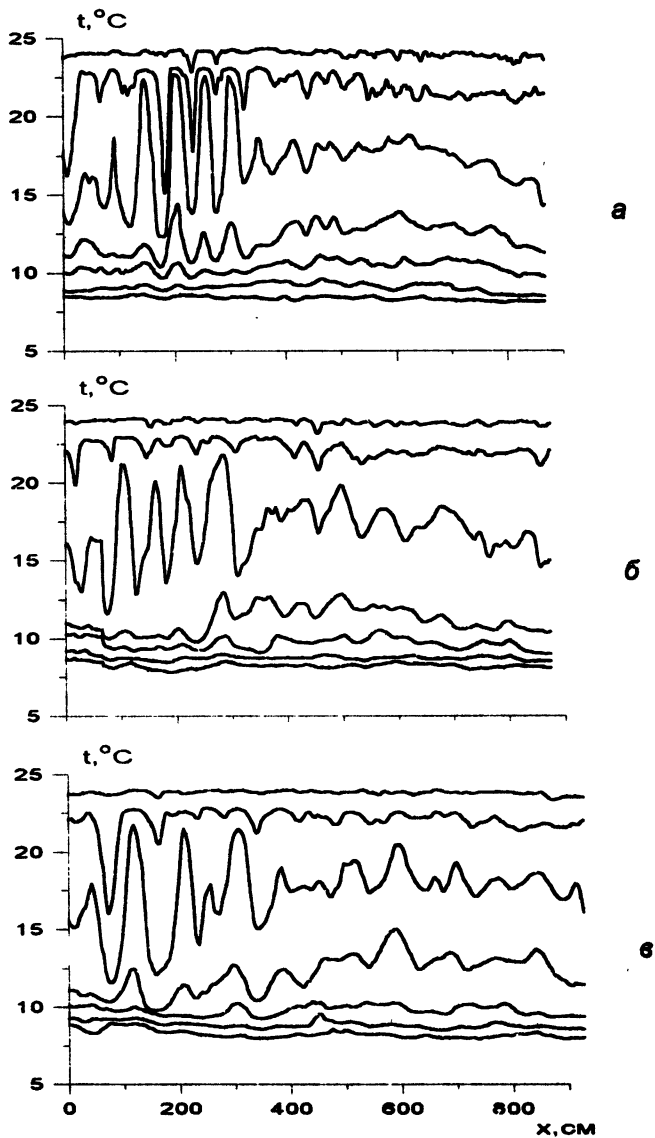
Р и с. 12. Зависимость максимальной скорости на оси турбулентного потока от частоты вращения двигателя индуктора течений. Расстояние от диффузора $x = 200$ см



Р и с. 13. Спектры мощности колебаний при различных скоростях вращения двигателя ($x = 200$ см, $D = 20$ см)



Р и с. 14. Зависимость квадрата амплитуды колебаний температуры от частоты вращения двигателя индуктора течений



Р и с. 15. Пространственные реализации температуры на разных горизонтах при различных скоростях буксировки гирлянды термисторов v : а - $v = 10$ см/с, б - $v = 20$ см/с, в - $v = 30$ см/с

Заключение

Основным результатом настоящей работы является наблюдение внутренних волн, возбуждаемых в турбулентном стратифицированном сдвиговом потоке в большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН с индуктором течений. Эти волны возникают при превышении скоростью потока некоторого критического значения. При этом, поскольку скорость потока существенно меняется вдоль бассейна, то в качестве управляющего параметра удобно выбирать частоту вращения электродвигателя индуктора течений, создающего этот поток. Волны возникают при частоте вращения электродвигателя более 54 об/мин.

В спектре генерируемых волн имеется достаточно узкий пик с частотой максимума около 0,05 Гц (от 0,045 Гц до 0,066 Гц), шириной на уровне 0,5 Гц по мощности. Амплитуда соответствующих этому пику квазигармонических колебаний A зависит от управляющего параметра следующим образом:

$$A = \sqrt{U - U_c},$$

где $U_c = 54$ об/мин.

Эти два признака (узкий спектр и корневая зависимость амплитуды от управляющего параметра) выделялись в работе [11] как два из трех основных признаков возбуждения в системе глобально неустойчивой моды. Третий признак – отсутствие зависимости амплитуды возбуждаемой моды от внешней силы – в настоящем эксперименте не проверялся, поскольку волны с частотой 0,05 Гц плохо генерируются волнопродуктором.

Для объяснения обнаруженного эффекта генерации волн в потоке необходимо выяснить механизм обратной связи. При этом возможны два варианта в зависимости от характера локальной неустойчивости стратифицированного сдвигового турбулентного потока. Если неустойчивость конвективная, то глобально-неустойчивая мода может реализовываться только за счет конструктивных особенностей бассейна (отражения волн от его задней стенки, передачи колебаний по трубам, обеспечивающим возвратное течение жидкости, и т. п.). Другой вариант может быть реализован, если в свободном потоке возможна абсолютная неустойчивость. В этом случае глобальная мода может реализовываться при смене характера локальной устойчивости течения [10, 11]. В пользу последнего механизма говорит следующий факт. Предварительные измерения зависимости амплитуды колебаний от x показали, что она быстро убывает при удалении от выхода струи, и вблизи конфузора колебания практически отсутствуют (рис. 15).

Литература

1. *Овчинников И. М., Кривошея В. Г., Осадчий А. С.* Некоторые особенности структуры и динамики гидрофизических полей в зоне течения Ломоносова на меридиане $18^{\circ}30' \text{З.Д.}$ // Изменчивости океана и атмосферы в экваториальной Атлантике (исследования по программе ПГЭП). М.: Наука, 1982. С. 50-60.
2. *Farmer D. M., Armit L.* The flow of Atlantic water through the Strait of Gibraltar // *Progr. Oceanogr.* 1988. V. 21. P. 1.
3. Woods Wave induced shear instability in the summer thermocline // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 32. P. 791.
4. *Holmboe J.* On the behaviour of symmetric waves in stratified shear flows // *Geophys. Publ.* 1962. V. 24. P. 67.
5. *Hazel P.* Numerical studies of stability of inviscid stratified shear flow // *J. Fluid Mech.* 1972. V. 51. P. 39.
6. *Browand F. K., Winant C. D.* Laboratory observations of shear-layer instability in a stratified fluid // *Boundary Layer Meteorol.* 1973. V. 5. P. 67.
7. *Koop G. C., Browand F. K.* Instability and turbulence in a stratified fluid with shear // *J. Fluid Mech.* 1979. V. 93, pt. 1. P. 135-159.
8. *Showalter D. G., Van-Atta C. W., Lasheras J. C.* A study of streamwise vortex structure in a stratified shear layer // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 281. P. 247-291.
9. *Монин А. С., Ozmidov P. B.* Океанская турбулентность // Л.: Гидрометеиздат, 1981.
10. *Chomas J. M., Huerre P., Redekopp L. G.* Bifurcation to local and global modes in spatially developing flows // *Phys. Rev. Letters.* 1988. V. 60. N1. P. 25-28.
11. *Huerre P., Monkewitz P. A.* Local and global instabilities in spatially developing flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1990. V. 22. P. 473.

12. *Shumm M., Berger E., Monkewitz P. A.* Self-excited oscillations in the wake of two-dimensional bluff bodies and their control // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 271. P. 17-53.
13. *Deissler R. J.* Spatially growing waves, intermittency and convective chaos in an open-flow system // *Physica* 25D. 1987. N2. P. 233-260.
14. *Strykovsky P. J., Niccum D. L.* The stability of countercurrent mixing layer in circular jet // *J. Fluid Mech.* 1991. V. 227. P. 309-343.
15. *Арабаджи В. В., Богатырев С. Д., Базанов В. В., Казаков В. И., Коротков Д. П., Серин Б. В., Таланов В. И., Шишкина О. Д.* Лабораторное моделирование гидрофизических процессов в верхнем слое океана (большой термостратифицированный бассейн ИПФ РАН) // *Наст. сборник.* С. 231-251.
16. *Brown G., Roshko A.* On density effects and large structure in turbulent mixing layers // *J. Fluid Mech.* 1974. V. 64. P. 775.

ON THE PHASE VELOCITY OF GRAVITY-CAPILLARY SURFACE WAVES

L. Shemer, M. Chamesse; T. Talipova

Department of Fluid Mechanics, Tel-Aviv University, Israel;
Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,
N. Novgorod

Phase velocity of gravity-capillary waves was measured in a laboratory wave tank for three operational conditions. Each experimental run consisted of three series of measurements. First, measurements were performed after the tank was filled with fresh filtered tap water. The second series of measurements was performed 24 hours later without replacing water in the tank. The experiments were then repeated after the water surface was carefully skimmed and most of the surface film removed. Each experimental series was relatively short, never lasting longer than one hour. A number of such experimental runs was performed. The effective values of the surface tension coefficients were determined from the dispersion relation and compared with corresponding results obtained by drop-weight method. An extension of the theoretical model is also presented which describes the effect of film of surface active substances (SAS) on the velocity of propagation of short surface waves. The model predictions are compared with the experiment.

1. INTRODUCTION

Short waves on water surface, the so-called capillary or gravity-capillary waves, play a crucial role in wind-wave interactions. These short waves are also responsible for the resonant back scattering by the ocean surface of the microwave radiation from the remote sensing radars. The dispersion relation for waves at clean water surface is such that for waves shorter than about 10 cm, both the wave length λ and the phase velocity, c , for the given radian frequency of the wave ω , become dependent on the surface tension coefficient γ , this dependence getting stronger as ω grows. Quite often, the dispersion relation is employed in theoretical and experimental reports on short surface waves in water which is based on the value of γ taken from handbooks. The actual relation between the wave length and frequency is either not measured at all, or is taken as the dispersion relation for gravity-capillary waves based on conventional static surface tension measurements using tensiometer.

The inadequacy of this approach for studying the dynamics of ocean surface waves became increasingly clear. A novel method for measuring surface tension of water based on a microwave remote sensing technique was suggested by Wal-

lenberger and Lyzenga (1990). Recently, an electromagnetic sensor was developed for monitoring of the effective surface tension coefficient under changing wind and surface current conditions in ocean (Barter, 1993). The deviation of the effective surface tension coefficient from its statically measured value was also observed in laboratory wave tanks. As is well known since the works of Rayleigh (see Levich 1962), the linear dispersion relation can be employed for measurements of γ , if the wave frequency ω and either the wave length λ or the wave phase velocity c are measured simultaneously. McGoldrick (1970) was the first to notice that the dispersion relation with the statically measured γ does not describe properly the observed dynamics of short waves in tank. McGoldrick thus introduced the effective value of the surface tension coefficient, γ_e . Regular tap water was used in his experiments. The value of γ_e was determined by measuring the wave length λ for a given wave period in a tank. In order to measure λ , the signal which drives the wave maker was compared with the output of the wave gauge. Both signals were displayed on a scope as a Lissajous figure. By displacing the probe and comparing the resulting Lissajous figures, the wave length λ could be determined. The value of $\gamma_e \approx 65$ dyn/cm obtained in his experiments by applying the dispersion relation was well below the statically measured γ which was reported to be identical to the handbook value for the distilled water.

McGoldrick measured the effective value of the surface tension coefficients for a number of the wave periods τ , in a narrow range of frequencies pertinent to his experiments. In this range of frequencies the measured value of γ_e remained approximately constant. The question therefore arises whether the value of γ_e obtained by applying the dispersion relation for clean surface will not vary if measurements are performed in a wider range of frequencies. Moreover, the water surface in laboratory tank experiments on short waves has to be skimmed quite often in order to assure repeatable results. This fact can serve as an additional indication that in many occasions the water surface actually has elastic properties which may strongly affect the dynamics of the process. This fact is well documented for ocean surface (Demin et al. 1985), where the effect is attributed to films of surface active substances (SAS). The effects of SAS in laboratory studies of short surface waves also studied, with attention directed mainly towards the wave decay. A theory which attempted to explain the effect of films of SAS on wave propagation was suggested in the early forties by Levich (summarized in Levich 1962). Levich considered the linear theory of waves at the surface of a weakly viscous liquid covered by a thin elastic film. According to this theory, the films of SAS not only vary the surface tension coefficient, but also enhance wave dissipation. Further developments of the theory of Levich in

various approximations were presented (Dorrestein 1951, Lucassen and Hansen 1966, Lucassen 1982, Stepanyants and Talipova 1986). Extensive experiments on wave dissipation due to SAS films (Ermakov et al. 1986) confirmed in general the validity of Levich theory.

In contrast to these studies which focused on the enhanced wave dissipation due to the presence of SAS, the purpose of the present work is to measure the dependence of the phase velocity of the surface waves on frequency for a range of frequencies where the gravity-capillary waves appear. These measurements allow to obtain the value of γ_e using the dispersion relation for short waves on clean water surface. On the other hand, a rather straightforward extension of the theory of Levich is presented which allows to obtain the correction to the phase velocity as a result of the elastic properties of SAS. The comparison of the experimental results with model equations allows to assess the effect of different water surface conditions on the dispersion relation of gravity-capillary waves.

2. THEORETICAL BACKGROUND

In the absence of surface films and molecular dissipation, the dispersion relation for linear gravity-capillary waves can be presented in the following form:

$$c_0^3 = \frac{g c_0^2}{\omega_0} + \frac{\gamma_e}{\rho} \omega_0, \quad (1)$$

where ω_0 is the radian wave frequency, g is gravity acceleration and $c_0 = \lambda \omega_0 / 2\pi$ is the phase velocity of waves at clean surface of nonviscous liquid. It thus becomes clear from (1) that simultaneous measurements of c_0 and ω_0 can determine the effective value of the surface tension coefficient γ_e .

Following Levich (1962), we consider now deep liquid with low kinematic viscosity ν and density ρ , covered with a thin SAS film with surface density $\Gamma(x,t) = \Gamma_0 + \Gamma'(x,t)$, where Γ_0 is the constant concentration of the undeformed surface and $\Gamma' \ll \Gamma_0$ is its disturbance due to waves. The analysis here is restricted to a two-dimensional case. The linearized kinematic boundary condition at the free surface $z = \eta(x)$ is standard:

$$\partial \eta(x) / \partial t = w, \quad (2)$$

where w is the vertical component of liquid velocity $\mathbf{u} = (u, w)$. The presence of SAS film at the surface of viscous fluid leads to modified dynamic boundary conditions at $z = \eta(x)$. Balance of the normal stresses here has the following form:

$$-\frac{p}{\rho} + g\eta + 2\nu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\gamma(\Gamma_0)}{\rho} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0, \quad (3)$$

The condition on the shear stress component at the free surface has to take into account the spatial variation of the SAS concentration Γ , which in turn leads to corresponding variation in the surface tension coefficient $\gamma = \gamma(\Gamma)$. Shear stress at $z = \eta(x)$ vanishes, which results in the following linearized boundary condition:

$$\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{d\gamma}{d\Gamma} (\Gamma_0) \frac{\partial \Gamma'}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\varepsilon}{\Gamma_0} \frac{\partial \Gamma'}{\partial x}, \quad (4)$$

where $\varepsilon = -\Gamma_0 d\gamma/d\Gamma$ can be seen as the modulus of elasticity due to the surface film. Both conditions (3) and (4) are applied at $z = 0$ due to linearization. Linearized equation for the surface agent mass flow balance is

$$\frac{\partial \Gamma'}{\partial t} + \Gamma_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

where diffusion is neglected.

The solution can be presented in the following form:

$$u = (ikAe^{kz} - lCe^{lz}) e^{ikx + \alpha t}, \quad (6a)$$

$$w = (kAe^{kz} + ikCe^{lz}) e^{ikx + \alpha t}, \quad (6b)$$

$$p = -\rho\alpha A e^{kz} e^{ikx + \alpha t} - \rho g z, \quad (6c)$$

where the wave number k is considered real, α is complex and

$$l^2 = k^2 + \frac{\alpha}{\nu}. \quad (7)$$

From (2), (5) and (6), the solutions for the surface elevation η and the variable part of the SAS concentration Γ' can be written as

$$\eta = \frac{k}{\alpha} (A + iC) e^{ikx + \alpha t} \quad (8a)$$

and

$$\Gamma' = \Gamma_0 \frac{k}{\alpha} (kA + ilC) e^{ikx + \alpha t}. \quad (8b)$$

Substitution of (6) and (8) into the dynamic boundary conditions (3) and (4) yields the dispersion relation for waves at the surface of low-viscosity liquid covered by a thin elastic SAS film, which can be presented as:

$$\left(\frac{\alpha}{\omega_0}\right)^4 + 4\theta\left(\frac{\alpha}{\omega_0}\right)^3 + \left(\frac{\alpha}{\omega_0}\right)^2 \left[1 + 4\theta^2 + \chi\sqrt{1 + \frac{\alpha}{\theta\omega_0}} - 4\theta^2\sqrt{1 + \frac{\alpha}{\theta\omega_0}}\right] + \chi\sqrt{1 + \frac{\alpha}{\theta\omega_0}} - \chi = 0. \quad (9)$$

In (9), the following parameters are introduced:

$$\omega_0 = \sqrt{gk + \frac{\gamma}{\rho}k^3} \quad (10)$$

is the radian wave frequency for clean water surface in non-viscous fluid,

$$\theta = \frac{\nu k^2}{\omega_0} \quad (11)$$

can be seen as an inverse Reynolds number, and

$$\chi = \frac{\varepsilon k^3}{\rho\omega_0} \quad (12)$$

is the dimensionless parameter representing film elasticity.

For molecular viscosity of water $\nu = 0,01 \text{ cm}^2/\text{s}$ and the range of wave lengths considered, $\theta = O(10^{-2}) \ll 1$. The complex value of α can then be presented as

$$\alpha = i\omega_0 - \delta; \quad |\delta| \ll \omega_0. \quad (13)$$

Substituting (13) into the exact linear dispersion relation (9) and retaining only linear in δ/ω_0 terms allows to obtain the following expression for δ :

$$\frac{\delta}{\omega_0} = \theta \frac{2\theta - \chi\sqrt{2\theta} + \chi^2/2\sqrt{2\theta}}{\theta - \chi\sqrt{2\theta} + \chi^2} + i\chi \frac{\theta}{2} \frac{2\sqrt{2\theta} - 1 + \chi/\sqrt{2\theta}}{\theta - \chi\sqrt{2\theta} + \chi^2}. \quad (14)$$

The real part of δ represents the rate of decay of gravity-capillary waves in weakly viscous fluid in the presence of SAS and has been analyzed extensively (Lucassen and Hansen 1966, Lucassen 1982, Dysthe et al. 1986, Hühnerfuss et al. 1987). The imaginary part of (14), however, obtained much less attention. The frequency shift given by $\text{Im}(\delta)$ results in the following correction to the surface waves' phase velocity:

$$c = c_0 \left(1 - \chi \frac{\theta}{2} \frac{2\sqrt{2\theta} - 1 + \chi/\sqrt{2\theta}}{\theta - \chi\sqrt{2\theta} + \chi^2} \right). \quad (15)$$

Note that in the approximation adopted here, which is linear with respect to $|\delta|/\omega_0$, weak viscous dissipation alone does not affect the phase velocity of gravity-capillary waves, since in the absence of SAS film, $\chi=0$ and thus $c = c_0$.

The dependence of the ratio of the phase velocity of surface waves in the presence of an elastic surface film, c , to the phase velocity for clean water surface, c_0 , on the modulus of elasticity of the film, ϵ , calculated using (10)-(12) and (15), is given for a number of wave lengths λ in Fig. 1. Calculations were performed for the surface tension coefficient $\gamma = 71$ dyn/cm, corresponding to clean water, and molecular kinematic viscosity $\nu = 0,01$ cm²/s. It should be noted, however, that additional calculations have shown that the dependence of c/c_0 on ϵ is only weakly sensitive to the variations in the physical properties of liquid, ν and γ .

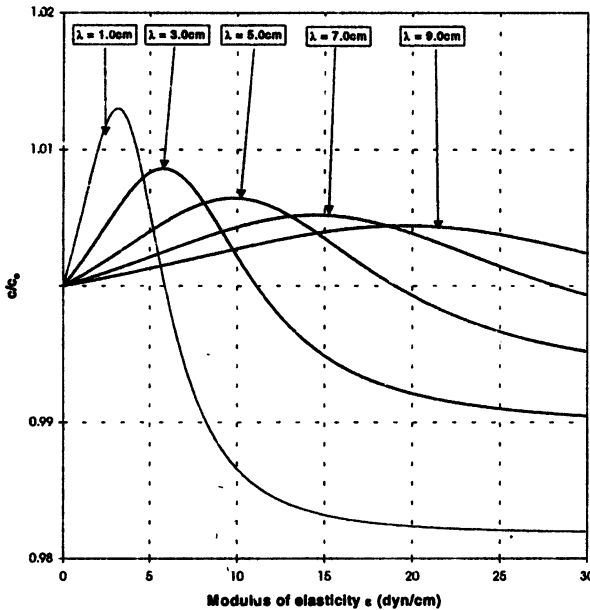


Fig. 1. The computed ratio of the gravity-capillary wave phase velocity in the presence of SAS film to that on the clean water surface, as a function of the SAS film modulus of elasticity. Kinematic viscosity of water $\nu = 0,01$ cm²/s; surface tension coefficient $\gamma = 71$ dyn/cm

For all wave lengths considered, the dependence of the relative deviation of the phase velocity, c/c_0 , on ϵ is not monotonous. For relatively clean surface, with $\epsilon < 5,61$; $c/c_0 > 1$ for all wave lengths. For sufficiently high values of ϵ , the ratio c/c_0 in the presence of SAS film becomes essentially independent of ϵ , remaining somewhat below the clean surface value. It becomes clear from Fig. 1 that the effect of surface elasticity on wave phase velocity c is quite pronounced

for the range of wave lengths employed in the present study ($\lambda < 4$ cm), where the deviation of c from the corresponding clean surface value may exceed 1,5%. For these short waves, the increase of the modulus of elasticity of the surface film beyond $\varepsilon \approx 20 \div 25$ dyn/cm ceases to affect wave phase velocity. The results of Fig. 1 also demonstrate that phase velocity of longer waves ($\lambda > 10$ cm) is not sensitive to the presence of SAS films.

3. EXPERIMENTAL FACILITY

The experiments were performed in a rectangular wave tank that is 170 cm long and 70 cm wide. The tank is built with side walls and bottom made of Plexiglas and supported by a steel frame. Regular filtered tap water supplied through PVC pipes and valves and Tygon tubing was used in these experiments. The filter system effectively eliminated particles larger than 5 μm . The temperature of water remained constant at 22°C. Waves were generated by a paddle-type wave maker, made of Plexiglas and hinged at the height of 7 cm above the tank bottom. The wavemaker was forced by a controlled motor through a reducing 1:4 gear box and an eccentric crank system. The motor, the gear box and the eccentric are mounted on a steel construction that is detached from the tank itself in order to eliminate vibrations. The amplitude of the generated waves at any given frequency is determined by the eccentric as well as by the water depth. In most experiments, water depth was about 10 cm, satisfying deep water condition for the short waves studied here. In some cases, water depth was slightly reduced in order to decrease wave amplitude, a , and to eliminate nonlinear effects and the appearance of sub harmonic cross-waves. The wave steepness ak , k being the wave number, in all occasions did not exceed 0,05. A wave absorbing device at the far end of the tank effectively eliminated reflection of waves which did not decay naturally before.

The periods of waves in the present experiments ranged from $\tau \approx 65$ ms to $\tau \approx 150$ ms. The waves in this range of periods are long enough to be observable without strong decay, while remaining sufficiently short so that their phase velocities are sensitive to the surface tension. Instantaneous surface elevation was measured by a rake consisting of 4 resistance-type wave probes. Each wave probe is made of two stainless steel wires 0,5 mm in diameter, with separation of 3 mm in the direction parallel to the wave maker. All probes are supported by a single rigid frame made of thick Plexiglas; the distance between the successive probes being about 2 cm. The exact distances between each pair of probes was measured independently using micrometer with the accuracy of about 0,2 mm. The probe framework could be installed at any desired location in the horizontal plane, the vertical movement by desired increments was performed using com-

puter-controlled stepping motor. This procedure ensured that the probes could be returned to the former depth of immersion after being raised to facilitate surface treatment. Since the scope of this study was limited to measurements of the relation between the phase velocity c and the wave frequency ω , no calibration of the probes was performed and the actual wave amplitudes were not measured.

The output voltage of all four probes was sampled and recorded using a 12 bit A/D converter and a personal computer. Each channel was sampled at 1500 Hz; in each experimental run, data were continuously accumulated for at least 45 s, resulting in more than 2^{16} recorded data points for each probe. Upon completion of the experiment, the data files were transferred to DEC Alpha 3000 work station for further processing.

4. EXPERIMENTAL PROCEDURE

The radian frequency ω of the surface elevation variation in time as detected by each one of the four probes was determined from the power spectra of the recorded signals. These spectra were obtained using the FFT procedure over 2^{16} data points, thus yielding the frequency resolution $\Delta\omega = 0,14 \text{ s}^{-1}$. The individual spectra of each channel for all runs were displayed on the computer monitor and checked visually. The peak frequencies in spectra computed for different channels did not vary by more than $\Delta\omega$, so that the relative error in ω is about 0,2%. In certain experimental runs, additional peaks appeared in the spectra, mainly as a result of cross-waves generation. In most occasions, these runs were rejected. In the cases when those frequencies in the spectrum were separated from the forcing frequencies, the recorded signal was band-passed filtered using the FFT procedure and the parasite frequencies were removed. An example of the spectra of the four resulting signals $f_i(t)$, $i = 1,4$, is given in Fig.2. Note that the dominant frequencies for all four probes do not differ by more than $\Delta\omega$ and their amplitudes exceed by orders of magnitude those corresponding to the background noise.

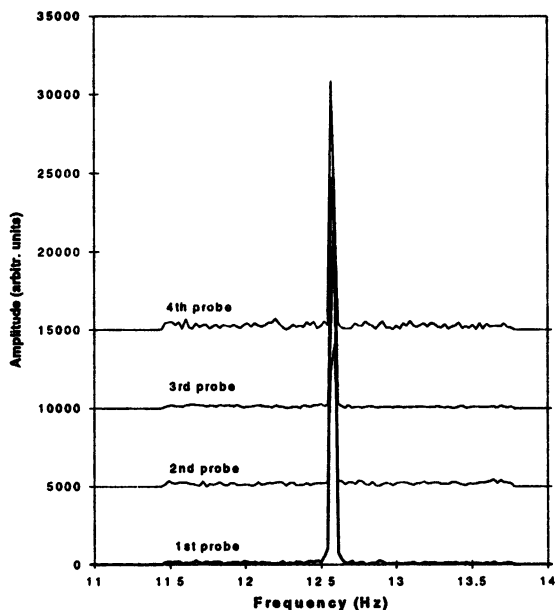
The wave phase velocity c was determined by computing the cross-correlation functions of the filtered outputs of all possible (six in the present probes configuration) pairs of probes. This again was done using the FFT procedure, this time based on 2^{15} data points. For each pair of probes, the cross-correlation between the probes i and j , $i \neq j$,

$$F_{i,j}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_i(s) \cdot f_j(s-t) ds \quad (16)$$

is maximum when the time delay $t = t_{\max}$ corresponds to time necessary for the wave to travel from the probe i to the probe j . Six values of t_{\max} were determined for all pairs of probes, hence six values of the phase velocities could be obtained by dividing the distance between the probes by the appropriate value of t_{\max} . For

ideal sinusoidal signals, the accuracy in the measurement of t_{\max} is determined by the sampling frequency, this maximum error for the present experiment being 0,67 ms. This results in the maximum relative error in t_{\max} for adjacent probes of less than 1%; the relative error decreases substantially when pairs of more distant probes are considered. Note also that the relative accuracy in determination of the distance between the probes is of the same order of magnitude. The phase velocity c is thus obtained as the mean of the six independently obtained values, and the error in c is estimated as the standard deviation of these measurements.

Fig. 2. Typical amplitude spectra



It can thus be concluded that the dominant error in determination of γ based on (1) results from the error in c , while measurement of ω can be considered as "exact". The relative error in the γ can thus be obtained by differentiating of (1):

$$\frac{\Delta \gamma}{\gamma} = \frac{3c - 2g/\omega}{c - g/\omega} \frac{\Delta c}{c} \quad (17)$$

The relative error in measuring of the surface tension is thus that $\Delta c/c$ multiplied by the amplification coefficient $\beta = (3c - 2g/\omega)/(c - g/\omega)$. The value of this coefficient decreases with ω ; for the highest forcing frequency of $\omega = 2\pi \cdot 15 \text{ s}^{-1}$, $\beta \approx 3,85$, increasing to $\beta \approx 4,9$ for $\omega = 2\pi \cdot 10 \text{ s}^{-1}$ and continuing to grow fast when the frequency is further decreased. For this reason, measurements of the effective value of γ were performed for $\omega \geq 2\pi \cdot 11 \text{ s}^{-1}$.

Static values of the surface tension coefficient in the wave tank for various experimental conditions were obtained using the conventional drop-weight method. Distilled water with known value of the surface tension coefficient was used for calibration.

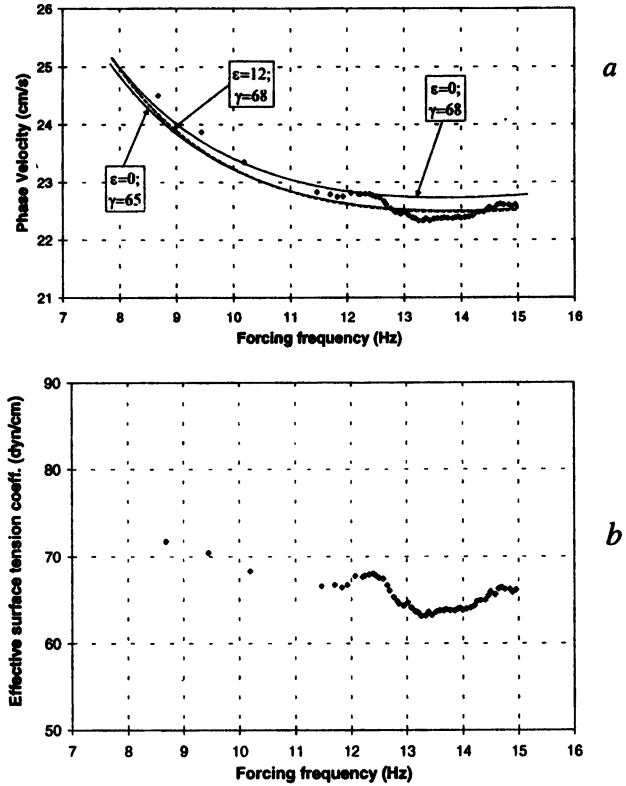
5. RESULTS

The results of the present experiments on the dependence of the wave phase velocity on forcing frequency are now compared with calculations based on the corresponding dispersion relations. The overall duration of each experimental run did not exceed one hour. In each run a number of phase velocity measurements were performed, and the water in the tank was replaced before every individual experimental run.

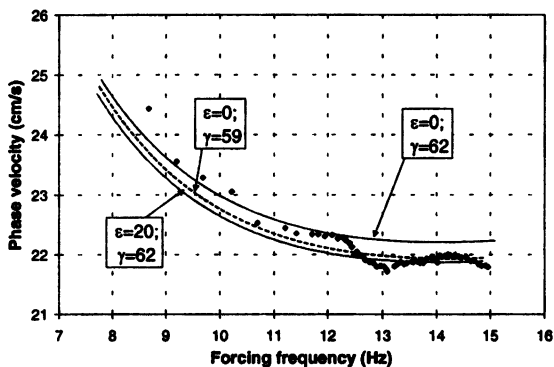
The results are given for three different experimental conditions. First, measurements were performed after the tank was filled with fresh water (Fig. 3). Measurements actually were initiated about 15 min after the tank was replenished, in order to ensure that waves and currents induced during tank filling calmed down. Conventional measurements of the surface tension coefficient performed simultaneously gave the value of $\gamma = 68$ dyn/cm. The variation of the phase velocity c with the forcing wave period is presented in Fig. 3, *a*, while Fig. 3, *b* depicts the corresponding variation in the effective value of the surface tension coefficient γ_e calculated from the measured phase velocity using (1). The relative error for the phase velocity measurements presented in Fig. 3, *a*, calculated from the standard deviation of the six independent measurements of c , is less than 0,5%. It should be also stressed here that the results presented in Fig. 3 are remarkably repeatable, and in fact represent compilation of data taken in a number of experimental runs. In order to reduce the relative error in determination of the effective surface tension coefficient, see (17), the effective values of γ_e were calculated from measured c and ω for frequencies $f = 2\pi \omega$ exceeding 11 Hz only. It becomes evident from Fig. 3, *a* that the phase velocity c_0 obtained using (1) with the statically measured value of γ , is notably higher than the measured value of c , with the exception of lower frequencies where the phase velocity ceases to be dependent on γ . The difference between the measured c and c_0 considerably exceeds the experimental error. The effective values of the surface tension coefficient γ_e in Fig. 3, *b* remain approximately constant (within about $\pm 5\%$) in the whole range of frequencies. The averaged value of the effective surface tension coefficient in Fig. 3, *b* is $\gamma_e = 65$ dyn/cm, somewhat lower than the statically measured value of γ . This result is in agreement with McGoldrick (1970)

who also obtained an effective surface tension coefficient based on the dispersion relation (1) below the conventionally measured γ .

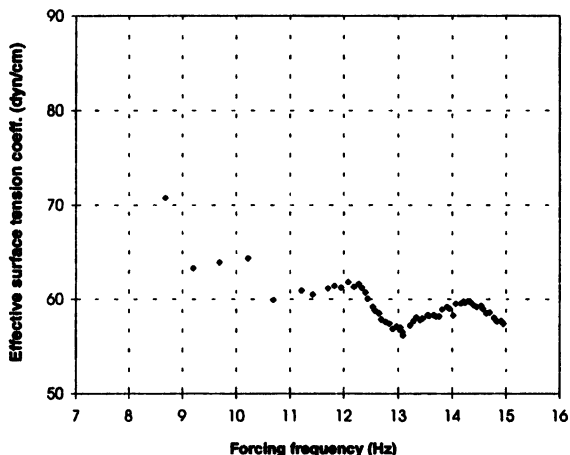
Fig. 3. Fresh tap water: *a* – Phase velocities: experimental data and model results; *b* – Effective values of the surface tension coefficient obtained from the experimental data of Fig. *a* and the dispersion relation (1)



Alternatively, the theoretical dispersion relation (15) which takes into account the presence of a thin SAS film can be fitted to the experimental data. Since SAS film by itself does not affect the value of the surface tension coefficient of water in the tank, the conventionally measured value of $\gamma = 68 \text{ dyn/cm}$ was adopted. The corresponding curve is also plotted in Fig. 3, *a*. As can be seen from this figure, when the value of film elasticity modulus of $\epsilon = 12 \text{ dyn/cm}$ is selected, good agreement between the experimental data and the phase velocity calculated from (15) is obtained. This value of ϵ appears to be in agreement with the direct measurements reported for fresh tap water by Talipova (1989).



a **Fig. 4.** 24 hr after filling the tank (no skimming): *a* – phase velocities: experimental data and model results; *b* – effective values of the surface tension coefficient obtained from the experimental data of Fig. 4, *a* and the dispersion relation (1)



b

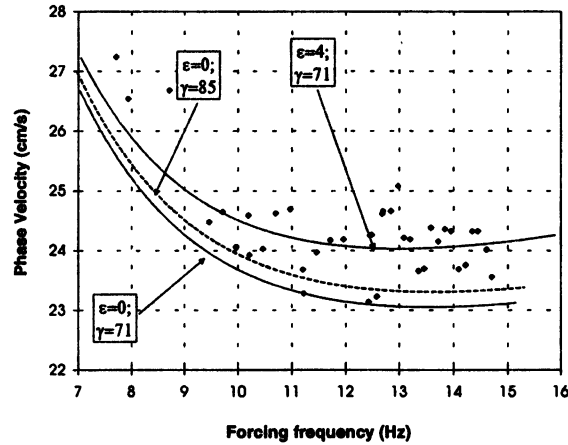
The additional set of results presented in Fig. 4 corresponds to measurements performed 24 hours later, without replacing water in the tank. Again, the results presented in Fig. 4 were obtained in a number of experimental runs. The measurements of the surface tension coefficient of the tank water by drop-weight method yielded $\gamma = 62$ dyn/cm, notably below the value obtained for fresh tap water. Phase velocities measured in these experimental runs were also consistently below the corresponding values obtained the day before, in particular at higher forcing frequencies. The relative error $\Delta c/c$ in these data is also less than 0,5%. As in Fig. 3, *a*, calculated phase velocities c using (1) and the statically measured value of γ as shown in Fig. 4, *a* are well above the experimentally obtained data. Here again, the estimates of the effective surface coefficient based on (1) and the measured dependence $c = c(\omega)$, summarized in Fig. 4, *b*, remain nearly

constant for the whole range of frequencies and well below γ_e in Fig. 3, *b*. The average value of γ_e in Fig. 4, *b* is about $\gamma_e = 59$ dyn/cm, less than the conventionally measured value. When the assumption that an elastic film is present on the water surface is adopted, good agreement with the experiment again can be obtained. As demonstrated in Fig. 1, in the framework of the adopted theoretical model the relative deviation of the phase velocity of surface waves c/c_0 for short waves approaches its lowest possible value at $\epsilon \approx 20$ dyn/cm, and the remains approximately constant with a further increase in SAS film surface concentration Γ . The increase in modulus of elasticity of the film ϵ beyond this value has no notable effect on c . The curve which corresponds to the dispersion relation (15) was plotted therefore in Fig. 4, *a* for $\epsilon = 20$ dyn/cm and $\gamma = 62$ dyn/cm.

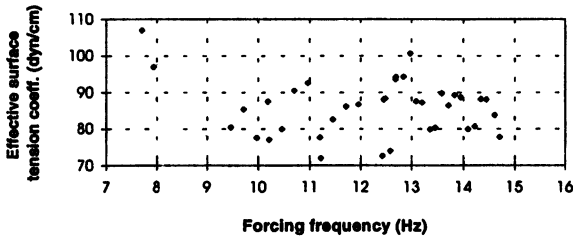
It is interesting to mention that in both Figs. 3 and 4 a notable kink in the effective phase velocity dependence on the frequency exists at $f \approx 13$ Hz. In contrast to the irregular dependence of the wave damping on frequency, also observed in experiments and explained within the framework of the Marangoni wave theory (Hühnerfuss et al. 1987), which is essentially identical to the model adopted here, no such kink in the dependence $c = c(f)$ is predicted by the present theoretical model. It thus seems that a more refined model is necessary to describe correctly the fine details of the imaginary part of the dispersion relation.

After each experimental run summarized in Fig. 4 was completed, the water surface in the tank was carefully skimmed by numerous applications of absorbing paper, which considerably reduced the concentration of SAS at the surface. As a result of this procedure, the value of the surface tension coefficient $\gamma = 71$ dyn/cm was measured by the conventional drop-weight method. This value of γ is nearly identical to the surface tension coefficient of distilled water. The phase velocities observed in the tank after skimming, presented in Fig. 5, *a*, are substantially higher than those in Figs. 3, *a* and 4, *a*. It should be stressed here that the experimental error in these measurements is considerably larger than in the results of Figs. 3 and 4, and the estimates of phase velocities calculated for various pairs of probes could differ by as much as few per cent. This fact is also reflected in the considerable scatter of the data in Fig. 5. In contrast to Figs. 3 and 4, the phase velocities c , calculated substituting the statically measured value of γ into (1), are in general well below the actually measured values. The effective surface tension coefficients γ_e calculated from the experimental data of Fig. 5, *a* are plotted in Fig. 5, *b*. Although the data on the measured phase velocity in Fig. 5, *a* show considerable scatter, the whole "cloud" of the data points corresponds to the effective surface tension coefficients well above the statically obtained value of γ and considerably exceeding the surface tension coefficient for distilled water. This phenomenon therefore can not be attributed to the experimental error. The aver-

age value of the effective surface tension in Fig. 5, *b* is $\gamma_e = 85$ dyn/cm. It is well known, however, that any contamination of water can only result in lower value of γ compared to the distilled water value. The partial explanation to this anomaly can be found in Fig. 1. According to this theoretical model, for low concentrations of SAS at the water surface, and thus for low film elasticity, the phase velocity in the presence of SAS film is higher than that for clean water. For that reason, it was decided to substitute the conventionally measured value of $\gamma = 71$ dyn/cm and of the modulus of elasticity of the surface film $\varepsilon = 4$ dyn/cm, which corresponds to the maximum positive deviation (relatively to the clean surface, see Fig. 1) of the phase velocity of short waves, into (10)-(12) and (15). This substitution yields the dependence of c on the forcing frequency which is in qualitative agreement with the experiment. The quantitative disagreement between the theoretical curve and the experimental points in Fig. 5, *a*, as well as the scatter in the data, can be attributed to the lack of equilibrium of the surface film after the skimming procedure.



a



b

Fig. 5. Skimmed water surface: *a* – phase velocities: experimental data and model results; *b* – effective values of the surface tension coefficient obtained from the experimental data of Fig. 5, *a* and the dispersion relation (1)

6. CONCLUDING REMARKS

The present experimental results indicate that the dependence of the phase velocity c of short waves on the surface of water that is not absolutely clean has certain peculiarities. The straightforward application of the dispersion relation for clean water in order to calculate the surface tension coefficient γ from the measured values of c in this case can result in unrealistically high effective values of γ . Invoking a theoretical model which makes use of the approach outlined by Levich (1962) allows a correct description, at least at the qualitative level, of some of the global features observed in the experiments, when the conventionally measured value of the surface tension coefficient is substituted into the model equations. In particular, it becomes clear from the results of Fig. 1 that even quite small concentrations of surfactants can have a notable effect of the velocity of propagation of short waves. Qualitatively, the effect of SAS film in this case manifests itself in phase velocities which are higher than those obtained for absolutely clean surface, contrary to films with higher concentrations of SAS, which reduce the velocity of propagation.

Such a non-monotonic dependence of the phase velocity on the film modulus of elasticity ϵ , which was predicted by the model and observed experimentally in the present study, can be seen as analogous to the existence of a similar maximum which exists in the dependence of the decay rate of short waves on ϵ . The rate of decay of short waves in the presence of SAS film is given by the real part of (14), and the existence of the maximum in its dependence of the rate of dissipation on ϵ is a feature of this equation. This theoretical conclusion was confirmed by experiments (Hühnerfuss et al. 1987, Dysthe et al. 1986).

The modulus of elasticity of the SAS film ϵ was not measured directly in the present study, and the choice of the values of ϵ was based on fitting the model dispersion relation (15) to the experimental data. The selected values of ϵ are, however, in agreement with those reported by Talipova (1989) for similar conditions of water surface.

The relative deviation of the phase velocity due to the presence of SAS does not exceed 1,5% even for quite short waves. Such small differences encountered in the present study demanded high accuracy in measurements of phase velocity. These measurements were based on computing cross-correlations between the outputs of wave gauges with known spacing in the wave propagation direction. The necessary accuracy was achieved by continuous sampling of sufficiently long records, which allowed the desired temporal resolution. The experimental results in Figs. 3 and 4 show remarkable repeatability and exhibit a quite low amount of scatter. It thus became possible to notice the unusual, but quite consistent kink in the experimental curves of these figures in the vicinity of 13 Hz, which can not be explained by the existing theory. The notably higher scatter of the experimen-

tal data in Fig. 5 results most probably from the fact that the thin film of SAS did not attain the equilibrium condition. The data scatter in this figure also makes it impossible here to identify definitely the kink observed in Figs. 3 and 4, although there is certain indication that it persists after water surface skimming.

Although the observed differences in phase velocity due to the presence of thin SAS films are quite small, they can lead to a significant shift in the value of the effective surface tension coefficient γ_e from the statically measured γ . While the concept of the effective surface tension coefficient is an artificial one, it appears to be quite useful as a value of γ which correctly describes the relation between the phase velocity of short surface waves and the wave frequency, when the dispersion relation for clean water surface (1) is assumed to be valid. The present experimental results indicate that the dispersion curves plotted according to (1) with γ_e are very close to the dispersion curve which is based on the adopted theoretical model with the actual measured value of γ and takes into account the elasticity of the surface film.

While the adopted theoretical model improves considerably the agreement between the experiment and the theoretical curves, it remains incapable of describing more subtle details of the dependence of the measured phase velocity of the surface waves on the forcing frequency. The present experimental results thus can provide an impetus for developing a more refined theory for describing propagation of short waves at the surface of water covered with a thin SAS film.

ACKNOWLEDGMENT

One of the authors (T.T.) is supported by the Russian Fund for Fundamental Research, grant No. 93-05-8126.

REFERENCES

1. *Wallenberger A. P. and Lyzenga D. R.* Measurements of the surface tension of water using microwave backscatter from gravity-capillary waves // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing.* 1990. V. 28. P. 1012–1016.
2. *Barter J. D.* A antenna for measurement of the dispersion relation of capillary waves on water // *Rev. Sci. Instrum.* 1993. V. 64. P. 556–560.
3. *Levich V. G.* *Physico-Chemical Hydrodynamics* (Prentice-Hall, N. Y., 1962).
4. *McGoldrick L. F.* Capillary gravity resonant wave interactions // *J. Fluid Mech.* 1970. V. 40. P. 251–271.
5. *Demin B. T., Ermakov S. A., Pelinovski E. N., Talipova T. G., Sheremetyeva A. I.* Study of the elastic properties of sea surface-active films // *Bull. USSR Acad. Sci. Atmos. Oceanic Phys.* 1985. V. 21. P. 312–320.

6. *Dorrestein R.* General linearized theory of the effect of surface films on water ripples // Proc. K. Ned. Akad. Wet., Ser. B: Paleontol., Geol., Phys., Cem., Antropol. 1951. B54. P. 350-356.
7. *Lucassen J. and Hansen R.* Damping of waves on monolayer covered surfaces // J. Colloid and Interface Sci., 22, 32-49 (Part I, 1966); 23, 319-328 (Part II, 1967).
8. *Lucassen J.* Effect of surface-active material on the damping of gravity waves // J. Colloid and Interface Sci. 1982. V. 85. P. 52-58.
9. *Stepanyants Yu. and Talipova T.* Dispersive properties of waves on the surface of viscous fluid covered by an elastic film // USSR Acad. Sci, Gorky Report No. 154 (in Russian). 1986.
10. *Ermakov S. A., Zujkova A. M., Panchenko A. R., Salashin S. G., Talipova T. G., and Titov V. I.* Surface film effect on short wind waves // Dyn. Atmos. Oceans. 1986. V. 10. P. 31-50.
11. *Hühnerfuss H., Walter W., Lange P.A., and Alpers W.* Attenuation of wind waves by monomolecular sea slicks and Marangoni effect // J. Geoph. Res. 1987. V. 92. P. 3961-3963.
12. *Dysthe K., Rovner G., and Rabin Y.* Damping of capillary waves by polymeric monolayers. Comparison with hydrodynamic theory // J. Phys. Chem. 1986. V. 90. P. 3894-3895.
13. *Talipova T.* Elastic properties of marine SAS films and their action on wind waves // Ph. D. Thesis, Ins. Appl. Phys., USSR Acad. Sci, Gorky (in Russian). 1989.

**РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ
МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПРОЦЕССОВ В ВЕРХНЕМ
СЛОЕ ОКЕАНА**



Доплеровский спектр электромагнитного СВЧ-поля, рассеянного водной поверхностью, и радиолокационная диагностика океана

М. Б. Каневский, В. Ю. Каравв

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

Представлен обзор моделей доплеровского спектра электромагнитного СВЧ-поля, рассеянного взволнованной водной поверхностью, в широком диапазоне углов падения – от близких к надиру до скользящих. Описание моделей дается в контексте истории развития представлений о механизмах взаимодействия СВЧ-поля с водной поверхностью, а также методов радиолокационной диагностики океана.

Введение

Доплеровский спектр рассеянного поля является ключевой характеристикой как в прямой задаче о взаимодействии электромагнитного поля с взволнованной водной поверхностью, так и в обратной задаче дистанционной диагностики поверхности океана. Высокая степень значимости доплеровского спектра обусловлена следующими факторами:

- степень соответствия теоретической модели доплеровского спектра эксперименту служит наиболее достоверным критерием адекватности теории рассеяния, т. е. определяет степень знания физики явления;
- будучи непосредственно связанным со скоростями на поверхности, доплеровский спектр содержит практически полную информацию об энергонесущем волнении и представляет надежную основу для дистанционной диагностики и мониторинга Мирового океана с помощью радиофизических средств;

- свойства доплеровского спектра являются определяющими для работы когерентных радиолокаторов, поскольку их применение предполагает знание спектрального состава отраженного поля.

Эти качества доплеровского спектра предопределили интерес к его изучению у нас в стране и за рубежом.

Начальный период изучения доплеровского спектра приходится на вторую половину 50-х годов, когда на основе именно доплеровских измерений в декаметровом диапазоне [1, 2] были впервые сформированы адекватные представления о механизме рассеяния КВ-радиоволн морской поверхностью (см. также обзор [3]), а затем соответствующая теория была распространена на СВЧ-диапазон (см. обзоры [4, 5]). В последующие годы чрезвычайно большое количество работ было посвящено изучению энергетики рассеяния СВЧ-радиоволн морской поверхностью. Однако одной лишь энергетической характеристики (удельное сечение обратного рассеяния) при всей ее значимости оказалось явно недостаточно для понимания сложного процесса рассеяния с одной стороны и решения обратных задач с другой, и это заставляло исследователей вновь и вновь обращаться к изучению доплеровского спектра с целью проверки теории и "укрепления" выявляющихся со временем ее слабых мест, а также для восполнения пробелов в общей картине представлений о механизме (или механизмах) рассеяния, требующих расширения теории.

В настоящем обзоре мы хотели бы проследить историю исследований доплеровского спектра СВЧ-радиоволн, рассеянных взволнованной водной поверхностью, и подчеркнуть их связь с развитием методов радиолокационной диагностики океана.

Структура доплеровского спектра

Как отмечалось во введении, осмысление результатов доплеровских измерений в КВ-диапазоне [1, 2] позволило сделать первый (и, по сути, определяющий) шаг к пониманию механизма рассеяния КВ-радиоволн. Было установлено, что составляющие спектр эхосигнала две линии (рис. 1 [3]) обусловлены резонансным характером рассеяния, и частота f_p , на которую эти линии разнесены по обе стороны относительно исходной частоты f_0 , есть собственная частота той составляющей спектра волнения, которая согласно теории брэгговского рассеяния ответ-

ственна за отраженный сигнал. Как известно, эта составляющая имеет длину волны $\Lambda_p = \lambda_0 / 2 \cos \psi_0$, где λ_0 – длина волны падающего поля, ψ_0 – угол скольжения, и частоту f_p , определяемую дисперсионным соотношением для гравитационной части спектра волнения:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} (k_p g)^{1/2}, \quad (1)$$

где $k_p = 2\pi/\Lambda_p$ и $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения.

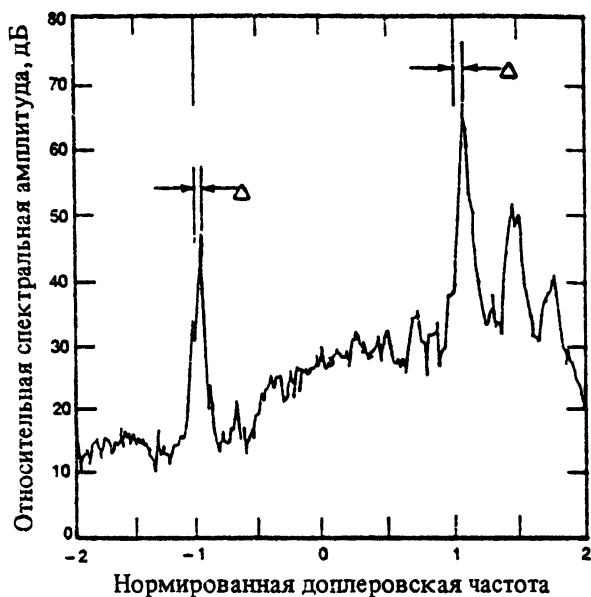


Рис. 1. Доплеровский спектр экосигнала 13,4 МГц, рассеянного поверхностью океана [3]. По оси абсцисс отложена нормированная доплеровская частота f/f_p

Условие резонанса должно быть выполнено также и по направлению (волновой вектор резонансной компоненты спектра ориентирован вдоль или против направления на локатор), из чего ясно, что КВ-радиолокатор является эффективным инструментом для исследования энергонесущей части волнения. Действительно, измеряя интенсивность экосигнала при разных направлениях зондирования, можно найти угловой спектр волнения на заданной пространственной частоте, опреде-

лить направление ветра [3, 6], а также по величине $\delta = f - f_p$ (f – наблюдаемый в эксперименте сдвиг линии относительно f_0) сделать вывод о наличии в обследуемой зоне течений и измерить их скорость. В частности, показанное на рис. 1 малое смещение $\Delta = \delta/f_p$ соответствует местному течению вблизи Калифорнийского побережья США.

Измерения, выполненные с помощью многочастотной ($\lambda_0 = 0,8; 3; 10$ и 50 см, а также $1,5$ и 4 м) доплеровской радиолокационной системы [7], показали, что резонансный механизм рассеяния, в принципе, сохраняется и в СВЧ-диапазоне. Об этом свидетельствует тот факт, что смещение центральной частоты спектра эхосигнала, как и в случае КВ-радиоволн, определяется дисперсионным уравнением. Однако это уравнение теперь следует использовать в виде, пригодном для гравитационно-капиллярной части спектра волнения, которой принадлежит соответствующая резонансная волна, поэтому

$$f_p = \sqrt{\frac{g \cos \psi_0}{\pi \lambda_0} + \frac{16 \pi \alpha \cos^3 \psi_0}{\rho \lambda_0^3}}, \quad (2)$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения, ρ – плотность воды.

На рис. 2, взятом из [7], на кривую, рассчитанную по формуле (2), нанесены экспериментальные значения смещения центральной частоты, полученные в широком диапазоне электромагнитных волн (для СВЧ – в отсутствие крупномасштабного волнения и при слабом ветре) – здесь очевидным образом демонстрируется общность явления для КВ-, УКВ- и СВЧ-диапазонов.

Однако собственно спектры сигнала сантиметрового диапазона выглядят существенно иначе, нежели на рис. 1. Хотя основу спектра по-прежнему составляют две линии (в этом случае f_p есть частота сантиметрового ряби), однако эти линии, как правило, не разрешаются и реальные спектры имеют вид широких максимумов, как, например, на рис. 3 [8]. В теоретической работе [9] проанализированы различные факторы, приводящие к расширению спектра, и в результате сделан вывод, что наблюдаемые ширины спектров связаны с орбитальным движением резонансной сантиметрового ряби в поле длинноволнового энергонесущего волнения. К такому же выводу пришли и авторы экспериментальной работы [10].

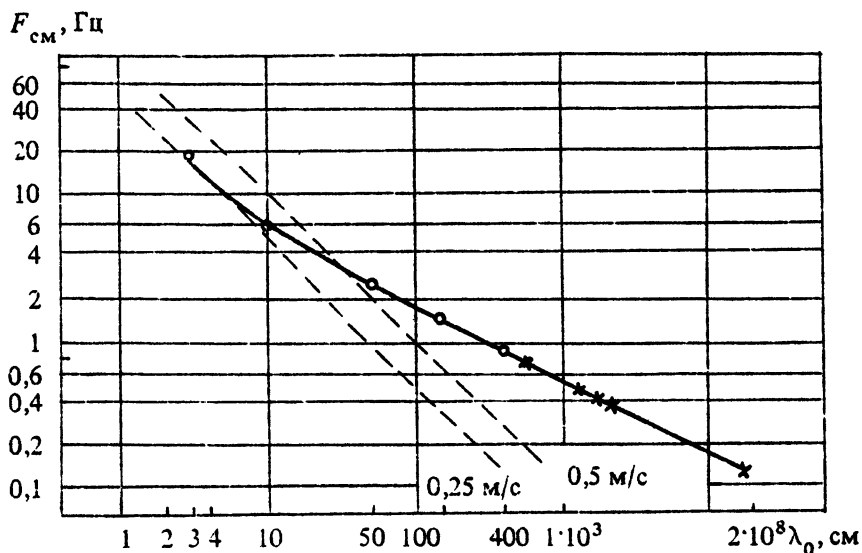


Рис. 2. Зависимость смещения центральной частоты от излучаемой длины волны [7]. Пунктиром показаны зависимости $f = 2v \cos \psi_0 / \lambda_0$, рассчитанные для двух значений скорости v . Видно, что экспериментальные точки ложатся на кривую, рассчитанную по формуле (2), а не на пунктирные линии, соответствующие доплеровскому сдвигу на фиксированной скорости

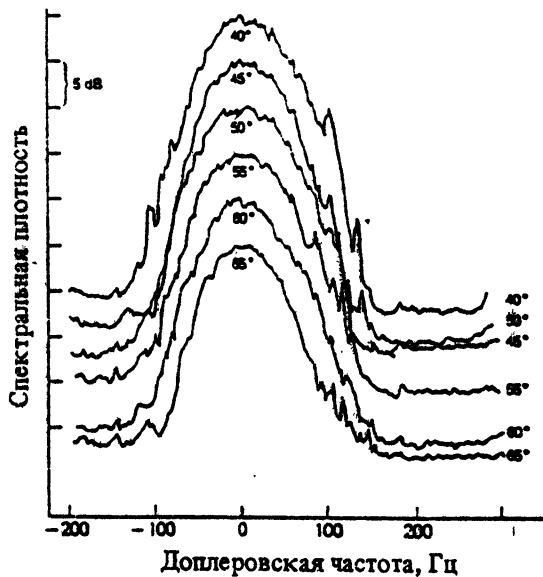


Рис. 3. Примеры доплеровских спектров ($\lambda_0 = 3,2$ см) при различных углах падения; скорость ветра 7–9 м/с [8]

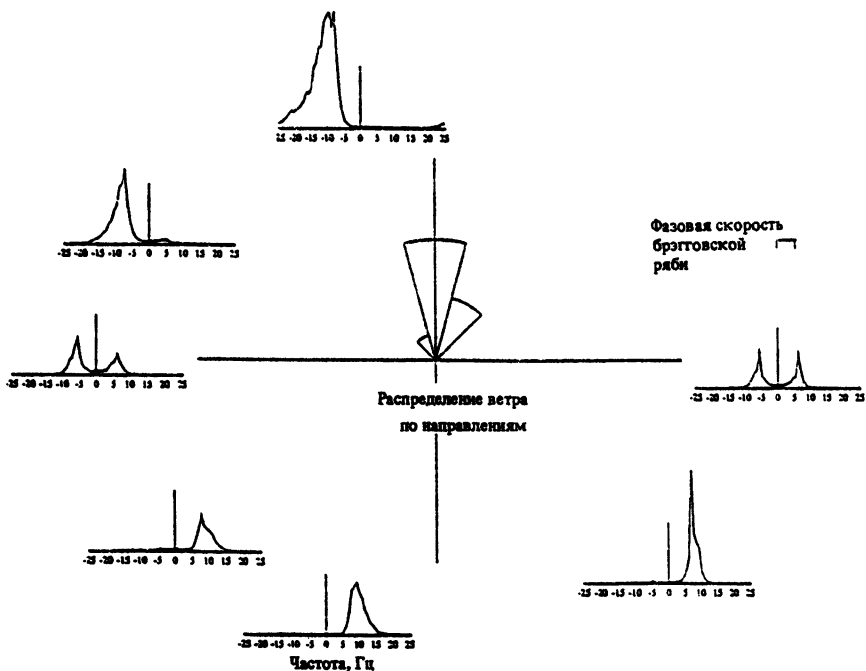


Рис. 4. Азимутальная зависимость доплеровского спектра, $\lambda_0 = 10$ см, скорость ветра 5 м/с [11]

Очевидно, если среднеквадратическое доплеровское смещение на орбитальной скорости превышает значение, определяемое формулой (2), то в спектрах, полученных за достаточно большой по сравнению с периодом основной энергонесущей волны отрезок времени, исходные линии не разрешаются. Их можно наблюдать либо в отсутствие крупномасштабного волнения, либо при относительно слабом волнении и зондировании поперек генерального направления энергонесущих волн, как это видно на рис. 4 [11], где показана азимутальная зависимость доплеровского спектра. Узкими оказываются и спектры, полученные с помощью узконаправленных антенн за короткие в указанном выше смысле отрезки времени; однако эти спектры нестационарны, они периодически смещаются в ту или иную сторону в зависимости от величины и направления орбитальной скорости на освещенном участке крупной волны (рис. 5 и 6 [12]). Если в этом случае записать функцию $s(t)$ – смещение

центра тяжести спектра сигнала, а затем найти спектр этой функции $G_c(f)$, то по формуле

$$G_\zeta(f) = \left(\frac{\lambda_0}{4\pi f} \right)^2 G_c(f) \quad (3)$$

можно найти спектр возвышений $G_\zeta(f)$ энергонесущего волнения (на этом принципе работает радиоволномер, позволяющий измерять спектр волнения на расстояниях до 1 км [13]).

Таким образом, к середине 70-х годов (см. также [14–18]) были выяснены основные закономерности формирования спектров СВЧ-сигналов, рассеянных поверхностью моря.

В течение ряда последующих лет основное внимание было обращено на изучение энергетической характеристики – сечения обратного рассеяния; конечной целью этого направления являлось построение алгоритмов восстановления скорости приповерхностного ветра по данным космических радиолокаторов–скаттерометров.

Новый импульс исследования доплеровского спектра получили после запусков океанографических спутников с радиолокаторами с синтезированной апертурой (РСА), когда встал вопрос о том, каким образом когерентный РСА "видит" движущуюся случайным образом поверхность океана, поскольку реальная эволюция доплеровской частоты сигнала от фиксированного элемента поверхности существенно отличается от той, которая закладывается в процедуру синтеза апертуры.

Кроме того, непрекращающийся интерес вызывает область малых углов скольжения, где наблюдаются особенности, не укладывающиеся в обрисованную выше картину и проявляющиеся в доплеровском спектре рассеянного поля (подробно см. в следующем разделе).

Применительно к области средних углов падения ($25^\circ < \theta_0 < 75^\circ$) проводились теоретические и экспериментальные исследования детальной структуры доплеровского спектра [8, 11, 19–24, 25–30]. В частности, в работе [8] выполнено сравнение экспериментальных доплеровских спектров с модельными, полученными с помощью развитого в работе [10] полуэмпирического подхода с привлечением брэгговской теории и двухмасштабной модели поверхности, в диапазоне длин волн от 2,5 до 20 см; констатируется хорошее совпадение.

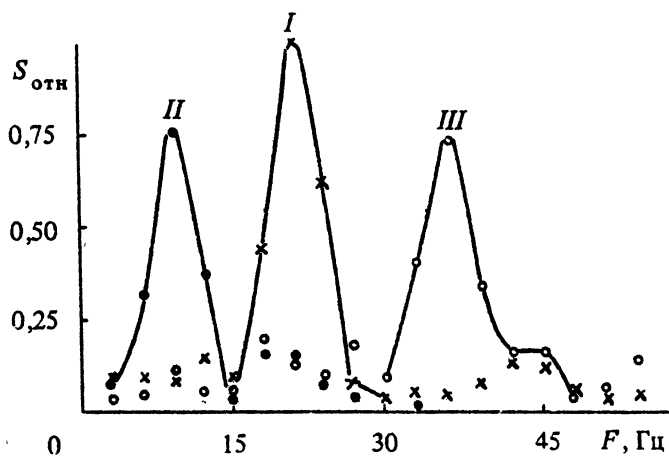


Рис. 5. "Мгновенные" спектры рассеянного сигнала для склона (I), впадины (II), гребня (III) длинной волны; $\lambda_0 = 3$ см, угол падения $\theta_0 = 45^\circ$ [12]

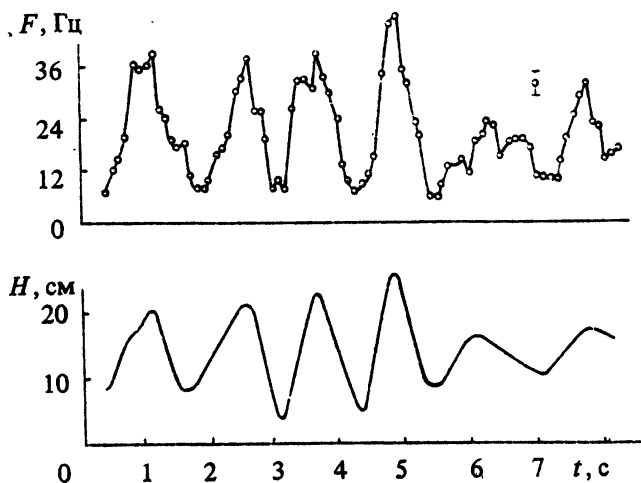


Рис. 6. Изменения во времени средней частоты "мгновенных" спектров рассеянного сигнала (вверху) и возвышений поверхности (внизу) в месте рассеяния; $\lambda_0 = 3$ см, угол падения $\theta_0 = 45^\circ$ [12]

Теория доплеровского спектра, основанная на брэгговском приближении, представлена в [28]. В идейном смысле эта работа продолжает работу И. М. Фукса [9], причем для описания морской поверхности здесь используется наиболее современная модель спектра волнения. Форма доплеровского спектра в [28] получена в виде гауссовской кривой, смещенной относительно нулевой частоты. Асимметрия спектра относительно нуля при симметричном с нулевым средним распределении орбитальных скоростей есть следствие амплитудной модуляции отраженного поля крупными волнами. Источниками этой модуляции являются изменения локального угла скольжения падающего поля относительно элемента крупномасштабной поверхности, а также изменения интенсивности резонансной сантиметровой ряби, которая в основном сосредоточена на переднем склоне крупной волны. Очевидно, частоты, соответствующие орбитальным скоростям на участках с максимальным отражением, сильнее представлены в спектре отраженного сигнала, что и вызывает его асимметрию.

Сравнение теории [28] с результатами натурного эксперимента [29] подтвердило адекватность теории, а также показало, что ширина доплеровского спектра весьма чувствительна к изменениям параметров волнения.

Наконец, отметим численную модель доплеровского спектра Томпсона [30], основанную на векторной формуле Кирхгофа и также предусматривающую разделение морской поверхности на крупномасштабное волнение и мелкую рябь.

Рассеяние под скользящими углами

Область скользящих углов занимает особое место в рассматриваемой проблеме. Эта область, помимо ее чисто прикладной значимости, привлекает к себе внимание тем, что здесь наблюдаются значительные расхождения между теорией брэгговского рассеяния и экспериментом [31]. Расхождения выражаются в том, что эхосигнал на горизонтальной поляризации (ГП) имеет характер всплесков и оказывается значительно более интенсивным, чем это следует из брэгговской теории, а его доплеровский спектр сдвинутым в сторону высоких частот (рис. 7 [26]). Что касается вертикальной поляризации (ВП), то соответствующий эхосигнал сантиметрового диапазона в основном описывается теорией брэгговского рассеяния [32].

Указанные особенности свидетельствуют прежде всего о том, что рассеяние горизонтально поляризованного излучения происходит на каких-то более быстрых рассеивателях. Вообще говоря, такие рассеиватели существуют, например, в виде так называемой "связанной" ряби, которая генерируется на передних склонах крупных волн и движется с их фазовой скоростью в отличие от "свободной" ряби, движущейся со скоростью орбитальной, т. е. значительно меньшей. Однако, если говорить о рассеянии на связанной ряби, то остается непонятным, почему на этой "быстрой" ряби при скользящих углах рассеивается главным образом горизонтально, а не вертикально поляризованное излучение.

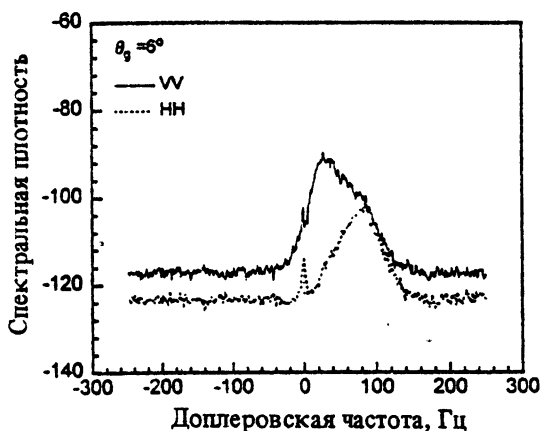


Рис. 7. Доплеровские спектры на двух поляризациях; $\lambda_0 = 3,2$ см, угол скольжения $\psi_0 = 6^\circ$ [26]

По-видимому, более близким к действительности является предположение об определяющей роли обрушений поверхностных волн в рассеянии ГП-излучения. Так, в [33] показано, что мощные (на 10–15 дБ превышающие уровень фона) всплески ГП-сигнала трехсантиметрового диапазона коррелируют с интенсивными обрушениями, зафиксированными фотосъемкой.

Вообще, при достаточно продолжительном ветре обрушения происходят по всему диапазону поверхностных волн (начиная от капиллярных) с частотой тем большей, чем короче соответствующая волна [34]. Обрушения имеют спорадический характер, причем пространственная структура испытывающей обрушение волны непрерывно меняется, образуя элементы с большой (и, скорее всего, различной для

волн разной длины) кривизной и немалыми наклонами. В ряде работ рассматриваются модели таких элементов и дифракция на них: диэлектрический клин, моделирующий обостренный гребень волны перед обрушением [35], а также структуры, моделирующие поверхность непосредственно в момент обрушения и после него [36]. Результаты этих работ свидетельствуют о том, что каждая из рассмотренных структур играет определенную роль в формировании рассеянного сигнала, однако детальная картина явления пока не получена.

Заметным шагом в этом направлении представляется работа [37], где проводится анализ эхосигнала на двух поляризациях путем разложения его доплеровского спектра по трем базисным функциям, каждая из которых соответствует определенному механизму рассеяния. В [37] выполнены разложения экспериментальных спектров, полученных различными авторами на волнах 3 и 5 см. Оказалось, что в разложении доплеровского спектра вертикально поляризованного сигнала доминирует гауссов спектр, характерный для брэгговского рассеяния на свободной ряби (см. выше).

Вторая базисная функция – лоренцева спектральная линия, соответствующая рассеивателю, движущемуся с фиксированной скоростью и обладающему конечным временем жизни:

$$\Phi_L = \frac{\Gamma/2\pi^2}{(f - f_L)^2 + (\Gamma/2\pi)^2}, \quad (4)$$

где f_L – частота, соответствующая пику спектра, Γ^{-1} – характерное время жизни рассеивателя ($\Gamma/2\pi$ – полуширина на уровне 0,5). Естественно предположить, что таким рассеивателем является некоторый (пока не ясно, какой именно) элемент волны на одной из стадий обрушения, движущийся с фазовой скоростью этой волны и дающий требуемый поляризационный эффект. Согласно [37] лоренцева форма четко выражена в спектре ГП-сигнала (в отличие от ВП).

Третья базисная функция – функция Фойгта [38], представляющая собой свертку гауссовой и лоренцевой форм:

$$H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(u - y)^2 + a^2} dy, \quad (5)$$

где $u = (f - f_V)/f_e$, f_V – частота пика в спектре Фойгта, f_e – полуширина гауссова спектра на уровне e^{-1} , параметр Фойгта $a = \Gamma/2\pi f_e$ – отношение полуширин спектров Фойгта и Гаусса. Физически форма линии Фойгта соответствует рассеивателям с конечным временем жизни

и нормальным распределением скоростей. Как показано в [38], форма линии Фойгта в сильной степени присутствует в спектрах ГП-сигнала и лишь слабо представлена в некоторых ВП-спектрах.

Таким образом, согласно [37] доплеровский спектр горизонтально поляризованного излучения сантиметрового диапазона описывается с помощью второй и третьей базисных функций. В соответствии с данной выше интерпретацией это означает, что рассеяние происходит не только на обрушениях основной энергонесущей волны (лоренцева форма), но и на обрушениях более коротких волн из близлежащего спектрального интервала.

Отметим, что при малых углах скольжения спектры ГП-сигналов сантиметрового диапазона часто бывают двумодовыми, причем лоренцевой кривой описывается относительно узкий и интенсивный высокочастотный максимум [37].

Характерными особенностями рассеяния ГП-сигналов миллиметрового диапазона ($\lambda_0 = 0,8$ см) являются значительно более высокая, нежели на $\lambda_0 = 3,2$ см, частота всплесков, а также более широкий (в пересчете на скорости рассеивателей) одномодовый доплеровский спектр – рис. 8, а [39]. В связи с этим в [39] было высказано предположение, согласно которому рассеяние миллиметровых волн происходит в значительной степени на обрушениях поверхностных волн малых (сантиметровых – дециметровых) масштабов, для которых характерна большая частота обрушений [34]. Соответствующие рассеиватели обладают меньшим временем жизни и более широким распределением скоростей (собственные фазовые плюс орбитальные).

На рис. 8, б [39] показаны двумодовый спектр ГП-сигнала сантиметрового диапазона с узким главным максимумом и широкий одномодовый спектр миллиметрового сигнала также горизонтальной поляризации.

Из сказанного ясно, что картина рассеяния под скользящими углами существенным образом зависит от длины электромагнитной волны и весьма вероятно, что эта зависимость может дать ключ к пониманию явления. Поэтому представляется целесообразным в дальнейшем проводить натурные измерения одновременно на сантиметровых и миллиметровых волнах, причем не только в морских и океанических условиях, но также и в сравнительно небольших водоемах (озеро, водохранилище), которым присуще волнение со сравнительно простым спектром [27, 39].

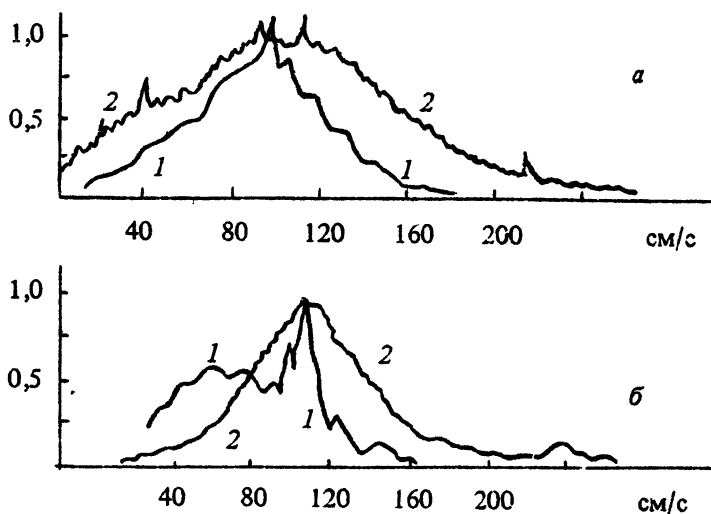


Рис. 8. Доплеровские спектры, пересчитанные на скорости рассеивателей $v = \lambda_0 f / 2 \cos \psi_0$; 1 - $\lambda_0 = 3,2$ см, 2 - $\lambda_0 = 0,8$ см; угол скольжения $\psi_0 = 1^\circ$ (а) и угол скольжения $\psi_0 = 5^\circ$ (б) [38]

Таким образом, к настоящему времени модели доплеровских спектров ГП-сигналов при скользящем падении вырисовываются в виде суперпозиции двух базисных функций (линии Фойгта и Лоренца) в сантиметровом диапазоне и одной (линия Фойгта) в миллиметровом, причем главные максимумы спектров близки к положению, соответствующему фазовой скорости основной энергонесущей волны в поверхностном волнении. По мере приближения к средним углам падения в спектре появляется гауссова составляющая, отвечающая брэгговской компоненте рассеянного поля, которая становится доминирующей в области средних углов. Ближайшей задачей является параметризация этих моделей. Что касается вертикальной поляризации, то положение максимума и ширина гауссовского спектра ВП-сигнала определяются функцией распределения скоростей брэгговской ряби на видимых (т. е. не затененных) участках поверхности.

Малые углы падения и переходная область

В области малых углов падения (вблизи надира) отраженное поле, а следовательно и доплеровский спектр, рассчитываются в приближении Кирхгофа [28, 40, 41]. В этом случае обратно рассеянное поле формируется зеркальными площадками – участками крупномасштабной поверхности, ориентированными перпендикулярно падающему лучу. В гипотетическом случае монохроматического волнения эти площадки, образуемые строго определенными участками волнового профиля, движутся горизонтально вместе с волной, фазовая скорость которой v_{ϕ} . Отраженный сигнал при этом будет монохроматическим с частотой, смещенной на величину $|f_{см}| = (2v_{\phi}/\lambda) \sin \theta_0$, где θ_0 – угол падения. С расширением спектра волнения поле зеркальных площадок, образуемых на этот раз совокупностью волн, бегущих с различными фазовыми скоростями и случайными фазовыми соотношениями, становится случайным, а "время жизни" каждой площадки конечным, причем тем меньшим, чем шире спектр волнения; кроме того, площадки получают случайные вертикальные скорости. Все это приводит к расширению спектра отраженного поля, при этом смещение максимума спектра будет определяться некоторой средней фазовой скоростью морских волн.

Для различных типов волнения ширина спектра волнения, с одной стороны, и фазовые скорости волн, с другой стороны, соотносятся между собой по-разному. Это означает, что ситуации, отвечающие разным типам волнения, могут быть разделены в системе координат "ширина – смещение" доплеровского спектра при не слишком больших (некосмических) скоростях носителя радиолокатора [41].

С увеличением угла падения вклад квазизеркального механизма отражения падает и одновременно возрастает брэгговская компонента. Область углов падения $15^{\circ} \leq \theta_0 \leq 25^{\circ}$, где присутствуют обе компоненты (границы этой области, вообще говоря, зависят от степени волнения), является переходной от квазизеркальной к брэгговской. Задача "состыковки" двух теорий рассеяния в переходной области нетривиальна, поскольку теория брэгговского рассеяния в ее традиционной формулировке дает здесь явно завышенные значения интенсивности отраженного сигнала, а потому требует модификации [42].

В работах [43, 44] теоретически предсказан, а затем экспериментально подтвержден специфический для переходной области эффект, когда наличие на морской поверхности слика – участка с выглаженным мелкомасштабным волнением, например нефтяного пятна, приводит к резкому изменению формы доплеровского спектра и сдвигу частоты отраженного сигнала. Дело в том, что спектры брэгговской и квази-зеркальной компонент сигнала разнесены по частоте и в общем случае не перекрываются полностью. Поэтому подавление брэгговской компоненты при отражении от слика приводит к смещению центра тяжести суммарного спектра и, следовательно, к сдвигу средней доплеровской частоты. На рис. 9 показаны рассчитанные спектры сигналов, отраженных от слика и от внесликового участка, а на рис. 10 – зафиксированное в натурном эксперименте резкое увеличение среднего доплеровского сдвига при отражении от искусственных сликов.

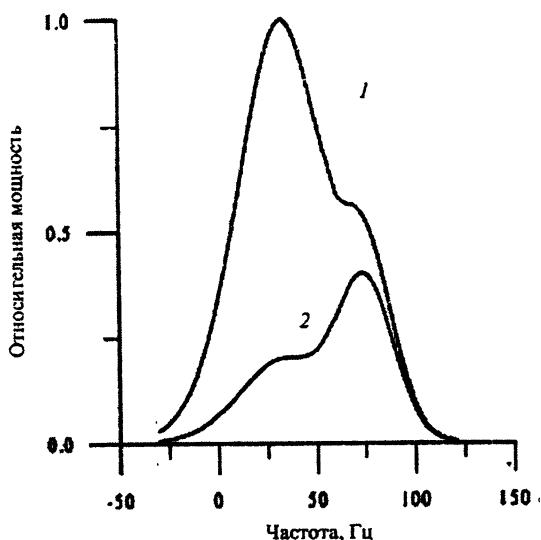


Рис. 9. Доплеровские спектры сигналов, отраженных от внесликовой области (1) и от слика (2); $\lambda_0 = 3$ см, угол падения $\theta_0 = 20^\circ$ (расчет) [42]

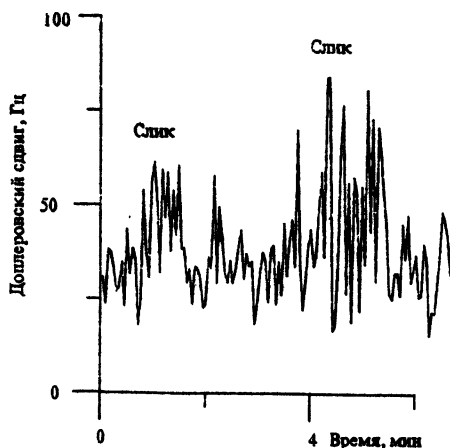


Рис. 10. Средний доплеровский сдвиг; $\lambda_0 = 2,6$ см, угол падения $\theta_0 = 18^\circ$ (эксперимент) [43]

Этот эффект может быть использован также для определения степени развития волнения при космическом мониторинге поверхности океана, поскольку на разных стадиях развития соотношение между мелкомасштабной и крупномасштабной компонентами волнения меняется, а следовательно меняется и средний доплеровский сдвиг отраженного сигнала.

* * *

Знание о физике взаимодействия электромагнитных волн с взволнованной водной поверхностью развивалось (и развивается) в тесной связи с исследованиями доплеровского спектра отраженного поля и, более того, благодаря этим исследованиям. Что касается решения обратных задач, то возможности когерентных методов отнюдь не исчерпываются приведенными выше примерами – роль когерентной радиолокации в дистанционной диагностике поверхности океана непрерывно возрастает. В связи с этим становится очевидной актуальность задачи создания модели доплеровского спектра в широком интервале углов падения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-17501) и INTAS (грант 96-1665)

Литература

1. *Crombie D. D.* Doppler spectrum of sea echo at 13.56 Ms/s. *Nature*. 1955. V. 175. P. 681.
2. Радиоокеанографические исследования морского волнения / Под ред. *С. Я. Брауде*. Киев: Изд-во АН УССР, 1962.
3. *Barrick D. E.* HF radio oceanography – a review // *Boundary-Layer Meteorology*. 1978. V. 13. P. 23–43.
4. *Bass F. G., Fuks I. M., Kalmykov A. I.* et al. Very high frequency radiowave scattering by a disturbed sea surface // *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, 1968. AP-16. P. 554.
5. *Valenzuela G. R.* Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves – a review // *Boundary-Layer Meteorology*. 1978. V. 13. P. 61–85.
6. *Trizna D. B.* e.a. Observation by HF radar of the Phillips resonance mechanism for generation of wind waves // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85, NC9. P. 4946.
7. *Розенберг А. Д., Островский И. Е., Калмыков А. И.* Сдвиг частоты при рассеянии радиоизлучения взволнованной поверхностью моря // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1966. Т. 9, N2. С. 234–240.
8. *Plant W. J., Keller W. C.* Evidence of Bragg scattering in microwave Doppler spectra of sea return // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95, NC9. P. 16299–16310.
9. *Фукс И. М.* О ширине спектра сигналов, рассеянных на взволнованной поверхности моря // *Акуст. журн.* 1974. Т. 20, N3. С. 458–468.
10. *Duncan J. R., Keller W. C., Wright J. W.* Fetch and wind speed dependence of Doppler spectra // *Radio Science*. 1974. V. 9, N10. P. 809–819.
11. *Poultter E. M., Smith M. J., McGregor J. A.* Microwave backscatter from the sea surface: Bragg scattering by short gravity waves // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99, NC4. P. 7929–7943.

12. Розенберг А. Д., Островский И. Е., Зельдис В. И., Лейкин И. А., Рускевич В. Г. Определение энергонесущей части спектра морского волнения по фазовым характеристикам рассеянного морем радиосигнала // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1973. Т. 9, N12. С. 1323-1326.
13. Розенберг А. Д. Исследование морской поверхности радио и акустическими методами: Докт. дис. / ИО АН СССР. М., 1980.
14. Hicks B. L., Knable N., Kovaly J. P., Newell G. S., Ruina J. P., Sherwin C. W. The spectrum of X-band radiation backscattering from the sea surface // J. Geophys. Res. 1960. V. 65, N3. P. 825-837.
15. Pidgeon V. W. The Doppler dependence of radar sea-return // J. Geophys. Res. 1968. V. 73, N4. P. 1333-1341.
16. Загородников А. А. Использование доплеровского спектра радиолокационного сигнала для измерения некоторых параметров морского волнения // Метеорология и гидрология. 1971. N1. С. 65-72.
17. Лейкин И. А., Островский И. Е., Розенберг А. Д., Рускевич В. А., Фукс И. М. О влиянии длинных волн на энергетические спектры радиосигналов, рассеянных морской поверхностью // Изв. вузов. 1975. Т. 18, N3. С. 346-357.
18. Фукс И. М. К теории рассеяния радиоволн на взволнованной поверхности моря // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9, N5. С. 876-885.
19. Jessup A. T., Keller W. C., Melville W. K. Measurements of sea spikes in microwave backscatter at moderate incidence // J. Geophys. Res. 1990. V. 95, NC6. P. 9679-9688.
20. Jessup A. T., Melville W. K. Breaking waves affecting microwave backscatter 1. Detection and Verification // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, NC11. P. 20547-20559.
21. Thompson D. R., Gotwols B. L., Keller W. C. A comparison of Ku band Doppler measurements at 20° incidence with predictions from a time-dependent scattering model // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, NC3. P. 4947-4955.

22. *Волкова А. В., Копыла Е. А.* Частотные спектры акустических сигналов, рассеянных поверхностью океана, и характеристики движения ветровых поверхностных волн // *Акуст. журн.* 1992. Т. 38, вып. 4. С. 644–653.
23. *Славутский Л. А.* Доплеровский спектр обратного рассеяния морской поверхностью на частоте 20 ГГц // *Радиотехника и электроника.* 1993. Т. 38, N12. С. 2190–2193.
24. *Keller W. C., Plant W. J., Petitt R. A., Terray E. A.* Microwave backscatter from the sea: Modulation of received power and Doppler bandwidth by long waves // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99, NC5. P. 9751–9766.
25. *Keller M. R., Gotwols B. L., Plant W. J., Keller W. C.* Comparison of optically-derived spectral densities and microwave cross sections in a wind-wave tank // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100, NC8. P. 16163–16178.
26. *Lee P. H. Y., Barter J. D., Beach K. L., Hindman C. L., Lake B. M., Rungaldier H., Shelton J. C., Williams A. B., Yee R., Yuen H. C.* X band microwave backscattering from oceans waves // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100, NC2. P. 2591–2611.
27. *Рассказовский В. Б., Сугак В.Г.* Особенности спектров радиолокационных отражений от ветровых волн при высоком разрешении по частоте // *Радиотехника и электроника.* 1996. Т. 41, N5. С. 543–547.
28. *Каневский М. Б., Караев В. Ю.* Спектр радиолокационного сигнала, отраженного морской поверхностью // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1993. Т. 36, N1. С. 3–15.
29. *Гребенюк Ю. В., Каневский М. Б., Караев В. Ю.* О ширине доплеровского спектра радиолокационного СВЧ-сигнала, отраженного от морской поверхности при средних и больших углах падения // *Известия РАН. ФАО.* 1994. Т. 30, N1. С. 59–62.
30. *Thompson D. R.* Doppler spectra from the ocean surface with a time-dependent composite model // *Radar Scattering From Modulated Wind Waves / Ed. G. J. Komen and W. A. Ost.* Kluwer Academic, Boston, Mass., 1989. P. 27–40.

31. *Wetzel L. B.* Electromagnetic scattering from the sea at low grazing angles in *Surface Waves and Flaxes*. V. 2, ch.12 / Ed. G. L. Geernaert and W. C. Plant. Kluwer Academic Publishers, the Netherlands, 1990. P. 109–171.
32. *Trizna D. B.* A Model for Doppler Peak Spectral Shift for Low Grazing Angle Sea Scatter // *IEEE Journal of Oceanic Engineering*. 1985. V. OE-10, N4. P. 368–375.
33. *Kalmykov A. I., Pustovoytenko V. V.* On polarisation features of radio signals scattered from sea surface at small grazing angles // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 51. P. 1961.
34. *Philips O. M.* Radar returns from the sea surface – Bragg scattering and breaking waves // *Journal of Phys. Oceanogr.* 1988. V. 18. P. 1065–1074.
35. *Lyzenga D. R., Maffett A. L., Shuchman R. A.* The contribution wedge scattering to the radar cross section of the ocean surface // *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.* 1983. V. GE-21, N4. P. 502–505.
36. *Wetzel L.* On microwaves scattering by breaking waves // *Wave dynamics and radio probing of the ocean surface* / Ed. O. M. Philips and K. Hasselmann. Plenum Press, New York and London. 1986. P. 273–284.
37. *Lee P. H. Y., Barter J. D., Beach K. L., Caponi E. et al.* Power spectral lineshapes of microwave radiation backscattered from sea surfaces at small grazing angles // *IEE Proc.- Radar, Sonar, Navig.* 1995. V. 147, N5. P. 252–258.
38. *Voight W.* Uber die Intensitätsverteilung innerhalb einer Spektrallinie // *Phys Z.* 1913. V. 14. P. 377–381.
39. *Зуйкова Э. М., Каневский М. Б., Караев В. Ю. и др.* Экспериментальное исследование доплеровских характеристик радио и оптических сигналов, рассеянных взволнованной водной поверхностью под скользящими углами: Препринт N 410 / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1996.
40. *Фрейлигер В. Д., Фукс И. М.* Спектр сигнала, рассеянного колеблющейся поверхностью раздела // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1969. Т. 12, N1. С. 114–121.

41. *Каневский М. Б., Караев В. Ю.* Спектральные характеристики радиолокационного СВЧ сигнала, отраженного морской поверхностью при малых углах падения (обратное рассеяние) // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, N5. С. 517–525.
42. *Караев В. Ю.* К вопросу о доплеровском спектре радиолокационного СВЧ сигнала, отраженного морской поверхностью (переходная область, брэгговская компонента) // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, N6. С. 669–681.
43. *Kanevsky M. B., Karaev V. Yu.* The microwave radar signal Doppler spectrum and the problem of ocean surface slicks detection // Intern. Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS'96, 27-31 May 1996, Lincoln Nebraska (USA). P. 1493–1495.
44. *Kanevsky M. B., Ermakov S. A., Zuikova E. M., Karaev V. Yu., Goldblat V. Yu., Sergievskaya I. A., Shchegol'kov Yu. B., Scott J. C., Stapleton N.* Experimental investigation of Doppler spectra of the Microwave signal backscattered from the sea slicks // Proc. of IGARSS'97, 3-8 Aug. 1997, Singapore. P. 1530–1532.

Radar signatures of internal waves in coastal zones

S. A. Ermakov; J. C. da Silva, I. S. Robinson

Institute of Applied Physics RAS, N. Novgorod;
Southampton Oceanography Centre, UK

It is shown that short-period internal waves in synthetic aperture radar images in coastal zones can be imaged in the form of bright/dark or dark bands ("positive/negative" and "negative" contrast signatures, respectively); and as bright bands ("positive contrast signatures") at very low wind. Instrumental observations of the surface manifestations of internal waves in coastal zones of the Black Sea and on the Iberian Shelf are described. Slicks associated with internal waves are found to correspond to internal wave troughs, film pressure and film elasticity in the slicks are obtained to be higher than in surrounding nonslick areas. Large-scale periodic bands associated with internal tidal waves are also shown to occur in radar images of the shelf. Analysis of modulation of short surface waves under the action of internal waves has shown that the radar signatures of internal waves can be explained taking into account the action surface-active films on surface waves.

1. Introduction

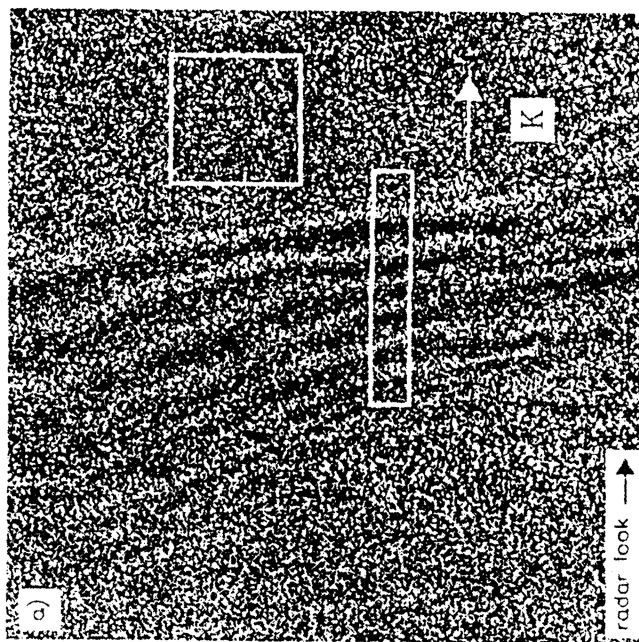
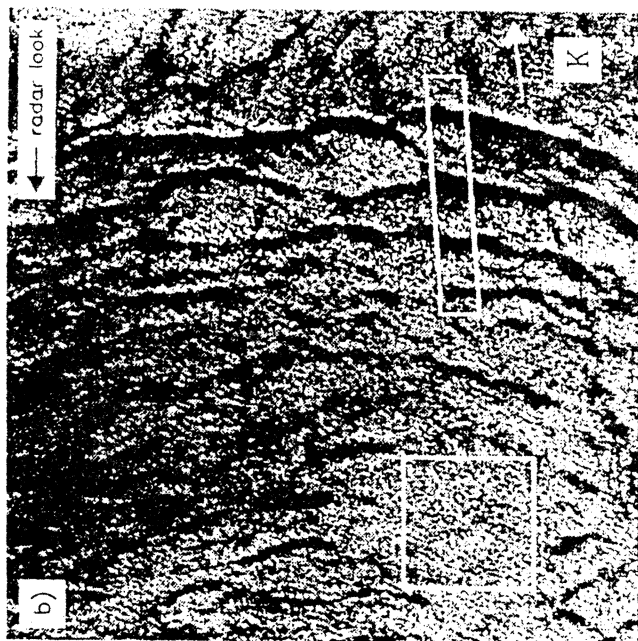
Surface manifestations of short-period internal waves (IW) representing groups of bands with periods of order 1 km in optical and radar images, in particular, in synthetic aperture radar (SAR) images, have been extensively discussed in literature last decades (see, e. g. *Vesecky and Stewart, 1982; Apel and Gonzalez, 1983; Alpers, 1985; Thompson and Gasparovic, 1986; Onstott and Rufenach, 1992*). These signatures were frequently discussed as bright and dark bands on a grey background (see, e. g. *Alpers, 1985; Onstott and Rufenach, 1992*). On some occasions, however, they are seen as dark bands, the expected associated bright bands being either absent or strongly attenuated. Additionally, one can see another form of IW signatures. This is when internal waves appear as bright bands in a very low (dark) SAR background level, which is close to the radar noise level. Such single bright features could be seen in some SAR images (see, e. g. *Casparovic et al., 1986*) when there is very little backscatter from the ambient sea presumably due to low wind speeds. The IW surface manifestations result from the modulation of wind generated surface waves by the nonuniform surface currents associated with IWs. The change in the sea surface roughness can be caused by straining of surface waves in the gradients of the surface velocity field (so-called kinematic effect, see *Basovich et al., 1982; 1985*) and/or by variations of wave

damping due to films of varying thickness when periodically compacted and expanded in the internal wave field (*Ermakov et al.*, 1982, *Ermakov and Pelinovsky*, 1984). The radar imaging of IWs in the form of bright/dark bands was discussed by *Alpers* (1985) for L-band radar images (radar wavelengths of order 20 cm), who suggested that the signatures could be satisfactorily explained by the straining effect, resulting both in surface wave intensification and depression over the IW profile. Decimeter-scale wind waves are weakly affected by marine surface films, however, for imaging of the sea surface by radars operating in the cm-wavelength range (C-band and X-band radars with wavelengths of about 6 cm and 3 cm) the role of surface films can be important.

In this paper it is shown that in general both straining and film mechanisms are important and appear to be necessary to explain different signatures of IW that are observed in radar images of coastal zones. Results of an analysis of a set of the European Remote Sensing satellite (ERS-1) SAR images (C-band radar) are presented, demonstrating the existence of different types of IW signatures. Field observations of IW surface manifestations in the coastal areas of the Black Sea from a platform and on the Portuguese continental shelf from a ship co-located with ERS SAR observations are described. Large-scale signatures on SAR images of the shelf connected with internal tidal waves are shown to occur. A simple model is developed which predicts the surface roughness modulations caused by both hydrodynamic straining and differential film damping resulting from internal waves. The model results give a qualitative explanation of SAR signatures of internal waves in coastal zones.

2. Internal wave signatures on ers-1,-2 sar images

The Iberian shelf is a good example of an area where surface manifestations of short-scale IW occur (see, e. g. *Alpers*, 1985). Such IW propagate as packets originating from the interaction of a barotropic tide with the shelf edge topography (see, e. g. *Maxworthy*, 1979, *Baines*, 1982). A selection of ERS-1 SAR images showing IW signatures over the Iberian shelf are shown in Fig. 1. These images are extracts from the original full SAR frames and are approximately 12 × 12 km. Radar images of IWs usually present bright and dark bands as compared to the unmodulated background. Figure 1, *a* is a typical example of such a situation and we will refer to this signature as being of double sign (+/-). On some occasions the dark bands are wider and much more intense than the accompanying bright bands, which may even be absent from the imagery. Examples of these cases are shown in Fig. 1, *b* and 1, *c*, and we refer to such signatures as a single negative sign (-). Another type of signature, although more rare, is when the SAR backscatter is very low and the IWs appear as bright bands in a homogeneously dark back-



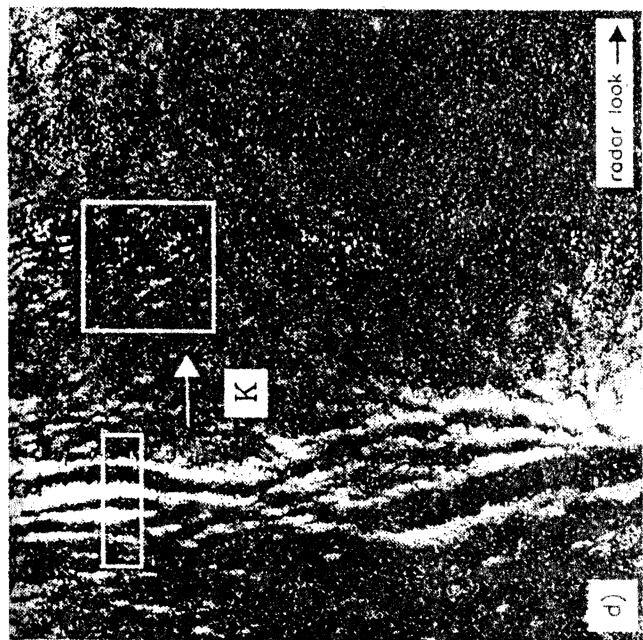
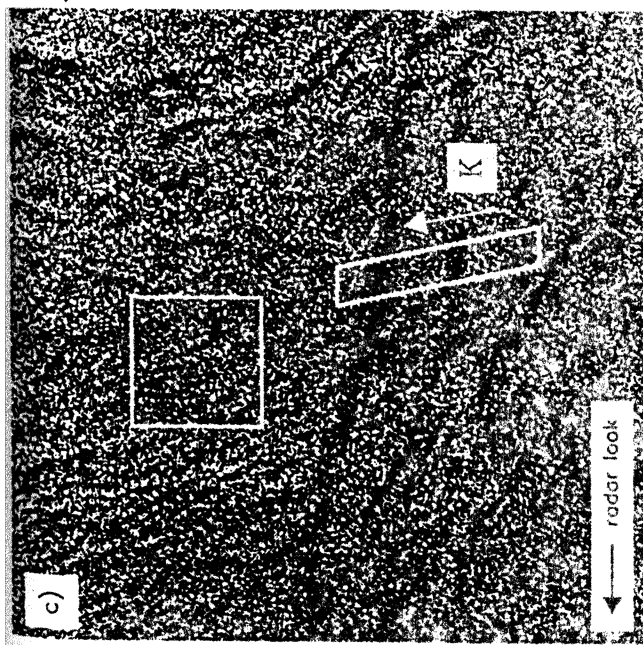


Fig. 1. A selection of ERS-1 SAR images (the Iberian Shelf) showing: *a* – double sign IW signatures; *b*, *c* – negative sign IW signatures; *d* – single positive sign IW signatures. The squares represent the background areas. The radar look and the IW propagation directions *K* are indicated (from *da Silva et al.*, 1998)

ground (Fig. 1, *d*). This signature we describe as a single positive sign (+). We, however, will not discuss here the positive sign signatures (see *da Silva et al.*, 1998).

IW signatures can be characterised by relative variations $\delta I/I_0 = (I - I_0)/I_0$ of the backscatter intensity I in SAR images, I_0 is the intensity of the image background. The background is taken from a homogeneous area in the image away from the IW field (in our case, a square of side 2.5 km).

The SAR intensity variations corresponding to the images of Fig. 1 are shown in Fig. 2. The different signature character types discussed above can be recognised in the profiles. Low wind conditions prevailed in all cases. In the first case (Fig. 2, *a*) the wind speed was between 4 and 5 m/s. For the two following cases (Fig. 2, *b* and *c*) the wind speed was between 2 and 3 m/s. For the last case (Fig. 2, *d*), which shows a single positive signature, significantly calmer conditions prevailed with wind speeds lower than 2m/s.

It was possible to perform a statistical analysis of the IW train profiles, since a relatively large data set of SAR images was processed and in each case several IW trains were usually found. The profiles were computed from a total of 62 ERS-1 SAR images, corresponding to the period from February 1992 to September 1994. The profiles were categorised according to the internal wave propagation direction relative to the radar look direction. Waves propagating in the radar look direction were termed *range propagating* waves, while those propagating in the satellite flight direction were termed *azimuth propagating* waves. For polar orbiting satellites, such as ERS-1, the range direction is approximately east-west and in the case of the Western Iberian peninsula this corresponds to across-shelf propagating waves. Profiles such as those shown in Fig. 2 were obtained for 296 IW solitons propagating in the range direction, but only 157 solitons travelling in the azimuth direction, suggesting that in this region IW predominantly propagate over the shelf towards the coast.

The mean maximum and mean minimum contrasts were calculated as a function of wind speed for range and azimuth propagating IW (Fig. 3). The means were based on all IW profiles lying within wind speed intervals of 1 m/s. The wind speed was estimated from the background backscatter values using an adapted version of the CMOD4 scatterometer model (see *Scoon et al.*, 1996) for ERS-1 SAR imagery. This required an estimate of the wind direction, which was obtained from the ECMWF atmospheric model, and whenever possible from ships of opportunity. Data from the nearest ground meteorological stations were used to confirm the model results and ship measurements. When disagreement was found, an average direction was estimated from all data available.

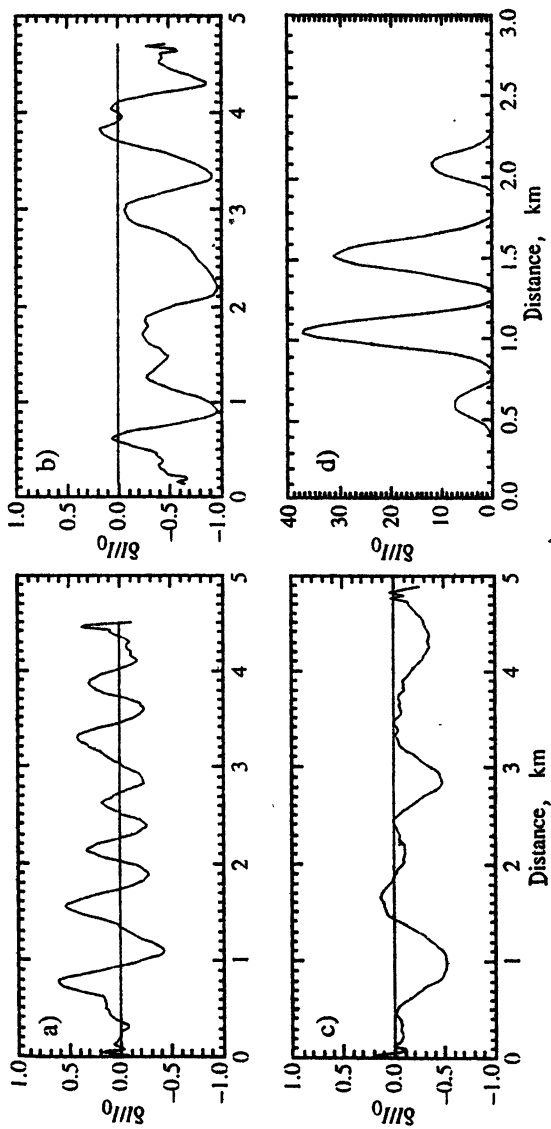


Fig. 2. SAR intensity variations profiles corresponding to the images in Fig. 1 (from *da Silva et al.*, 1998)

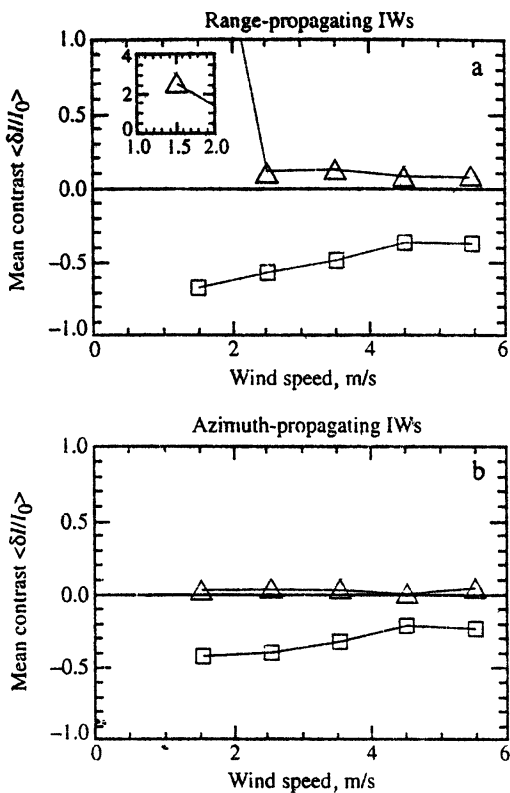


Fig. 3. Mean maximum (triangles) and minimum (squares) contrasts as a function of wind speed for range (a) and azimuth (b) propagating IW (from *da Silva et. al.*, 1998)

The absolute values of the mean maximum and minimum contrasts decrease as wind velocity increases. These absolute values are smaller for azimuth propagating IW than they are for range propagating IW. The mean maximum contrast is always close to zero for azimuth propagating IW, confirming the dominance of the single negative signature type. The mean maximum contrast at wind speeds lower than 2 m/s for range propagating waves is significantly higher than any other value. Much higher contrasts are expected for this case since I_0 is very small. It should be noted also that the contrast dependencies on wind are not symmetrical, that is, for a given wind speed the absolute minimum contrast is generally greater than the absolute maximum.

3. *In situ* observations of internal wave surface manifestations

There are quite a number of observations of the double-sign signatures of internal waves, conducted using contact and remote measurements (see, e. g. *Hudges and Grant, 1978, Basovich et. al., 1985*). Field observations of the "negative sign" manifestations are very odd. We, therefore, present here briefly two groups of field observations where simultaneous measurements of characteristics of both surface/internal waves and surface films were carried out. The first group of observations was conducted from an Oceanographic Platform on the Black Sea (see *Ermakov et al., 1992*). The observations were conducted at low wind conditions (wind speed of 2–2.5 m/s). Variations of the wavenumber spectrum of short surface waves were measured using an Optical Spectrum Analyser, the thermocline oscillations due to IW were retrieved from STD profile measurements. Film pressure inside and outside slick bands was measured with the method of spreading drops. Fig. 4 shows simultaneous records of the current wavenumber spectrum of short

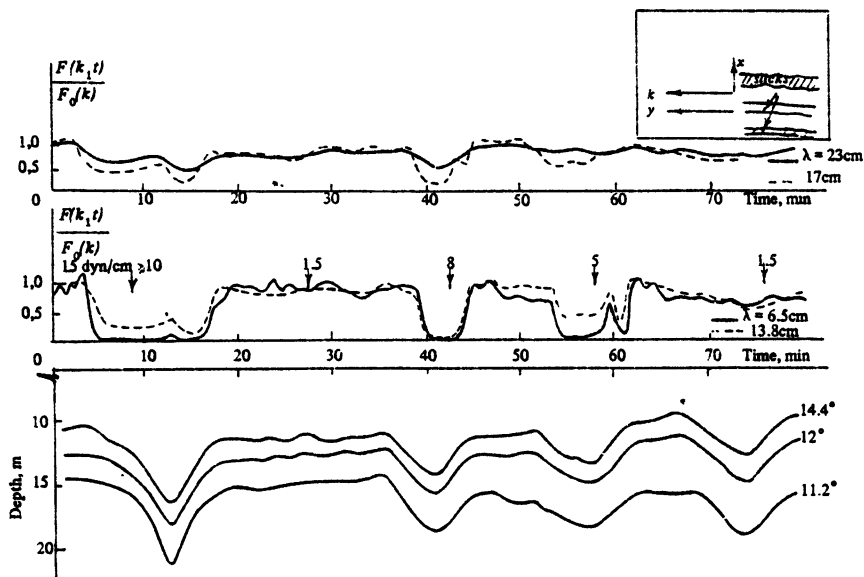


Fig. 4. Records of isotherm oscillations and variations of the wind wave spectrum at fixed wavelengths, measured from a platform on the Black Sea. The arrows and digits denote the measured values of the film pressure (from *Ermakov et al., 1992*)

wind waves at some fixed wavenumbers, the thermocline oscillations and results of measurements of film pressure inside/outside banded slicks. The observations showed that the slicks were located over IW troughs, the film pressure values in the slick bands were higher than outside the slicks thus confirming the accumulation of surfactants within the banded slicks. Strong damping was observed over IW troughs for centimetre-scale wind waves, spectrum variations in the decimeter-scale wavelength range were comparatively weak. Note, that the wind wave spectrum was measured in the surface wavevector direction which is nearly perpendicular to the IW propagation direction (as in the case of azimuth propagating waves, see above), in this case the wave straining effect is ineffective.

The second group of field observations of the IW surface manifestations was conducted in the Iberian Shelf during an oceanographic cruise in August, 1994 on the University of Bergen's research vessel on the shelf near 41° N. The observations included, in particular, measurements of IW with a thermistor chain deployed from a lightweight moored buoy, visual observations of the sea surface and film sampling from a small boat. A Fast Delivery ERS-1 SAR image from 8th August was used in near real time to predict the location of the IW trains (see *da Silva et al.*, 1997), as an aid to planning the *in situ* measurements performed, in particular, on the 11th August. On 11th August, 1994 the IW surface manifestations appeared as slick bands in a gentle ruffled sea (negative contrast manifestations), the wind speed average was $\langle V \rangle = 1.9$ m/s from the South, as measured on the ship. The IW observed on the 11th of August are represented by the thermocline oscillations, derived from the thermistor chain data (see Fig. 5, where visual observations of the sea surface roughness are also indicated). Slicks are generally observed over the IW troughs, consistent with previous observations on the Black Sea. Samples of surface films were collected from the sea surface using small nylon nets. Then in laboratory the surfactants collected by a net were dissolved with ethanol and spreaded on the surface of distilled water in a small tank, where the damping of standing waves of longitudinal modes with frequencies from 10 Hz to 25 Hz was measured (see *Ermakov et al.*, 1995). The film elasticity parameter corresponding to the damping coefficient values was retrieved for the studied film samples, assuming the model of purely elastic films. The damping coefficient γ_s is given by the following expression (see, e. g. *Levich*, 1962; *Lucassen-Reynders and Lucassen*, 1969):

$$\gamma_s = 2\gamma_0 \frac{1 - \frac{Ek^2}{\rho\sqrt{2v\omega}^{3/2}} + \frac{E^2k^3}{4\sqrt{2v}^{3/2}\omega^{5/2}\rho^2}}{1 - 2\frac{Ek^2}{\rho\sqrt{2v\omega}^{3/2}} + 2\left(\frac{Ek^2}{\rho\sqrt{2v\omega}^{3/2}}\right)^2}. \quad (1)$$

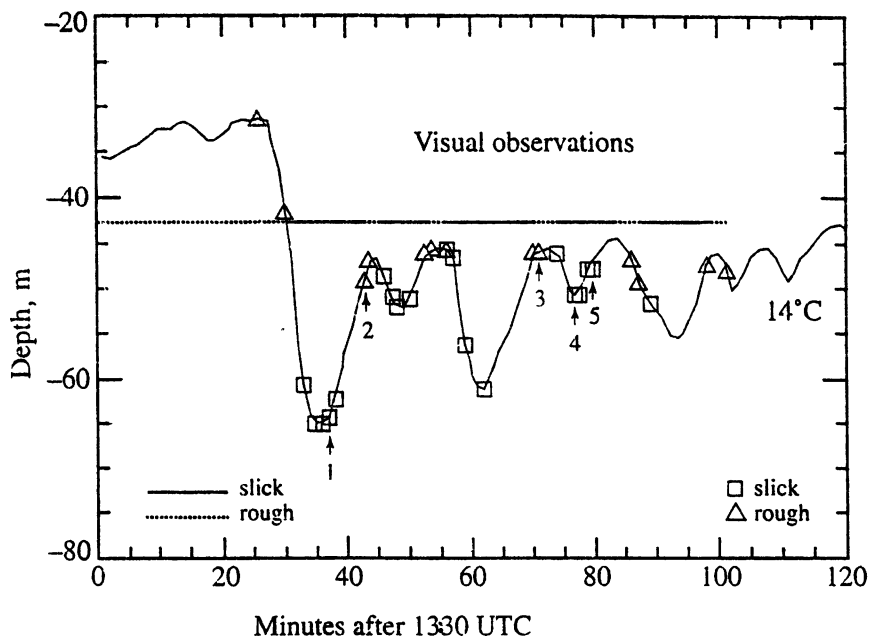


Fig. 5. Isotherm record and visual surface roughness observations on 11th August, 1994 (the Iberian Shelf) (from *da Silva et al.*, 1998)

Here $\gamma_0 = 2\nu k^2$ is the damping coefficient for clean water of ripples with wave-number k , ν is the kinematic viscosity of water, E is the film elasticity modulus, ρ denotes water density and $\omega(k) = (gk + (\sigma/\rho)k^3)^{1/2}$ is the eigenfrequency of gravity-capillary waves, σ denotes the surface tension of water. It was found, however, that the retrieved elasticity values were different at different frequencies, generally increasing with frequency. This means that the model for purely elastic films is not quite adequate to describe marine films and can be used only approximately. Estimated film elasticity values at relative concentration which is assumed to correspond to the *in situ* concentration are given in Table 1 (see, in more detail, *da Silva et al.*, 1998).

Retrieved elasticities of marine films sampled over IWs
on 11th August, 1994

Frequency (Hz.)	Film Elasticities (mN/m)			
	10	15	20	25
Sample No. 1 (Sl)	18	23	25	30
Sample No. 2 (Nsl)	8	8	11	16
Sample No. 3 (Nsl)	18	16	20	25
Sample No. 4 (Sl)	23	23	35	45

It is seen from Table 1 that the retrieved elasticities for slick sample No. 1 exceed the elasticity values for the non-slick sample No. 2. However, for samples No. 3 and No. 4, the correspondent elasticity values are closer to each other, which can be explained by the fact that the corresponding IW were of smaller amplitude than for samples No.1 and 2 (see Fig. 5). Besides, samples No. 3, 4 were taken over the ITW trough, where additional surfactant accumulation is expected due to the internal tidal flow (see, below). It should be stressed that according to the theoretical expression (4) the relative damping coefficient is not very sensitive to the elasticity parameter in the tested frequency range and thus the accuracy of our estimation of the elasticity values is not high. Therefore the obtained E-values should be considered only as a rough estimation of the elasticity parameter of marine films. Nevertheless they are in good agreement with those obtained from earlier measurements with the Langmuir trough technique (see *Ermakov et al.*, 1986; *Frew and Nelson*, 1992^{a, b}).

The field observations of IW manifestations on 11th August were not simultaneous with SAR observations. However, there was an ERS-1 overpass covering the study area on 8 August 1994, i. e. before the field observations. The thermocline oscillations simultaneous with ERS-1 overpasses were recorded by a moored buoy located in the study area. The buoy recorded a train of large amplitude IW. Since the time of the overpass and the time when the train was recorded by the buoy are known it was possible to estimate the phase speed of the IW train, when measuring distances in the SAR image and locating the buoy position (the image was navigated first using reference control points). The value of the phase speed thus obtained is $C_p = 0.55$ m/s, the thermocline oscillation spatial profile, calculated using the estimated phase velocity value is shown in Fig. 6, *a*. Note, that parameters of

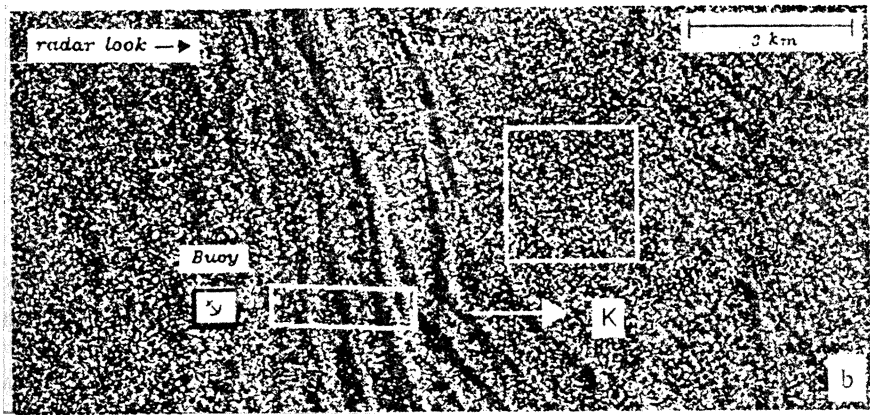
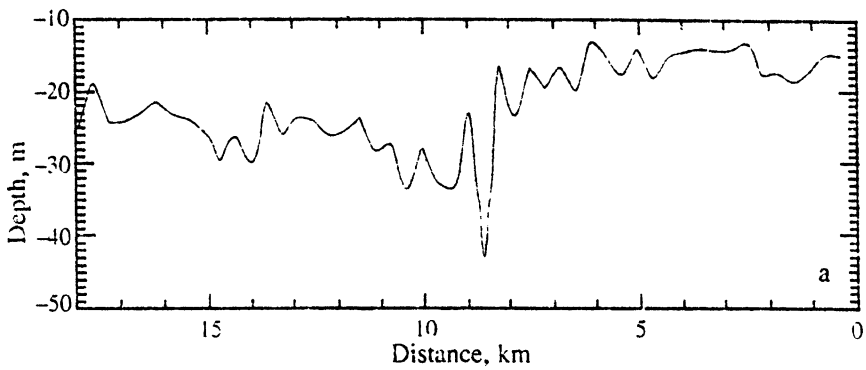


Fig. 6. Thermistor chain record and ERS-1 SAR image acquired on 8th August, 1994 (from da Silva *et. al.*, 1998)

IW on 8 and 11 August are close to each other. This is not surprising if we assume the IW to be generated by a tidal flow over the shelf break and that the tidal flow and stratification did not change significantly between August 8 and August 11. Therefore, one can expect similarity of surface manifestations of IW on 8 and 11 August. The relevant fragment of the image from 8 August 1994 is given in Fig. 6, *b* showing that the IW signature is a double sign contrast feature for the leading wave of the IW train and single negative for the remaining two solitons.

4. Theoretical modelling of the iw action on short surface waves in the presence of surface films

In order to model the action of IW surface currents on centimeter-decimeter wind waves it is necessary to account not only for the straining effect of these currents, but also the effect of damping due to advected surfactants. To take account of this, we examine the wind wave spectrum variations in the IW field, which can be described by the wave action-balance equation (see, e. g., *Hasselmann, 1968; Keller and Wright, 1975*)

$$\frac{\partial N}{\partial t} + (C_{gi} + U_i) \frac{\partial N}{\partial x_i} - k_i \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial N}{\partial k_j} = (\beta - \gamma_s) \cdot N - \alpha N^2, \quad (2)$$

where $N(\mathbf{k}, \mathbf{x}, t) = \rho S(\mathbf{k}, \mathbf{x}, t) \omega(\mathbf{k}) / |\mathbf{k}|$ is the spectral density of wave action, $\mathbf{x} = x_i = (x, y)$, S is the surface wave height spectrum, \mathbf{k} denotes a wavevector of wind waves and $\omega(k)$ their intrinsic frequency, C_g is the wind wave group velocity, and $U(\mathbf{x}, t)$ is the velocity of surface flow due to the IW motion. The r.h.s of (2) in the form suggested by Hughes (1978) represents the wind input characterised by the wind wave growth rate β , wave dissipation due to films given by the damping coefficient γ_s , depending on the surfactant concentration Γ and non-linear limitation of the spectrum determined by a phenomenological coefficient α .

The last term in l.h.s. of (2) is responsible for wave straining (kinematic effect) of surface waves due to inhomogeneous current induced by IW, film effect in (2) is described by the term proportional to the damping coefficient. In general it is difficult to take into account both the film and kinematic effects in (2). However, if to assume that both effects transform weakly the unperturbed wave action spectrum, i. e. variations $\delta N = N - N_0 \ll N_0$, (N_0 is the equilibrium spectrum given by $N_0 = (\beta - \gamma_s) / \alpha$ for the assumed r.h.s of [2]), then the relative spectrum variations (the contrast) $K(k) = \delta N / N_0$ can be given by a superposition of the kinematic contrast K_k and film contrast K_f . (see *Ermakov et al., 1992*):

$$K_k = l / (\beta_0 - \gamma_0) \cdot (\partial U / \partial z) (\partial \ln N_0 / \partial \ln k); \quad (3)$$

$$K_f = (\gamma_0 - \gamma[E(\Gamma)]) / (\beta_0 - \gamma_0). \quad (4)$$

Here β_0 and γ_0 are the wind wave growth and wave damping respectively away from the IW field, $\gamma[E(\Gamma)]$ is the ripple damping rate across the IW which can be approximated by (1) in the case of an elastic film and $E(\Gamma)$ is the elasticity dependence on surfactant concentration. Representation of the

combined contrast by superposition of (3) and (4) is valid, in general, under the following conditions (see, also, *Ermakov et al.*, 1992):

$$\gamma(k, E) \ll \beta(k, \nu), \quad \sqrt{(U \cdot C_p)/L} \ll \beta(k, \nu)$$

where L is a characteristic scale of IW.

The surfactant distribution in the surface flow field of the IW can be described from the conservation equation (see *Levich*, 1962), which in the simplest form can be written as follows

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \text{div}(\Gamma \cdot U) = 0. \quad (5)$$

Here we neglected the surfactant relaxation and diffusion, it provides a realistic approximation if the characteristic times of surfactant exchange with subsurface layers (relaxation) and surface diffusion to be larger than the IW periods. Equation (3) can be easily solved, in particular, for the case of a plane IW profile $U(z) = U(x - C_p t)$ propagating at velocity C_p , in the x -direction (see, e. g., *Ermakov and Pelinovsky*, 1984)

$$\Gamma(z) = \Gamma_0 \left[1 - \frac{U(z)}{C_p} \right]^{-1}, \quad z = x - C_p t, \quad (6)$$

where Γ_0 is the unperturbed surfactant concentration when $U = 0$. It should be noted that the IW orbital velocities on the sea surface are in counterphase with the thermocline displacements, and according to (6) this implies that there is increased surfactant concentration over IW troughs, as observed and discussed above.

In order to calculate the damping variations over the IW field and accordingly the film contrast, it is necessary to consider the dependence of film elasticity on surfactant concentration. There have been very few experimental studies about the equation of state for real marine films. *Frew and Nelson* (1992) and *Bock and Frew* (1993) have suggested to describe marine films by a Virial equation of state. Although their data set is sparse, and the description of marine films in terms of a single generalised isotherm is probably not valid over a range of water types and biological regimes, the Virial equation at present is the only equation of state for marine films. The Virial equation of state relates the film area A and the film pressure π , which is defined as the difference between the surface tension σ_0 of clean water, and σ of water covered by a film ($\pi = \sigma_0 - \sigma$). The equation is as following (see *Frew and Nelson*, 1992^b and *Barger and Means*, 1985):

$$\pi \cdot A = C_0 + C_1 \pi + C_2 \pi^2, \quad (7)$$

where A is the area measured *in lab* during compression of water samples. The coefficients C_n ($n = 0, 1$ and 2) in (7) were averaged from the results pre-

sented by *Frew and Nelson (1992b)*. The coefficients thus obtained and used in the model are as following $C_0 = 85.16$, $C_1 = 227.50$ and $C_2 = -5.00$.

To determine the elasticity we have assumed that $\Gamma \propto 1/A$. The film elasticity parameter, given by $E(\Gamma) = \Gamma \frac{d\pi}{d\Gamma} = -A \frac{d\pi}{dA}$, can then be written as follows

$$E(\Gamma/\Gamma_0) = E(A) = -\frac{A}{2C_2} \left\{ 1 \pm \left[(C_1 - A)^2 - 4C_2C_0 \right]^{-\frac{1}{2}} (C_1 - A) \right\}, \quad (8)$$

where $A = A_0 (\Gamma/\Gamma_0)^{-1}$ and $A_0 = C_0/\pi_0 + C_1 + C_2\pi_0$ is the film area corresponding to unperturbed conditions (away from the IW field), and the value of surface pressure is π_0 . As will be discussed later, the unperturbed surface pressure π_0 will determine significant differences in the character of the IW contrasts, being a crucial tuning parameter of the model. We choose the positive sign in equation [8] to represent the elasticity, since the negative sign in (8) corresponds to a solution without physical meaning (values of the elasticity parameter decrease monotonically with surfactant concentration).

The resulting solution for the elasticity dependence on surfactant concentration $E = E(\Gamma/\Gamma_0)$ is represented in Fig. 7 for different values of unperturbed

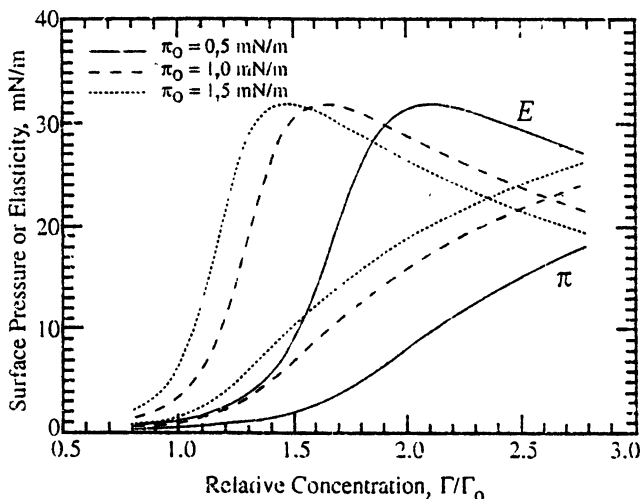


Fig. 7. Elasticity and film pressure vs. relative surfactant concentration for different values of the unperturbed film pressure (from *da Silva et. al., 1998*)

turbed surface pressure ($\pi_0 = 0.5, 1$ and 1.5 mN/m). The range of surfactant concentrations expected in the IW field over the Iberian shelf is $\Gamma/\Gamma_0 \approx [1, 3]$. It can be seen that the isotherms respond quickly to small increases in the unperturbed value of surface pressure π_0 . The model predicts realistic film pressures and elasticities reported in past work (see, e. g. *Garret, 1965, Sturdy and Fischer, 1966* and *Ermakov et al, 1992*).

When calculating contrasts from (6), (7) we assumed the wind wave growth rate β for centimeter-decimeter waves in the form by *Hughes (1978)*:

$$\beta = \omega \left[(u_* \cos\theta) / c_{ph} \right] \left\{ 0.01 + 0.016 \cdot |\cos\theta| \cdot u_* / c_{ph} \right\} \times \left\{ 1 - \exp \left[-8.9 (u_* / c_{ph} - 0.03)^{1/2} \right] \right\} \quad (9)$$

where θ is the angle between the surface wave propagation and the wind directions, c_{ph} is the phase speed of the surface waves and u_* is the friction velocity. The empirical relation between wind speed V at a standard height of 10 m and u_* is taken as $u_* \approx 0.034 V$ at $V < 7$ m/s.

The model was also applied to estimate contrasts for the IW signatures observed on August 8, 1994. The wind velocity estimated from the SAR image using the combination of the CMOD4 and ECMWF model is about 3 m/s from 210° . Retrieved IW current velocity, relative surface concentration and corresponding current elasticity and spectrum contrasts at wavelengths of $\lambda=7$ cm (dashed lines) and $\lambda = 21$ cm (solid lines) are given in Fig. 8. The model calculations indicates growth of surfactant concentration up to 2.5–3 and film elasticity up to 30 mN/m over IW troughs. The elasticity values qualitatively correspond to those obtained experimentally above, and are also consistent with those previously presented by *Ermakov et al. (1986)* and *Bock and Frew (1993)*. From Fig. 5 it is seen also that the visually recorded location of slicks is in good correspondence with the calculated depressions of the wavenumber spectrum. Note that *Ermakov et al. (1992)* when describing IW surface manifestations on the Black Sea used a semiempirical equation of state of elastic films and obtained similar variations of surfactant concentration and elasticity; the calculated contrasts corresponded qualitatively to the observed values.

Predicted theoretically values of the spectrum variations are stronger than the observed backscatter variations for cm-scale waves, but correspond well to the observations for dm-scale waves. Note that the contrast in the cm-scale range is predominantly negative (single negative sign contrast) corresponding to strong wave damping over IW troughs; the film effect for cm-waves dominates. For dm-scale waves, as can be seen from Fig. 8, both wave intensification and damping occur due to a combination of the film and

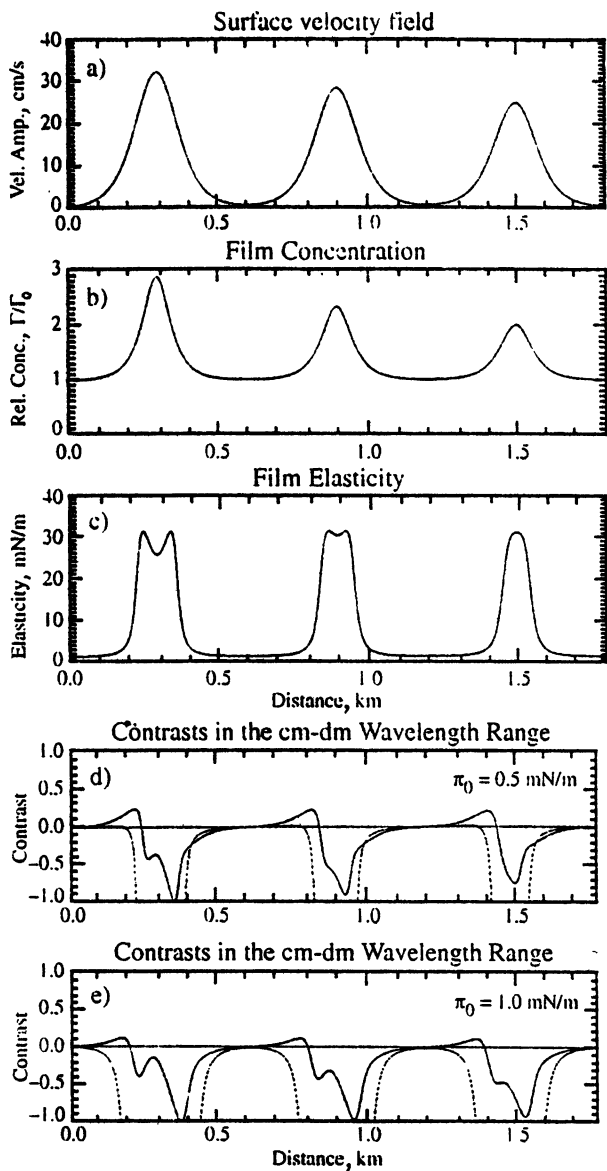


Fig. 8. Model calculations of the relative film concentration and elasticity in the IW field, and corresponding wind wave spectrum variations for conditions of observations on 8th August, 1994 (dashed lines correspond to surface wavelength 7 cm, solid – 21 cm) (from *da Silva et al.*, 1998)

straining effects (a double sign contrast). Our calculations show that the higher the film pressure π_0 is, the stronger is the role of films in the total contrast, and the contrasts also become predominantly negative for dm-scale waves.

To interpret SAR signatures of IWs one should consider a model of radar backscattering. Radar backscattering at low to moderate incidence angles, at which SARs operate, can be supposed to result from integration of discrete contributions from surface waves in a wavelength range from the Bragg wavelength λ_b to several λ_b , and can be described by the Holliday's model (see *Holliday et al.*, 1986). This range in the case of ERS-1 SAR is from 7 cm to about 20–30 cm. We thus can conclude that SAR backscatter contrasts result from the spectrum variations in the cm-dm-wavelength range. The radar contrast, in general, is determined by the relation between negative spectrum variations in the cm-wavelength range and negative/positive variations in the dm-wavelength range. In the particular case of azimuthally propagating IWs, positive variations are absent in our model and the backscatter contrast is expected to be negative; the last fact agrees with the observations.

Since our observations of SAR contrasts show a clear dependence on wind speed, we seek for a similar dependence in the model results. For that we have calculated maximum and minimum contrasts as a function of wind speed for typical parameters of the IWs that are similar to those observed over the Iberian shelf. The parameters chosen were: $C_{ph} = 0.5$ m/s, IW wavelength $\lambda_{IW} = 600$ metres and maximum IW orbital velocity at the surface $U_0 = 0.35$ m/s, which are based on our SAR observations and *in situ* measurements (it should be noted here that we define IW wavelength, λ_{IW} , as the length scale over which a cycle of variations of the surface velocity is observed). Fig. 9 presents those results for centimetre ($\lambda = 7$ cm) and decimetre ($\lambda = 21$ cm) waves for the cases of range ($k//K$) and azimuth ($k \perp K$) propagating IWs. We have calculated contrasts for two values of unperturbed surface pressure π_0 , representing relatively "clean" (low contaminated) ocean waters ($\pi_0 = 0.5$ mN/m) and more contaminated waters ($\pi_0 = 1.5$ mN/m), respectively plotted as triangles and squares. The behaviour of the contrast curves for centimetre surface waves is almost identical for both range and azimuth propagating IWs, therefore we omit the plot for azimuth IWs. The dashed lines in Fig. 9 represent the kinematic contrast alone, in the absence of films. Several contrast characteristics can be observed. The first is the single negative sign character of contrasts for cm-scale waves at all wind speeds (Fig. 9, a). This is observed both for surface pressures typical of clean and contaminated waters (triangles and squares). One can see that for low wind speeds in the absence of films the kinematic contrast is not negligible. However, even small amounts of surfactant ($\pi_0 = 0.5$ mN/m) can suppress completely the positive part of the total contrasts in the cm-wavelength range.

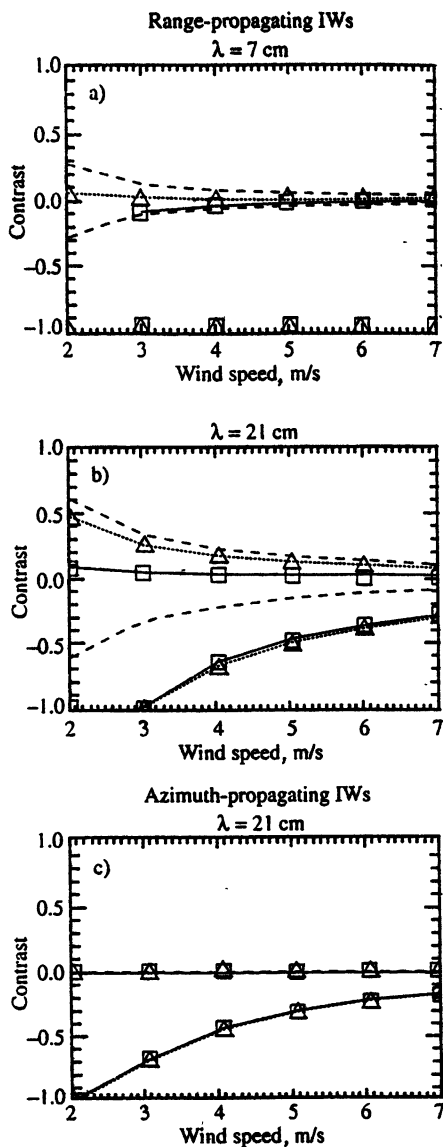


Fig. 9. Model predictions of maximum and minimum contrasts at surface wavelengths 7 cm and 21 cm for IW parameters typical for observations on the Iberian Shelf. The triangles correspond to the background film pressure 0.5 mN/m, squares – 1.5 mN/m. Pure kinematic modulation in the absence of films is represented by the dashed lines (from *da Silva et al.*, 1998)

For dm-scale ripples ($\lambda = 21$ cm), double sign contrasts are obtained for clean surfaces ($\pi_0 = 0.5$ mN/m) at low wind speeds (2–4 m/s), but an increase in surfactant concentration reduces strongly the positive part of the contrasts. It is seen from Fig. 9, *b* that as surface pressure increases from 0.5 mN/m to 1.5 mN/m, the character of the contrasts changes from double to single negative. It should also be noted that even small amounts of surfactants are sufficient to transform symmetric double sign contrasts ($\pi_0 = 0$) into predominantly single negative contrasts ($\pi_0 = 0.5$ mN/m), for which the positive part of contrasts are significantly less intense than their negative pairs. We also note here that the mean SAR contrasts plotted in Fig. 3, *a* for range travelling IWs lie within the contrasts predicted by the model both for centimetre and decimetre waves.

In the case when the IW propagation direction is normal to the radar look direction the backscatter from surface waves propagating in this direction is not modulated due to the straining effect. Fig. 9, *c* presents the contrasts in this situation for decimetre waves, and as expected, it is seen that single negative signatures are predicted (we do not present contrasts for centimetre waves, as they are practically the same as in Fig. 9, *a*). Comparing the experimental and calculated dependencies of contrasts on wind velocity we can conclude that they are in qualitative agreement.

5. SAR signatures of internal tidal waves

Intensity variations in SAR images can exhibit some large-scale variability. In particular, large scale banded structures with characteristic wavelengths of 10–20 km, parallel to the shelf break can be seen in some ERS-1 SAR images. One can assume that these bands are surface manifestations of internal tidal waves (ITW) (see *Ermakov et al.*, 1998). Note, that *Pingree and New* (1995) recently presented evidences for imaging of ITW in the visible and infrared ranges obtained from satellite observations of the Bay of Biscay, although the imaging mechanism, as they mentioned, was not clear. Surprisingly, such evident phenomena seem to have received very little mention in the SAR literature, except for an allusion by *Fu and Holt* (1982).

The bottom topography of the area on the Iberian shelf in which the ITWs have been studied, is characterised by a shallow water zone and sharp continental break at which tidal waves are generated by a barotropic tide. An example of an ERS-1 SAR image of the area is presented in Fig. 10. It is seen that except of packets of bands associated with short-period IW there are also large-scale dark and bright bands in phase with the groups of short-period bands. The large-scale periodicity is more clearly demonstrated by the backscatter profile from the image along the line perpendicular to the bands also shown in Fig. 10. The period of these large-scale bands is about 10–20 km.

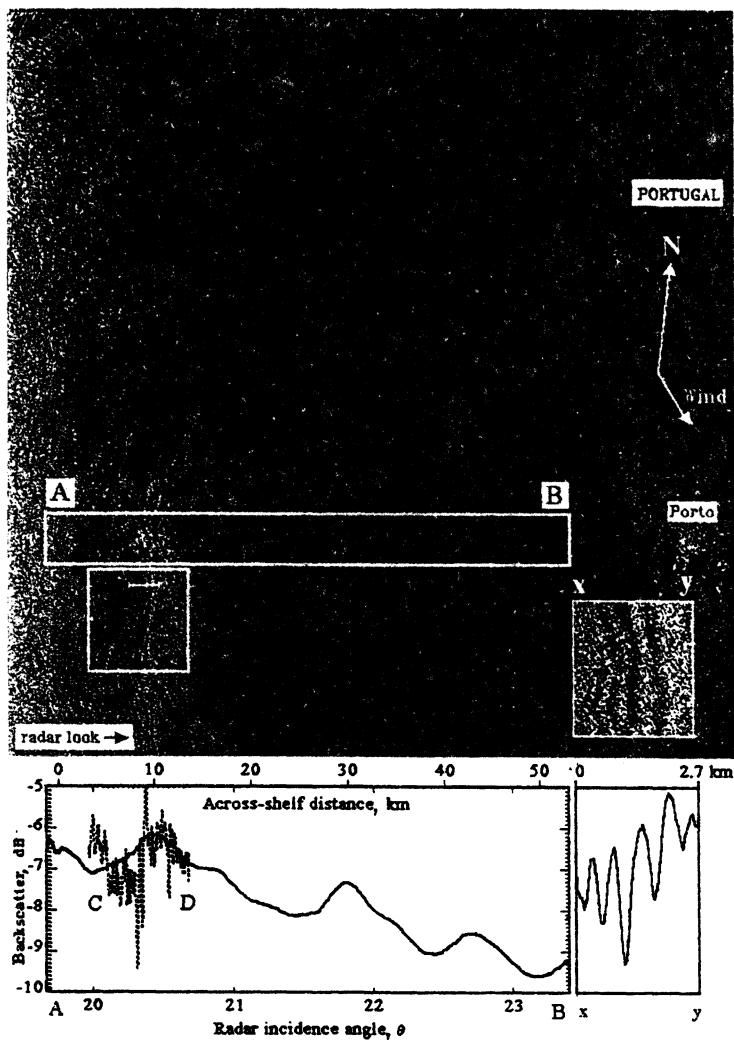


Fig. 10. ERS-1 SAR image 1 (Orbit: 10481; Frame: 819; Date: 17.07.93). The inset box on the bottom right corner is a zoom in the "xy" region of the image showing short-scale IW signatures. AB is smoothed backscatter profile (along the line "AB") showing large-scale image contrast variations due to internal tides. Profile CD is a fraction of the image data without the low pass filter applied and shows short-period IW. High resolution image profile "xy" is also presented showing a packet of IW solitons (from *Ermakov et al.*, 1998)

The mean trend of the backscatter in Fig. 10 is due to the NRCS (Normalised Radar Cross Section) decrease with the local incidence angle. A fragment of a backscatter profile ("xy") without the low pass filter applied is also presented in Fig. 10 showing short-period variations associated with a packet of short-period IW in a corresponding phase of the large-scale variations. The large-scale bands are parallel to the shelf break, they have wavelengths typical of internal tidal waves, and it is reasonable to consider them as radar signatures of internal tides. Similar large-scale bands are often seen in SAR images over the shelf, however, at very low wind the large-scale bands are usually not discernible in the images, the effect being masked by manifestations of wind irregularities.

Obviously, that imaging mechanism based on the kinematic effect of modulation of surface waves due to IW orbital currents is ineffective for ITW. However, the film mechanism of modulation can explain the radar imaging of ITW.

Here we analyse IW measurements carried out in August 1994 over ITW scales. The surface current deduced from moored thermistor chain measurements of the thermocline displacement conducted on 08.08.1994 is presented in Fig. 11. Estimation of the IW phase velocity (see, above) enabled us to interpret the time series of thermistor measurements as a function of distance across the shelf. The smoothed curve in Fig. 11 demonstrates the low-frequency (large-scale) internal tide oscillations. Calculated profiles of the relative surfactant concentration and corresponding variations of film pressure based on an undisturbed film pressure value $\pi_0 = 0.75 \text{ mN/m}$ are also shown in Fig. 11.

The calculated film and combined contrasts (the last accounts for variations of the relative wind velocity due to orbital velocities of ITW, this correction is, however, quite small) are presented in Fig. 12 for surface wavelengths of 7 cm, 14 cm and 21 cm and for the wind conditions at the time of observations (wind direction 320° ; wind velocity 5.5 m/s). For comparison, variations of the surface wave spectrum for the unsmoothed velocity profile of Fig. 11 are presented. These are shown as dashed lines in Fig. 12, clearly demonstrating the significance of the straining (kinematic) effect for short-period IW and its insignificance for ITWs. From the model results presented it follows that for cm-scale waves the film contrast is negative and large, i. e. cm-scale waves are damped strongly over ITW troughs, over ITW crests the contrast is positive and comparatively weak.

Variations of the surfactant concentration, film pressure and film elasticity along the ITW profile can be considered as large-scale variations of background parameters. As it is seen from our model calculations presented above, positive contrasts in the wind wave spectrum due to short-period IW

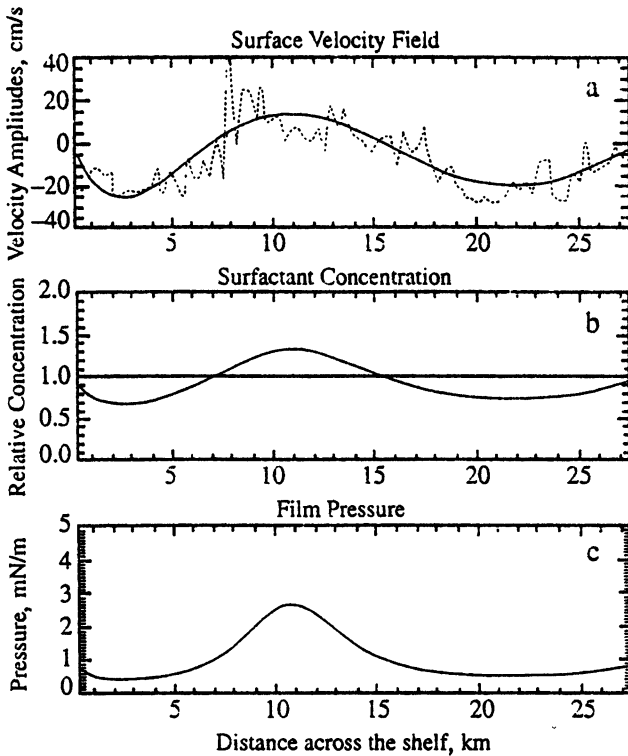


Fig. 11. Surface velocity field retrieved from the buoy thermistor measurements of August 8th, 1994 (smoothed and unsmoothed profiles), and corresponding calculated variations of surfactant concentration and film pressure across the shelf (from *Ermakov et. al.*, 1998)

decrease and negative contrasts increase when the film pressure values increase (see Fig. 8). One, therefore, can assume that short-period IW can exhibit different types of SAR signatures in different phases of ITW. Usually the most intense short-period IW trains are observed on the rear slopes and troughs of ITW. Then transition from positive/negative IW signatures to negative signatures can occur within one IW wavetrain. It is seen from the model calculations presented in Fig. 12 and usually occurs in SAR images, especially those in which ITW manifestations are prominent.

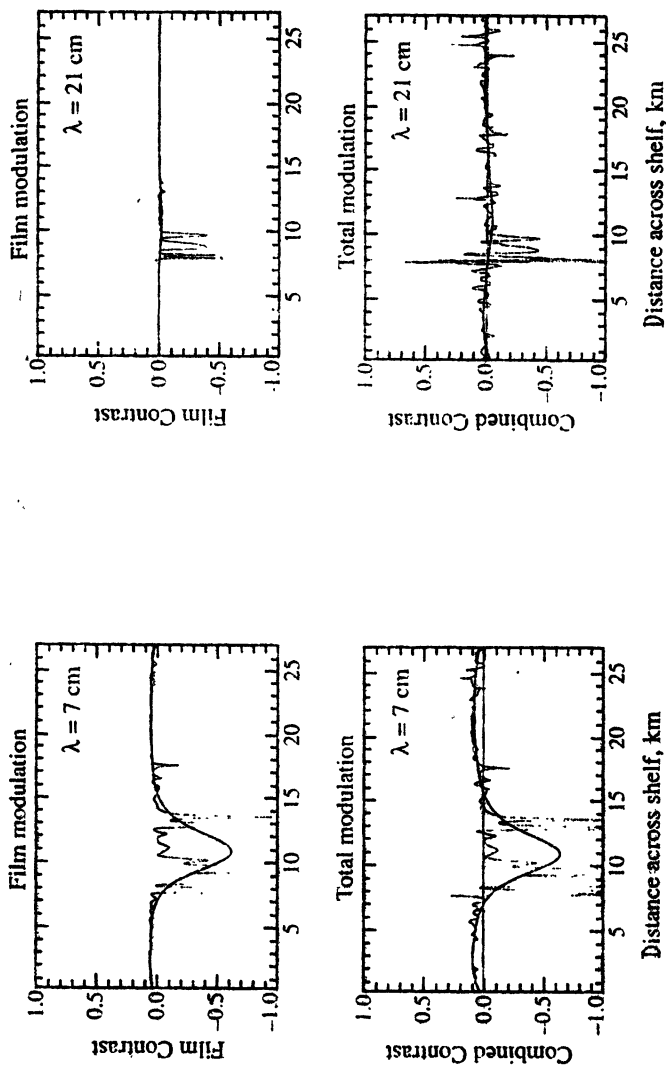


Fig. 12. Model variations of the surface wave spectrum at given surface wavelengths 7 cm (ERS-1 SAR Bragg wavelength) and 21 cm. The model results are presented for the conditions observed in SAR image shown in Fig. 1: (wind velocity 5.5 m/s, direction 320°). The solid lines correspond to the spectrum variations due to ITW alone, while the dotted lines are for the unsmoothed surface-velocity field and incorporate effects from both short-period and internal tidal waves (from Ermakov *et al.*, 1998)

6. Conclusions

Analysis of SAR images has revealed three types of SAR signatures of short-period IW in coastal zones, corresponding to positive/negative, negative and positive sign variations of radar backscatter. Radar contrasts decrease with wind. At low to moderate wind velocities (higher than 2 m/s) double and single negative signatures are observed for range propagating IWs; for azimuth propagating IW the negative signatures prevails.

Field observations of the IW surface manifestations in coastal zones showed that slick bands occur over IW troughs. Measurements of film pressure and film elasticity proved that surfactant concentration over IW troughs is higher than over IW crests, thus evidencing in favour of the film origin of these slick bands.

Model calculations of modulation of short wind waves by IW taking into account both the kinematic and film effects were conducted for typical parameters of IWs and films. The hydrodynamic effect predicts positive/negative variations of the surface wave spectrum, and the film effect is responsible mainly for negative variations. The relation between the two effects depends on the surface wavelength, wind velocity and film parameters. For dm-scale waves travelling at small angles to IW, and for low to moderate winds, the kinematic and film effects are comparable in magnitude and their combined effect leads to positive/negative contrasts. The film contrast is dominant for cm-scale waves and for dm-scale waves in the case of azimuth travelling Iws.

SAR images of shelf zones show large scale banded structures with characteristic wavelengths of 10–20 km, representing surface manifestations of internal tidal waves. The effect of radar imaging of ITW can be explained by modulation of cm-dm-scale surface waves caused by the redistribution of surface-active substances by internal tidal currents.

Acknowledgments. We are very grateful to Dr. S. Kijashko for laboratory measurements of film damping, and the Oceanography Group of the University of Lisbon kindly provided the thermistor chain data records. This work constitutes part of the EU MASTII supported MORENA project contract MAST2-CT93-0065. The EU Human Capital and Mobility program (ERSBCHBITC941008), the Portuguese JNICT, the Winfrith Technology Centre, and also the Russian Foundation of Basic Research (project 96-05-65087) and INTAS (project 96-1665) are gratefully acknowledged for partial support. ERS-1,-2 SAR image data were provided by ESA as part of the AO project AO2.UK123.

References

- Alpers W.* Theory of radar imaging of internal waves // *Nature*. 1985. V. 314. P. 245–247.
- Apel J. R. and Gonzalez F. I.* Nonlinear features of internal waves off Baja California as observed from SEASAT imaging radar // *J. Geo. Reas.* 1983. V. 88 (C7). P. 4459–4466.
- Baines P. G.* On internal tide generation models // *Deep-Sea Research*. 1982. V. 29 (3A). P. 307–338.
- Barger W. R. and Means J. C.* Clues to the structure of marine organic material from the study of physical properties of surface films // *Marine and Estuarine Geochemistry* / Ed. by A. C. Sigeo and A. Hattori, Lewis, Chelsea, 1985. P. 47–67.
- Basovich A. Ya., Bachanov V. V., and Talanov V. I.* Effect of intense internal waves on wind waves (a kinematic model) // *The action of large-scale internal waves on the sea surface*. Gorky: Institute of Applied Physics, 1982. 252 p.
- Basovich A. Ya., Bachanov V. V., Bravo-Zhivotovsky D. M., Dolin L. S., Zhidko Yu. M., Zaitsev A. A., Zavolsky N. A., Zuikova E. M., Kelbaliqhanov B. F., Luchinin A. G., Nurozhnyj V. V., Titov V. I., and Smagin A. B.* The effect of short trains of intense internal waves on wind waves: *Doklady AN SSSR*, 1985. V. 283. P. 209–212.
- Bock E. J. and Frew N. M.* Static and Dynamic response of Natural Multicomponent Oceanic Surface Films to Compression and Dilution: Laboratory and Field Observations // *J. Geoph. Res.* 1993 V. 98 (C8). P. 14599–14617.
- da Silva J. C., Jeans D. R. G., Robinson I. S., and Sherwin T. J.* The application of near real time ERS-1 SAR data for predicting the location of Internal Waves at Sea // *Int. J. of Remote Sensing*. 1997. P. RES120408.
- da Silva J. C., Ermakov S. A., Robinson I. S., Jeans D. R. G. and Kijashko S. V.* The role of surface films in ERS SAR signatures of Internal Waves. I. Short-Period Internal Waves // *J. Geophys. Research*. 1998. V. 103 (C4). P. 8009–8031.
- Ermakov S. A. and Pelinovsky E. N.* Variation of the spectrum of wind ripple on coastal waters under the action of internal waves // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 1984. V. 8. P. 95–100.
- Ermakov S. A., Zujkova A. M., Panchenko A. R., Salashin S. G., Talipova T. G., and Titov V. I.* Surface film effects on short wind waves // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 1986. V. 10. P. 31–50.
- Ermakov S. A., Salashin. S. G., and Panchenko A. R.* Film slicks on the sea surface and some mechanisms of their formation // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 1992. V. 16. P. 279–304.
- Ermakov S. A., Kijashko S. V. and Konnov I. G.* Laboratory study of the damping of gravity-capillary waves on the water surface, covered with insoluble monomolecular films: Preprint Institute of Applied Physics № 382. 1995.
- Ermakov S. A., da Silva J. C., and Robinson I. S.* The role of surface films in ERS SAR signatures of internal waves on the shelf. II. Internal (Tidal) Waves // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103 (C4). P. 8033–8043.
- Frew N. and Nelson R.* Isolation of marine microlayer film surfactants for ex situ study of their surface physical and chemical properties // *J. Geophys. Res.* 1992^a. V. 97 (C4). P. 5281–5290.

- Frew N. and Nelson R.* Scaling of marine microlayer film surface pressure-area isotherms using chemical attributes // *J. Geophys. Res.* 1992^b. V. 97 (C4). P. 5291–5300.
- Fu L. L. and Holt B.* Seasat views oceans and sea ice with synthetic-aperture radar // *JPL Publ.* 1982. 81-120, 26-41.
- Garret W. D.* Collection of slick forming materials from the sea surface // *Limnol. Oceanogr.* 1965. V. 10. P. 602–605.
- Gasparovic R. F., Apel J. R., Thompson D. R., and Tochko J. S.* A comparison of SIR-B Synthetic Aperture Radar Data with Ocean Internal Wave Measurements // *Science.* 1986. P. 1529–1531.
- Hasselmann K.* Weak interaction theory of ocean waves, in *Basic developments in fluid dynamics* / ed. M. Holt, Academic press. N. Y. 1968. V. 2. P. 117–182.
- Holliday D., Gaetan St-Cyr, and Woods Nancy C.* A radar ocean imaging model for small to moderate incidence angles // *Int. J. of Remote Sensing.* 1986. V. 7. № 12. P. 1809–1834.
- Hughes B. A. and Grant,* 1978. The effect of internal waves on surface wind waves. I. Experimental Results // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. P. 443–454.
- Keller W. C. and Wright J. W.* Microwave scattering and the straining of wind-generated waves // *Radio Sci.* 1975. V. 10. P. 139–147.
- Levich V. G.* *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliff. 1962. 591 p.
- Lucassen-Reynders E. H. and Lucassen J.* Properties of capillary waves // *Adv. Col. Interface Science.* 1969. V. 2. P. 347–395.
- Maxworthy T.* A note on the internal solitary waves produced by tidal flow over a three-dimensional ridge // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 94. P. 338–346.
- Onstott R. and Rufenach C.* Shipboard active and passive microwave measurements of ocean surface slicks off the southern California coast // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97 (C4). P. 5315–5323.
- Pingree R. D. and New A. L.* Structure, seasonal development and sunglint spatial coherence of the internal tide on the Celtic and Armorican shelves and in the Bay of Biscay // *Deep-Sea Res.* 1995. V. 42. P. 245–284.
- Scoon A., Robinson I. S., and Meadows P. J.* Demonstration of an improved calibration Scheme for ERS-1 SAR imagery using a scatterometer wind model // *Int. J. of Remote Sensing.* 1996. V. 17, № 2. P. 413–418.
- Sturdy G. and Fischer W.* Surface tension of slick patches near kelp beds // *Nature.* 1966. V. 211. P. 951–952.
- Thompson D. R. and Gasparovic R. F.* Intensity modulation in SAR images of internal waves // *Nature.* 1986. V. 320. P. 345–348.
- Vescky J. F. and Stewart R. H.* The observation of ocean surface radar phenomena using imagery from the Seasat Synthetic Aperture Radar: An assessment // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P. 3397–3430.

Авиационные лидарные методы исследования вертикальной структуры оптических характеристик верхнего слоя океана

Ю. А. Гольдин, А. Г. Лучинин

Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва,
Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

Дан обзор современного состояния разработок лидарных методов исследования оптических характеристик верхнего слоя океана с воздушных носителей. Приведены теоретические модели и описаны экспериментальные результаты, полученные различными исследовательскими группами в России и за рубежом с помощью лидаров различного типа. Выделены три группы применяемых лидаров: лидары для регистрации сигнала обратного рассеяния на несмещенной длине волны, лидары, регистрирующие спектр флуоресценции морской воды и ее примесей, и лидары, в которых при приеме используются две взаимно ортогональные поляризации сигнала обратного рассеяния. Показано преимущество последнего типа лидаров для регистрации пространственного распределения вертикальной стратификации оптических характеристик.

Введение

Авиационные лидары используются при проведении океанологических исследований, подспутниковых измерений в различных районах океана, экологического мониторинга акваторий, испытывающих повышенную антропогенную нагрузку, а также при батиметрической съемке прибрежной мелководной зоны континентального шельфа. Привлекательность авиационных лидарных методов обусловлена возможностью быстрого сбора оперативной информации о различных поверхностных и подповерхностных процессах на значительных акваториях. Важно отметить, что за счет высокой скорости сбора данных эти методы дают уникальную возможность получить синоптическую картину пространственного распределения измеряемых характеристик, практически не искаженную временной изменчивостью. Кроме того, они позволяют проводить измерения на мелководных акваториях со сложным рельефом, например вблизи прибрежных рифов, где проведение исследований с судов затруднено или вообще невозможно.

Одна из наиболее актуальных задач лазерного зондирования океана – регистрация вертикального распределения различных характе-

ристик в толще морской воды, в том числе определение положения и характеристик подповерхностных светорассеивающих слоев. В основе лидарных методов регистрации вертикальных профилей характеристик морской воды лежит анализ временной формы сигнала обратного рассеяния (СОР), возникающего при зондировании толщи океанской воды коротким лазерным импульсом¹. Поэтому предназначенные для исследования вертикальных распределений лидары должны обеспечивать регистрацию СОР с высоким временным разрешением. Будем называть такие лидары импульсными².

Импульсные авиационные лидары для проведения океанологических исследований начали применять в конце 60-х годов [1]. Все последующие годы основное направление развития импульсных авиационных лидаров было связано с лазерной батиметрией. К настоящему времени в области лазерной батиметрии достигнуты значительные успехи, нашедшие практическое воплощение в целом ряде стран [2–6].

Одновременно с исследованиями по лазерной батиметрии проводились работы по созданию импульсных лидарных методов определения различных оптических характеристик верхней толщи вод океана и регистрации вертикальных распределений этих характеристик. При проведении натурных исследований возможности определения вертикальных профилей оптических характеристик воды использовались модернизированные батиметрические лидары или универсальные исследовательские импульсные лидары, включающие батиметрический канал и канал с регистрацией временной зависимости мощности или какой-либо другой характеристики СОР.

Амплитуда и форма СОР определяется величинами и вертикальным распределением оптических характеристик морской воды. Однако существование корреляционных связей гидрооптических характеристик с концентрацией взвешенных в морской воде частиц и растворенного вещества, а также с целым рядом биологических, гидрохимических и гидрологических характеристик, позволяет определять с помощью лидаров не только оптические характеристики воды, но исследовать также содержание и распределение в толще воды биопродукции и минеральной взвеси [7–9], различных растворенных веществ [9, 10], регистрировать слои повышенной мутности и определять их характеристики [11–14], изучать внутренние волны и океанские фронты [9, 15–17], контролировать процессы антропогенного загрязнения океана [18].

¹ В литературе, особенно зарубежной, сигнал обратного рассеяния часто называют эхосигналом. В данном случае эти термины полностью эквивалентны.

² В спектральных или флуоресцентных лидарах, в которых зондирование производится также лазерным импульсом, регистрируется обычно только проинтегрированный по времени спектр СОР.

Необходимость учета большого количества факторов, влияющих на СОР, приводит к значительным сложностям при построении достаточно точных и пригодных для практического применения алгоритмов определения вертикальных профилей характеристик воды по данным импульсного лазерного зондирования. Интерпретация результатов измерений существенно усложняется при проведении зондирования с авианосителя, когда СОР испытывает случайные искажения за счет двойного прохождения лазерного излучения через взволнованную поверхность воды. В подавляющем большинстве выполненных к настоящему времени работ по определению с авианосителя вертикальных профилей различных характеристик воды поверхность предполагается гладкой. Это приводит к снижению точности измерений, возможности неоднозначной интерпретации результатов измерений и потере значительной части данных измерений, испорченных поверхностью и отбрасываемых при обработке. В последнее время теоретические исследования прохождения лазерных импульсов через взволнованную поверхность проводятся весьма интенсивно. Тем не менее проблема создания адекватных моделей лидарного СОР, алгоритмов решения обратных задач и разработка методов контроля и снижения влияния взволнованной поверхности воды на данные лидарных измерений с авианосителя остается крайне актуальной.

В данной работе рассмотрено современное состояние проблемы разработки авиационных лидарных методов исследования вертикальной структуры различных характеристик воды.

Уравнение оптической локации

Возможности океанологических лидаров как средства диагностики оптических характеристик подповерхностного слоя воды обусловлены наличием в воде обратного рассеяния. Именно в СОР содержится информация об этих характеристиках, и на ее расшифровку и правильную интерпретацию должны быть направлены усилия при создании теоретических моделей и обработке экспериментальных данных. Здесь приведем без вывода выражение для СОР воды, представляющее собой обобщение выражения, полученного Долиным и Савельевым для подводного оптического локатора [19]. Это уравнение, так же как и в [19] получено на основе теоремы оптической взаимности и малоуглового решения уравнения переноса излучения (справедливость которого для морской воды и трасс распространения, представляющих интерес с точки зрения практического применения лидаров, неоднократно проверялась экспериментально и Монте-Карло моделированием). Оно имеет вид:

$$P(t) = \frac{W_0 \Sigma_r \Omega_r m^2}{4\pi} \int_0^\infty dZ \sigma_\pi(Z) \iint d\mathbf{r}_\perp E_e(\mathbf{r}_\perp, Z) \times \\ \times E_r(\mathbf{r}_\perp, Z) f\left(t - \frac{2}{c}(H + mZ) - \frac{\Delta Z q}{c}\right), \quad (1)$$

где $P(t)$ – зависимость мощности регистрируемого сигнала от времени; W_0 – энергия зондирующего импульса; Σ_r и Ω_r – площадь приемной апертуры и ширина приемной диаграммы; m – коэффициент преломления воды; $q = (m - 1)/m$; $\sigma_\pi(Z)$ – зависимость от глубины коэффициента обратного рассеяния (которое предполагается диффузным); E_e , E_r – распределения освещенности, создаваемые в горизонтальной плоскости на глубине Z зондирующим пучком (излучателем) и фиктивным источником единичной начальной мощности с такими же, как у приемника, пространственно-угловыми характеристиками; $f(t)$ – функция, описывающая форму зондирующего импульса, нормированная на единицу; ΔZ – поправка к запаздыванию, являющаяся функцией условий на границе и поперечных координат и обусловленная случайным изменением оптической длины пути для элементарного луча при наличии поверхностного волнения; H – высота расположения лидара над средним уровнем поверхности. Для простоты в дальнейшем положим (как это обычно и делается) $f(t) = \delta(t)$, что допустимо, если длительность зондирующего импульса много меньше времени свободного пробега фотона в воде.

Несмотря на внешнюю похожесть уравнения (1) и соответствующего выражения для чисто подводной трассы лоцирования, оно имеет несколько иное физическое содержание. В самом деле, в силу случайного характера поверхностного волнения распределения $E_{e,r}(\mathbf{r}_\perp, Z)$ и $\Delta Z(\mathbf{r}_\perp)$ также имеют случайный характер, и функция $P(t)$ приобретает смысл случайной реализации сигнала обратного рассеяния. Поэтому попытки извлечения информации об оптических характеристиках зондируемого слоя воды из этой функции должны проводиться с учетом ее статистических характеристик. Явные выражения для $E_{e,r}(\mathbf{r}_\perp, Z)$ и $\Delta Z(\mathbf{r}_\perp)$ имеют вид:

$$E_{e,r} = \frac{T}{m} \int \dots \int F_{e,r} \left\{ \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 \frac{Z + \xi(\mathbf{r}_1)}{m_1} + \mathbf{k}_1 [Z - \xi(\mathbf{r}_1)] \right\} \Phi(k_2, Z + \xi) \times \\ \times \exp \left\{ -i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_\perp) + i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 + i\mathbf{k}_2 \bar{\eta}(\mathbf{r}_1) [Z + \xi(\mathbf{r}_1)] q \right\} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{r}_1; \quad (2)$$

$$\Delta Z = \xi(\mathbf{r}_1) + \xi(\mathbf{r}_2), \quad (3)$$

где T – коэффициент пропускания границы; F_{er} – фурье-трансформанты пространственно-углового распределения источников излучения, $(2\pi)^4 \Phi(k, Z)$ – спектр поперечного распределения освещенности, создаваемого на глубине Z точечным мононаправленным источником света при нормальном падении на границу; $\bar{\eta}(r_{1,2})$ и $\xi(r_{1,2})$ уклоны и возвышения поверхности в точке с координатами $r_{1,2}$ и, вообще говоря, в момент времени t .

Эти выражения также справедливы в пределах применимости малоуглового приближения и одновременно описывают эффекты многократного рассеяния и поглощения света в воде (функция $\Phi(k, Z)$ является некоторым интегралом от функции Грина уравнения переноса излучения и с точностью до постоянного коэффициента совпадает с частотно-контрастной характеристикой слоя воды толщиной Z [20]) и эффекты, связанные с двукратным прохождением света через взволнованную поверхность: фокусировку света, изменение оптического пути и, как следствие, изменение запаздывания импульса и его ослабления, а также корреляционные связи между этими явлениями. Все эти эффекты, порожденные поверхностным волнением, приводят к появлению дополнительного шума в СОР, который имеет мультипликативный характер, и его влияние не может быть скомпенсировано простым увеличением энергетического потенциала лидара. К характеристике этих шумов и возможных способов борьбы с ними мы обратимся несколько позже, а сейчас отметим одно важное обстоятельство. При достаточно большом временном или (и) пространственном усреднении влияние флуктуаций, вызванных волнением, может быть минимизировано, но с одной существенной оговоркой. Статистически средняя величина СОР отнюдь не равна величине сигнала, которая бы имела место в случае гладкой границы. Это смещение оценки величины сигнала при статистическом усреднении вызвано корреляционными связями между выходящими из-под поверхности и проникающими в воду световыми полями и получило название эффекта усиления обратного рассеяния (УОР)³ [21–24, 32]. Этот эффект заметен при малых глубинах и быстро спадает с увеличением глубины зондирования. Поэтому для глубин, больших 10 м, при оценке статистически средней величины сигнала можно поль-

³ Впервые эффект усиления обратного рассеяния в волновой постановке, применительно к световым полям, был описан в работе [25], дважды преломленным взволнованной поверхностью, – в [21]. В этой же работе, по-видимому впервые, сформулировано уравнение оптической локации с учетом взволнованной поверхности в приближении эквивалентного фазового экрана (без учета возвышений). В дальнейшем эффект усиления в разной постановке исследовался рядом авторов; обзор различных проявлений этого эффекта применительно к лидарам содержится в монографии [32].

зоваться локационным уравнением в приближении гладкой границы раздела⁴. Однако для малых глубин или для лидаров, использующих СОР, проинтегрированный по глубине, учет этого эффекта необходим.

Отметим еще несколько особенностей приведенных выше формул. По своему смыслу и вследствие заложенных при их выводе предположений они справедливы практически для всех, не выходящих за пределы малоуглового приближения конфигураций лидара. В частности, с этой оговоркой они применимы при произвольном соотношении угловых диаграмм приемника и излучателя и при любой их форме, при произвольной величине базы (расстояния между приемником и излучателем), причем не обязательно, чтобы она находилась в горизонтальной плоскости – излучатель может быть расположен выше или ниже приемника. Все эти особенности учитываются соответствующим заданием функций F_e , F_r (понятно, что в случае разных высот расположения излучателя и приемника в формулах для E_e , E_r должны фигурировать разные величины высоты H).

Но, быть может, более важное свойство приведенных формул заключается в том, что они могут быть применены для описания более широкого класса приборов, чем это может показаться на первый взгляд. При их написании молчаливо предполагалось, что речь идет о режиме монохроматического зондирования в неполяризованном свете. Между тем существует ряд важных модификаций лидаров, устройство которых и, главное, алгоритмы извлечения информации предполагают использование либо многочастотного (полиспектрального) приема, либо использование поляризованного света. Оказывается, приведенные формулы с небольшой модификацией могут быть применены и для этих случаев. В частности, они справедливы для описания флуориметрических лидарных измерений, при этом величина σ_x имеет смысл коэффициента, пропорционального сечению обратного рассеяния флуоресценции, а E_e и E_r – распределения освещенности, создаваемые излучателем и фиктивным источником с параметрами приемника при излучении на длине волны флуоресценции [26]. Аналогичное утверждение можно сделать и в отношении лидара, работающего в поляризованном свете. В этом случае коэффициенту σ_x следует придать смысл соответствующего элемента матрицы рассеяния поляризованного света, а функциям E_e и E_r – распределений освещенности, создаваемых источниками с соответствующей поляризацией излучения. Мы еще вернемся к проблеме описания рабочих характеристик лидара в поляризованном

⁴ Разумеется, это не означает, что там, где мал эффект УОР, можно пренебречь и флуктуациями сигнала. Их необходимо учитывать во всем рабочем диапазоне глубин зондирования, поскольку именно они определяют предельные возможности лидара по диагностике неоднородностей водной среды.

свете, а сейчас приведем наиболее популярную формулу, используемую для описания работы океанологических лидаров, которая следует из формул (1)–(3) в пренебрежении поверхностным волнением и при ширине приемной диаграммы много больше характерной угловой ширины зондирующего пучка с учетом его рассеяния в воде и для любых глубин зондирования. Формально переход к этому приближению достигается, если положить в формулах (2), (3) $\eta = 0$, $\xi = 0$ и устремить ширину приемной диаграммы при задании функции F , к бесконечности. В этом случае уравнение оптической локации приобретает вид

$$P\left(t = \frac{2H + 2Zm}{c}\right) = A\sigma_{\pi}(Z) \frac{\exp(-2 \int_0^Z \kappa_l(l) dl)}{(mH + Z)^2}, \quad (4)$$

где A – коэффициент, не зависящий от времени и определяемый характеристиками лидара, κ_l – "малоугловой" коэффициент поглощения [27, 28], определяемый следующим соотношением:

$$\kappa_l = \kappa + (1 - \beta)\sigma,$$

где κ – коэффициент истинного поглощения воды, σ – коэффициент объемного рассеяния, β – параметр индикатрисы рассеяния, равный доле энергии, рассеиваемой элементарным объемом среды в интервал углов в пределах малоуглового приближения (как правило, менее 45°) [20]. Как видно из этих формул, по характеристикам импульса обратного рассеяния (при наличии некоторой априорной информации) можно судить о вертикальном профиле коэффициента обратного рассеяния или (в предположении об однородности оптических свойств по глубине) о коэффициенте поглощения воды (в силу малости коэффициента $(1 - \beta)$). В целом ряде работ для обозначения показателя экспоненты в (4) используется термин "эффективный показатель ослабления" k_l . Строго говоря, k_l зависит от κ , σ и эффективной ширины приемной диаграммы $H\Omega_r/2$: $k_l = \kappa + \sigma f(\kappa, \sigma, H\Omega_r/2)$. В зависимости от $H\Omega_r/2$ величина f меняется от 1 до 0. При малом значении эффективной ширины приемной диаграммы $k_l \approx \epsilon$, где $\epsilon = \kappa + \sigma$ – показатель ослабления света морской водой, при достаточно большом $k_l \approx \kappa$, в промежуточных слоях $k_l \approx \alpha \downarrow$, где $\alpha \downarrow$ – показатель вертикального ослабления облученности. Более подробно возможности дистанционного измерения указанных характеристик лидарными методами будут рассмотрены в следующем разделе.

Очевидно, что получить надежную априорную информацию, необходимую для правильной расшифровки сигнала обратного рассеяния, можно далеко не всегда. Поэтому существует острая потребность в разработке самодостаточных методов и средств оптического зондиро-

вания. Одним из этих методов является метод наклонных трасс [9, 28], который предполагает одновременное зондирование среды по вертикальной и наклонной трассам, что позволяет независимо восстановить профили σ_x и κ_1 . При всей привлекательности этого способа зондирования он обладает тремя существенными недостатками. Первый связан с потерей эффективной мощности при расщеплении зондирующего пучка или последовательном изменении угла зондирования, второй – с невозможностью выйти за пределы "малоугловых" характеристик воды. Кроме того, его использование предполагает однородность распределения оптических характеристик в горизонтальной плоскости в масштабах разнесения зондирующих пучков, что реализуется далеко не всегда и может внести большую погрешность при измерении не только мелкомасштабной изменчивости, но и при усреднении результатов измерений по большой выборке.

В последние годы разрабатывается поляризационный метод импульсного зондирования, который имеет значительные преимущества. Аппаратурная реализация этого метода и некоторые результаты его применения в океанологических измерениях будут приведены ниже. Здесь остановимся на его теоретическом обосновании. Если допустить, что малоугловое приближение справедливо при векторном описании светового поля [29, 30], то выражения, аналогичные (4), можно получить для первых двух параметров Стокса. В этом случае коэффициент обратного рассеяния, как отмечалось выше, имеет смысл соответствующего элемента матрицы рассеяния, а коэффициенты β (разные для каждого параметра Стокса) имеют смысл интегралов от угловых зависимостей диагональных элементов матрицы по малым углам рассеяния. Тогда для коэффициента поляризации COP со всеми перечисленными выше оговорками можно получить следующее выражение [31]:

$$p = \frac{D_{22}(\pi, Z)}{D_{11}(\pi, Z)} \exp\left(-2 \int_0^Z \zeta(l) \sigma(l) dl\right), \quad (5)$$

где

$$\zeta = 0.5 \int_0^\infty (D_{11} - D_{22}) \gamma d\gamma$$

и D_{ii} – диагональные элементы матрицы рассеяния. Из физических соображений можно предположить, что изменчивость $D_{11}(\pi, Z)/D_{22}(\pi, Z)$ и $\zeta(Z)$ по сравнению с изменчивостью $\sigma(Z)$ относительно невелика. В этом случае из временной зависимости степени поляризации удастся восстановить вертикальный профиль полного показателя рассеяния воды [31]:

$$\sigma(Z) = -\frac{1}{\zeta} \frac{d}{dt} \ln p(Z). \quad (6)$$

Располагая этой функцией, можно (имея в своем распоряжении сигналы обратного рассеяния для двух скрещенных поляризаций) рассчитать коэффициенты обратного рассеяния и поглощения. Строго говоря, сделанное предположение абсолютно справедливо, если с глубиной меняется только концентрация рассеивающих частиц, но не их вид. Ситуация, когда в зависимости от глубины изменяется качественный состав гидрозоля, требует дополнительных исследований, включающих измерения элементов матрицы рассеяния морской воды. В любом случае детальное исследование малоугловой матрицы рассеяния представляется необходимой частью развития лидарных поляризационных методов зондирования.

Далее мы обсудим методы измерений, способы их реализации и полученные экспериментальные данные, опубликованные в доступных авторам источниках.

Экспериментальные исследования

Практическая реализация импульсных лидарных методов определения характеристик морской воды и их вертикальных профилей сопряжена с целым рядом трудностей. Большая скорость спада уровня СОР с глубиной обуславливает требование предельно возможного расширения динамического диапазона регистрации сигнала. Во многих случаях глубина зондирования определяется не порогом чувствительности приемной системы, а ограниченностью её динамического диапазона.

Приемно-регистрирующая аппаратура должна обеспечивать регистрацию малых изменений уровня мощности СОР, вызванных неоднородностями в вертикальном распределении характеристик воды, при условии изменения СОР в широком динамическом диапазоне. Относительно мощный импульс отражения от поверхности приводит к перегрузкам приемной системы и искажениям формы СОР на начальном участке.

Из-за двукратного прохождения излучения через взволнованную поверхность возникают случайные флуктуации сигнала. Эффекты, обусловленные взволнованной поверхностью, подробно рассмотрены в следующем разделе.

Кроме того, нужно учитывать, что измерения с помощью авиационного лидара – это косвенные измерения. Сходные изменения формы СОР могут быть вызваны различными причинами. Поэтому при проведении съемки заданного района с использованием авиационного лидара для упрощения интерпретации и повышения достоверности получаемых результатов целесообразно в ряде опорных точек провести сопутствующие судовые измерения с погружаемыми приборами. А на этапе отработки соответствующего метода и аппаратуры сопутствующие судовые измерения абсолютно необходимы.

Все развитые к настоящему времени импульсные лидарные методы дистанционного определения характеристик морской воды и их вертикальных профилей можно разделить на три группы:

- методы, основанные на анализе временной зависимости мощности СОР на несмещенной длине волны λ_0 (λ_0 – длина волны зондирующего лазерного импульса);

- методы дистанционной кинетической лазерной спектроскопии, в которых анализируется временная зависимость СОР на смещенных длинах волн λ (например, на длине волны, возбужденной зондирующим лазерным импульсом флуоресценции морской воды или рамановского рассеяния);

- поляризационные методы, в которых информация извлекается из временной зависимости состояния поляризации СОР, возникающего при зондировании морской воды лазерным импульсом с определенной (например, линейной) поляризацией.

Исследования с лидарами, регистрирующими временную форму СОР на несмещенной длине волны

Большая часть опубликованных работ выполнена с лидарами, в которых регистрируется временная зависимость мощности $P(t)$ на несмещенной длине волны λ_0 . Среди них отметим исследования сотрудников ИОФ РАН [11, 32, 33], использовавших лидары с зондирующим импульсом на $\lambda_0 = 532$ нм и регистрировавших временную форму всего СОР, или (путем введения временного стробирования) мощность СОР в заданные моменты времени. Натурные исследования, проведенные в Черном, Каспийском и арктических морях, позволили зафиксировать различные особенности в форме эхосигнала, связанные с неоднородностями вертикальной структуры характеристик воды.

Работы [34, 35] посвящены исследованиям в прибрежной акватории с сильной пространственной изменчивостью характеристик воды. Исследования проводились с авиационным лидаром, созданным на основе импульсного лазера на парах меди ($\lambda_0 = 510$ нм, частота повторения зондирующих импульсов $f_n = 12\text{--}16$ кГц). Использование в регистрирующей системе анализатора быстропротекающих процессов (АБП) позволило записывать временную форму СОР и проводить измерения с высоким пространственным разрешением. Сообщается о регистрации различных пространственных неоднородностей, связанных с выбросом осадочного материала, и их распределений по пространству и глубине. Указанные исследования, к сожалению, не сопровождалось сопутствующими судовыми измерениями, что существенно затруднило анализ и интерпретацию полученных результатов.

Обстоятельные натурные исследования по определению оптических характеристик морской воды, их пространственного распределения и вертикальных профилей проведены австралийскими учеными [12, 36, 37]. Для исследований использован модифицированный батиметрический лидар WRELADS II (Weapons Research Establishment Laser Airborne Depth Sounder). Лидар имел следующие технические характеристики: $\lambda_0 = 532$ нм, $W_0 = 5$ мДж, длительность зондирующего импульса $\Delta t_{0,5} = 5$ нс, $\Sigma_r = 3,2 \times 10^{-3}$ м², $\Omega_r = (1-40)$ мрад, дискретность оцифровки эхосигнала 2 нс. Для устранения импульса отражения от поверхности воды зондирующий лазерный пучок отклонялся от направления в надир на 15° . Высота полета при проведении измерений составляла $H = 500$ м.

Использованные авторами этих работ лидарные методы определения оптических характеристик воды базируются на уравнении (4). Для случая вод с однородными по глубине Z оптическими свойствами и гладкой поверхностью его можно записать в виде [36, 38]

$$P(Z=ct/2) = B \exp(-2k_l Z),$$

где $B = (AT^2 \sigma_\pi) / (mH + Z)^2$ – параметр обратного рассеяния, A – постоянный коэффициент, величина которого зависит только от характеристик лидара. При стабильных параметрах аппаратуры и высоте полета коэффициент σ_π связан с параметром B линейной зависимостью. Это дает возможность при соответствующей калибровке лидара находить по зарегистрированной величине B абсолютное значение σ_π . Для определения полного показателя рассеяния σ в [37] предложен двухугловой метод. Как отмечалось выше, для эффективного показателя ослабления справедливо выражение $k_l = \kappa + \sigma f(\kappa, \sigma, H\Omega_r / 2)$, где f в зависимости от $H\Omega_r / 2$ меняется от 1 до 0. По временной зависимости $P(t)$, зарегистрированной для двух значений Ω_r – малого и большого, рассчитываются соответствующие значения эффективного показателя ослабления k_s и k_L . Величина σ определяется по номограммам, построенным с использованием результатов численных расчетов методом Монте-Карло [37–39]. Результаты натурных экспериментов, проведенных с $\Omega_r = 6$ мрад и 25 мрад и сопровождавшихся сопутствующими судовыми измерениями, подтвердили работоспособность метода.

В работе [36] в результате анализа большого объема данных натурных исследований горизонтальной пространственной изменчивости B и k , выполненных в различных акваториях с однородными по глубине водами и при достаточно большом Ω_r , так что $k \approx \kappa$, показано, что эти величины меняются согласованно и для них справедливо полученное ранее для атмосферного лидара [40] соотношение $B = C k^n$, где C – постоянный коэффициент, а величина показателя n остается постоян-

ной при изменении B и k в широких пределах для вод одного типа и меняется при переходе к водам другого типа. Предположив, что это соотношение справедливо также для случая вертикальной изменчивости, а при не слишком сильной стратификации n не зависит от Z , из (7) можно получить следующее выражение для $k(Z)$:

$$k(Z) = f(Z) / \left[\frac{1}{k_m} + (2/m) \int_Z^{Z_m} f(Z') dZ' \right], \quad (7)$$

где $f(Z) = \exp \{ [P(Z) - P(Z_m)]/Z \}$, Z_m – максимальная глубина, на которой зарегистрирован эхосигнал, а k_m – соответствующее этой глубине значение k . Форма СОР, зарегистрированного в стратифицированной по Z воде, и рассчитанный с использованием (7) профиль $k(Z)$ показаны на рис. 1. Профиль, приведенный на рис. 1, б хорошо согласуется с данными судовых измерений, выполненных одновременно с лидарными в той же точке акватории.

Алгоритм расчета $k(Z)$, основанный на соотношении (7), не может быть применен, если на разных глубинах расположены воды различных типов, и n существенно зависит от Z . Пример формы СОР, зарегистрированного в районе с ярко выраженной двухслойной структурой вод, где нижний слой характеризуется высокими значениями σ , показан на рис. 2. Расчет $k(Z)$ для этого случая провести не удастся. Однако положение верхней границы придонного слоя повышенной мутности по форме СОР определяется четко. Определенная таким образом глубина залегания слоя соответствует данным сопутствующих судовых измерений.

Эффективность использования авиационного лидара для регистрации положения подповерхностных светорассеивающих слоев и построения двумерных пространственных распределений их характеристик на протяженных трассах, как в шельфовой зоне, так и в открытых районах океана с относительно слабой вертикальной стратификацией, наглядно продемонстрирована в работе сотрудников Вэллопсовского летного центра НАСА [13]. Натурные исследования были проведены с использованием специально модифицированного лидара AOL (Airborne Oceanographic Lidar), обеспечивающего регистрацию формы СОР с высоким временным разрешением. AOL имел следующие технические характеристики: $\lambda_0 = 532$ нм, $W_0 = 300$ мДж, $\Delta t_{0,5} = 5$ нс, $\Sigma_r = 9 \times 10^{-2}$ м², $\Omega_r = 8$ мрад, дискретность оцифровки СОР 1нс. Для подавления излучения, отраженного от поверхности воды, оптическая ось системы отклонялась от направления в нади́р на 7°, а в приемной оптической системе устанавливался специально изготовленный пространственный фильтр. Измерения проводились в темное время суток при $H = 150$ м.

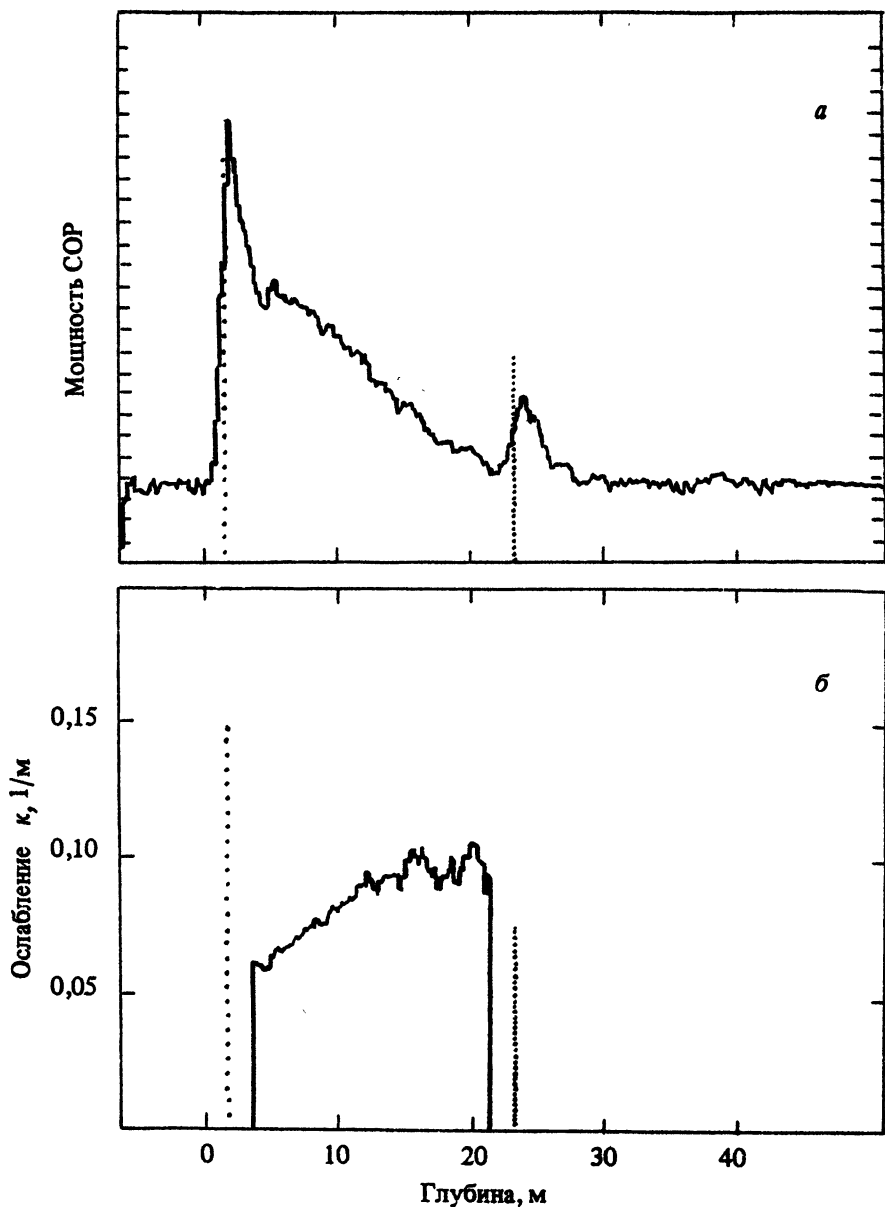


Рис. 1. Форма СОР, зарегистрированного лидаром WRELADS в неоднородных по глубине водах (а), и рассчитанный по ней профиль эффективного показателя ослабления $k(Z)$ (б) [12]

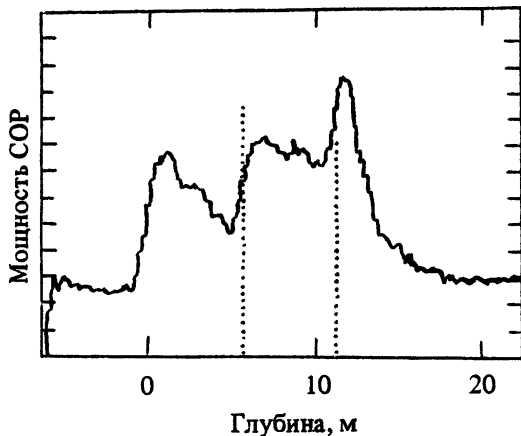


Рис. 2. Форма СОР, зарегистрированного лидаром WRELADS в водах с резко выраженной двухслойной структурой [12]

гидрозоля (в данном случае в водах Саргассова моря) создается компьютерная справочная матричная таблица, содержащая информацию о формах СОР для набора значений амплитуд в ключевом канале (т. е. в заданный момент времени t_k , отсчитываемого от начала эхосигнала). Положение ключевого канала выбирается на начале спада так, чтобы гарантировать в момент времени t_k отсутствие вклада отражения от поверхности. При проведении обработки СОР, зарегистрированного в водах с более высоким гидрозольным рассеянием, по значению амплитуды в ключевом канале в справочной таблице выбирается соответствующий "базовый сигнал чистой воды", который затем вычитается из конкретного СОР. Форму остаточного импульса, полученного в результате этой процедуры, в первом приближении можно интерпретировать как распределение по Z гидрозольной составляющей показателя обратного рассеяния морской воды, которое отражает распределение концентрации в воде взвешенных частиц. Кроме того, процедура вычитания снижает влияние на полученное распределение импульсной функции измерительной аппаратуры, существенно повышая пространственное разрешение по глубине.

Наиболее яркие результаты были получены в области прибрежного мелководного шельфа, характеризующегося наличием мощного придонного светорассеивающего слоя, образованного выносом терригенных частиц. На рис. 3 показана типичная для этого участка трассы форма СОР с импульсами, отраженными от светорассеивающего слоя

Трасса полета, пролегающая от берега до открытых районов океана, захватывала прибрежные шельфовые воды, воды континентального склона и прозрачные однородные воды Саргассова моря.

Для обработки СОР была использована развитая ранее для батиметрических измерений техника "вычитания базового сигнала". По данным измерений в водах с экстремально низкой концентрацией гидро-

и от дна. Двумерное пространственное распределение гидрозольной составляющей показателя обратного рассеяния, построенное по данным лидарных измерений для расположенного в зоне прибрежного шельфа участка протяженностью 3,6 км, показано на рис. 4. Наличие четко зафиксированного с помощью лидарных измерений подповерхностного шлейфа повышенной мутности подтверждено данными сопутствующих судовых измерений на отдельных станциях вдоль трассы полета.

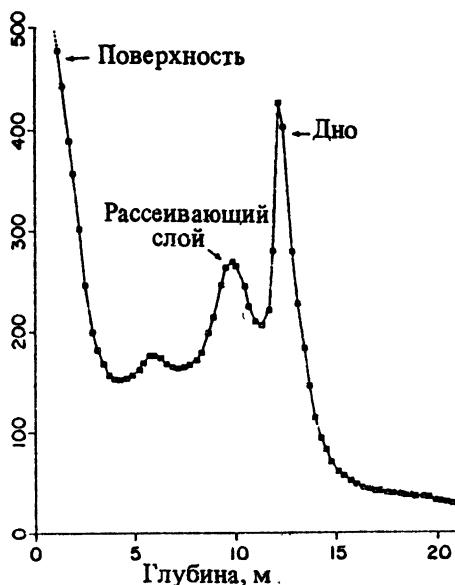


Рис. 3. Типичная форма COP, зарегистрированного лидаром AOL в водах зоны мелководного прибрежного шельфа, характеризующейся наличием мощного слоя повышенной мутности [13]

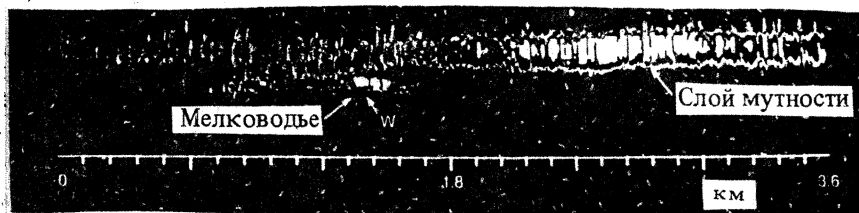


Рис. 4. Плотностная диаграмма пространственного распределения показателя обратного рассеяния на участке трассы полета, расположенном в зоне прибрежного мелководного шельфа. По вертикали отложена глубина, по горизонтали – расстояние вдоль трассы полета. Более светлые участки диаграммы соответствуют более высоким значениям показателя обратного рассеяния [13]

На аналогичных пространственных распределениях показателя обратного рассеяния, построенных для более глубоководных участков в зоне континентального склона, также проявились существенно более слабые подповерхностные светорассеивающие слои, обусловленные повышенной концентрацией фитопланктона.

Результаты работы [13] носят отчасти качественный характер, поскольку точные значения оптических характеристик воды не определялись, тем не менее они наглядно показали, что авиационные лидарные методы предоставляют огромные возможности для изучения подповерхностных слоев в океане.

В целом ряде лидарных экспериментов (например, [12, 13, 34–36]) в подповерхностных рассеивающих слоях и при пролете над областями повышенной мутности было зарегистрировано аномальное возрастание величины параметра обратного рассеяния B , линейно связанного с σ_x , которое не сопровождалось соответствующим ростом эффективного показателя ослабления k_i , близкого по величине к k . Такое возрастание B , как правило, количественно не согласуется с результатами сопутствующих судовых измерений и, как отмечено в [41, 42], противоречит характеру корреляционных связей оптических характеристик океанских вод, найденных различными авторами эмпирически.

В настоящее время нет удовлетворительного и подтвержденного экспериментально объяснения этому явлению, хотя и предложены различные модели качественного характера. В частности, авторами [41, 42] сформулирована так называемая двухкомпонентная модель экосигнала, в которой предполагается, что аномальное увеличение обратного рассеяния в водах с повышенной мутностью связано с особыми свойствами частиц, образующих подповерхностный слой и имеющих сильную анизотропию рассеяния в направлении назад. В недавней работе [43] при измерениях *in situ* был обнаружен узкий пик в индикатрисе рассеяния под углом, близким к 180° , что как будто подтверждает справедливость этого предположения. С другой стороны, объяснение такой анизотропии можно дать, и не привлекая соображений об особых свойствах частиц. Возможно, что пик в угловой зависимости показателя рассеяния при $\theta \approx 180^\circ$ может быть обусловлен эффектом УОР [25], который, в свою очередь, может проявиться и при лидарных измерениях с использованием совмещенной оптической системы, но лишь для небольших глубин, на которых велика доля однократно рассеянного света.

Поэтому эффект аномального возрастания обратного рассеяния может проявиться только на относительно малых глубинах, где вклад однократно рассеянного света, быстро уменьшающийся с ростом Z , еще существен. В частности, численные оценки, выполненные методом Монте-Карло [44], показывают, что при начальной угловой расходимости зондирующего пучка $\sim 10'$ вклад нерассеянной составляющей на оси

прямого пучка заметен до оптических глубин $\tau = \epsilon Z \approx 8-10$. Соответственно, в режиме зондирования вклад однократного рассеяния может играть заметную роль до $\tau \approx 4-5$. На больших глубинах эффективность лидарных методов регистрации положения подповерхностных светорассеивающих слоев по форме $P(t)$ на λ_0 падает. Как отмечалось выше, из теории и результатов численных расчетов [31, 38] следует, что при определенном соотношении Ω_r , H и t можно считать $k_l \approx \alpha_{\downarrow}$. Для случая однородных по глубине вод это было подтверждено результатами натуральных измерений в относительно мутных водах Черного и Балтийского морей [45, 46].

Авиационный импульсный лидарный метод позволяет определять также вертикальные профили $\alpha_{\downarrow}(Z)$ в неоднородных по глубине водах. В общем случае, когда от Z зависят как $k(Z)$, так и $\sigma_{\pi}(Z)$, из (4) следует

$$k_l(Z) \equiv \frac{1}{2} \left[-\frac{\partial \ln P}{\partial Z} \right] \approx k(Z) - \frac{1}{\sigma_{\pi}} \frac{\partial \sigma_{\pi}}{\partial Z}. \quad (9)$$

Во многих случаях для вод открытого океана можно считать $d\sigma_{\pi}/dZ \approx 0$ и, следовательно,

$$k(Z) \approx -d \ln P / 2dZ = k_l(Z). \quad (10)$$

Возможность получения вертикальных профилей $\alpha_{\downarrow}(Z)$ продемонстрирована в [47, 48]. Использован авиационный лидар OWL (Ocean Water Lidar), созданный в Лаборатории прикладной физики Университета Дж. Хопкинса (США). Измерения проводились в прозрачных водах открытых районов океана вблизи Гавайских островов и в Саргассовом море в темное время суток. Важная особенность этих работ – использование зондирующих импульсов с длиной волны $\lambda_0 = 480$ нм, для которой ослабление в прозрачных океанских водах минимально. Все это позволило зарегистрировать вертикальные профили $\alpha_{\downarrow}(Z)$ до весьма больших глубин $Z \approx 120-140$ м. Лидарные измерения сопровождалась синхронными сопутствующими судовыми измерениями $\epsilon(Z)$, $k(Z)$, $\sigma_{\pi}(Z)$, а также измерениями $\alpha_{\downarrow}(Z)$, выполнявшимися днем.

Пример профиля $k(Z)$, построенного по данным лидарных измерений в Саргассовом море без учета пространственного градиента $\sigma_{\pi}(Z)$ и соответствующего профиля $\alpha_{\downarrow}(Z)$ показан на рис. 5. Формы профилей достаточно хорошо совпадают. На рис. 5 нанесена также кривая

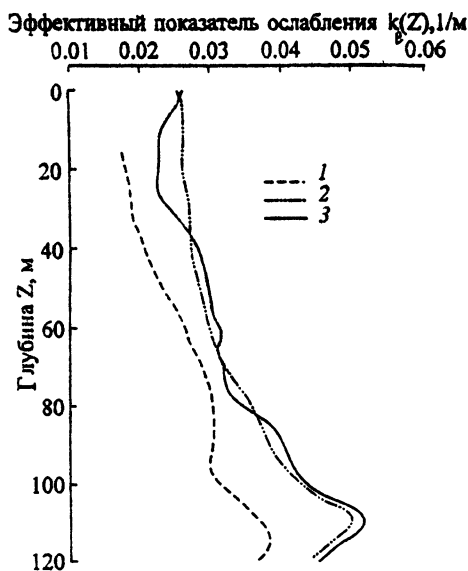


Рис. 5. Вертикальный профиль эффективного показателя ослабления $k_e(Z)$ для $\lambda_0 = 480$ нм, рассчитанный по данным лидарных измерений (кривая 1), профиль $\alpha_e(Z)$ для $\lambda_0 = 488$ нм, полученный при проведении сопутствующих судовых измерений в той же точке (кривая 2) и построенный по данным судовых измерений профиль функции $\alpha_e(Z) - \{[1/2\sigma_\pi(Z)][\partial\sigma_\pi(Z)/\partial Z]\}$ (кривая 3) [41]

$\alpha_e(Z) - [\sigma'_\pi(Z)/2\sigma_\pi(Z)]$ (сплошная линия), которая практически совпадает с $\alpha_e(Z)$. Последнее обстоятельство подтверждает правомерность использования в данном случае соотношения (10).

Применение методов дистанционной кинетической лазерной спектроскопии

Методы дистанционной лазерной спектроскопии, позволяющие определять концентрацию растворенных и взвешенных в морской воде флуоресцирующих веществ и исследовать их горизонтальное пространственное распределение, к настоящему времени получили достаточно широкое распространение. Однако во всех известных флуоресцентных лидарах регистрируются только интегральные по времени спектральные характеристики СОР, несущие информацию, усредненную по верхнему подповерхностному слою воды. В литературе неоднократно указывалось на целесообразность введения временной развертки спектрального СОР с целью определения вертикальных профилей концентрации флуоресцирующих примесей, в первую очередь флуоресцирующих пигментов фитопланктона.

Принципиальная возможность решения этой задачи показана в работах [49, 50], где на основе решения нестационарного уравнения переноса

са и результатов численных расчетов найден алгоритм определения вертикального профиля концентрации флуоресцирующих частиц $n_f(Z)$ по временной зависимости флуоресцентного параметра $\Phi_0(t, \lambda_f)$. Параметр $\Phi_0(t, \lambda_f)$ равен отношению мощности СОР на длине волны флуоресценции λ_f к мощности СОР на длине волны комбинационного рассеяния воды $\lambda_{к.р}$: $\Phi_0(t, \lambda_f) = P(t, \lambda_f)/P(t, \lambda_{к.р})$. Алгоритм, учитывающий вид функции временного отклика флуоресценции и импульсной функции измерительной системы, позволяет восстанавливать реальный профиль $n_f(Z)$.

Модельный эксперимент для проверки разработанного алгоритма был проведен в гидробассейне МГУ. Был использован лазерный измерительный комплекс ($\lambda_0 = 532$ нм, $P_0 = 1$ МВт, $\Delta t_{0,5} = 7$ нс, динамический диапазон приемно-регистрирующей системы 6 порядков, длительность импульсной функции приемной системы 2,5 нс), обеспечивавший пространственное разрешение ~ 1 м. Измерения были проведены до расстояний 10–12 м для случаев однородного и неоднородного распределения флуоресцирующих примесей. Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов подтвердило работоспособность разработанного алгоритма и возможность дистанционного определения положения и толщины слоев с повышенной концентрацией флуоресцирующих частиц.

Основная трудность практической реализации методов дистанционной кинетической лазерной спектроскопии связана с сильным ослаблением при распространении в морской воде сигналов на длинах волн флуоресценции пигментов фитопланктона, расположенных в красной области спектра, где поглощение света морской водой велико. Достижение интересных для практики глубин зондирования, на которых в океане расположены слои повышенной концентрации фитопланктона (10–20 м и более), требует очень высокого энергетического потенциала лидара, трудно реализуемого при проведении натурных измерений с авианосителя. Именно этим, по-видимому, объясняется отсутствие натурных исследований кинетики СОР на λ_f .

Регистрация формы СОР на $\lambda_{к.р}$ осуществлялась при проведении натурных исследований в Атлантике с использованием одной из модификаций лидара AOL [51]. В качестве генератора зондирующих импульсов был использован азотный лазер ($\lambda_0 = 337,1$ нм, $P_0 = 100$ кВт, $\Delta t_{0,5} = 8$ нс, $f_n = 500$ Гц). Форма СОР на $\lambda_{к.р} = 381$ нм регистрировалась с временным разрешением ~ 2 нс. Заметим, что отсутствие отражения от поверхности на $\lambda_{к.р}$ упрощает задачу регистрации СОР и позволяет анализировать его форму с первого момента, не отбрасывая искаженный поверхностным отражением начальный участок. При $H = 150$ м СОР на $\lambda = \lambda_{к.р}$ был зарегистрирован до глубины $Z \approx 7$ –8 м в чистых водах и до $Z \approx 3$ –4 м в мутных прибрежных водах. Используя найденную теоретически связь величины и положения максимума СОР с пока-

зателем ослабления света морской водой, по данным лидарных измерений удалось построить горизонтальное пространственное распределение показателя ослабления в приповерхностном слое воды толщиной $\sim 2,5\text{--}3$ м с высоким пространственным разрешением (< 100 м). Вертикальные профили характеристик воды при этом не определялись.

Исследования с поляризационными лидарами

Временная зависимость состояния поляризации СОР определяется вертикальным распределением оптических характеристик воды. Информативность лидарных поляризационных измерений показана в теоретических работах [30, 31], где на основе решения векторного уравнения переноса излучения в малоугловом приближении найдены аналитические выражения, связывающие степень поляризации СОР $p(t)$ с распределением оптических характеристик по Z , а также в работе [54], в которой путем численного моделирования методом Монте-Карло при различных предположениях о характере распределения оптических свойств по Z получены некоторые типы связи особенностей $p(t)$ с параметрами стратификации.

Экспериментальные измерения зависимости $p(t)$ СОР с борта авианосителей были выполнены с помощью авиационного поляризационного лидара (АПЛ) ИО РАН [14, 51, 52] и бортового лидара “Макрель” ИОА СО РАН [53, 54] в различных акваториях мирового океана. В измерениях, выполненных с самолета в Баренцевом море с использованием лидара “Макрель”, зарегистрированы высокие значения степени деполяризации $\delta(t) = 1 - p(t)$ СОР ($> 40\text{--}50\%$) при $Z \approx 10\text{--}20$ м, а также немонотонность хода $\delta(t)$, в частности уменьшение $\delta(t)$ от весьма высоких значений на начальном участке СОР. К сожалению, эти измерения не сопровождались полноценными сопутствующими судовыми измерениями оптических характеристик воды, что затрудняет анализ полученных результатов. Отметим только, что высокие значения $\delta(t)$ в начальные моменты времени могут быть связаны с влиянием волнения (измерения проводились при волнении ~ 5 баллов), например с наличием пузырьков в приповерхностном слое воды.

Результаты натуральных исследований с лидаром АПЛ рассмотрим более подробно.

Как было указано в предыдущем разделе, при определенных предположениях по $p(t)$ можно восстановить вертикальный профиль $\sigma(Z)$. Отметим несколько важных особенностей лидарного поляризационного метода определения $\sigma(Z)$, основанного на соотношении (6). Поляризационный метод позволяет определять распределение по глубине полного показателя рассеяния $\sigma(Z)$, в то время как особенности временной зависимости $P(t)$ СОР зависят в основном от неоднородностей верти-

кального распределения показателя обратного рассеяния $\sigma_{\kappa}(Z)$. Результаты натурных измерений [56] показывают, что стратификация $\sigma(Z)$ в океане выражена намного отчетливее, чем стратификация $\sigma_{\kappa}(Z)$. В методе не используется априорная информация о вертикальном распределении $\kappa(Z)$ и $\sigma_{\kappa}(Z)$. Определение профиля $\sigma(Z)$ не требует проведения измерений абсолютных значений $P(t)$. Но для получения абсолютных значений $\sigma(Z)$ необходимо проведение соответствующей калибровки. Величина $\sigma(Z)$, определяемая по соотношению (6), не зависит от угла поля зрения фотоприемника Ω_r в достаточно широком диапазоне значений. Численные оценки [31] показали, что при работе с авианосителя вполне достаточным является условие $\Omega_r \geq 1^\circ$.

Натурные исследования возможностей поляризационного метода были выполнены с лидаром АПЛ в водах с различными оптическими характеристиками и различными типами стратификации. Первый вариант АПЛ [14, 52, 53] имел следующие технические характеристики: $\lambda_0 = 539,5$ нм, $W_0 = 45$ мДж, $\Delta t_{0,5} = 5$ нс, $f_n = 17$ Гц, $\Omega_0 = 0,7$ мрад, $\Sigma_r = 6 \times 10^{-2}$ м², $\Omega_r = 2,4^\circ$. Зондирующий импульс был линейно поляризован. Приемная система обеспечивала регистрацию двух компонент $\text{COP} - P_{//}(t)$ с поляризацией параллельной исходной и $P_{\perp}(t)$ с ортогональной поляризацией. Для разделения светового потока на компоненты с взаимно ортогональными поляризациями использована стопа Столетова. Оптическая система обеспечивала поляризационный контраст $K_n \sim 10^2$. Регистрация формы COP осуществлялась стробоскопическим методом. Это дало возможность ввести временную регулировку чувствительности фотоприемной системы и регистрировать COP в динамическом диапазоне $\sim 5 \times 10^2$. Минимальное время регистрации формы одного COP составляло $t_r \approx 2$ с.

Натурные исследования были проведены в мутных прибрежных водах Черного моря [14, 52, 53]. Лидар АПЛ устанавливался на борт вертолета МИ-8. Измерения проводились при высоте полета $H = 300$ м. Сопутствующие судовые измерения зафиксировали в районе измерений двухслойную структуру вод с замутненным приповерхностным слоем ($\epsilon = 1,1 - 1,2$ м⁻¹). Волнение во время измерений не превышало 1 балла.

Пример рассчитанного по данным лидарных измерений с использованием соотношения (6) профиля $\sigma(Z)$ в сравнении с измеренным погружаемым прибором профилем $\epsilon(Z)$ приведен на рис. 6. Поскольку для вод Черного моря $\sigma \approx 0,8 \epsilon$, а изменчивость κ в зависимости от Z для $\lambda = 532$ нм существенно более слабая, чем изменчивость $\sigma(Z)$, стратификация $\epsilon(Z)$ определяется в основном изменчивостью $\sigma(Z)$. С учетом этого обстоятельства рассчитанное и измеренное вертикальные распределения качественно совпадают.

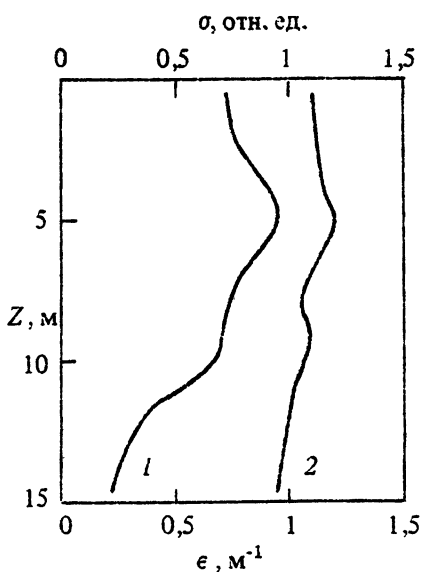


Рис. 6. Сравнение вертикального профиля $\sigma(Z)$, рассчитанного по данным измерений АПЛ, и измеренного профиля $\epsilon(Z)$: 1 – профиль $\sigma(Z)$, рассчитанный по временной зависимости степени деполяризации (в относительных единицах); 2 – профиль $\epsilon(Z)$, измеренный погружаемым прозрачным мером

Анализ показал, что различия в форме профилей, рассчитанных по данным лидарных измерений, выполненных в одной и той же точке, не выходят за пределы погрешностей измерений. В то же время кривые, относящиеся к различным точкам акватории, четко различаются.

Результаты первых натуральных исследований поляризационного метода подтвердили его работоспособность и позволили сформулировать пути усовершенствования АПЛ. При модернизации в состав АПЛ была введена регистрирующая система, использующая быстродействующие АЦП (дискретность оцифровки 2 нс), обеспечившая регистрацию формы единичного СОР с частотой 1 Гц. Была разработана двухканальная оптическая система ($\Sigma_r = 12 \times 10^{-4} \text{ м}^2$ для канала, регистрирующего $P_{//}(t)$, $\Sigma_r = 17 \times 10^{-3} \text{ м}^2$ для канала, регистрирующего $P_{\perp}(t)$, $\Omega_r = 2^\circ$) с установленными перед входными линзами каждого канала пленочными поляроидами. Эта система позволила повысить K_n до 3×10^3 .

Натурные исследования с модернизированным вариантом АПЛ были выполнены в ходе российско-американского лидарного эксперимента APLE (Airborne Polarization Lidar Experiment), проведенного на базе Вэллпсовского летного центра НАСА в августе–сентябре 1996 г. (С российской стороны в эксперименте участвовали А. П. Васильков, Ю. А. Гольдин, Б. А. Гуреев, с американской – Ф. Е. Хог, Р. Н. Свифт и сотрудники их группы).

Измерения выполнялись с самолета при высоте полета $H = 150$ м. Результаты измерений с использованием поляризационного метода, подтвержденные данными сопутствующих судовых измерений, показали возможность регистрации подповерхностных светорассеивающих слоев и их вертикальной структуры до глубин $Z \approx 20\text{--}25$ м. При этом глубины регистрации ограничивались только динамическим диапазоном регистрирующей системы. Построенные по данным ежесекундных лидарных измерений двумерные пространственные распределения рассчитанного $\sigma(Z)$ позволили получить четкую и подробную картину подповерхностных и придонных слоев повышенной мутности.

Следует отметить, что большое количество данных, особенно при измерениях в прозрачных водах открытых районов океана, оказалось испорчено значительными флуктуациями амплитуды и формы $P_{//}(t)$ и $P_{\perp}(t)$. Эти флуктуации обусловлены двумя основными причинами: наличием мелкомасштабной пространственной изменчивости оптических свойств воды, связанной в основном с пятнистостью распределения фитопланктона, и с влиянием взволнованной поверхности. Характерный пространственный размер пятен фитопланктона 1–10 км. Поэтому при частоте зондирования 1 Гц, соответствующей пространственному разрешению 150–170 м, пространственная изменчивость оптических свойств вызывает изменение мощности не отдельных импульсов, а групп, состоящих из 4–5 и более импульсов.

Влияние взволнованной поверхности обуславливает флуктуации мощности СОР от импульса к импульсу, вызывая резкие выбросы отдельных импульсов. Флуктуации максимальны в верхнем слое ~ 5 м. В мутных водах амплитуда флуктуаций существенно снижается.

Флуктуационные характеристики лидарных сигналов

Обратимся теперь к описанию флуктуаций сигнала обратного рассеяния, которые, с одной стороны, определяют его минимально регистрируемые изменения, вызванные в свою очередь пространственно-временным распределением оптических характеристик, и тем самым минимально разрешимый контраст этого распределения, а с другой стороны, зачастую ограничивают диапазон рабочих глубин зондирования. Заранее ясно, что если исключить из рассмотрения флуктуации сигнала аппаратного происхождения (например, связанные с изменением от импульса к импульсу излучаемой мощности, которые легко контролируемы и могут быть исключены с помощью процедуры нормировки), то основными шумообразующими факторами остаются дробовые флуктуации фототока при детектировании светового импульса и флуктуации, вызванные поверхностным волнением. Расчет дробовых

шумов фотоприемника не представляет особых трудностей и не будем здесь на нем останавливаться; если известны мощностные характеристики сигнала и параметры фотоприемника, можно воспользоваться известными формулами. Заметим только, что этот вид флуктуаций становится существенным для значительных глубин зондируемого слоя, для которых сигнал обратного рассеяния вследствие ослабления в воде становится мал. Не столь тривиален вопрос о флуктуациях, вызванных волнением. Детальный расчет этих флуктуаций на основе аналитических моделей чрезвычайно затруднен и дает осязаемый результат лишь благодаря применению достаточно грубых приближений, также нуждающихся в обосновании. Это видно из структуры формул (1)–(3) для случайных реализаций сигнала: для того, чтобы рассчитать статистические моменты сигнала – среднего и дисперсии (не говоря уже о более высоких моментах) – приходится иметь дело с многократными интегралами, содержащими двух- и четырехточечные характеристические функции уклонов и возвышений поверхности и комбинации из степеней частотно-контрастной характеристики слоя воды и начальных диаграмм приемника и излучателя. Приведем описание этого вида флуктуаций, основываясь на серии работ [26, 57–61], где поверхность уподобляется эквивалентному фазовому экрану. При этом флуктуации, связанные с конечной высотой поверхностных волн, не учитываются. Здесь укажем только на некоторые их особенности. Как нетрудно видеть из структуры формулы (2), они имеют двоякий характер. Во-первых, изменяется толщина оптического слоя, между границей раздела и зондируемым слоем. Максимальную величину этих флуктуаций, очевидно, можно оценить на основании формулы для нормированной дисперсии мощности сигнала:

$$\overline{\delta P^2} = \overline{\delta \xi^2} 2\kappa^2, \quad (11)$$

где $\overline{\delta \xi^2}$ – дисперсия возвышений поверхности. Существенно, что этот тип флуктуаций практически не зависит от глубины и может оказывать заметное влияние по мере увеличения глубины зондируемого слоя, однако даже при сильном ветре⁵ характерное значение относительной дисперсии не превышает 10^{-4} .

Во-вторых, меняется время запаздывания сигнала. Поскольку фактически при расшифровке сигнала “привязку” сигнала к глубине неиз-

⁵ Сильным ветром для нашей задачи, по-видимому, следует считать ветер со скоростью порядка 15 м/с, поскольку при более сильном ветре лидарные измерения теряют смысл из-за наличия на поверхности пенных образований, срывов брызг на гребнях волн и захваченных пузырьков в приграничном слое.

бежно приходится делать по времени прихода того или иного отрезка импульса обратного рассеяния, то такие изменения приводят к некоторой неопределенности в соответствии между временной и пространственной шкалами. Эту неопределенность можно оценить формулой

$$\overline{\Delta Z^2} = q^2 \overline{\xi^2} . \quad (12)$$

Более или менее ясно, что эта величина вряд ли может играть заметную роль в формировании флуктуационной составляющей сигнала при мониторинге оптических характеристик. Однако можно себе представить ситуации, когда она может оказаться определяющей, например, при точном определении глубины при лазерной батиметрии акватории или глубины залегания рассеивающего слоя при наличии резких границ.

Существует еще одна причина образования флуктуаций, о которой стоит упомянуть – это случайное блуждание точки преломления луча из-за наличия возвышений. Этот фактор трудно поддается априорной оценке, однако по физическим соображениям можно полагать, что он существенно меньше, нежели флуктуации, вызванные преломлением под случайными углами и связанными с ним явлениями фокусировки.

Возвращаясь к флуктуациям, обусловленным уклонами волн (случайной фокусировкой), приведем несколько примеров оценки величины этих флуктуаций и возможные методы ее уменьшения. Как уже отмечалось, флуктуации сигнала, вызванные двукратным преломлением света на взволнованной поверхности, приводят к смещению оценки сигнала в отличие, например, от флуктуаций света, проникающего под поверхность или отраженного от нее. Величина этого смещения может быть рассчитана аналитически на основе формул (1)–(3) при их статистическом усреднении по ансамблю реализаций пространственного распределения уклонов. Таким способом при разных упрощающих предположениях были выполнены расчеты этого эффекта в работах [21–24]. Более эффективная процедура была реализована в [61], где описан метод статистического моделирования лидарного сигнала путем вычисления его случайных реализаций при аналитическом задании функции Грина уравнения и генерировании распределений уклонов в виде суммы гармоник со случайными фазами и амплитудами, обеспечивающими в среднем спектр волнения, описываемый формулой Пирсона – Московитца [62]. Эффективность такой процедуры связана с возможностью, во-первых, выйти за пределы линейного по уклонам волн приближения при вычислении дисперсии флуктуаций (и тем самым определить границы его применимости) и, во-вторых, рассчитать более высокие статистические моменты или оценить функцию распределения лидарного сигнала. Приведем заимствованные из [61] иллюстрации изменения первых двух статистических моментов мощности сиг-

нала обратного рассеяния и дифференциальной функции распределения с глубиной⁶. На рис. 7 изображена зависимость коэффициента усиления обратного рассеяния (смещения оценки сигнала) и среднеквадратичного отклонения в зависимости от глубины зондируемого слоя, причем последняя рассчитана на основе формул (1)–(3) при $\xi = 0$ (кривая 3) и при удержании линейного члена при разложении (2) по величине η (кривая 2). Не останавливаясь на деталях этих расчетов, обратим внимание на две важные особенности в поведении этих кривых. Первая из них связана с поведением коэффициента усиления обратного рассеяния. Легко видеть, что его величина, достигая максимума при малых глубинах, довольно быстро стремится к единице. Это позволяет оценивать среднестатистическую величину сигнала, основываясь на формулах в приближении гладкой границы. Вторая особенность связана с достаточно быстрым сближением кривых дисперсии, рассчитанных с помощью “точной” формулы (2) и в линейном приближении. Это дает возможность в ряде случаев оценивать дисперсию флуктуаций на основе

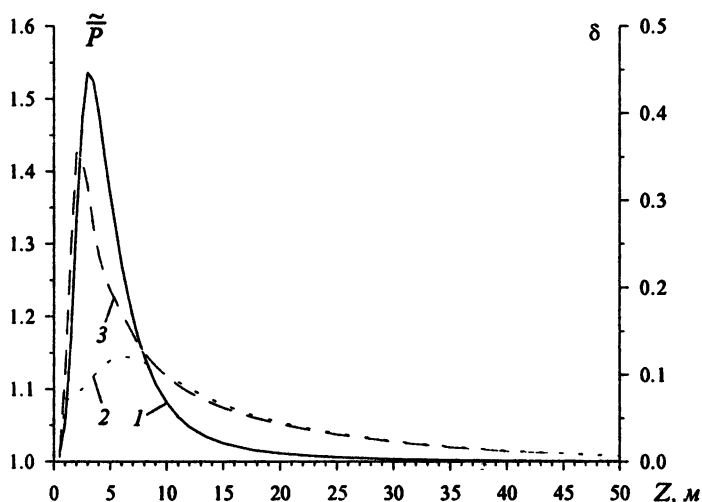


Рис. 7. Коэффициент усиления обратного рассеяния (кривая 1) и среднеквадратичное отклонение СОР в линейном по уклонам волн приближении (кривая 2) и при отказе от него (кривая 3), рассчитанные для различных глубин путем статистического моделирования. Скорость приводного ветра 6 м/с, $\sigma = 0,12 \text{ м}^{-1}$

⁶ Здесь и в дальнейших примерах поверхностное волнение предполагается статистически однородным, одномерным и со спектром, описываемым формулой Пирсона – Московитца [63].

более простых, чем (2) формул, что может оказаться полезным при исследовании поведения этой величины в зависимости от большого числа параметров задачи, поскольку существенно сокращает вычислительные затраты. Приведем здесь для справки несколько кривых, характеризующих вид функций распределения сигнала для нескольких глубин зондирования (рис. 8). Из вида функции распределения можно заключить, что на глубинах зондирования, где флуктуации максимальны функция распределения существенно асимметрична и вероятность больших выбросов сигнала больше, чем малых. Быстрые изменения функций распределения в небольшом интервале глубин обусловлены конкуренцией нескольких механизмов формирования поля: фокусировкой, степень и масштабы которой также являются функцией глубины, поглощением и рассеянием, которые меняют соотношение между нерассеянной и диффузной компонентами светового поля в воде (увеличение вклада диффузной составляющей приводит к ослаблению фокусировок). Важно отметить, что нормализация статистики происходит с увеличением глубины, там, где и коэффициент усиления обратного рассеяния становится малым и дисперсия флуктуаций миновала свой максимум. К сожалению, исследования функций распределения сигнала обратного рассеяния находятся в начальной стадии и построение детальной модели характеристик сигнала дело будущего, хотя и не столь отдаленного.

Мы намеренно не приводим здесь детального описания процедуры расчетов и всех значений параметров, при которых они проводились в цитируемой работе, поскольку основную задачу этого раздела видим в описании и оценке принципиально важных эффектов, сопровождающих зондирование через взволнованную поверхность, а также состояния разработки теоретических моделей и тенденции их развития. С этой точки зрения представляется важным упомянуть о предложенных в работах [58–60] методах эффективного подавления флуктуаций. Их суть заключается в следующем. Если заранее известно о пространственных масштабах исследуемых процессов при мониторинге верхнего слоя океана с помощью авиационного лидара, то можно определить минимальный масштаб пространственного усреднения. В этом случае уместной представляется постановка вопроса: каким образом расположить на этом масштабе зондирующие импульсы, с тем чтобы при их минимальном количестве добиться максимального усреднения флуктуаций при заданной длине выборки. Оказывается, что ответ на этот вопрос не совсем тривиален. В частности, как показано в [58], для заданной глубины зондирования можно найти такой режим излучения, что при усреднении по последовательности излученных на заданном интервале импульсов эффективность усреднения существенно повышается по сравнению с режимом излучения, соответствующего эквидистантной во времени последовательности импульсов. Такой режим

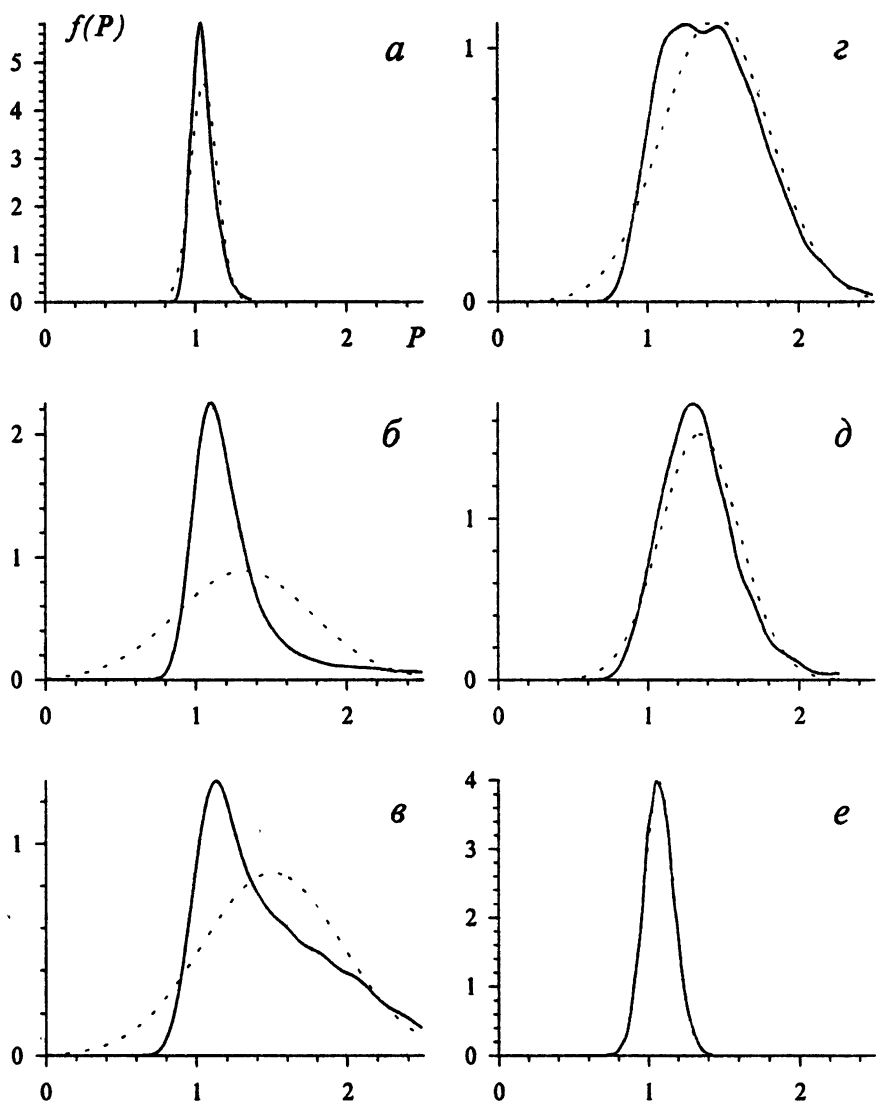


Рис. 8. Функции распределения мощности СОР с различных глубин при тех же параметрах, что и на рис. 7: *a* – $Z = 1$ м, *б* – 2 м, *в* – 3 м, *г* – 4 м, *д* – 5 м, *е* – 10 м. Пунктиром показаны функции нормального распределения с теми же моментами

предполагает излучение последовательности пачек из двух импульсов, задержка между которыми выбирается таким образом, чтобы эти импульсы попадали на участки поверхности, создающие на глубине зондирования "антикоррелированные" флуктуации⁷. Разумеется, величина этой задержки должна быть подобрана в соответствии с условиями на поверхности (в зависимости от скорости ветра и балльности волнения) и скоростью движения лидара над поверхностью. Существенным фактором при определении этой задержки и вообще качества усреднения является направление движения лидара по отношению к направлению бега волн. Рис. 9 демонстрирует эффективность усреднения такого типа режимов при некоторых условиях зондирования. На этом рисунке показана зависимость дисперсии флуктуаций, нормированной на свое значение при оценке сигнала по одному импульсу и при пространственном разрешении, определяемом естественной расходимостью источника в зависимости от масштаба пространственного усреднения. Поясним его более подробно. Кривая 1 этого рисунка показывает, как уменьшается дисперсия флуктуаций при простейшем способе усреднения — одновременной засветке всего элемента разрешения одним зондирующим импульсом. Кривые 2 соответствуют усреднению по большому числу импульсов, равномерно засвечивающих элемент разрешения с интервалом, меньшим радиуса корреляции волнения, при разных направлениях движения: 2а рассчитана

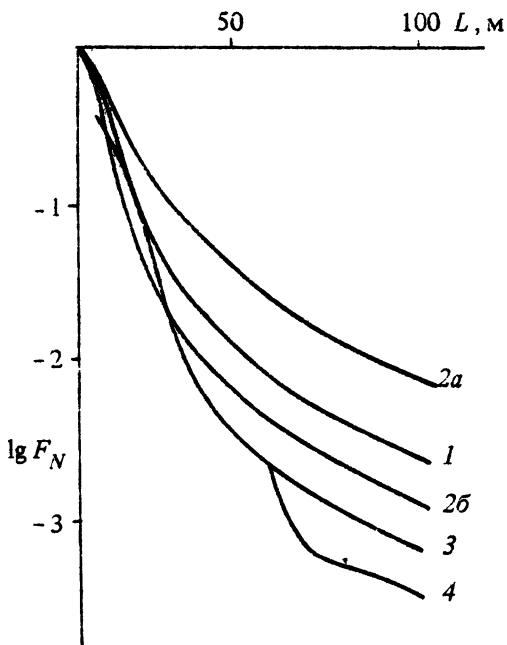


Рис. 9. Зависимость дисперсии (нормированной на свое значение при оценке сигнала по одному отсчету) от масштаба усреднения L при различных режимах зондирования. Скорость движения лидара над поверхностью 20 м/с. Глубина зондируемого слоя 25 м

⁷ О наблюдении стробоскопических эффектов при зондировании эквидистантной последовательностью импульсов, по-видимому, впервые сообщается в работе [62].

для спутного движения, 2б – для встречного. Разница между ними и по отношению к кривой 1 обусловлена различным числом некоррелированных участков поверхности, "пройденных" лидаром за время усреднения. При спутном движении возникает эффект синхронизма, описанный в [53]: лидар движется вместе с волнами, формирующими флуктуации с заданной глубины, и эффективного усреднения не происходит. Кривая 3 соответствует оптимизации режима излучения под условия на поверхности: при ее расчете предполагалось, что элемент разрешения засвечивается последовательностью пачек, состоящих из двух импульсов, разнесенных на оптимальное расстояние. Наконец, кривая 4 показывает дополнительные возможности усреднения при обогащении предыдущего режима зондирования за счет расщепления зондирующего луча на два при оптимальном пространственном разнесении между ними. Такое расщепление дает дополнительный эффект лишь при значительных масштабах усреднения, поскольку в противном случае неизбежные при таком режиме пропуски и засветке участка поверхности становятся сопоставимы с масштабом усреднения [59, 60].

В заключение этого раздела коснемся вопроса о флуктуациях сигнала обратного рассеяния при работе лидара в поляризованном свете, т. е. поляризационного лидара типа описанного в предыдущем разделе. Сделаем здесь сугубо предварительные оценки этих флуктуаций на основе линейного по уклонам волн приближения, полагая в соответствии с вышеизложенным, что все условия его применимости выполнены⁸. В этом случае в соответствии с уравнениями (1)–(2) для нормированной дисперсии флуктуаций (коэффициентов автокорреляции) можно записать:

$$\overline{\delta P^2}_{1,2} = \left(\frac{qZmH}{mH + Z} \right)^2 \iint \tilde{F}_e^2(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}H) (\Phi^2_{11} \pm \Phi^2_{22})^2 G_\xi(\mathbf{k}) k^4 d\mathbf{k}, \quad (13)$$

где P_1 и P_2 – мощности сигнала, регистрируемые приемниками, с выделением поляризации, совпадающей с поляризацией зондирующего пучка и ей ортогональной соответственно, знак \sim соответствует нормировке функции на собственное значение при нулевом значении аргумента, $k_0 = k/(1+Z/mH)$, функции Φ_{ii} имеют тот же смысл, что и Φ в выражении

⁸ Строго говоря, для вывода лидарного уравнения в поляризованном свете необходима формулировка теоремы оптической взаимности для вектор-параметра Стокса. Нам не удалось найти в литературе такой формулировки. В неявном виде это сделано в работе Долина [64], где показано, что взаимность выполняется не для собственно параметров Стокса, а для вторых моментов электрических компонент светового поля E_{ij} , являющихся линейной комбинацией параметров Стокса (см., например, [65]). Вместе с тем в малугловом приближении удастся получить независимые "скалярные" уравнения для параметров Стокса [66] и, соответственно, все теоремы.

(2) для неполяризованного света⁹, но для соответствующих компонент вектора Стокса (разница в малоугловой части функций рассеяния для этих компонент задавалась в соответствии с работой [31]), $G_z(k)$ – пространственный спектр возвышений поверхности. Формула (13) описывает дисперсию оценки сигнала, выполненной по одному отсчету, без того дополнительного усреднения по пространству, о котором говорилось выше. В качестве примера приведем рис. 10, на котором представлена зависимость от глубины коэффициентов автокорреляции величин P_1 и P_2 , из которой следует, что прием сигнала на скрещенной поляризации, помимо выигрыша в динамическом диапазоне и повышении контрастной чувствительности лидара при детектировании вертикальных неоднородностей оптических характеристик, о которых говорилось в предыдущем разделе, имеет некоторое преимущество и по флуктуационным характеристикам. Различие между коэффициентами автокорреляции мощности сигнала, принятого в двух ортогональных поляризациях, обусловлено эффектом деполяризации света при многократном малоугловом рассеянии [30, 31]: чем меньше деполяризация при однократном рассеянии, тем медленнее идет перекачка из одной поляризации в другую, в результате чего свет, поляризованный ортогонально по отношению к первоначальному излучению, быстрее "забывает" о случайной границе.

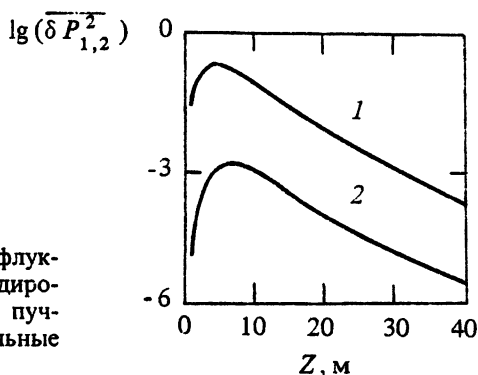


Рис. 10. Зависимость дисперсии флуктуаций СОР от глубины при зондировании линейно поляризованным пучком и при приеме на две ортогональные поляризации

⁹ При описании методики расчета флуктуационных характеристик поляризованного света возникают некоторые терминологические трудности. В частности, не существует понятия частотно контрастной характеристики слоя воды для компонент вектора Стокса. Поэтому определение функций Φ_{ij} звучит так: пространственный спектр поперечного распределения плотности потока компоненты вектора Стокса, создаваемого точечным мононаправленным источником на глубине L при нормальном падении на гладкую границу раздела 2.

Естественно, что методы подавления флуктуаций за счет оптимизации режимов зондирования, о которых шла речь выше, в равной мере могут быть предложены и для лидара, работающего в поляризованном свете. Кроме того, стоит заметить, что в выражения для функций Φ_{ii} (независимо от того, какое представление малоугловой функции Грина используется для их расчета) в явном виде входят параметры малоугловой части элементов матрицы рассеяния. Поэтому может оказаться, что независимые измерения флуктуационных характеристик лидарных сигналов будут полезны и для диагностических целей. Работа в этом направлении представляется чрезвычайно важной, поскольку, помимо оптических характеристик, во флуктуациях сигнала содержится информация и об условиях на поверхности и есть надежда на создание лидарного метода измерения полного набора оптических характеристик воды и состояния поверхностного волнения.

Заключение

Обзор опубликованных работ и не публиковавшихся ранее результатов наглядно показывает, что эффективным инструментом для исследования подповерхностных слоев, являющихся хорошим индикатором различных процессов, происходящих в толще океана, могут стать импульсные авиационные лидары. В частности, они дают недоступную для других методов возможность получения детальной трехмерной картины пространственных распределений различных характеристик морской воды. Однако практически все выполненные до последнего времени работы носят исследовательский, либо демонстрационный характер. Для того чтобы импульсные авиационные лидары стали действенным рабочим инструментом и вошли в повседневную практику, необходимо решить целый ряд проблем, часть из которых уже упоминалась в предыдущих разделах. Сформулируем наиболее важные, по нашему мнению, направления дальнейших исследований:

1. Уточнение теоретических моделей сигнала обратного рассеяния, должно включать:

- обоснование малоуглового приближения для описания поляризованного света;
- детальное исследование малоугловой матрицы рассеяния;
- создание модели флуктуаций лидарного сигнала в поляризованном свете и особенно исследование его статистики методами численного моделирования;
- исследование роли анизотропии обратного рассеяния, в частности кооперативных эффектов при рассеянии назад и волнового эффекта усиления обратного рассеяния при формировании индикатрисы рассеяния.

2. Разработка на базе теоретических моделей СОР новых алгоритмов извлечения информации, в первую очередь о качественных и количественных характеристиках взвешенного и растворенного в воде вещества.

3. Разработка адаптивных методов и режимов зондирования, минимизирующих флуктуации лидарного сигнала, вызванные поверхностным волнением, включая алгоритмы самоадаптации лидара под условия зондирования на начальном этапе проведения измерений.

4. Исследование возможностей извлечения информации о поверхностном волнении и об оптических характеристиках воды из флуктуационных характеристик лидарных сигналов. Оценка длин выборок необходимых для достоверной оценки измеряемых параметров, в том числе при измерении дисперсии флуктуаций.

5. Разработка лидарной аппаратуры, позволяющей получать необходимую информацию в реальном времени (прогресс в создании аппаратуры для цифровой регистрации и обработки импульсных широкополосных сигналов делает эту задачу практически реализуемой) и обладающей возможностью адаптации к условиям зондирования.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-05-64697).

Литература

1. *Hikman G. D. and Hogg J. E.* Application of Airborne Pulsed Laser for Near-Shore Bathymetric Measurements // *Remote Sensing of Environment*. 1969. V. 1. P. 47–58.
2. *Sizgoric S., Banic J., Guenther G. C.* 1970 – 1990: Airborne Lidar Hydrography Status // *EARSeL Advances in Remote Sensing*. 1992. V. 1. № 2. P. 95–101.
3. *Lillycrop W. J., Parson L. E., Irish J. L.* Development and Operation of the SHOALS Airborne Lidar Hydrographic Survey System // *Proc. SPIE*. 1996. V. 2964. P. 26–37.
4. *Guenther G. C., Thomas R. W. L., La Rocque P. E.* Design Considerations for Achieving High Accuracy with the SHOALS Bathymetric Lidar System // *Proc. SPIE*. 1996. V. 2964. P. 54–71.
5. *Abbot R. H., Lane D. W., Sinclair M. J., Spurling T. A.* Lasers Chart the Waters of Australia's Great Barrier Reef // *Proc. SPIE*. 1996. V. 2964. P. 72–90.
6. *Steinvall O. K., Koppari K. R.* Depth Sounding Lidar: an Overview of Swedish Activities and Future Prospects // *Proc. SPIE*. 1996. V. 2964. P. 2–25.
7. *Hoge F. E., Swift R. N., Yungel J.* Oceanic Radiance Model Development and Validation: Application of Airborne Active-Passive Ocean Color Spectral Measurement // *Appl. Opt.* 1995. V. 34, № 18. P. 3468–3476.
8. *Фадеев В. В., Бункин Д. К., Венедиктов П. С.* Методы лазерного мониторинга фотосинтезирующих организмов // *Квантовая электроника*. 1996. Т. 23, № 11. С. 963–973.

9. *Браво-Животовский Д. М., Долин Л. С., Савельев В. А., Фадеев В. В., Щегольков Ю. Б.* Оптические методы диагностики океана. Лазерное дистанционное зондирование // Дистанционные методы исследования океана. Горький: ИПФ АН СССР, 1987. С. 84–125.
10. *Hoge F. E., Williams M. E., Swift R. N., Yungel J. K., Vodacek A.* Satellite Retrieval of the Absorption Coefficient of Chromophoric Dissolved Organic Matter in Continental Margins // *J. of Geophys. Res.* 1995. V. 100, № C12. P. 24847–24854.
11. *Бункин А. Ф., Власов Д. В., Миркамилов Д. М. Слабодянин В. П.* О лазерном зондировании профиля мутности и картировании распределения фитопланктона // ДАН СССР. 1984. Т. 279. С. 335–337.
12. *Billard B., Abbot R. H., Penny M. F.* Airborne Estimation of Sea Turbidity Parameters from the WRELADS Laser Airborne Depth Sounder // *Appl. Opt.* 1986. V. 25, № 13. P. 2080–2088.
13. *Hoge F. E., Wright C. W., Krabill W. B., Buntzen R. R., Gilbert G. D., Swift R. N., Yungel J. K., Berry R. E.* Airborne Lidar Detection of Subsurface Oceanic Scattering Layer // *Appl. Opt.* 1988. V. 27, № 19. P. 3969–3977.
14. *Васильков А. П., Гольдин Ю. А., Гуреев Б. А.* Определение вертикального распределения показателя рассеяния морской воды с помощью авиационного поляризационного лидара // *Изв. РАН. ФАО.* 1997. Т. 33, № 4. С. 563–569.
15. *Гольдин Ю. А., Гуреев Б. А., Кельбалиханов Б. Ф.* Исследования мезомасштабной изменчивости распределения оптических свойств поверхностных вод в тропической зоне Атлантического океана // *Изменчивость океана и атмосферы в экваториальной зоне Атлантики.* М.: Наука, 1982. С. 171–177.
16. *Lubard S. C., Thebaud L. R., Lutomirski R. F.* Lidar Remote Sensing of Internal Waves and Optical Properties // *Advisory Group for Aerospace Research and Development (AGARD) Sym. "Propagation Factors Affecting Remote Sensing by Radio Waves".* Oberammergau, Federal republic of Germany. 1983. P. 39-1–39-13.
17. *Гольдин Ю. А., Евдошенко М. А.* Исследования пространственной изменчивости гидрооптических характеристик во фронтальных зонах океана // *Океанология.* 1986. Т. 26, вып. 5. С. 761–762.
18. *Hengstermann T., Loquay K. D., Reuter R., Willkomm R.* Laser Fluorosensor for Airborne Measured of Maritime Pollution and of Hydrographic Parameters // *EARSel Advances in Remote Sensing.* 1992. V. 1, № 2. P. 85–90.
19. *Долин Л. С., Савельев В. А.* О характеристиках сигнала обратного рассеяния при импульсном облучении мутной среды узким направленным световым пучком // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1971. Т. 7, № 5. С. 505–510.
20. *Долин Л. С., Левин И. М.* Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 229 с.
21. *Лучинин А. Г.* Влияние ветрового волнения на характеристики светового поля, обратно рассеянного дном и толщиной воды // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1979. Т. 15, № 7. С. 770–775.
22. *Вебер В. Л.* Сигнал обратного рассеяния при импульсном оптическом зондировании верхнего слоя океана через взволнованную поверхность

- // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24, № 6. С. 647–656.
23. *Дорофеев Ю. Б., Лучинин А. Г.* О характеристиках светового потока, дважды прошедшего через взволнованную границу раздела двух сред // Оптика моря. М.: Наука, 1982. С. 154–158.
 24. *Вебер В. Л., Сергиевская И. А.* Эффект усиления обратного рассеяния при аэрокосмическом лазерном зондировании толщи моря через взволнованную поверхность // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1992. Т. 28, № 3. С. 325–333.
 25. *Виноградов А. Г., Крацов Ю. А., Татарский В. И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 7. С. 1064–1070.
 26. *Вебер В. Л., Лучинин А. Г.* Оценка точности метода лазерной дистанционной флуориметрической диагностики верхнего слоя океана // Изв. РАН. ФАО. 1996. Т. 232, № 4. С. 565–572.
 27. *Долин Л. С., Савельев В. А.* К теории распространения узкого пучка света в стратифицированной рассеивающей среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22, № 11. С. 1311–1317.
 28. Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск, 1978.
 29. *Зега Э. П., Чайковская Л. И.* Приближенные уравнения переноса поляризованного излучения в средах с сильно анизотропным волнением // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21, № 10. С. 1043–1049.
 30. *Васильков А. П., Кондранин Т. В., Мясников Е. В.* Поляризационные характеристики сигнала обратного рассеяния при импульсном зондировании океана узким световым пучком // Изв. АН СССР. 1988. Т. 24, № 8. С. 873–882.
 31. *Васильков А. П., Кондранин Т. В., Мясников Е. В.* Определение профиля показателя рассеяния света по поляризационным характеристикам отраженного назад излучения при импульсном зондировании океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26, № 3. С. 307–312.
 32. *Бункин А. Ф., Власов Д. В., Миркамов Д. М.* Физические основы лазерного аэрозондирования поверхности земли. Ташкент: Фан, 1987. С. 272.
 33. *Bunkin A. F., Surovegin A. L.* Lidar-aided Measurement of Phytoplankton Chlorophyll and Underwater Scattering Layers // EARSel Advances in Remote Sensing. 1992. V. 1, № 2. P. 101–105.
 34. *Зенченко С. А., Малевич И. А., Пранович В. И., Светлых А. А., Свинтилов М. В., Сочилин Г. Б., Утенков Б. И.* Амплитудно-временная структура полного профиля сигнала обратного рассеяния комбинированной трассы атмосфера – гидросфера при лазерном возбуждении // Квантовая электроника. 1987. Т. 14, № 11. С. 2381–2384.
 35. *Быстров В. В., Светлых А. А., Сочилин Г. Б.* Вертолетный лазерный батиметр // Экологические проблемы европейского Севера: ИЭПС Уро АН СССР. 1991. С. 239–240.
 36. *Phillips D. M., Abbot R. H., Penny M. F.* Remote Sensing of Sea Water Turbidity with an Airborne Laser System // J. Phys. D: Appl. Phys. 1984. V. 17. P. 1749–1758.

37. *Billard B.* Remote Sensing of Scattering Coefficient for Airborne Laser Hydrography // *Appl. Opt.* 1986. V. 25, № 3. P. 2099–2108.
38. *Gordon H. R.* Interpretation of Airborne Oceanic Lidar: effects of multiple scattering // *Appl. Opt.* 1982. V. 21, № 16. P. 2996–3001.
39. *Phillips D. M., Koerber B. W.* A Teoretical Study of an Airborne Laser Technique for Determing Sea Water Turbidity // *Aust. J. Phys.* 1984. V. 37, № 1. P. 75–90.
40. *Klett J. D.* Stable Analitic Inversion Solution for Processing Lidar Returns // *Appl. Opt.* 1981. V. 20. P. 211–217.
41. *Feigels V. I., Kopilevich Yu. I.* Remote Sensing of Subsurface Layers of Turbid Sea Water with the Help of Optical Lidar System // *Proc. SPIE.* 1993. V. 2048. P. 342–353.
42. *Kopilevich Yu. I., Feigels V. I.* Theoretical Model for Backscattered Pulse Kinetics and Interpretation of Some Anomalies in Lidar Remote Sensing Data. // *Proc. SPIE. Ocean optics XII.* 1994. V. 2258. P. 458–471.
43. *Maffione R. A., Dana D. R.* In-situ Characterization of Optical Backscattering and Attenuation for Lidar Applications // *Proc. SPIE.* 1996. V. 2964. P. 151–161.
44. *Захаров А. К., Гольдин Ю. А.* Расчет методом Монте-Карло структуры узкого нестационарного пучка света в морской воде до больших оптических глубин // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1986. Т. 22, № 5. С. 533–540.
45. *Steinvall K. O., Koppari K. R., Karlsson U. C. M.* Experimental Evaluation of an Airborne Depth-sounding Lidar // *Opt. Engr.* 1993. V. 32, № 6. P. 1307–1321.
46. *Васильков А. П., Гольдин Ю. А., Гуреев Б. А., Кондранин Т. В., Мясников Е. В., Щенёткин А. Ф.* Об определении показателя вертикального ослабления освещенности морской воды с использованием авиационного лидара // *Оптика моря и атмосферы. Ч. 1.* Красноярск, 1990. С. 18–19.
47. *Lutomirski R. et al.* Performance Modeling and Analysis of the Ocean Water Lidar (OWL) Hydrographic System // *Proc. U. S. Hydrographic Conference'94.* Norfolk. Va. 1994. P. 200–205.
48. *Smart J. H., Kwon K. H.* Comparisions between *in situ* and Remote Sensing Estimates of Diffuse Attenuation Profiles // *Proc. SPIE.* 1996. V. 2964. P. 100–109.
49. *Баулин Е. В., Верный А. Е., Кагайн В. Э., Лозунов С. Л., Фадеев В. В.* Применение метода дистанционной кинетической лазерной спектроскопии для определения вертикальных распределений параметров водных сред // *Оптика океана и атмосферы. Л.,* 1984. С. 14–15.
50. *Баулин Е. В., Фадеев В. В.* Дистанционное лазерное зондирование: применение метода кинетической спектроскопии с непрерывной калибровкой по комбинационному рассеянию для определения стратификации параметров водных сред. Депонирована в ВИНИТИ, № 5841-84. 1984. 15 с.
51. *Hoge F. E., Swift R. N.* Airborne Detection of Oceanic Turbidity Cell Structure Using Depth-Resolved Laser-Induced Water Raman Backscatter // *Appl. Opt.* 1983. V. 22, № 23. P. 3778–3786.
52. *Vasilkov A. P., Goldin Yu. A., Gureev B. A.* Remote Sensing of Light Scattering Coefficient of Sea Water Vertical Distribution by Means of Airborne Lidar // *Proc. PORSEC'92. Okinawa, JAPAN,* 1992. V. 2. P. 1124–1126.

53. *Vasilkov A. P., Goldin Yu. A., Gureev B. A.* Airborne Lidar Remote Sensing of Vertical Distribution of Sea Water Scattering Coefficient // Proc. SPIE. 1993. V. 1936. P. 233–234.
54. *Пеннер И. Э., Шаманаев В. С.* Опыт совместного зондирования моря судовым и самолетным лидарами // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6, № 1. С. 107–111.
55. *Крекова М. М., Креков Г. М., Шаманаев В. С., Пеннер И. Э.* Оценки поляризационных характеристик сигнала лидара от морской воды, содержащей стратифицированные неоднородности // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7, № 1. С. 67–75.
56. *Буренков В. И., Кельбалиханов Б. Ф., Стефанцев Л. А.* Вертикальные распределения показателя рассеяния под различными углами // Изменчивость прозрачности и светорассеяния в океанических водах. М.: Изд. ИО АН СССР, 1981. С. 52–54.
57. *Лучинин А. Г.* О некоторых свойствах сигнала обратного рассеяния при лазерном зондировании верхнего слоя океана через взволнованную поверхность // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. Т. 23, № 9. С. 976–983.
58. *Лучинин А. Г.* О роли стробоскопических эффектов при импульсном лазерном зондировании верхнего слоя океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1997. Т. 33, № 1. С. 132–136.
59. *Лучинин А. Г.* Влияние волнения на результаты лазерного дистанционного зондирования верхнего слоя океана // Оптический журнал. 1997. Т. 64, № 3. С. 93–98.
60. *Лучинин А. Г.* Об адаптивных к поверхностному волнению режимах импульсного оптического зондирования верхнего слоя океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34, № 1. С. 63–67.
61. *Абросимов Д. И., Лучинин А. Г.* Статистическое моделирование лидарных сигналов при зондировании верхнего слоя океана через взволнованную поверхность // Препринт ИПФ РАН № 438. Нижний Новгород, 1997. 19 с.
62. *Власов Д. В., Горбунов А. Л., Миркамилов Д. М., Николаев Н. А.* Когерентные эффекты при лазерном аэрозондировании водных сред в условиях поверхностного волнения // Проблемы лазерного аэрозондирования поверхности Земли. Ташкент: ТашПИ, 1985. С. 37–55.
63. *Pierson W. J., Moskowitz L.* A proposed spectral form for fully-developed wind seas based on the theory of S. A. Kitaygorodsky // J. Geophys. Res. 1964. V. 13. № 24. P. 5180–5190.
64. *Долин Л. С.* О соотношениях взаимности для частично когерентных электромагнитных полей // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7, № 3. С. 471–478.
65. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М: Наука, 1970. 855 с.
66. *Зеге Э. П., Чайковская Л. И.* Распространение узкого поляризованного пучка света в морской воде // Оптика моря и атмосферы: Тез. докл. 9-го пленума Рабочей группы по оптике океана. Л., 1984. С. 153.

Применение микроволновых радиометрических методов для спектрометрии поверхности океана и прецизионных измерений температуры скин-слоя

Ю. Г. Трохимовский, Ю. А. Кравцов, А. В. Кузьмин

Институт космических исследований РАН, Москва

Поляризационные СВЧ-радиометрические измерения, выполненные на различных углах наблюдения, позволяют перейти от радиояркостных контрастов к таким параметрам, как среднеквадратичный уклон крупных волн и спектр кривизны в гравитационно-капиллярном интервале без каких-либо априорных предположений о форме спектра. Такое восстановление проведено по данным, собранным в различных природных экспериментах в последние двадцать лет. Дополнительно микроволновые радиометры дают возможность измерять температуру воды в поверхностном скин-слое. Лабораторные измерения показали, что разность между температурой скин-слоя и температурой перемешанного слоя воды сильно коррелирует с потоком тепла через поверхность.

Радиояркостная температура морской поверхности зависит от коэффициента излучения и температуры воды. Коэффициент излучения определяется диэлектрическими свойствами воды, формой поверхности и наличием пены на поверхности моря. В нештормовых условиях влияние пены мало, и изменения радиояркостной температуры вызываются поверхностными волнами различных масштабов. Это обстоятельство является физической основой использования микроволновых радиометров для исследования поверхностного волнения и его модуляции различными процессами в деятельном слое океана. Радиометрические измерения, в силу присущих им особенностей, обсуждаемых ниже, полезным образом дополняют радиолокационные и оптические методы наблюдения. Кроме исследования характеристик поверхностного волнения, микроволновые радиометры могут использоваться для восстановления температуры скин-слоя поверхности океана. Именно этим вопросам, имеющим важное значение для использования радиометров в исследовании морской поверхности, посвящена настоящая работа. Связь радиояркостной температуры с параметрами поверхностного волнения является основой для решения таких задач, как индикация и измерение поверхностных проявлений внутренних волн [Веселов и др., 1984; Гайданский и др., 1988; Венславский и др., 1987; Trokhimovskii, 1992; Трохимовский, 1996], определение скорости и на-

правления приповерхностного ветра по поляризационным и азимутальным радиометрическим измерениям [Беспалова и др., 1982; Трохимовский и др., 1983; Trokhimovski and Irisov, 1995d], диагностика загрязнений на морской поверхности. Прецизионные измерения температуры воды в поверхностном скин-слое имеют важнейшее значение для исследования взаимодействия океана и атмосферы, так как с их помощью возможно найти новые подходы для восстановления потоков тепла на поверхности океана.

Теоретические основы. Известно, что от водной поверхности исходит тепловое поляризованное электромагнитное излучение. Согласно закону Кирхгофа, тепловое излучение поглощающей поверхности S в направлении $\mathbf{n}(\theta, \varphi)$ пропорционально поглощенной энергии вспомогательной волны, падающей на поверхность S в направлении наблюдения $\mathbf{n}_{\text{obs}}(\theta, \varphi)$, противоположном направлению $\mathbf{n}(\theta, \varphi)$: $\mathbf{n}_{\text{obs}}(\theta, \varphi) = -\mathbf{n}(\theta, \varphi)$, где θ – угол места, а φ – азимутальный угол наблюдения (рис. 1).

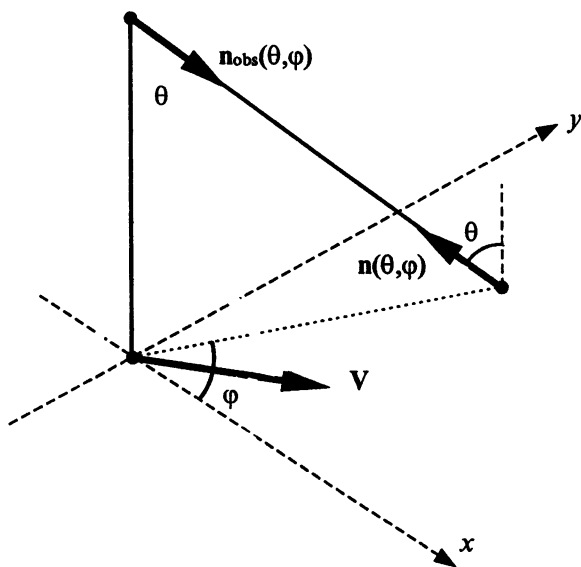


Рис. 1. Геометрия наблюдения: $\mathbf{n}_{\text{obs}}(\theta, \varphi)$ – единичный вектор направления наблюдения, $\mathbf{n}(\theta, \varphi)$ – направление теплового микроволнового излучения; φ – азимутальный угол, V – вектор ветра

В терминах яркостной температуры закон Кирхгофа приобретает следующий вид:

$$T_B(\theta, \varphi) = T \chi(\theta, \varphi), \quad (1)$$

где $T_B(\theta, \varphi)$ – яркостная температура в направлении $\mathbf{n}(\theta, \varphi)$; T – физическая температура водной поверхности; $\chi(\theta, \varphi)$ – коэффициент излучения поверхности, количественно равный относительной доле поглощенной энергии в направлении $\mathbf{n}_{\text{obs}}(\theta, \varphi)$.

В случае плоской поверхности S коэффициент излучения $\chi(\theta, \varphi)$ не зависит от азимутального угла φ и равен $1 - |R(\theta)|^2$, где $R(\theta)$ – коэффициент отражения Френеля. Таким образом, яркостная температура плоской поверхности имеет азимутальную симметрию:

$$T_B(\theta, \varphi) = T \left[1 - |R(\theta)|^2 \right]. \quad (2)$$

Коэффициенты отражения Френеля для вертикальной и горизонтальной поляризаций отличаются друг от друга: $R_V(\theta) \neq R_H(\theta)$. Это приводит к неравенству яркостных температур $T_V(\theta) \neq T_H(\theta)$ и соответствует эллиптической поляризации. Исключение составляет наблюдение в надир $\theta = 0$, когда $R_V(0) = R_H(0)$, и азимутальная симметрия приводит к поляризационной симметрии: тепловое излучение при $\theta = 0$ становится неполяризованным.

В присутствии ветра тепловое излучение морской поверхности теряет азимутальную симметрию. Все поляризационные характеристики излучения морской поверхности (яркостная температура на разных поляризациях, форма поляризационного эллипса, компоненты вектора Стокса S) [Born and Wolf, 1975] приобретают теперь зависимость от азимутального угла φ . Кроме того, поляризационные характеристики зависят от скорости и направления приповерхностного ветра V , так, скажем, для вектора Стокса

$$S = S(\theta, \varphi, V). \quad (3)$$

Основной целью поляриметрических измерений является определение параметров поверхности из поляризационных характеристик теплового излучения. Проблема восстановления спектра поверхностных волн из поляриметрических измерений может быть проще всего решена для наблюдения в надир ($\theta = 0$). В этом случае неполяризованное излучение становится эллиптически поляризованным, главные оси поляризационного эллипса ориентированы вдоль и поперек вектора ветра V , а степень поляризации зависит от скорости ветра.

Разница между коэффициентами отражения Френеля для вертикальной (R_v) и горизонтальной (R_h) поляризации, значениями R_h и R_v на углах визирования, близких к надиру, невелика, и роль уклонов крупномасштабного волнения незначительна. Здесь превалирует механизм формирования поляризационных контрастов теплового излучения, связанный с мелкомасштабной рябью. Этот механизм был предсказан теоретически в работе [Кравцов и др., 1978] и обнаружен экспериментально [Эткин и др., 1978]. Этот эффект связан с так называемыми критическими явлениями на мелкомасштабной шероховатой поверхности и имеет дифракционную природу.

Для больших углов визирования ($\theta \sim 50-60^\circ$) контрасты, вызванные мелкомасштабной рябью и изменениями уклонов крупных волн, становятся сравнимыми. Ниже рассмотрим поляризационные механизмы более детально и обратим основное внимание на ожидаемые поляризационные контрасты яркостной температуры и те модели спектра поверхностного волнения, которые лучше могут объяснить наблюдаемые контрасты.

При наклонных измерениях изменение эллипса поляризации вызвано преимущественно крупномасштабными компонентами спектра ветрового волнения. Крупномасштабное волнение определяет локальный угол θ' между линией наблюдения и локальной нормалью к поверхности моря [Stogryn, 1967]. Приращение коэффициента излучения может быть рассчитано с использованием двумерного распределения уклонов поверхности. Влияние крупномасштабного волнения на поляризационные характеристики теплового излучения морской поверхности анализировалось также в работе [Gasiewski and Kunkee, 1994].

Учет мелкомасштабных волн. В микроволновом диапазоне заметный температурный контраст, наблюдаемый в надиру на двух поляризациях, вызывается, главным образом, тепловыми поверхностными электромагнитными волнами, распространяющимися вдоль границы вода-воздух. Такие волны не обнаруживают себя до тех пор, пока водная поверхность плоская. Однако при наличии мелкомасштабных возмущений, например гравитационно-капиллярных компонент спектра волнения с длиной волны 0,5–5,0 см, поверхностные электромагнитные волны сантиметрового диапазона могут трансформироваться в поверхностные распространяющиеся моды благодаря дифракции на поверхностной решетке, образуемой мелкомасштабным волнением. Упрощенная двумерная (в x - z -плоскости) картина такого преобразования показана на рис. 2.

Поверхностная электромагнитная волна имеет вертикальную поляризацию E_z , так что электрический вектор интенсивности дифрагирующей волны на решетке $z = z(x)$ лежит в x - z -плоскости и соответст-

вует, в обычно принимаемой терминологии, вертикальной поляризации. Дифрагирующая поверхностная волна является причиной для существенного изменения поляризационного состояния результирующего теплового СВЧ-излучения.

Поляризационный контраст зависит от соотношения между электромагнитной длиной волны и длиной волны на поверхности воды Λ , показывая специфическое «критическое поведение». Такое поведение, описанное в работе [Кравцов и др., 1978], представляет собой микроволновую аналогию с аномалиями Вуда в оптике.

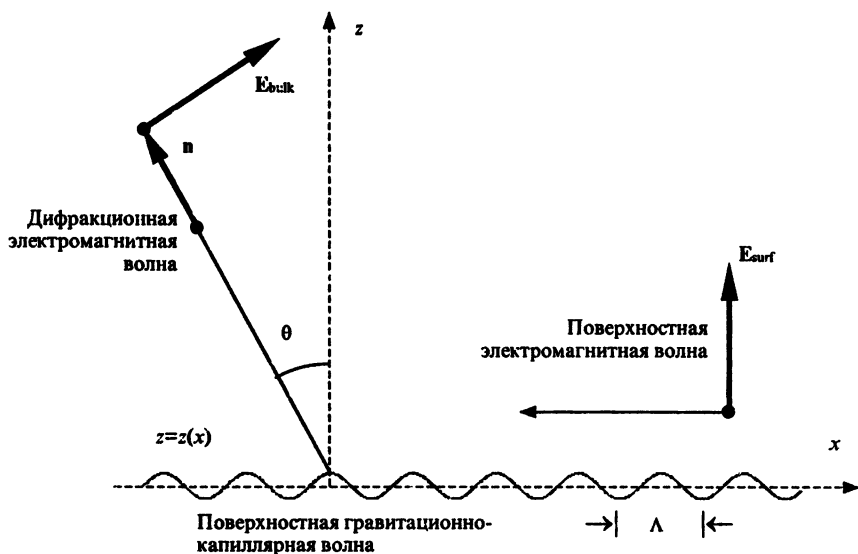


Рис. 2. Вертикально поляризованная тепловая поверхностная электромагнитная волна испытывает дифракцию на решетке $z = z(x)$, сформированной поверхностной гравитационно-капиллярной волной. Такая поверхностная дифрагирующая волна увеличивает яркостную температуру в направлении θ , обеспечивая, таким образом, существенный поляризационный контраст на морской поверхности

Проанализируем тепловое излучение синусоидальной водной поверхности:

$$z(x) = a \cos Kx, \quad K = 2\pi / \Lambda. \quad (4)$$

Будем рассматривать закон Кирхгофа в форме (2), который является применимым не только в пределах геометрической оптики, но и в

присутствии дифракционных эффектов [Рытов и др., 1989]. Амплитуда поверхностной волны будет рассматриваться достаточно малой по сравнению и с электромагнитной длиной волны λ , и с длиной волны Λ гравитационно-капиллярной компоненты волнового спектра:

$$a \ll \lambda, \quad a \ll \Lambda.$$

Это позволяет ввести малый параметр

$$\alpha \sim ka \sim Ka \ll 1, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (5)$$

и использовать его в методе малых возмущений. Пусть вспомогательная волна единичной амплитуды падает на поверхность S в плоскости (z, x) и порождает зеркально отраженную волну (дифракционный максимум нулевого порядка) с амплитудой A_0 и двумя волнами, соответствующими дифракционным максимумам первого порядка, с амплитудами A^+ и A^- . Амплитуды A^\pm имеют первый порядок малости по параметру α , в то время как амплитуда A_0 отличается от невозмущенной величины $R(\theta)$ во втором порядке α :

$$A_0 = R(\theta) - B, \quad B \sim \alpha^2. \quad (6)$$

Поэтому вычисления поглощенной мощности следует проводить до второго порядка по α . Это означает, что дифракционными максимумами второго порядка можно пренебречь.

Пусть волновой вектор вспомогательного волнового поля \mathbf{k} имеет компоненты $k_x = k \sin \theta$ и $k_z = -k \cos \theta$. Тогда компоненты волнового вектора \mathbf{k}^\pm , соответствующие дифракционным максимумам первого порядка, равны

$$k_x^\pm = k_x \pm K = k \sin \theta \pm K, \quad k_z^\pm = \sqrt{k^2 - (k_x^\pm)^2}.$$

Критическое значение

$$k_z^\pm = 0 \quad (7)$$

разделяет распространяющиеся волны, которым соответствуют вещественные значения k_z^\pm , при условии $|k_x^\pm| < k$, от неоднородных мод с мнимыми волновыми числами k_z^\pm (в последнем случае $|k_x^\pm| > k$).

При критическом значении $k_z^+ = 0$ или $k_z^- = 0$ один из дифракционных максимумов распространяется строго горизонтально, проходя

вдоль невозмущенной плоскости $z = 0$. Пусть начальное первичное волновое поле вертикально поляризовано так, что вектор интенсивности электрического поля E лежит в плоскости (x, z) . Такое поле генерирует поверхностные электромагнитные волны, что приводит к увеличению поглощенной мощности. Тогда по закону Кирхгофа (2) яркостная температура теплового излучения, поляризованного в x - z -плоскости, существенно увеличивается, в то время как яркостная температура для горизонтально поляризованного излучения изменяется незначительно.

Для выполнения критического условия $k_z^\pm = 0$ должно удовлетворяться следующее соотношение:

$$K = k(1 \pm \sin \theta). \quad (8)$$

Значительное увеличение яркостной температуры для вертикальной поляризации должно иметь место при выполнении условия (8). в то время как для горизонтальной поляризации может ожидать незначительное изменение. Эффект увеличения яркостной температуры на вертикальной поляризации при выполнении критических условий (8) получил название «критических явлений» [Кравцов и др., 1978].

Согласно этой статье относительное приращение яркостной температуры равняется

$$T_B - T_{B0} = T_0 \cdot (ka)^2 \delta_1(K/k),$$

где безразмерная функция δ_1 определяется как

$$\delta_1(K/k) = - \frac{\operatorname{Re}(2BR^* \cos \theta + |A^+|^2 c^+ + |A^-|^2 c^-)}{\cos \theta}. \quad (9)$$

Здесь

$$b^\pm = 1 - s^\pm \sin \theta, \quad c^\pm = \sqrt{1 - (s^\pm)^2},$$

$$s^\mp = \sin \theta + \kappa, \quad \kappa = \frac{K}{k} = \frac{\lambda}{\Lambda},$$

A^\pm – амплитуды дифракционных максимумов ± 1 -го порядка, B – приращение амплитуды A_0 в уравнении (6), R – коэффициент Френеля и $\xi = \varepsilon^{-1/2}$ – малый параметр ($|\xi| \ll 1$), характеризующий диэлектрические свойства морской воды в СВЧ-диапазоне. Малость x делает возможным применить граничные условия Леонтовича $E_t = \xi [nH_t]$ для морской поверхности.

Для горизонтальной (H) поляризации (в данной ситуации это y -поляризация) вышеупомянутые параметры определяются как

$$R_H = \frac{\cos\theta - 1}{\cos\theta + 1}, \quad A_H^\pm = \frac{i \cos\theta}{\cos\theta + 1} M^\pm,$$

$$B_H = -\frac{\cos\theta}{2(\cos\theta + 1)^2} \left[M^+ (C^+ + \xi b^+) + M^- (c^- + \xi b^-) - \xi \kappa^2 \right],$$

$$M^+ = (1 - \xi^2 b^+) / (1 + \xi c^+),$$

а для вертикальной (V) поляризации (вектор напряженности электрического поля в x - z -плоскости):

$$R_V = \frac{\cos\theta - \xi}{\cos\theta + \xi}, \quad A_V^\pm = \frac{i \cos\theta}{\cos\theta + \xi} L^\pm,$$

$$B_V = -\frac{\cos\theta}{2(\cos\theta + \xi)^2} \left[L^+ (\xi c^+ + b^+) + L^- (\xi c^- + b^-) + \xi \kappa^2 \right],$$

$$L^\pm = (b^\pm - \xi^2) / (c^\pm + \xi).$$

На рис. 3, *a* показано построенное значение δ_{IV} для вертикальной поляризации от параметра $\kappa = K/k$ для различных углов наблюдения θ , а на рис. 3, *b* представлено аналогичное значение δ_{IH} для горизонтальной поляризации. Диэлектрическая проницаемость ϵ была принята равной $77,3 + i18,3$, что соответствует пресной воде при 15°C для длины волны $\lambda = 8$ см.

Различие между двумя графиками радикально. Если на горизонтальной поляризации наблюдаются только небольшие ступенчатые изменения температуры в критических точках $\kappa_{cr} = 1 \pm \sin\theta$, то на вертикальной поляризации появляются высокие узкие пики. При наблюдении в надир ($\theta = 0$) оба критических условия (8) совпадают друг с другом и дают $\kappa_{cr} = 1$, что отвечает условию $\lambda = \Lambda$ (надирное условие резонанса). В результате амплитуда пика при $\theta = 0$ становится вдвое больше амплитуды пиков на соседних малых углах, что отвечает удвоенному поляризационному контрасту.

Согласно рис. 3 относительные температурные приращения $|\delta_V|$ и $|\delta_H|$ могут отличаться в 50–100 раз, и абсолютное приращение яркостной температуры может достигать 70–150 К. С другой стороны, ширина температурного пика на вертикальной поляризации достаточно мала: $\Delta\kappa/\kappa \approx 0,01$.

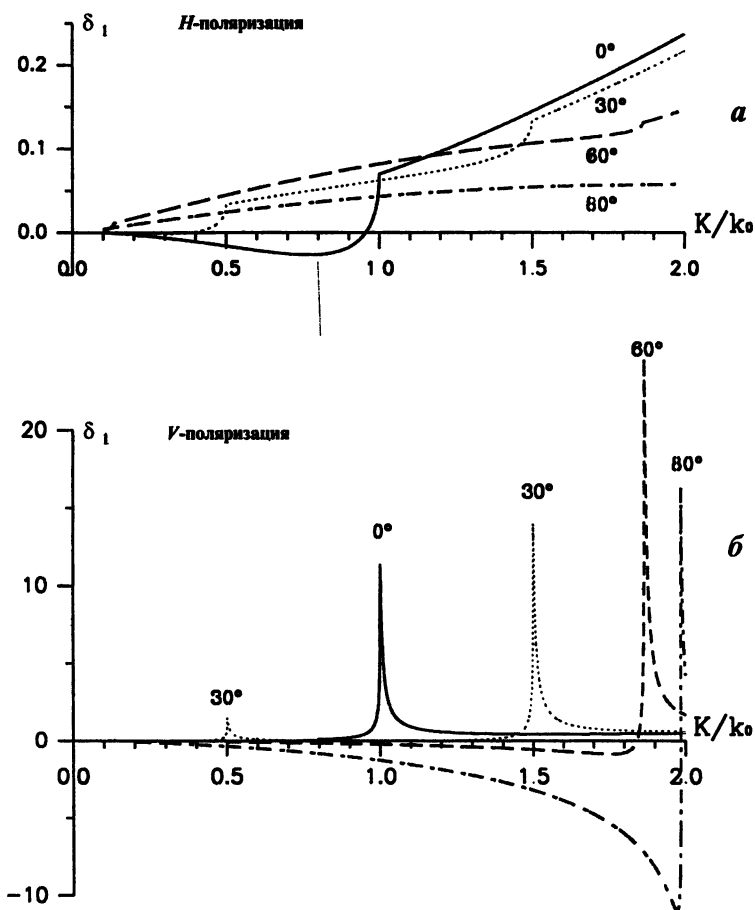


Рис. 3. Нормализованное приращение яркостной температуры на горизонтальной (а) и вертикальной (б) поляризациях для синусоидальной водной поверхности, построенное в зависимости от параметра $\kappa = \Lambda/\lambda$ под различными углами наблюдения θ . Высокие и узкие пики на вертикальной поляризации соответствуют условию (8)

Первое экспериментальное наблюдение критических явлений было получено в лабораторных условиях [Эткин и др., 1978]. Дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования [Ирисов, 1984; Трохимовский и Эткин, 1985] установили пределы метода малых возмущений для данной проблемы. Было продемонстрировано, что далеко от «условий резонанса» $\Lambda = \lambda$, например при $\lambda = 0,51\Lambda$, метод возмущений

верен для амплитуд до $0,1\lambda$, в то время как в области резонанса, скажем, при $\lambda = 0,99\lambda$, метод возмущений нарушается при амплитудах всего $0,04\lambda$.

Все сказанное выше касается случая, когда волновой вектор синусоидальной поверхностной "водной" волны \mathbf{K} лежит в плоскости наблюдения (x, z) . Если поверхностная водная волна повернута под углом φ к плоскости наблюдения (x, z) , то появление или пропадание дифракционных максимумов ± 1 -го порядка происходит при условии [Ирисов, 1984]

$$K^2 \pm 2Kk \cos\varphi \sin\theta = k^2 \cos^2\theta, \quad (10)$$

которое заменяет теперь условие (8).

Реальная граница вода-воздух не является синусоидальной поверхностью, а составлена из волн различных масштабов и направлений:

$$z(\rho) = \int Z(\mathbf{K}) \exp(i\mathbf{K}\rho) d\mathbf{K}, \quad (11)$$

где $\rho = (x, y)$ и $Z(\mathbf{K})$ – амплитуда фурье-спектра морской поверхности, связанная со спектром $F(\mathbf{K})$ соотношением

$$\langle Z(\mathbf{K}) Z^*(\mathbf{K}') \rangle = F(\mathbf{K}) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{K}'). \quad (12)$$

Здесь скобки означают усреднение по ансамблю.

Для непрерывного спектра возмущений такая операция должна применяться к каждой гармонике. Результирующий контраст яркостной температуры может быть рассчитан как интеграл по всем волновым векторам:

$$\Delta T_B(k, \varphi) = 2T_0 k^2 \int_{K_{\min}}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} F(\mathbf{K}) \delta_2(K/k, \varphi - \varphi') K dK d\varphi'. \quad (13)$$

Здесь двумерная функция $\delta_2(K/k, \varphi - \varphi')$ описывает вклад поверхностной гармоники с волновым вектором $\mathbf{K} = (K\cos\varphi', K\sin\varphi')$, и интегрирование выполняется по всем волновым векторам, начиная с некоторой величины K_{\min} , которая обычно составляет 1/3–1/5 от величины электромагнитного волнового числа k .

Влияние длинных поверхностных волн. Пионерами теоретических и экспериментальных исследований вклада длинных волн в контраст яркостной температуры были авторы работ [Stogrin, 1967; Hollinger, 1971; Swift, 1974; Wu u Fung, 1972], основанных на подходе Кирхгофа («метод тангенциальных плоскостей»). Согласно этому методу коэф-

коэффициент излучения $\chi = 1 - |R|^2$ усредняется по функции распределения вероятности уклонов поверхности $P(\theta_x, \theta_y)$ и яркостная температура определяется как

$$T_B = \iint P(\theta_x, \theta_y) \cdot [T_0(1 - |R|^2) + T_{\text{atm}}|R|^2] d\theta_x d\theta_y. \quad (14)$$

Здесь R' – локальный коэффициент Френеля, зависящий от угла наблюдения и локальных уклонов θ_x и θ_y , T_{atm} – яркостная температура излучения атмосферы, отражающейся от морской поверхности. Уравнение (14) может быть расширено с целью учета эффектов затенений и многократного рассеивания [Ирисов и др., 1990; Kunkee и Gasiewski, 1994].

Дисперсии уклонов σ_x^2 и σ_y^2 могут быть выражены через спектральную плотность $F(K)$ (12):

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 &= \int K_x^2 F(K) d^2 K, \\ \sigma_y^2 &= \int K_y^2 F(K) d^2 K. \end{aligned} \quad (15)$$

Реальное распределение уклонов морской поверхности имеет немного негауссовское распределение из-за нелинейных процессов. Небольшие отклонения функции распределения вероятности $P(\theta_x, \theta_y)$ от гауссовской были продемонстрированы в работе [Cox и Munk, 1957].

Альтернативный подход для расчета излучения крупномасштабных шероховатостей может быть основан на методе малых наклонов, предложенном в публикации [Воронович, 1985] для анализа рассеянного поля и примененного в работе [Irisov, 1994] для моделирования микроволнового теплового излучения. Согласно работам [Irisov, 1994; Irisov, 1995] функция $\delta\chi(K/k, j)$ в уравнении (13), первоначально полученная для коротких поверхностных волн, фактически оказалась применимой и для пологих длинных волн большой амплитуды. Если дисперсии уклонов σ_x^2 и σ_y^2 достаточно малы, можно вычислять контраст яркостной температуры, используя уравнения (13) с нижним пределом интегрирования равным нулю.

Радиометрическая спектроскопия морской поверхности. Используя данные многочастотных радиометрических измерений, полученных на различных углах наблюдения, можно восстановить спектры гравитационно-капиллярных волн и определить среднеквадратичный уклон крупномасштабного волнения. Для решения этой задачи в работе [Трохимовский, 1997] использовались данные, приведенные в табл. 1. Анализировались радиояркостные контрасты при скорости ветра 10 м/с при измерении в надир ($\lambda = 0,8; 1,5; 2,0; 8,0; 12$ см) [Трохимовский и др., 1983; Ирисов и др., 1987; Blume et al., 1977], аппроксимация данных на угле 50° от надира [Sasaki et al., 1987] и результаты настильных

измерений на волне $\lambda = 0,8$ см [Эткин и др., 1987]. Для измерений в надир использовались данные, усредненные по азимутальному углу. На угле наблюдения 50° в экспериментах направление ветра не учитывалось, но так как относительное значение анизотропии радиояркой температуры на больших углах наблюдения мало, то можно принять, что все радиояркие контрасты соответствуют значениям, усредненным по различным направлениям ветра. Соответственно восстановленные значения спектральной плотности должны рассматриваться как значения, усредненные по всем азимутальным направлениям.

Таблица 1

Экспериментальные значения радиоярких контрастов

j	λ , см	θ , град	Поляризация	ΔT^2 , К	p_j
1	0,8	0	-	4,3	2,0
2	1,5	0	-	3,5	2,0
3	2,0	0	-	3,1	2,0
4	8,0	0	-	3,2	0,2
5	12,0	0	-	1,9	3,0
6	0,8	50	В	3,3	0,7
7	1,5	50	В	2,3	0,6
8	3,0	50	В	1,8	0,6
9	5,0	50	В	1,6	0,5
10	20,0	50	В	1,5	0,5
11	0,8	50	Г	12,3	0,7
12	1,5	50	Г	8,8	0,5
13	3,0	50	Г	6,2	0,5
14	5,0	50	Г	5,0	0,4
15	20,0	50	Г	3,0	0,3
16	0,8	80	В	-26,0	0,2

Решение обратной задачи проводилось методом Монте-Карло. Исследуемый интервал волновых чисел случайным образом разбивался на восемь подынтервалов примерно одинаковой длины в логарифмическом масштабе. В табл. 2 приводятся средние значения верхних границ интервалов и их среднеквадратичное отклонение по сорока независимым реализациям. Нижняя граница первого интервала была фиксирована: $K_0 = 0,031$ рад/см. Для каждой реализации считалось, что спектр кривизны $B(K) = F(K)K^4$ в интервале с индексом i имеет постоянную

величину B_i . Затем для каждого из рассматриваемых радиометрических измерений с учетом длины волны λ_j , поляризации и угла наблюдения θ_j по формулам работы [Ирисов и др., 1987] вычислялись коэффициенты b_{ij} , позволяющие определить радиояркостный контраст коротких волн простым суммированием

$$\Delta T_{BS}^j = \sum_j b_{ij} \cdot B_i.$$

Таблица 2

Интервалы разбиения волновых чисел

i	K_i , рад/см	σ_k , рад/см
1	0,151	0,07
2	0,523	0,23
3	1,81	0,75
4	4,42	1,6
5	8,66	2,8
6	14,4	3,6
7	24,1	4,4
8	35,8	4,3

При вычислении коэффициентов b_{ij} учитывались только волновые числа, удовлетворяющие условию $K > K_L$. Для интервалов с волновыми числами меньшими K_L коэффициенты b_{ij} полагались равными нулю: $b_{ij}=0$.

Для каждого радиометрического канала затем определялась дисперсия уклонов крупных волн, соответствующая заданной длине волны и условию $K_{Lj} = 0,1 k_j$:

$$\sigma_j^2 = \int_0^{K_{Lj}} \int_{-\pi}^{\pi} F(K) K^2 \cos^2 \phi K dK d\phi = \sigma_0^2 + \pi \sum_{i=1,m} B_i \ln \frac{K_i}{K_{i-1}} + \pi B_{m+1} \ln \frac{K_{Lj}}{K_m},$$

где σ_0^2 – дисперсия уклонов волн с волновыми числами $K < K_0$, а значение m равно максимальному значению индекса i , для которого еще выполняется условие $K_i < K_L$.

Модельный контраст радиояркостной температуры, обусловленный длинными и короткими волнами, определяется как

$$\Delta T_B^j = \Delta T_{BS}^j + \Delta T_{BL}^j = \sum_j b_{ij} \cdot B_i + c_1 \sigma_j^2 + c_2 (\sigma_j^2)^2, \quad (16)$$

где коэффициенты c определялись из модельных расчетов методом Кирхгофа. Для каждой из реализаций разбиения волновых чисел методом Монте-Карло определялись значения σ_0^2 и B_i , доставляющие минимум функции невязки

$$\varepsilon = \sum |\Delta T_B^j - \Delta T_j^0| \cdot p_j,$$

где p_j – весовые коэффициенты, приведенные в последней графе табл. 1. При нахождении минимума выполнялось до $2 \cdot 10^5$ итераций.

После определения минимизирующего решения для каждой из сорока реализаций результат находился усреднением всех решений. Операция усреднения обоснованна, так как зависимость ΔT_B^j от σ_0^2 и B_i практически линейна. Квадратичный член в уравнении (16) вносит незначительный вклад, и его влиянием обычно можно пренебречь.

Восстановленный спектр кривизны $B(K)$ при скорости ветра $V=10$ м/с показан на рис. 4. Неожиданным результатом явилось наличие максимума $B(K)$ при волновом числе $K = 12$ рад/см (длина волны $\Lambda=0,5$ см). Разумеется, на спектре $F(K)$ этот максимум проявляется только в виде изменения наклона зависимости. Была проверена устойчивость результата к выбору весовых функций, числу итераций, количеству подынтервалов разбиения. Качественно результат оставался таким же, хотя в ряде случаев отмечалось изменение уровня спектральной плотности на 20-40%. Наибольшие ошибки следует ожидать в длинноволновой части рассматриваемых волновых чисел при $K < 0,1$ рад/см. Среднее значение σ_0^2 составило $0,0070 \pm 0,0025$ ($K < 0,031$ рад/см). Напомним, что результаты следует трактовать как усредненные значения по различным направлениям приповерхностного ветра.

В литературе отсутствуют результаты натуральных измерений пространственного спектра на больших волновых числах. В лабораторных условиях такие измерения проводились с использованием оптических методик. В работе [Рувинский, Фрейдман, 1981] отмечалось, что “паразитные” капиллярные волны, возникающие на гребнях коротких гравитационно-капиллярных гармоник, имеют длину как раз около 5 мм. Похожая форма спектра кривизны с максимумом на длинах волн менее одного сантиметра была получена и в лабораторных исследованиях [Jane, Riemer, 1990].

На рис. 4 приведены также модели спектров, предложенные различными авторами на основе измерений, выполненных с помощью радиолокаторов и скаттерометров.

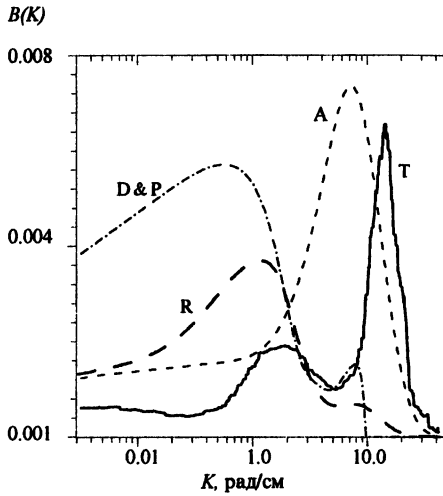


Рис. 4. Безразмерная спектральная плотность в гравитационно-капиллярном интервале, усредненная по азимутальному углу. Т – оценка на основе радиометрических измерений [Трохимовский, 1997], D&P – [Donelan and Pierson, 1987], А – [Apel, 1994], R – [Romeiser, 1997]

Для вычисления $\partial T_B / \partial V$ восстановленный спектр гравитационно-капиллярных волн при $V = 10$ м/с [Трохимовский, 1997] должен быть дополнен зависимостью спектральной плотности от скорости ветра. В качестве первого приближения можно взять значения показателя степени γ в зависимости сечения радиолокационного рассеяния (вертикальная поляризация, $\theta=30-60^\circ$) от скорости ветра и считать, что та же степенная зависимость справедлива для соответствующих береговых компонент волнения. Используя результаты анализа различных экспериментов, мы приняли следующую простую аппроксимацию для ветровой зависимости спектральной плотности:

$$F(K, V) = F_{10}(K) \cdot (V/10)^\gamma,$$

$$\gamma = \begin{cases} 0.21 + 0.72K, & K \leq 3 \text{ рад/см}, \\ 2.3, & K > 3 \text{ рад/см}, \end{cases}$$

где $F_{10}(K)$ – спектральная плотность при скорости ветра $V = 10$ м/с.

Радиояркий контраст при $V=10$ м/с. Расчет, проведенный нами в рамках двухмасштабной модели для различных моделей спектра, сравнивался с различными экспериментальными данными. В расчетах использовалось приближение горизонтально-однородной безоблачной

атмосферы. Для расчета радиояркостного контраста эффективная температура атмосферы принималась равной температуре зондируемой поверхности. Хотя такое приближение вносит ошибки в абсолютные значения радиояркостной температуры на миллиметровых волнах, погрешности, возникающие в радиояркостном контрасте, пренебрежимо малы. Поглощение в атмосфере вычислялось по модели работы [Liebe, 1989] с учетом вклада водяного пара и линий поглощения молекулярного кислорода. Концентрация водяного пара у поверхности океана принималась равной 10 г/м^3 , а его высотное распределение предполагалось экспоненциальным с характерной высотой $1,7 \text{ км}$.

Диэлектрическая проницаемость воды, используемая для расчета коэффициента Френеля, определялась по модели, приведенной в работе [Ulaby et al., 1986]. Во всех расчетах мы использовали температуру воды T_0 , равную 20°C , и соленость морской воды считали равной 35 промилле.

Рассчитанный радиояркостный контраст и данные самолетных измерений [Трохимовский и др., 1983; Ирисов и др., 1987; Blume et al., 1977] для наблюдения в надир показаны на рис. 5. Совпадение результатов очень хорошее для спектра, восстановленного по радиометрическим измерениям, и несколько хуже для других моделей. Отметим, что отчетливо видна линия поглощения водяного пара $22,235 \text{ ГГц}$, что свидетельствует о важности учета подсвета атмосферы.

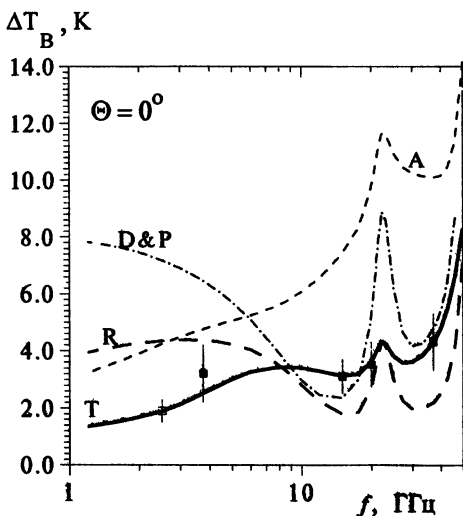


Рис. 5. Экспериментальные значения радиояркостного контраста при скорости ветра 10 м/с и наблюдении в надир и результаты моделирования с использованием различных спектров волнения. Обозначения см. на рис. 4 и в тексте

На рис. 6 аналогичное сопоставление проводится для угла наблюдения 50° при измерениях на вертикальной и горизонтальной поляризациях. Краткое описание различных экспериментов, результаты которых приведены на рис. 7, дается в работе [Sasaki et al., 1987]. Отметим только, что измерения, приведенные в [Sasaki et al., 1987; Hollinger, 1970; Izosaki et al., 1984], выполнены с морских платформ, а данные работы [Wentz, 1983] базируются на измерениях со спутников "Seasat" и "Nimbus-7". Из рис. 6 видно, что полное совпадение модельных расчетов и экспериментальных результатов имеет место только для спектра [Трохимовский, 1997].

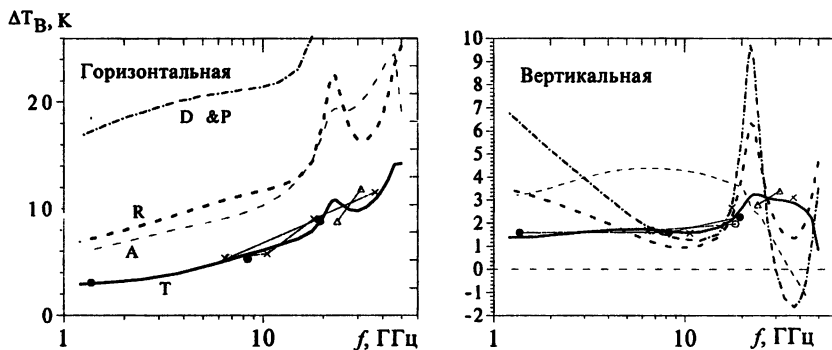


Рис. 6. Сравнение результатов расчета при угле наблюдения 50° с экспериментальными данными. Обозначения см. на рис. 4 и в тексте

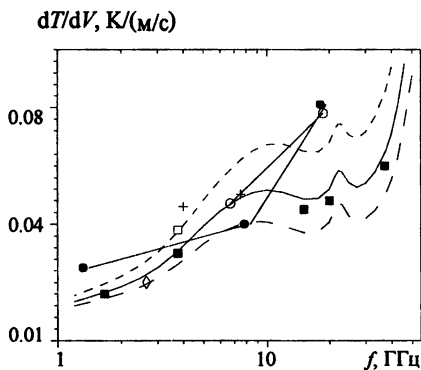


Рис. 7. Крутизна радиационно-ветровой зависимости при наблюдении на небольших углах от надира. Расчет: штриховый пунктир – $V = 6,1$ м/с, сплошная линия – $V = 7,2$ м/с, точечный пунктир – $V = 8,7$ м/с

Проведенное сопоставление показывает, что восстановленный по микроволновым радиометрическим измерениям спектр гравитационно-капиллярных волн действительно хорошо объясняет наблюдаемые особенности радиоярких контрастов взволнованной морской поверхности. Гладкость модельных зависимостей свидетельствует, что процедура регуляризации при решении обратной задачи была выполнена корректно. Разумеется, достоверность восстановленного спектра напрямую связана с достоверностью исходных радиометрических данных.

Крутизна радиационно-ветровой зависимости. Крутизна радиационно-ветровой зависимости определяется как производная $\partial T_B / \partial V$. Понятно, что она постоянна только в случае, если радиояркая температура линейно зависит от скорости ветра. На самом деле зависимость близка к степенной с показателем степени, меняющимся от 0,3–0,5 для дециметровых волн до значений 2–3 для волн миллиметрового диапазона. Поэтому, анализируя величину $\partial T_B / \partial V$, необходимо учитывать среднюю скорость ветра, при которой измерена эта величина.

Крутизна радиационно-ветровой зависимости определялась во многих экспериментах. Это проще, чем измерения радиояркого контраста по отношению к гладкой водной поверхности, так как условия абсолютного штиля крайне редки для открытых акваторий, а использование расчетного значения яркостной температуры гладкой воды для сравнения с данными эксперимента требует высокой точности абсолютной калибровки радиометрической системы. Дополнительные ошибки могут возникать за счет погрешностей модели диэлектрической проницаемости воды. В то же время крутизна радиационно-ветровой зависимости определяется по регрессии радиояркостной температуры и скорости приповерхностного ветра без проведения абсолютных измерений и без использования каких-либо моделей для диэлектрических свойств воды.

Расчетные значения крутизны радиационно-ветровой зависимости сравниваются с экспериментальными данными, полученными при измерении в надир [Трохимовский и др., 1983; Ирисов и др., 1987; Blume et al., 1977], при угле 20° [Sasaki et al., 1987; Hollinger, 1970] и 25° [Swift, 1974], на рис. 7. Модельные зависимости определены для наблюдения в надир при скоростях ветра $V = 6,1$ м/с, $V = 7,2$ м/с и $V = 8,7$ м/с. Измерения в надир [Трохимовский и др., 1983] получены с самолета-лаборатории АН-12 в северо-западной части Тихого океана при скорости ветра 4–11 м/с. Тот же самолет-лаборатория использовался для измерений, в которых скорость ветра менялась в пределах 2–22 м/с [Trokhimovski et al., 1995]. Измерения Холинджера [Hollinger, 1970]

($\theta=20^\circ$) проводились с исследовательской платформы при скорости приповерхностного ветра 0,5–13,5 м/с. Данные работы [Swift, 1974] ($\theta=25^\circ$) получены Свифтом с железнодорожного моста через канал в районе Массачусетса при скорости ветра 1,5–15,4 м/с. Результаты [Sasaki et al., 1987] ($\theta=20^\circ$) построены по измерениям с морской исследовательской платформы в Японском море при скорости ветра 0–11 м/с. Для измерений в надиры мы использовали данные, усредненные по азимутальному углу [Трохимовский и др., 1983]. Для других измерений величина $\partial T_B / \partial V$ получена в результате усреднения данных для вертикальной и горизонтальной поляризации, что должно в значительной степени устранить влияние направления ветра. Данные, полученные на небольших углах от надира, правомерно сравнивать с расчетом, выполненным для $\theta = 0^\circ$, так как радиояркий контраст имеет практически постоянное значение при углах 0–30°.

В целом рис. 7 свидетельствует об очень хорошем согласии предсказания модели и экспериментальных данных, полученных на углах наблюдения, близких к надиру. Не менее хорошее соответствие имеет место и для других углов наблюдения.

Прецизионные измерения температуры поверхности воды. Как инфракрасные, так и микроволновые радиометры измеряют температуру воды в тонком поверхностном слое – так называемом скин-слое поверхности. Его толщина составляет 0,01–0,1 мм в инфракрасном диапазоне длин волн и меняется от нескольких десятых долей миллиметра до нескольких миллиметров в СВЧ-диапазоне в зависимости от длины волны и солености морской воды. Процессы обмена тепла, влаги между океаном и атмосферой приводят к появлению под поверхностью больших градиентов температуры. По этой причине температура воды, определяемая стандартными контактными датчиками (как правило, на глубине 1–2 м под поверхностью), и температура, определяемая по радиометрическим измерениям, могут существенно отличаться друг от друга.

Можно ли измерить скин-температуру морской поверхности в СВЧ-диапазоне с точностью лучше 0,1 К? Наши исследования показывают, что решение этой задачи возможно, но для этого необходимо использовать специальные длины волн и специальную методику радиометрических измерений. Яркая температура определяется температурой воды, ее излучательной способностью и отраженным излучением подсвета небосвода. Для восстановления температуры воды необходимо учитывать вариации коэффициента излучения и неоднородности атмосферного подсвета, и для этого учета требуется специальная методика измерений. Для инфракрасного диапазона используют периодическую калибровку по кювете с морской водой,

которая все время сильно перемешивается для разрушения поверхностной холодной пленки [Schluessel et al, 1990], а температура воды измеряется с высокой точностью. В работе [Schluessel et al, 1990] указано, что такой метод позволяет реализовать точность абсолютных измерений температуры скин-слоя морской поверхности порядка 0.05 К. В микроволновом диапазоне подобная методика не проходит, так как коэффициент излучения поверхности в значительной степени зависит от шероховатостей поверхности. В работе [Gaikovich et al., 1987] проводилось восстановление профилей температуры в непосредственной близости от водной поверхности с помощью микроволновых радиометров, но было отмечено, что подобногo рода измерения можно проводить только в лабораторных условиях, когда на поверхности отсутствуют волны, а подсвет имеет постоянную яркостную температуру, значение которой близко к физической температуре воды. В итоге в натуральных условиях точность восстановления температуры воды с помощью традиционных радиометрических измерений составляет величину не лучше 0.5 К [Vesecky et al., 1994; Bolotnikova et al., 1992], даже при контроле состояния моря с помощью скаттерометров или радиометров-поляриметров.

Обеспечить требуемую точность восстановления температуры скин-слоя в СВЧ-диапазоне возможно, если использовать длину волны с относительно большим поглощением в атмосфере. В этом случае излучение с горизонтального направления может служить естественным эталоном, от которого проводится отсчет яркостных температур на всех других углах наблюдения. Яркостная температура при наблюдении в горизонт с высокой степенью точности равна температуре воздуха на высоте измерений. Радиометрические измерения следует проводить в сканирующем режиме для постоянного контроля изменяющейся радиояркости нисходящего излучения.

Наиболее подходящей длиной волны для прецизионного измерения скин-температуры в микроволновом диапазоне является длина волны 5 мм, соответствующая полосе поглощения молекулярного кислорода. Обычно этот диапазон используется для восстановления профилей температуры воздуха. Из-за сильного поглощения в атмосфере в натуральных измерениях удается избежать ошибок восстановления температуры воды из-за неопределенности коэффициента излучения, связанного с поверхностным волнением и приближенностью знания диэлектрических свойств морской воды. Высокая точность восстановления скин-температуры по измерениям на длине волны 5 мм была продемонстрирована в экспериментах JUSREX'92 [Gasparovic and Etkin, 1994; Trokhimovski and V. Leuskiy, 1993; Trokhimovski et al., 1995a] и COPE [Trokhimovski et al., 1995b; Trokhimovski et al., 1995c]. На рис.8 приводятся результаты сравнения данных контактных измерений

температуры воды по стандартным корабельным измерениям и скин-температуры, восстановленной по радиометрическим измерениям в ходе эксперимента JUSREX'92.

Рис. 8 демонстрирует хорошее качественное совпадение контактных и дистанционных данных, однако амплитуда изменений температуры, измеренной на некоторой глубине, гораздо больше, чем изменения температуры в скин-слое поверхности. В неустойчивых условиях разница между контактными данными и скин-температурой воды достигает 2 К. В связи с этим возникает вопрос: можно ли использовать разницу между температурой скин-слоя и температурой на глубине 1–2 м для параметризации потоков тепла на поверхности океана? В случае положительного ответа, сравнивая спутниковые данные (при условии их корректной калибровки, которая будет обсуждена ниже) с данными корабельных измерений, можно картировать потоки тепла по всему Мировому океану.

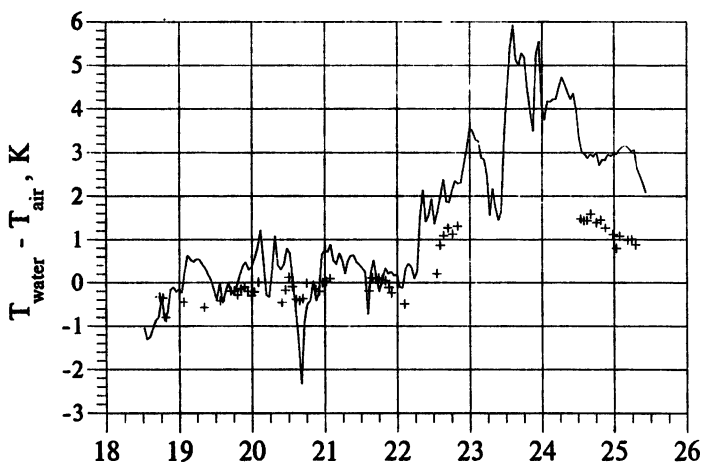


Рис. 8. Разница температуры воды (сплошная — глубина 2 м, крестики — скин-слой) по данным эксперимента JUSREX

Для проверки этой идеи в ИКИ РАН был проведен лабораторный эксперимент, цель которого заключалась в построении зависимости потока тепла с поверхности воды от разности температур перемешанного слоя и скин-температуры воды. Эксперимент проводился совместно с лабораторией Ю. А. Волкова ИФА РАН, которая выполняла синхронные измерения в ИК-диапазоне. Измерения выполнялись при температуре воды, которая отличалась от температуры воздуха в

комнате в пределах +5–10 градусов. Наибольший интерес имеют данные, полученные при остывании воды. В этом случае в объеме воды возникает конвективное перемешивание, и правомочно говорить о средней температуре перемешанного слоя воды. Градиент температуры сосредоточен в тонком подповерхностном слое. Поток тепла через поверхность вычислялся по скорости остывания объема воды. С целью увеличения диапазона значений потоков тепла измерения проводились как в условиях свободной, так и вынужденной конвекции при обдуве поверхности вентилятором с расстояний от 3,5 до 1,5 метра.

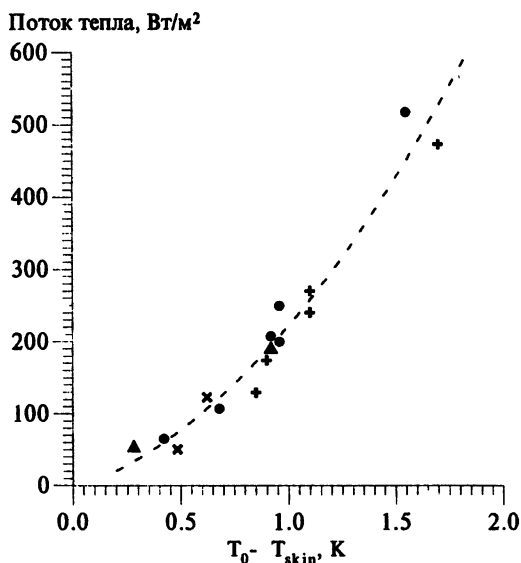


Рис. 9. Поток тепла через поверхность (из воды в воздух) в зависимости от разности между скин-температурой и температурой перемешанного слоя. Условия свободной и вынужденной конвекции

Обобщение всех полученных результатов (свободная и вынужденная конвекция) проводится на рис. 9. На рисунке построен тепловой поток от воды к воздуху как функция разности $T_0 - T_{skin}$. Результаты, полученные в различных сериях измерений, хорошо коррелируют друг с другом и имеют незначительный разброс. Значения потоков тепла, наблюдавшиеся в эксперименте, являются достаточно типичными значениями для морских условий. На рисунке пунктиром показана квадратичная аппроксимация. Эксперимент подтвердил, что основным фактором, определяющим разницу температуры скин-слоя и температуры в перемешанном подповерхностном слое, является именно поток

тепла. Одновременно он показал, что правомочно ставить задачу параметризации потока тепла между морской поверхностью и атмосферой по измерениям температуры скин-слоя воды и температуры в подповерхностном перемешанном слое.

Заключение. Приведенные результаты показывают, что микроволновые радиометрические измерения могут использоваться для решения широкого круга задач исследования поверхности моря, обнаружения поверхностных проявлений различных океанических процессов, возмущающих спектры морского волнения, изучения взаимодействия океана и атмосферы. С помощью радиометров неоднократно регистрировались поверхностные проявления внутренних волн, фронтальные разделы, изменения волнения за счет крупномасштабных течений и влияния поверхностно-активных веществ. Радиометрические методы исследования дополняют оптические и радиолокационные данные, а в ряде случаев успешно конкурируют с этими более традиционными методиками дистанционного изучения океана. Так, метод определения скорости и направления ветра по азимутальной анизотропии собственного теплого излучения морской поверхности проще и перспективнее скаттерометрических методик. Радиометры являются незаменимым инструментом в квазиштилевых условиях, когда на поверхности практически отсутствуют береговые резонансные компоненты волнения, и конечно трудно найти им замену для прецизионных всепогодных измерений температуры воды в скин-слое поверхности.

Результаты, приведенные в настоящей работе, были получены при поддержке грантов РФФИ №97-05-65602 и №97-02-17275.

Литература

- Беспалова Е. А., Веселов В. М., Гершензон В. Е., Милицкий Ю. А., Миrowsкий В. Г., Покровская И. В., Раев М. Д., Семин А. Г., Смирнов Н. К., Скачков В. А., Трохимовский Ю. Г., Хапин Ю. Б., Чистяков В. Н., Шарков Е. А., Эткин В. С.* Об определении скорости и направления приповерхностного ветра по измерениям поляризационной анизотропии собственного СВЧ излучения // Исследование Земли из космоса. 1982. № 1. С. 87-94.
- Веселов В. М., Давыдов А. А., Шарков Е. А., Черный И. В., Воляк К. И.* Радиодистанционные измерения внутренних волн с борта судна // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20. № 3. С. 308-317.
- Гайданский С. И., Гершензон В. Е., Громов В. К.* Регистрация поверхностных проявлений внутренних волн в океане методами СВЧ-радиометрии // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24, № 9. С. 1000-1005.
- Венславский В. Б., Гершензон В. Е., Громов В. К. и др.* Вариации интенсивности собственного и рассеяного СВЧ-излучения при настильных углах зондирования океана в поле внутренних волн // Исследование Земли из космоса. 1987. № 5. С. 30-34.

- Ирисов В. Г.* Исследования излучения электромагнитных волн периодически неровной поверхности. Препринт ИКИ АН СССР. Пр-944. М., 1984. 18 с.
- Ирисов В. Г., Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С.* Радиометрические методы диагностики океана // Дистанционные методы изучения океана. Горький: ИПФ АН СССР, 1987. С. 34-58.
- Ирисов В. Г., Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С.* Радиотепловая спектроскопия морской поверхности // Докл. АН СССР. 1987. Т. 297, № 3. С. 587-589.
- Ирисов В. Г., Кузьмин А. В., Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С.* Азимутальные зависимости собственного СВЧ-излучения поверхности океана на настильных углах наблюдения // Исследование Земли из космоса. 1990. № 6. С. 99-103.
- Рувинский К. Д., Фрейдман Г. И.* О генерации капиллярно-гравитационных волн крупными гравитационными волнами // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17, № 7. С. 746 - 753.
- Трохимовский Ю. Г., Хапин Ю. Б., Эткин В. С.* Поляризационные и спектральные характеристики радиотеплового излучения взволнованной поверхности моря. Препринт ИКИ АН СССР. Пр-821. М., 1983. 36 с.
- Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С.* Лабораторные и натурные исследования критических явлений в радиотепловом излучении взволнованной водной поверхности. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-998, 1985. 23 с.
- Трохимовский Ю. Г.* Радиояркостные контрасты поверхностных проявлений внутренних волн на настильных углах наблюдения // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1996. Т. 32, № 4. С. 528-532.
- Трохимовский Ю. Г.* Модель радиотеплового излучения взволнованной морской поверхности // Исследование Земли из космоса. 1997. № 1. С. 39-49.
- Эткин В. С., Ворсин Н. Н., Крацов Ю. А. и др.* Обнаружение критических явлений при тепловом радиоизлучении периодически неровной водной поверхности // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 3. С. 454-456.
- Эткин В. С., Алексин Б. Е., Анискович В. М. и др.* Многоканальный самолетный комплекс для радиогидрофизических исследований. Препринт ИКИ АН СССР. Пр-1279. М., 1987. 41 с.
- Apel J. R.* An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № C8. P.16,269-16,291.
- Blume H. J. C., Love A. W., Van Melle M. J., Ho W. W.* Radiometric observation of sea surface temperature at 2.65 GHz over the Chesapeake Bay // IEEE Trans. on Antennas and Propagat. 1977. V. AP-25, № 1. P. 121-128.
- Bolotnikova G. A., Grechko S. I., Irisov V. G., Kuzmin A. V., Trokhimovski Yu. G., and Etkin V. S.* Determination of the sea surface temperature from microwave radiometer measurements in the nadir // Sov. J. Remote Sens. 1992. V. 9, № 4. P. 688-698.
- Born M. and Wolf E.* Fundamentals of optics. Pergamon, London, 1975.
- Cox C. and Munk W.* Statistics of the sea surface derived from sun glitter // J. Mar. Res. 1954. V. 13. P. 198-227.
- Donelan M. A. and Pierson W. J.* Radar scatter and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 4971-5029.

- Gaikovich K. P., Reznik A. N., Sumin M. I., and Troitskiy R. V.* Determination of the temperature profile of the surface layer of water from its microwave emissions // *Izv. Acad. Nauk SSSR, Atmos. Oceanic Phys.* 1987. V. 23, № 7. P. 569-574.
- Gasiewski A. J., and Kunkee D. B.* Polarized microwave emission from water waves // *Radio Science.* 1994. V. 29(6). P. 1449-1466.
- Gasparovic R.F. and Etkin V.S.* // *Proceedings IGARSS'94*, Pasadena, 1994. P. 741-743.
- Hollinger J. P.* Passive microwave measurements of sea surface roughness // *IEEE Trans. Geosci. Electr.* 1971. GE-9(3). P. 165-169.
- Irisov V. G.* Small-slope expansion for electromagnetic-wave diffraction on a rough surface // *Waves Rand. Media.* 1994. 4. P. 441-452.
- Isozaki I., Ueno K., Iida H. et al.* Observation of sea surface microwave emission // *Proc. Autumnal Meeting Oceanogr. Soc. Japan.* Tokyo, 1984. P. 143-144.
- Jähne B., Riemer K. S.* Two-dimensional wave spectra of small-scale surface waves // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. № C7. P. 11531-11546.
- Kravtsov Yu. A., Mirovskaya Ye. A., Popov A. Ye., Troitskiy I. A., and Etkin V. S.* Critical effects in the thermal radiation of a periodically uneven water surface // *Academia Nauk SSSR, Izvestia, Atmospheric and Oceanic Physics.* 1978. V. 14, № 7. P. 522-526, [Translated from Russian: *Physica Atmosphere & Okeana.* 1978. V. 14, № 7. P. 733-738.]
- Kunkee D. B. and Gasiewski A. J.* Airborne passive polarimetric measurements of sea surface anisotropy at 92 GHz // *Proc. IGARSS'94.* 1994. P. 2413-2415.
- Liebe H.J.* MPM - An atmospheric millimeter-wave propagation model // *Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves.* 1989. V. 10, № 6. P. 631-650.
- Rytov S. M., Kravtsov Yu. A., and Tatarskii V. I.* Principles of Statistical Radiophysics, v.3: Elements of Random Fields, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1989.
- Sasaki Ya., Asanuma I., Muneyama K., Naito G., Suzuki T.* The dependence of sea-surface microwave emission on wind speed, frequency, incidence angle, and polarization over frequency range from 1 to 40 GHz // *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sens.* 1987. V. GE-25, № 11. P. 138-146.
- Schluessel P., Emery W. J., Grassl H., and Mammen T.* On the bulk-skin temperature difference and its impact on satellite remote sensing of sea surface temperature // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 13341-13356.
- Stogryn A.* The apparent temperature of the sea at microwave frequencies // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1967. V. AP-15, № 2. P. 278-286.
- Swift C. T.* Microwave radiometer measurements of the Cape Cod Canal // *Radio Science.* 1974. №7. P. 641-653.
- Trokhimovskiy Yu. G.* Passive microwave measurements of internal waves surface manifestation // *Proceedings IGARSS'92*, Houston, USA, 1992. P. 263-265.
- Trokhimovskiy Yu. G. and Leuskiy V.* Measurements of water surface temperature using 5-mm radiometer // *Proceedings IGARSS'93*, Tokyo, Japan, 1993. P. 1625-1626.
- Trokhimovskiy Yu. G., Bolotnikova G. A., Etkin V. S. et al.* The dependence of S-band sea surface brightness temperature on wind vector at normal incidence // *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.* 1995. V. 33, № 4. P. 1085-1088.
- Trokhimovskiy Yu. G., Westwater E. R., and Han Y.* Air-and sea surface temperature measurements using a 60 GHz microwave rotating radiometer // *Proceedings IGARSS'95*, Florence, Italy, 1995a. P. 1110-1112.

- Trokhimovski Yu. G., Westwater E. R., Irisov V. G., and Leuski V.* 5-mm radiometric measurements from *FLIP* during COPE: A data summary // *NOAA Technical Memorandum ERL ETL-258*, 1995b. P. 56.
- Trokhimovski Yu. G., Westwater E. R., Irisov V. G., and Leuski V.* A scanning 60 GHz radiometer to measure air-sea temperature difference: recent results during COPE // *Proceedings IGARSS'96*, Nebraska, USA, 1995c. P. 1672-1674.
- Trokhimovski Yu. G., and Irisov V. G.* Wind speed and wind direction measurements using microwave polarimetric radiometers // *NOAA Technical Memorandum ETL-250*, 1995d. P. 35.
- Ulaby F. T., Moore R. K., Fung A. K.* Microwave remote sensing: Active and Passive. Dedham, Mass.: Artech House, 1986, V. III. P. 2162.
- Vesecky J. F., Onstott R. G., Wang N. Y., Lettvin E., Slawski J., and Shuchman R. A.* Water surface temperature estimates using active and passive microwave remote sensing: preliminary results from an outdoor wind-wave tank // *Proc. IGARSS '94*, Pasadena, California, USA, 1994. P. 1021-1023.
- Voronovich A. G.* Small slope approximation in wave scattering by rough surface // *Sov. Phys. JEPT*, 1985. 62. P. 65-70.
- Wentz F. J.* A model function for ocean microwave brightness temperature // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88, № C3. P. 1892-1907.
- Wu S. T. and Fung A. K.* A noncoherent model for microwave emission and backscattering from the sea surface // *J. Geophys. Res.* 1972. 77. P. 5,917-5,929.

Океанологические результаты полета КА "Алмаз-1"

А. Ю. Иванов

Институт океанологии РАН, им. П. П. Ширшова, Москва

Российский космический аппарат (КА) "Алмаз-1" находился на орбите с 31.03.91 по 17.10.92. На его борту находился радиолокатор с синтетизированной апертурой (РСА). Во время полета были получены радиолокационные изображения (РЛИ) морской поверхности, на которых зафиксированы проявления различных процессов и явлений как в океане, так и при его взаимодействии с атмосферой. В статье суммируются результаты анализа РЛИ КА "Алмаз-1", обсуждаются возможности и ограничения РСА для исследования ряда явлений в океане, а также даются некоторые оценки в свете подготовки будущих программ исследования океана из космоса. Показано, что РСА высокого разрешения целесообразно применять для исследования большинства океанских мелкомасштабных явлений, причем мониторинг ряда из них, а также оперативный контроль чрезвычайных ситуаций на море возможен только с помощью РСА. Приведены примеры РЛИ морской поверхности.

На поверхности океана проявляются самые разнообразные гидрофизические и гидробиологические процессы, происходящие как внутри океана, так и при его взаимодействии с атмосферой. Прямые методы оценки состояния океана на основе контактных данных сопряжены со значительными материальными затратами, поэтому в настоящее время значительно возрастает роль датчиков дистанционного зондирования (ДЗ), которые позволяют регулярно получать необходимые данные и стали важнейшим источником информации об океане. Более того, до появления дистанционных данных океанологи не имели истинной картины пространственно-временной изменчивости океана. Поверхность океана наблюдают дистанционными методами в различных диапазонах спектра электромагнитных волн: видимом, инфракрасном (ИК) и СВЧ. Однако наиболее информативным оказалось зондирование в СВЧ-диапазоне. Работоспособность оптических и ИК-датчиков в значительной степени ограничена погодными условиями (в первую очередь наличием облачности), состоянием атмосферы и освещенностью. Разработанные и ныне эксплуатируемые радиолокаторы бокового обзора с синтетизированной (РСА) и реальной апертурой (РЛСБО) продемонстрировали широкие возможности для получения данных о состоянии морей и океанов независимо от облачности и освещенности. В настоящее время исследования океана при помощи радиолокации являются одним из развивающихся направлений спутниковой океанографии.

Радиолокационная съемка океана из космоса имеет огромные возможности с точки зрения получения океанологической информации о мгновенном состоянии океана. Это связано с уникальной чувствительностью радиоволн к мелкомасштабным морским волнам, а также с их способностью проникать сквозь облачный покров. Возможность регистрации процессов, происходящих в океане, связана с рассеивающими свойствами морской поверхности (МП). Главным "визуализирующим" фактором являются короткие гравитационно-капиллярные волны (ГКВ) с сантиметровыми длинами волн, которые, за редким исключением, практически всегда присутствуют на поверхности океана. Основным физическим механизмом, определяющим обратное рассеяние РЛ-сигнала от МП, является брегговское рассеяние электромагнитной энергии поверхностными волнами, длина которых сравнима с длиной волны радиолокатора (при углах падения от 20 до 70°). Различные волновые и динамические процессы, происходящие в приводном слое атмосферы, на поверхности океана и в его верхнем слое, вызывают изменения спектральных характеристик этих волн и таким образом формируют рассеивающие свойства МП. Радиолокаторы регистрируют пространственные вариации мелкомасштабных ветровых волн, связанные с аэродинамическими и гидродинамическими возмущениями МП, в виде картин пространственного распределения величины обратного рассеяния или радиояркости.

Применение РЛ-данных на практике ограничено из-за чрезвычайно сложных физических механизмов, вовлеченных в процесс формирования РЛИ МП, понимание которых необходимо для их интерпретации. Ряд экспериментов, проведенных еще во время полетов космического аппарата "Космос-1870" [1], а затем и "Алмаз-1" [2, 3], позволил установить, что РСА, обеспечивая высокое разрешение (10–15 м), позволяет получать не только качественную, но и в ряде случаев количественную информацию; детальный анализ РЛИ позволил установить ряд особенностей процесса формирования РЛИ МП. Целесообразность использования РСА для наблюдения поверхностных и внутренних волн, течений и циркуляций, фронтальных разделов, морских загрязнений, льдов, подводной топографии на мелководье была также продемонстрирована в ходе проведения съемок с отечественного КА "Алмаз-1" в специальных аэрокосмических экспериментах, выполненных в рамках программы "Океан-И" [2, 3]: NAECs, "Гольфстрим", DOSE'91, в советско-американском эксперименте PRE-CHERI, "ERS-1/Алмаз-1" и др.

Российский КА "Алмаз-1" находился на орбите с 31.03.91 по 17.10.92. На его борту находился РСА "Экор-А", разработанный в НПО "Вега-М" (далее РСА КА "Алмаз-1"). Основные сведения об РСА приведены в табл. 1. Во время полета было получено некоторое количество радиолокационных изображений (РЛИ) океана, фиксирующих

различные явления на МП. После завершения полета была проведена обработка, анализ и интерпретация полученных РЛИ; большинство результатов опубликовано [2–24]. В настоящей работе анализируются основные данные, полученные во время полета КА “Алмаз-1”, обсуждаются возможности и ограничения РСА высокого разрешения для исследования ряда явлений в океане, а также даются некоторые оценки в свете подготовки будущих программ исследования океана из космоса.

Таблица 1

Основные параметры РСА спутника “Алмаз-1”

Параметры	Значения
Сроки активного существования	31.03.91–17.10.92
Номинальная высота орбиты	300 км
Реальная высота полета в различные периоды	270–380 км
Наземная скорость	7,3 км/с
Наклонение орбиты	72,7°
Тип антенны	волноводно-щелевая
Размеры антенны	15 × 1,5 м
Частота	3,1 ГГц
Длина волны	9,6 см
Поляризация (излучение и прием)	горизонтальная (ГГ)
Угол падения радиолуча	25–60°
Импульсная мощность передатчика	190 кВт
Длительность импульса	0,07–0,1 мкс
Частота повторения импульсов	3000 Гц
Время когерентного накопления (время синтеза)	0,3 с
Отношение сигнал/шум	10 дБ
Некогерентное накопление	нет
Пространственное разрешение	10–15 м
Скорость передачи данных через спутник-ретранслятор	10 Мбит/с
Ширина полосы съемки при различных углах падения	30–55 км

Поверхностные волны

Длинные поверхностные волны хорошо различимы на РЛИ в основном из-за наличия на их поверхности коротких ГКВ, которые модулируются орбитальным движением, формой волны, а также локальным ветровым потоком вдоль профиля волны. На РЛИ можно выделить различные системы волн, распространяющихся в различных направлениях, рефракцию волн на мелководье и интерференцию за препятствиями, прибойную зону. Методами спектрального анализа РЛИ можно определять следующие параметры морского волнения, разрешаемого РСА: длину волны, направление распространения и количество систем волнения. На различных стадиях развития волнения картина взволнованной поверхности, изменяясь со временем и в пространстве, изменяет и структуру изображения, что позволяет при помощи дистанционных средств контролировать эти изменения.

Однако процедура формирования изображений МП в РСА-системах обладает рядом особенностей, связанных с перемещением МП за время синтеза, что приводит к искажению доплеровского спектра рассеянного сигнала и, как следствие, к существенным искажениям основных характеристик поверхностного волнения на РЛИ по сравнению с реальным волнением. Для интерпретации данных РСА необходимо минимизировать обусловленные этими искажениями ошибки, в том числе необходимо иметь четкие представления о влиянии параметров РСА на этот процесс.

Возможности РСА КА "Алмаз-1" по наблюдению морского ветрового волнения и зыби исследовались в [9–13]. В этих работах было проведено сравнение возможностей РСА КА "Алмаз-1" и европейского спутника ERS-1 по отображению морского волнения путем анализа РЛИ, полученных в 1991–1992 гг. в Северной Атлантике. Основная идея этих экспериментов состояла в использовании совпадающих в пространстве и максимально близких по времени (разница до 1 часа) съемок двух РСА с различными характеристиками. Это позволило получить РЛИ обоих спутников практически одного и того же по своим статистическим характеристикам волнового поля.

В [9–11] было проведено сравнение данных, полученных во время эксперимента "ERS-1/Алмаз-1", проведенного в октябре 1992 г. Для полученных РЛИ были рассчитаны двумерные спектры вариаций радиояркостности (спектры РЛИ), которые затем сопоставлялись между собой и со спектрами, рассчитанными по теоретической модели, описывающей преобразование спектра волнения в спектр изображения, где в качестве входных спектров (спектров волнения) использовались спектры, вычисленные по WAM-модели [25], и проанализированы передаточные функции для обоих РСА, что позволило определить эффективное пространственное разрешение на МП. Кроме того, было проведе-

но преобразование экспериментальных спектров РЛИ в спектры возвышений МП с использованием замкнутого нелинейного интегрального преобразования спектров по методике, изложенной в [26], и сравнение со спектрами WAM-модели. Полученные экспериментальные данные и результаты расчетов были обобщены и соотнесены с параметрами обеих PCA, главным из которых является отношение R/V (отношение наклонной дальности R – расстояния от антенны PCA до точки на МП, к V – проекции скорости КА на землю). Ранее было установлено теоретически и экспериментально [27–29], что основными факторами, определяющими степень искажения PCA-спектра по сравнению со спектром реального волнения, являются направление распространения волн в координатах дальность – азимут и отношение R/V , а также то, что эти искажения тем больше, чем больше R/V и направление распространения волн ближе к азимутальному.

В работах [12, 13] исследование возможностей PCA ERS-1 и "Алмаз-1" по отображению морского поверхностного волнения было продолжено. Были рассчитаны пространственные спектры по 4 парам других, пространственно перекрывающихся изображений, полученных квазисинхронно, и показано, что из-за большего (примерно вдвое) отношения R/V спектры ERS-1 подвержены значительным искажениям в области больших азимутальных волновых чисел ($> 0,04-0,05 \text{ м}^{-1}$) по сравнению со спектрами "Алмаз-1". Эти искажения состоят в отклонении параметров волновых систем от параметров, полученных по спектрам "Алмаз-1". Величина этих отклонений возрастает с ростом азимутального волнового числа и соотношения параметров R/V ERS-1 ($R/V \approx 130 \text{ с}$) и "Алмаз-1" ($R/V \approx 60 \text{ с}$).

Примеры спектров РЛИ ERS-1 и "Алмаз-1", полученных с разницей ~ 30 мин к востоку от о. Ньюфаундленд, показаны на рис. 1, а, из которого видно, что ошибка в определении волнового вектора по положению пика в спектре РЛИ двух PCA может быть значительной. На рис. 1, б показано сравнение длин и направлений распространения волн, измеренных в спектрах РЛИ ERS-1 и "Алмаз-1". Для направлений распространения разница между двумя спутниками незначительная, в то время как для длин волн она может быть существенной (до 20%).

Таким образом, благодаря более высокому разрешению у "Алмаз-1" спектр волнения уверенно отображался в области более коротких волн, чем у ERS-1. Однако из-за трехкратного некогерентного накопления спекл-шума уровень шумовой подставки в спектре был меньше у ERS-1, что в принципе позволяло определять более слабые спектральные компоненты. Расчеты по интегральному преобразованию и инверсия по методу Хассельмана [26] показали, что спектральная информация на РЛИ сохраняется достаточно полно, спектры РЛИ могут использоваться для уточнения спектров волнения или в качестве таковых.

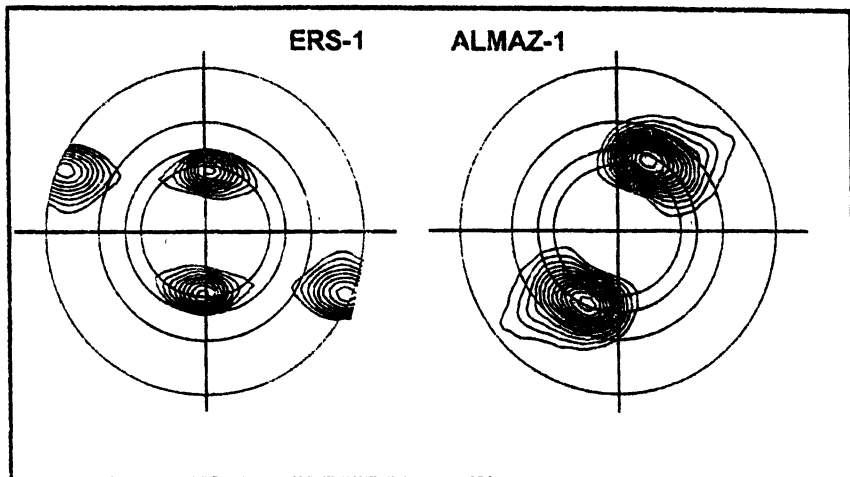


Рис. 1а. Спектры радиолокационных изображений ERS-1 и "Алмаз-1", полученных 7.01.91. в 14:21 и 13:52 UTC к востоку от о. Ньюфаундленд. Круги соответствуют длинам волн 100, 150, 200 и 250 м; вертикальные оси ориентированы на север

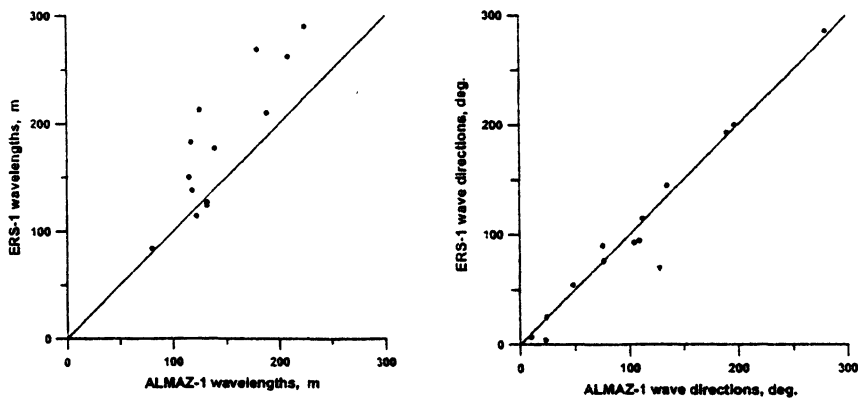


Рис. 16. Сравнение длин и направлений распространения волн, измеренных в спектрах РЛИ ERS-1 и "Алмаз-1", полученных квазисинхронно. Сплошные линии соответствуют прямой $y = x$

Процесс отображения волн у РСА ERS-1 существенно более нелинейный, чем у РСА "Алмаз-1", что проявлялось в значительной азимутальной отсечке и существенной потере информации о волнах, распространяющихся в направлениях, близких к направлению полета. Причина этого в том, что высота орбиты у спутника ERS-1 примерно в 2 раза больше, чем у КА "Алмаз-1" (и, соответственно, отношение R/V).

Общий вывод состоит в том, что хотя РСА КА "Алмаз-1" не по всем параметрам был оптимален для отображения морского волнения, он значительно более линейно отображал морское волнение, чем, например, РСА ERS-1, и поэтому его изображения правомерно использовать для анализа и оценки длинноволновых компонент волнения. В итоге радиолокатор для исследования морского волнения из космоса должен иметь как можно более низкую орбиту и некогерентные накопления при высокой разрешающей способности.

Внутренние волны

Внутренние волны (ВВ) – довольно распространенное явление, обычно встречающееся в стратифицированных водах океанов, морей и крупных пресноводных озер. Дивергентные и конвергентные компоненты поверхностных течений ВВ модулируют ГКВ и создают на МП картину в виде периодических квазипараллельных полос (чередующихся светлых и темных полос на РЛИ) [30]. В качестве основных механизмов, объясняющих контрасты ВВ, рассматриваются кинематический и пленочный. Особенно часто ВВ возбуждаются приливом около границы материкового склона, однако могут быть генерированы переменным течением при обтекании неоднородностей дна, аномобарическими силами (перемещающейся барической системой или фронтальной зоной, создающими резкие колебания давления или ветра), апвеллингом и другими причинами [31].

Однако, хотя и накоплен большой экспериментальный материал, изучены ВВ пока явно недостаточно, в частности – не вполне ясны механизмы генерации тех или иных ВВ, условия их распространения и трансформации, динамическая устойчивость и диссипация энергии. Из методов ДЗ наиболее эффективными для обнаружения и исследования внутренних волн оказались самолетные и космические РЛСБО и РСА. РЛИ позволили судить о пространственных характеристиках поверхностных проявлений ВВ.

Кинематический механизм изображения ВВ на РЛИ анализировался в работе [16], где показано, что этот механизм во многих случаях обеспечивает изображение ВВ на космических изображениях, полученных радиолокаторами в сантиметровом и дециметровом диапазонах, причем качественный анализ был проиллюстрирован расчетами, проведенными применительно к РСА КА SEASAT, ERS-1 и "Алмаз-1". Второй основной механизм отображения ВВ – пленочный [30]. Он действует преимущественно на резонансные ГКВ длиной менее 10 см. Ки-

нематический механизм работает только в условиях синхронизма скоростей ВВ и резонансных ГКВ, а пленочный – только при определенной концентрации поверхностно-активных веществ (ПАВ) на МП.

Поверхностные проявления ВВ на РЛИ КА "Алмаз-1" анализировались в работах [1, 4–6, 14, 15, 17]; рассмотренные в этих статьях примеры показывают, что совместная интерпретация РЛИ ВВ с привлечением океанографических и метеорологических данных, с учетом механизмов отображения ВВ на РЛИ во многих случаях позволяет не только определить длину ВВ, размеры цуга и направление распространения, но и сделать выводы о ряде других взаимосвязанных характеристиках ВВ: о причине возникновения и месте их генерации, интервале времени, в течение которого они возникали, о факторах, определяющих форму и размеры цуга, о фазовой скорости. Приливные ВВ – наиболее



Рис. 2. Внутренние волны в Ладожском озере на радиолокационном изображении КА "Алмаз-1" (26.06.91, 04:54 UTC). © НПО машиностроения

распространенный тип ВВ, зарегистрированных на РЛИ; другие типы встречаются довольно редко. Изображение ВВ в крупном пресноводном озере показано на рис. 2, а генерированных апвеллингом – на рис. 3.



Рис. 3. Обширные слики и поверхностные проявления внутренних волн, связанные с апвеллингом, на радиолокационном изображении КА "Алмаз-1" (5.07.91, 06:41 UTC), полученном в северной Атлантике к юго-западу от Англии. © НПО машиностроения

Заметим, что последние два типа были впервые обнаружены дистанционно с помощью РСА КА "Алмаз-1". Следует также заметить, что большинство ВВ, которые анализировались в перечисленных выше работах, относятся к ВВ, которые возбуждаются в прибрежно-шельфовой зоне. РЛИ уединенных внутренних волн и солитонов, которые наблюдаются в открытом океане, пока менее информативны.

Результаты работ [4–6, 14, 15, 17] иллюстрируют возможности космической РЛ-съемки для получения новых данных о природе и динамике ВВ. Так, анализ ряда РЛИ КА "Алмаз-1" позволил получить новые данные о возникновении и развитии ВВ в океане и в озере. Показано также, что привлечение и адекватное использование дополнительных данных, а также учет механизмов изображения ВВ на РЛИ, во многих случаях позволяет оценить параметры цуга и объяснить механизмы его генерации.

Течения и приливные явления

Известно, что вариации скорости течения видоизменяют параметры ГКВ, которые, в свою очередь, перераспределяют интенсивность отраженного РЛ-сигнала, а также пространственный спектр волнения как в коротковолновой, так и в длинноволновой областях. Поэтому участки течения с резкими изменениями градиента скорости или направления (границы, структура и перемежаемость течений) при благоприятных условиях могут отобразиться на РЛИ; зоны усиления или ослабления течений, модулируя и более длинноволновые компоненты волнения, также могут создавать характерные картины на изображениях [21, 22]. Стики ПАВ при слабом ветре трассируют основные течения, в том числе и вихревые структуры, создавая на РЛИ муаровую текстуру [24].

Возможности измерения с помощью РСА характеристик океанских течений рассматривались в работах [19, 20], где теоретически показана и экспериментально подтверждена возможность измерения мезомасштабного поля скорости интенсивных течений при помощи космической радиолокации. Например, в [19] показано, что скалярное поле течений возможно восстанавливать с разрешением 1–3 км, а предпринятая в [20] попытка использовать данные РСА КА "Алмаз-1" для восстановления поля скорости на небольшом участке Гольфстрима была успешной в том смысле, что ожидаемая точность измерения скорости была достигнута. Однако РСА КА "Алмаз-1" не был пригоден для таких измерений, так как и не обеспечивал векторных измерений, и не позволял получать пространственные картины поля скорости. Для восстановления полей уровня и течений необходимо создание специализированных радиолокационных датчиков на основе методов, развиваемых в [19, 32].

Приливы и приливные явления видны на РЛИ благодаря тому, что они генерируют на мелководье или в прибрежной зоне – на банках, отмелях и узкостях – приливные течения различной интенсивности, которые при взаимодействии с волнением и морским дном создают различные эффекты на МП. Проявления, создаваемые на МП приливными течениями на РЛИ КА "Алмаз-1", анализировались в [18]. При взаимодействии приливных и постоянных течений могут возникать слои, толчея, приливной бор; эти явления регистрируются на РЛИ в виде одиночных светлых полос или пятен. С помощью РСА КА "Алмаз-1" были также получены уникальные РЛИ, на которых зафиксированы потоки воды в приливо-отливных желобах на обсыхающих во время отлива ваттах (отмелях) Гельголандской бухты Северного моря [23].

Фронты и фронтальные зоны

Фронты и фронтальные зоны характеризуются резкими пространственными изменениями термодинамических характеристик морской среды и, следовательно, большими пространственными градиентами, чем в окружающих водах. МП во фронтальной зоне или в окрестностях фронта может быть чрезвычайно изменчивой: в зонах конвергенций скапливаются пленки ПАВ, волновое поле в зоне фронта подвержено значительному влиянию сдвига скорости – те волновые системы, которые распространяются под небольшим углом к линии фронта или сдвига скорости претерпевают рефракцию или полное отражение [30]. Кроме того, волнение в широком спектральном диапазоне значительно видоизменяется на сильных течениях, часто появляются области ослабления или усиления волнения. Этому способствуют конвергенции поверхностных течений и сдвиги скорости, которые обычно наблюдаются во фронтальных зонах. Более того, часто благодаря этому по одну сторону фронта интенсивность волнения может резко возрастать, а по другую сторону наблюдаются зоны "волновой тени". Часто во фронтальной зоне с сильным течением появляются "захваченные волны", которые распространяются в ней, как по волноводу. Поэтому волновое поле по обе стороны фронта может иметь различные волновые характеристики, которые способен регистрировать РСА.

Существенно влияние температурных контрастов и разности температур вода – воздух на РЛ-контрасты [39]. При слабых ветрах область теплой воды часто покрыта интенсивной рябью, в то время как холодная часть фронтальной зоны выглажена или менее шероховата. Такие ситуации часто имеют место, когда температура воздуха близка к температуре воды. В этих случаях над холодной водой может создаваться устойчивая стратификация приводного слоя атмосферы, а над теплой – неустойчивая или нейтральная, а скорость трения, которая

определяет шероховатость МП, над теплой областью незначительно увеличивается, изменяя параметры ГКВ [39]. Часто бывает так, что скорость ветра над теплой водой становится больше пороговой для генерации ГКВ, поэтому с одной стороны фронта МП покрыта рябью, а с другой нет. Таким образом, наличие значительных термических контрастов и вариаций разности температур вода – воздух поперек фронта может приводить к усилению контрастов на РЛИ.

Безусловно, наиболее информативными космическими датчиками для мониторинга фронтов, резко выраженных в поле ТПО, являются ИК-датчики, однако исследования последних лет показали, что космические РСА также могут давать ценную информацию о фронтах в океане [21, 22, 35, 36]. Механизм отображения фронтов на РЛИ, как показано выше, связан с влиянием на поле ГКВ градиентов скорости течения и градиентов температуры.

Взаимодействие поверхностных волн и мезомасштабных интенсивных течений является причиной значительной пространственной изменчивости волнения. В работах [21, 22, 36] был проанализирован эффект отражения волн, обнаруженный на Гольфстриме, при распространении волн попутно течению, а также линейчатые структуры, трассирующие фронтальные разделы и зоны конвергенции. Съемки с КА "Алмаз-1" сопровождались квазисинхронными измерениями течений и других гидрометеорологических параметров с борта НИС "Академик Вернадский", что позволило достаточно убедительно интерпретировать данные ДЗ. Эксперименты были проведены в конце августа – начале сентября 1991 г. По данным судовых измерений в момент съемок наблюдался западный ветер скоростью 7–10 м/с, а наблюдаемое волновое поле состояло из нескольких волновых систем, причем преобладающей была зыбь, распространяющаяся в диапазоне от восточных до северных направлений. Анализ спутниковых данных показал, что именно эти волны были зафиксированы на РЛИ КА "Алмаз-1". Преобладающее течение на этом участке Гольфстрима было направлено на СВ; волны зыби имели компоненту волнового вектора, попутную течению. В этих случаях можно было ожидать, что на границах Гольфстрима могут наблюдаться эффекты отражения волн спутным течением. Анализ траекторий волновых пакетов и спектральный анализ последовательных фрагментов РЛИ позволил сделать вывод о наличии отраженных волн. Было показано, что зафиксированное волновое поле, состоящее из проходящих и отраженных волн, было сформировано при взаимодействии фонового волнения с сильным сдвиговым течением из-за рефракции волн. Пленки ПАВ, скапливаясь в зонах конвергенции течений и подавляя сантиметровую рябь, создавали на РЛИ темные линейчатые структуры, которые часто являются еще одним признаком фронтов при слабых ветрах, в то время как яркие из-за интенсификации

волнения линейчатые структуры, трассирующие зоны конвергенций и сдвига скорости, создавали характерные поверхностные проявления, присущие фронтам, и наблюдались при более сильном ветре.

Таким образом, океанические фронты отображались на РЛИ КА "Алмаз-1" или в виде четкой границы, или за счет модификации поля длинных волн. Однако из-за того, что процессы, происходящие на фронтах и во фронтальных зонах, имеют самую разнообразную природу и масштабы, они не всегда имеют типичные признаки, которые позволили бы со стопроцентной уверенностью обнаружить их на РЛИ. Более того, они могут иметь различные поверхностные проявления в зависимости от скорости ветра, интенсивности волнения и ряда других факторов [36]. Анализ эволюции волнового поля во фронтальной зоне позволяет получить информацию о фронтальных разделах даже в тех случаях, когда другие поверхностные проявления отсутствуют, причем мониторинг или оперативный контроль таких ситуаций возможен только с помощью космического РСА.

Апвеллинг

В литературе отмечалось, что районы выхода на поверхность глубинных вод имеют выглаженную, маслянистую поверхность и выглядят на РЛИ как обширные темные области с резкими границами, охватывающие акватории значительных размеров [30]. Здесь возможны два наиболее вероятных объяснения. В первом случае – формирование над холодной водой устойчивой стратификации, что приводит к уменьшению шероховатости МП (скорость ветра меньше пороговой, и резонансные ГКВ не возбуждаются); во втором, возможно, вся область холодной воды в зоне апвеллинга покрыта пленками ПАВ, образовавшимися за счет выноса ПАВ на МП и активной жизнедеятельности планктона. Температура воды в зоне апвеллинга значительно ниже окружающей и более насыщена биогенными веществами, что благоприятствует развитию планктонных организмов. Выделяющиеся при этом органические вещества скапливаются на поверхности, собираясь в пленки и гася мелкомасштабное поверхностное волнение [30]. Тем не менее, в настоящее время однозначного ответа на вопрос: какой из механизмов преобладает – не получено; возможно, они работают одновременно. Часто для интенсивного прибрежного апвеллинга характерна генерация ВВ, а также образование локального фронта, отделяющего воду апвеллинга от окружающей воды. Хотя апвеллинги изучались ранее контактными океанографическими методами, многие их особенности до сих пор остаются невыясненными. В этом смысле РСА-съемка океана позволяет получить дополнительную информацию об этом явлении.

На рис. 3 приведено РЛИ КА "Алмаз-1" апвеллинга в Атлантике к юго-западу от побережья Англии; оно охватывает обширные сликовые

области, которые ограничены поверхностными проявлениями ВВ. Из-за отсутствия подспутниковых измерений точную причину образования апвеллинга установить не удалось, однако, согласно метеоданным, почти весь предшествующий день дул северо-восточный ветер со скоростью 10–12 м/с, который резко ослабел в полночь. Вполне вероятно, что это могло привести к сгону поверхностной воды и подъему на поверхность вдоль материкового склона холодных глубинных вод. Факт образования апвеллинга подтверждают и ИК-снимки спутника NOAA. Большие по площади слики (пятна выглаживания ряби) можно объяснить, с одной стороны, устойчивостью пограничного слоя атмосферы над холодной водой из-за уменьшенного напряжения ветра. С другой стороны, вынос биогенных веществ на поверхность привел к образованию пленок ПАВ. Эти два эффекта при слабом ветре, по-видимому, играют значительную роль в уменьшении УЭПР МП. Более того, возможно, диссипация ГКВ в зоне апвеллинга становится выше, чем в окружающей воде, из-за увеличения поверхностного натяжения и вязкости [33]. Последний фактор тоже может дать существенный вклад в уменьшение УЭПР при значительных температурных контрастах. В литературе отмечались контрасты в 2–5 дБ в районе экваториального апвеллинга [34]. Другой интересной особенностью РЛИ на рис. 2 являются многочисленные проявления ВВ, что является еще одним подтверждением того, что наблюдаемое явление – апвеллинг [6].

Таким образом, апвеллинги, заметно проявляющиеся на МП, помимо датчиков, работающих в ИК-диапазоне, возможно наблюдать и исследовать с помощью космической радиолокации и, тем более, организовать их постоянный мониторинг. Однако в связи с тем, что масштабы апвеллинга достаточно разнообразны и не очень понятно, комбинация каких факторов внешней среды способствует его проявлению на МП, апвеллинги не всегда однозначно идентифицируются на РЛИ, что говорит о необходимости дополнительных экспериментальных исследований.

Подводная топография (рельеф дна)

Экспериментальные исследования последних лет показали, что РСА-съемка шельфовых зон позволяет получить информацию о подводной топографии, а в ряде случаев о процессах в прибрежной зоне. Хорошо известно, что первые наблюдения подводной топографии были проведены с помощью самолетного РЛСБО в конце 60-х годов. Во время полета океанографического спутника SEASAT в 1978 г. была впервые показана возможность регистрации элементов подводной топографии с помощью РСА и были получены РЛИ подводной топографии; теоретическое объяснение было дано в [37]. Поверхностные проявления, связанные с подводной топографией, наблюдались также на РЛИ; полу-

ченных спутниками "Космос-1870" и "Алмаз-1" [3, 6]. Хотя РЛИ подводной топографии публикуются довольно часто и стали уже классическими, некоторые особенности процесса формирования РСА-изображений до сих пор остались невыясненными.

Было установлено, что эти явления наблюдаются на МП достаточно регулярно и выявляются некоторые закономерности и особенности процесса формирования изображения. Взаимодействие форм подводного рельефа, приливных течений и ветрового волнения создает условия для появления полосообразных неоднородностей различной формы на морской поверхности, которые фиксирует радиолокатор. Механизм появления подводной топографии на РЛИ связан с обтеканием приливным течением форм донного рельефа (например, песчаных банок); вариации течения при обтекании банок модулируют короткие ветровые волны на МП. Подводный рельеф наблюдается при помощи РСА в приливных морях и необходимым условием его наблюдения является наличие сильного приливного течения и ветрового волнения (ветра). Проведенные исследования [37 и др.] позволили в общих чертах объяснить механизм формирования РЛИ и показали, что космический РСА дает уникальную возможность исследования (мониторинга) донного рельефа мелководных участков шельфа с глубинами 5–40 м. Другими средствами ДЗ такую информацию получить практически невозможно. Так, в южной, мелководной части Северного моря было получено несколько РЛИ КА "Алмаз-1", фиксирующих проявления подводной топографии [2, 6]. Они фиксировались в поле ГКВ, которое модулировалось приливным потоком при его трансформации над песчаными банками. Однако заметим, что существующие теории и модели пока не в состоянии объяснить все аспекты механизма формирования РСА-изображений подводной топографии, в том числе это касается РЛИ, полученных КА "Алмаз-1".

Косвенно информацию о подводном рельефе можно получить, исследуя эффекты рефракции длинных волн в прибрежной зоне и над отдельными формами подводного рельефа, внутренние волны и их поверхностные проявления в шельфовой зоне и в глубоком океане (особенности генерации, распространения и диссипации которых часто связаны с крупномасштабными формами подводного рельефа) и взаимодействие различных динамических или волновых процессов в толще океана с глубоководными формами подводного рельефа, следствием чего являются различные аномалии и неоднородности на МП. При этом на РЛИ КА "Алмаз-1" часто регистрировались два основных типа поверхностных проявлений – в виде чередующихся полос или одиночных полос-границ.

Наблюдение форм подводного рельефа на шельфе с помощью РСА считается одним из самых важных результатов, полученных во время

полета КА "Алмаз-1". В работах [2, 8, 23] на конкретных примерах анализа и интерпретации РЛИ КА "Алмаз-1", полученных на мелководных участках Северного моря (рис. 4, слева), в устье р. Эльбы (рис. 4, справа) и в Баренцевом море, показана важность РЛ-информации для геолого-геоморфологических, природно-ресурсных и экологических исследований шельфовых зон. Анализ РЛИ позволил выявить такие детали подводного рельефа, как контуры банок и мелей, определить их морфометрические характеристики; в ряде случаев по радиолокационным данным возможно восстановить профиль морского дна, обнаружить подводные горы и впадины. В приливно-отливной зоне шельфа во время отлива на РЛИ выделяются основные морфоструктуры, особенности геолого-геоморфологического строения дна, что позволяет оценить интенсивность прибрежных процессов.

Морские загрязнения, пленки поверхностно-активных веществ

Как известно, на МП повсеместно образуются пленки ПАВ и загрязнений, концентрации которых достаточны для изменения физических свойств МП. РСА-изображения пленочных загрязнений формируются за счет выглаживания в нефтяных пятнах мелкомасштабных составляющих ветрового волнения – пленки ПАВ и нефтепродуктов активно подавляют сантиметровые и дециметровые волны, они также препятствуют их генерации при слабых ветрах, и поэтому на МП появляются области выглаживания ряби – слики. Из-за этого пленки поверхностных загрязнений и нефтепродуктов видны на РЛИ как темные пятна различной формы и конфигурации; иногда они причудливо вытягиваются, отслеживая структуру течений. В ряде случаев пятна нефти имеют текстурные особенности. РЛИ, полученные во время полета КА "Алмаз-1", были проанализированы в [24] с целью оценить возможности 9,6-сантиметрового РСА для обнаружения разливов нефти на МП. На РЛИ моря были обнаружены пятна поверхностных загрязнений различных размеров при скоростях ветра от слабых до сильных. Большинство обнаруженных на РЛИ сликов формировали различные виды нефтепродуктов, искусственных и естественных ПАВ. На РЛИ были обнаружены загрязнения МП сырой нефтью, корабельным топливом, бытовыми и промышленными отходами. Способность РСА КА "Алмаз-1" обнаруживать загрязнения на МП зависела от скорости ветра (состояния поверхности моря), типа загрязняющего вещества и возраста пятен. Тонкие пленки нефтепродуктов и пленки биогенного происхождения также были обнаружены на РЛИ; возможность их наблюдения с помощью РСА существенно зависела от скорости приводного ветра. Тонкие пленки ПАВ обычно наблюдались при скоростях ветра 3–6 м/с,

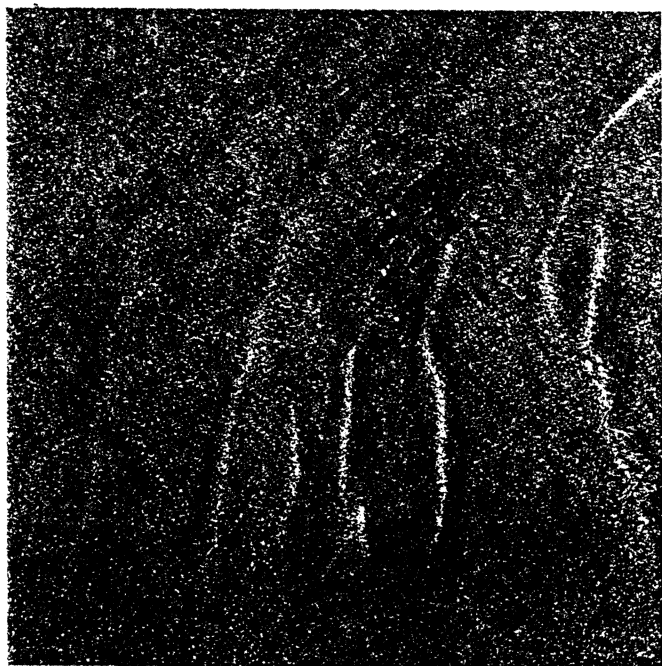


Рис. 4. Проявления подводной топографии на радиолокационных изображениях КА "Алмаз-1". песчаные банки в юго-западной части Северного моря (29.07.91, 15:39 UTC) (слева); устье р. Эльбы во время отлива (20.06.91, 06:32 UTC) (справа). © НПО машиностроения

пятна нефтепродуктов – при ветре до 12 м/с. На РЛИ КА "Алмаз-1" довольно точно определялось положение, форма и размер пятен; при повторных съемках – направление и скорость дрейфа. Во всех случаях для точного определения типа загрязнения привлекалась дополнительная информация. На рис. 5 приведены три фрагмента РЛИ КА "Алмаз-1" с пятнами нефти, разлитой во время проведения эксперимента DOSE'91 в Норвежском море [38], и их относительные радиометрические контрасты. Эти пятна были зарегистрированы при скорости ветра от 5 до 12 м/с. На первом и третьем изображениях заметно усиление радиояркости РЛИ (коротких ветровых волн) у наветренного края пятен; в настоящее время этот эффект изучается.

Таким образом, РСА КА "Алмаз-1" показал высокую эффективность всепогодного обнаружения и регистрации пятен разнообразных пленочных загрязнений на морской поверхности. С помощью РСА высокого разрешения возможно осуществлять локальный мониторинг районов морской нефтедобычи на шельфе морских путей перевозки нефти, оперативно контролировать места аварий танкеров, экологическую обстановку во внутренних морях, в портах и в местах сброса сточных вод. Для решения задачи обнаружения и локализации нефтяных загрязнений на МП, в принципе, подходил режим работы РСА на КА "Алмаз-1", однако визуальный анализ РЛИ не позволяет достаточно надежно по форме и структуре классифицировать пятна различных загрязнений на МП, отличить нефтяные слики от сликов органических ПАВ биогенного происхождения. Для измерений радиолокационных контрастов РСА должен быть калиброван.

Атмосферные явления и ветровые аномалии на морской поверхности

Атмосфера прозрачна для РЛ-сигнала, и поэтому атмосферные процессы и явления могут быть видимы на РЛИ только как неоднородности в поле мелкомасштабного волнения на МП. Возникшие на поверхности моря ветровые пятна ряби и эффекты выглаживания, зоны и границы усиления ветра, внутренние гравитационные волны в атмосфере (АВВ), атмосферные фронты, конвективные ячейки различных типов также регистрируются РСА [39]. Ветровые неоднородности могут также образоваться при локальном усилении или ослаблении ветра, из-за атмосферной турбулентности, конвекции, при обтекании препятствий и т. п. Атмосферные процессы, модулирующие поле приводного ветра, создают усиленную или пониженную интенсивность волн ряби на МП, которая фиксируется на РЛИ как поле "замороженного" ветра [30].

На РЛИ "Алмаз-1", полученных в океане, были обнаружены проявления различных атмосферных процессов, а также структуры, связанные с вихрями в пограничном слое атмосферы.

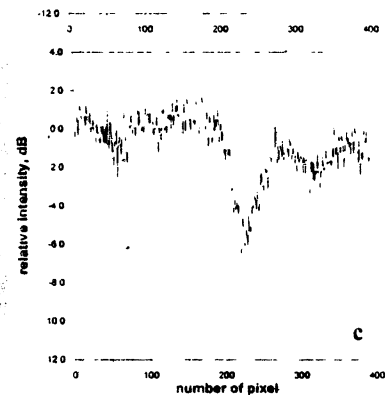
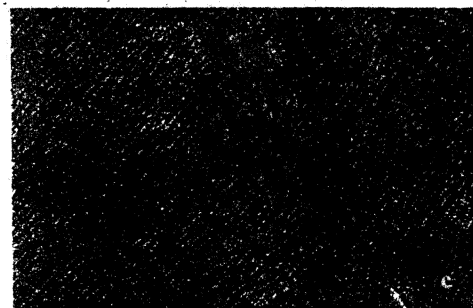
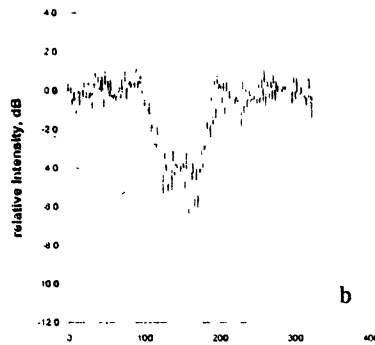
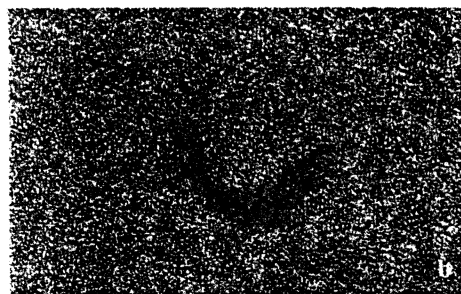
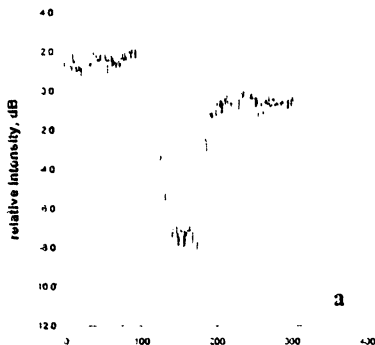
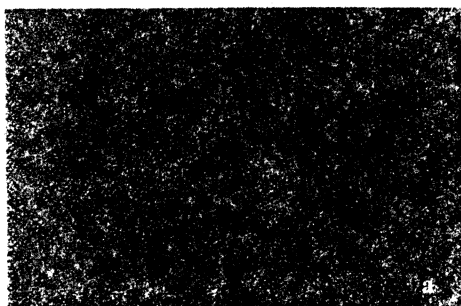


Рис. 5. Нефтяные загрязнения на радиолокационных изображениях КА "Алмаз-1", полученных во время эксперимента DOSE'91 в Норвежском море, и их относительные радиометрические контрасты: а) 22.08.91, 16:41 UTC; б) 23.08.91, 06:03 UTC; в) 27.08.91, 10:52 UTC, зарегистрированные при скорости ветра 5, 7 и 12 м/с. На первом и третьем изображениях заметно усиление коротких ветровых волн у наветренного края пятна.
 © НПО машиностроения

На рис. 6 приведено РЛИ КА "Алмаз-1" с АБВ к югу от о. Новая Земля, которые проявляются на МП за счет модуляции приводного ветра и ГКВ. Происхождение АБВ в этом районе обычно связывают с обтеканием ветром орографии острова или фронтальной неустойчивостью [39, 40]. Так как большинство атмосферных процессов кратковременны, они фиксируются на РЛИ почти всегда случайно, а для их мониторинга необходимо иметь космические датчики непрерывного наблюдения. При анализе таких РЛИ наиболее часто удается получить скорее качественную информацию, чем количественную, а для полноценного анализа необходимы синхронные радиозондирования и метеорологические измерения. Опыт работы с самолетными и космическими РЛСБО и РСА показал, что для этих целей наиболее информативными являются съемки в Ku- и X-диапазонах на ВВ и ГГ поляризациях одновременно. В этом смысле интересные результаты были получены самолетным РЛСБО "Нить" (длина волны 2,25 см), который позволял наблюдать проявления атмосферных процессов на МП в широком диапазоне условий окружающей среды (см., например, [41]). На некоторых РЛИ КА "Алмаз-1" были зафиксированы поверхностные возмущения, связанные с выпадением атмосферных осадков [42].

Таким образом, с одной стороны, хотя РСА КА "Алмаз-1" не был предназначен для наблюдения атмосферных процессов, на его РЛИ был зафиксирован ряд явлений, связанных с атмосферой. С другой стороны, РСА высокого разрешения позволял наблюдать мелкомасштабные процессы взаимодействия океана и атмосферы, например циркуляции Ленгмюра [2].

Морские льды

Исследование морских льдов является одной из важных задач диагностического зондирования (ДЗ). Активные микроволновые датчики позволяют измерить ряд важнейших характеристик морского льда. Применение РСА для определения характеристик морских льдов основано на связи характеристик рассеяния РЛ-сигнала (поверхностного и внутреннего) с физико-химическими свойствами льдов [39]. Морские льды хорошо различимы на МП из-за различного рассеяния РЛ-излучения льдом и поверхностью моря. По радиояркостным характеристикам льдов можно определять концентрацию, структуру, положение границы, возраст и другие характеристики [39]. В сплошном ледяном покрове при помощи РСА можно выявить различные деформации и структурные неоднородности: трещины, полыньи, разводья, складчатость, торосы, а также следы ледоколов. Плавающий мелкобитый лед часто является трассером основных течений. Однако главным преимуществом дистанционного зондирования с помощью РСА высокого разрешения является



Рис. 6. Проявления атмосферных гравитационных волн у о. Новая Земля на радиолокационном изображении КА "Алмаз-1" (10.07.91, 20:34 UTC).
© НПО машиностроения

возможность детального изучения структуры морского льда и его динамики независимо от погодных условий и освещенности, что делает его идеальным инструментом для этих задач.

Радиолокационные данные КА "Алмаз-1" использовались в качестве источника информации при выводе из льдов Антарктики научно-экспедиционного судна (НЭС) "Михаил Сомов", которое было заблокировано многолетними льдами в июле 1991 г. в районе антарктической станции "Молодежная". Для обеспечения вывода судна была необходима детальная информация о ледовых условиях в районе дрейфа НЭС. С начала июля по конец сентября 1991 г. проводились съемки района дрейфа НЭС с КА "Алмаз-1" в условиях полярной ночи и практически сплошной облачности (всего было сделано 35 съемок). Полученные РЛИ оперативно обрабатывались и передавались в ААНИИ для анализа и дешифрирования, где создавались карты ледовой обстановки, которые затем передавались в оперативную группу Госкомгидромета. Данные РСА высокого разрешения впервые использовались в мировой практике для обеспечения проводки судна в экстремальных ледовых условиях и были единственным источником детальной информации. Собранные данные позволили реально оценить ледовую обстановку и принять единственно правильное решение. Для примера на рис. 7 показаны два РЛИ КА "Алмаз-1", полученные в районе дрейфа; на одном из них кругом показано место, где находилось НЭС, и на обоих квадратами – группа одних и тех же неподвижных айсбергов.

В результате анализа РЛИ КА "Алмаз-1" морских льдов было установлено, что они содержат достаточный объем информации для определения основных характеристик ледяного покрова, границ распространения плавучих льдов, зон устойчивого и неустойчивого припая, поясов повышенного торошения, позволяют обнаруживать дрейфующие и неподвижные айсберги. РСА КА "Алмаз-1" позволял производить детальное картирование морских льдов для определения основных типов льдов (многолетние, однолетние и др.) и нарушений сплошности ледяного покрова (трещины, полыньи, разводья). Последовательные съемки позволили получить данные о направлении и скорости дрейфа ледяных полей и айсбергов. Благодаря высокому разрешению и горизонтальной поляризации РСА с большой точностью было возможно определять такие характеристики морских льдов, как сплоченность, концентрация и положение кромки, а также различать участки моря, покрытые и не покрытые льдом, что значительно сложнее делать с помощью РСА с вертикальной поляризацией. РСА КА "Алмаз-1" позволял обнаруживать ледоколы и суда во льдах, их следы. Анализ РЛИ позволил установить, что минимальный размер (диаметр) отдельных льдин, айсбергов, трещин и полыней составляет 30–50 м; достаточно точно определялось положение кромки льда [6].

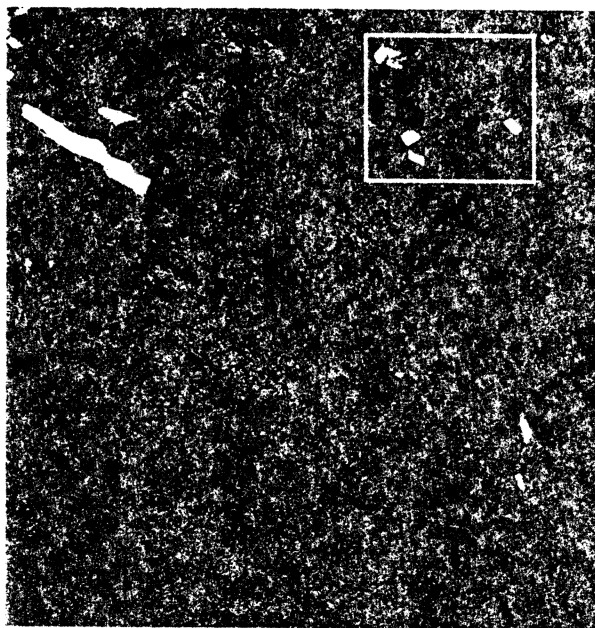
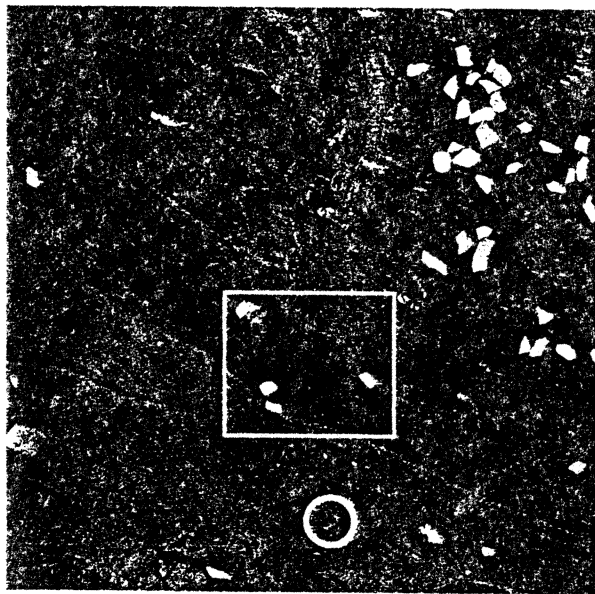


Рис. 7. Радиолокационные изображения КА "Алмаз-1", полученные в Аппарктиде в районе дрейфа НЭС "Михаил Сомов". Слева – 24.07.91 в 05:07.91 UTC, справа - 4.09.91 в 19:35 UTC. Кругом показано местоположение судна; квадратами – группа одних и тех же неподвижных айсберги ов. © НИО машиностроения

Опыт применения РСА КА “Алмаз-1” для решения оперативных задач продемонстрировал возможности радиолокационной космической съемки для мониторинга морских льдов, поисков судов и ледоколов во льдах. Такие преимущества РСА КА “Алмаз-1”, как высокое разрешение, ГГ-поляризация и переменные углы визирования полностью оправдали себя во время оперативных применений. Однако задача дешифрирования льдов на РЛИ требует учета многих дополнительных факторов, меняющихся по мере развития ледяного покрова в пространстве и во времени. Более того, сейчас хорошо известно, что моночастотного радиолокатора явно недостаточно для точных оценок параметров морского льда, и поэтому совместное использование данных различных датчиков ДЗ существенно повышает эффективность дистанционного зондирования льдов. Одной из важных задач является определение оптимального сочетания углов визирования и частот, необходимых для этих целей.

Корабли и корабельные следы

Корабли и суда всегда видны на РЛИ как яркие белые точки или небольшие пятна на “серой” МП. В отличие от РСА с вертикальной поляризацией, например ERS-1, РСА КА “Алмаз-1” позволял фиксировать суда с характерным размером 20–30 м при скоростях ветра от 0 до 15 м/с благодаря высокому разрешению, углам визирования более 20° и меньшей чувствительности к скорости ветра. РЛИ КА “Алмаз-1”, показанное на рис. 8, охватывает акваторию к югу от Сингапура, на которой видны суда длиной от ~20 до 200 м. Изображения судов, движущихся в направлениях, близких к направлению дальности, были смещены относительно следа из-за эффекта Доплера, по величине этого смещения можно определить скорость движения судна. На РЛИ КА “Алмаз-1” около изображения судна появлялись тонкие темные полосы, так называемые “усы”, связанные со спецификой работы РСА. Эти полосы способствовали обнаружению судов при штормовом море. Корабельные следы видны на РЛИ благодаря генерации движущимися судами специфической системы волн – волн Кельвина – расходящихся продольных (косых), поперечных волн и турбулентного следа. При различных гидрометеорологических условиях длина следа существенно варьировала, он полностью исчезал при штормовой погоде. Корабельные следы в ряде случаев также наблюдались на РЛИ “Алмаз-1”, причем наиболее часто – турбулентный след. Иногда при слабых ветрах он сопровождался одной или двумя яркими полосами по краям и наблюдался на большом расстоянии от движущегося судна (до 40 км), а контраст следа часто менялся с темного на светлый.

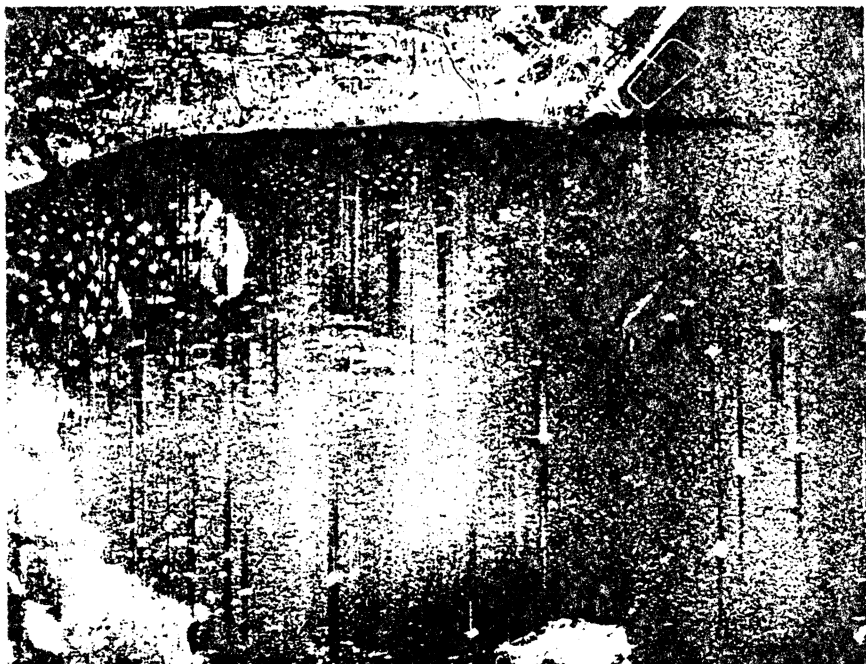


Рис. 8. Скопление разномерных судов на сингапурском рейде на радиолокационном изображении КА "Алмаз-1" (22.07.91, 20:19 UTC). © НПО машиностроения

Проведенный анализ показал, что для наблюдения судов различных размеров при ветрах от слабых до сильных необходим РСА с высоким разрешением, горизонтальной поляризацией и углами визирования $30-40^\circ$.

Заключение и выводы

РСА являются одними из самых информативных инструментов ДЗ для получения данных о состоянии морей и океанов. Применение РСА открывает широкие возможности для наблюдения большинства океанских мелкомасштабных явлений, позволяет осуществлять их постоянный мониторинг, причем оперативный контроль большинства этих явлений, а также чрезвычайных ситуаций на море возможен только с помощью космического РСА высокого разрешения. Разработанные методы анализа и интерпретации радиолокационных изображений морской поверхности позволяют получать качественную и количест-

венную информацию о наиболее важных процессах и явлениях в океане: ветровых и внутренних волнах, течениях, апвеллингах, фронтах и фронтальных зонах, поверхностных загрязнениях, подводной топографии и морских льдах, а также проводить оперативные наблюдения за положением и перемещением судов. Это подтверждается опытом работы с радиолокационными данными КА "Алмаз-1" [2–24, 36]. В табл. 2 суммируются возможности РСА КА "Алмаз-1" по наблюдению явлений в океане; в ней же дано сравнение с зарубежными РСА. К преимуществам РСА КА "Алмаз-1" при морских применениях следует отнести высокое разрешение, горизонтальную поляризацию сигнала, переменные углы визирования и низкую высоту орбиты, запись данных вне зоны видимости наземного пункта приема на бортовой магнитофон, к существенным недостаткам – относительно узкую полосу съемки, отсутствие радиометрической калибровки данных и некогерентных накопленных при обработке. Заметим также, что во время полета было получено очень мало РЛИ, что говорит о крайне неэффективном использовании потенциала спутника. Более того, после нескольких месяцев полета РСА КА "Алмаз-1" по техническим причинам вышел из номинального режима работы, из-за чего резко ухудшилось качество РЛИ.

Проведенные исследования показывают реальную осуществимость радиолокационного мониторинга морей и океанов. Хотя концепция исследования океана средствами ДЗ в общем случае предусматривает работу по трехъярусной схеме: спутник – самолет – НИС, однако, с учетом зарубежного и отечественного опыта, в настоящее время возможно организовать мониторинг только на основе данных из космоса. Более того, целесообразно в рамках подспутниковых экспериментов на океанографических полигонах продолжить исследования ряда океанских явлений, изучить возможности организации радиолокационного мониторинга энергоактивных районов Мирового океана, в том числе и морей России. В качестве источника радиолокационной информации можно было бы использовать такие космические средства, как РЛСБО на спутниках серии "Океан", РСА спутников RADARSAT и ERS-2, самолетные радиолокаторы, данные которых доступны в настоящее время. Существенно повысить эффективность исследований методами ДЗ поможет синхронное применение датчиков, работающих в СВЧ- и ИК-диапазонах, таких, например, как радиометр ATSR, альтиметр и скатерометр на спутниках ERS, радиометры на спутниках NOAA и др. Важной задачей является также разработка и создание отечественной системы океанологических спутников [43].

**Возможности РСА КА "Алмаз-1" по наблюдению явлений
и процессов в океане и сравнение с другими спутниками**

	"Алмаз-1", Россия	ERS-1/ERS-2, Европа	JERS-1, Япония	RADARSAT, Канада
1	2	3	4	5
Температура воды	–	ATSR	–	–
Содержание хлорофилла	–	–	–	–
Береговая линия	+	+	+	+
Течения, уровень моря	–	альтиметр	–	–
Вихри, ринги	+	+	+	+
Фронты, фронтальные зоны	+	+	+	+
Апвеллинг	+	+	+	+
Поверхностное волнение	+	+	+	+
Внутренние волны	+	+	+	+
Приводный ветер	–	скаттерометр	–	–
Нефтяные загрязнения, ПАВ	+	+	+	+
Подводная топография	+	+	+	+
Морской лед	+	+	+	+
Корабли и их следы	+	+	+	+

Таким образом, космический РСА высокого разрешения, как наиболее оперативный и всепогодный датчик, эффективно применять для наблюдения и исследования различных мелкомасштабных явлений и процессов в океане, поверхностных загрязнений и морских льдов, а также для слежения за положением и перемещением кораблей и рыболовных судов. Однако для регистрации мезомасштабной изменчивости океана и наблюдения за полями уровня, течений, волнения и приводного ветра необходимо создание специализированных космических аппаратов, оснащенных радиолокационной аппаратурой с широкой

полосой обзора (300-500 км) и разрешением ~ 1 км [32], причем наилучшие результаты дали бы многодатчиковые системы, одновременно работающие в СВЧ- и ИК-диапазонах.

В то же время, хотя полученные результаты и свидетельствуют о значительных принципиальных возможностях космических РСА для изучения различных явлений в океане, еще не всегда ясно, какие физические механизмы и вариации каких параметров морской среды способствуют отображению тех или иных явлений на РЛИ, какие сочетания углов визирования, поляризации и частот наиболее оптимальны для их наблюдения. Это подразумевает необходимость выполнения большого количества дополнительных исследований и проведения специальных экспериментов.

Литература

1. Челомей В. Н., Ефремов Г. А., Литовченко К. Ц. и др. Радиолокация морской поверхности с высоким разрешением с ИСЗ "Космос-1870" // Исслед. Земли из космоса. 1990. № 2. С. 80-90.
2. Витер В. В., Ефремов Г. А., Иванов А. Ю. и др. Космический аппарат "Алмаз-1" – Программа "Океан-И": Предварительные результаты радиолокационного наблюдения с высоким разрешением процессов в океане. Внутренние волны // Исслед. Земли из космоса. 1993. № 6. С. 63-75.
3. Витер В. В., Ефремов Г. А., Иванов А. Ю. и др. Космический аппарат "Алмаз-1" – Программа "Океан-И": Предварительные результаты радиолокационного наблюдения с высоким разрешением процессов в океане. Течения и другие явления на поверхности океана, а также донные формы // Исслед. Земли из космоса. 1994. № 1. С. 54-63.
4. Etkin V., Litovchenko K., Semenov S., Shirokov P., Ivanov A. SAR imaging of the ocean: new results obtained by Almaz-1 satellite // Proc. PORSEC'94 (Pacific Ocean Remote Sensing Conf.). Melbourne, Australia, 1-4 March 1994. V. 1. P. 399-407.
5. Etkin V., Litovchenko K., Semenov S., Shirokov P., Ivanov A. Investigation of ocean phenomena by means of SAR on board of Almaz-1 satellite // Proc. OI'94 (Oceanology Int. 94 Exhibition & Conf.). Brighton, UK, 8-11 March 1994. V. 1.
6. Ivanov A., Semenov S., Shirokov P. ALMAZ-1 and radar oceanology // Proc. OI'96 (Oceanology Int. 96 Exhibition & Conf.). Brighton, UK, 6-8 March 1996. V. 1.
7. Efremov G. A., Shirokov P. A., Etkin V. S., Smirnov A. V. Radar investigations of sea surface disturbances // Proc. IGARSS'92. Houston, Texas, May 26-29. 1992. V. 1. P. 710-712.
8. Иванов А. Ю., Зайцев В. В., Широков П. А. Перспективы развития спутника "Алмаз" и прикладные аспекты применения данных РСА для исследования океана и решения задач рационального использования его биологических ресурсов // Новые информационные технологии и дистанционные методы отраслевого мониторинга промышленных районов Мирового океана. М.: ВНИРО, 1996. С. 63-76.

9. *Etkin V., Litovchenko K., Ivanov A. et al.* Comparison of ERS-1 and Almaz-1 SAR ocean wave imaging // Proc. IGARSS'93. Tokyo, Japan, Aug. 18–21 1993. V. 3. P. 937–939.
10. *Wilde A., Bruning C., Alpers W. et al.* Comparison of ocean wave imaging by ERS-1 and ALMAZ-1 synthetic aperture radar // Proc. 2nd ERS-1 Symposium. Hamburg, Germany, October 11–14 1993, ESA SP-361, 1994. V. 1. P. 239–245.
11. *Альперс В., Вильде А., Брюнинг К. и др.* Отображение морского волнения радиолокаторами с синтезированной апертурой. Сравнительный анализ данных, полученных ИСЗ "Алмаз-1" и ERS-1 // Исслед. Земли из космоса. 1994. № 6. С. 83–95.
12. *Etkin V., Litovchenko K., Zaitsev V. et al.* The estimation of ocean waves parameters from image spectra obtained by different altitude SAR (ERS-1 and ALMAZ-1) // Proc. IGARSS'95. Florence, Italy, July 10–14 1995. V. 3. P. 1866–1868.
13. *Литовченко К. Ц., Раев М. Д., Семенов С. С. и др.* Оценка параметров морских волн по спектрам изображений, полученных РСА с различных высот спутниковых орбит // Исслед. Земли из космоса. 1995. № 3. С. 47–55.
14. *Кондратьев К. Я., Науменко М. А., Широков П. А. и др.* Опыт использования радиолокатора с синтезированной апертурой КА "Алмаз-1" для изучения крупных водоемов // ДАН. 1995. Т. 304, № 3. С. 1–4.
15. *Ivanov A., Zaitsev V., Naumenko M., Karetnikov S.* Study of the thermal bar and other hydrological phenomena in Lake Ladoga using ALMAZ-1 and ERS-1 SAR imagery // Proc. IGARSS'95. Florence, Italy, July 10–14 1995. V. 3. P. 1985–1987.
16. *Мальцева И. Г., Маров М. Н., Фукс В. Р., Рамм Н. С., Иванов А. Ю.* Анализ кинематического механизма изображения океанских внутренних волн на космических РСА-снимках // Исслед. Земли из космоса. 1995. № 3. С. 56–63.
17. *Дикинис А. В., Иванов А. Ю., Мальцева И. Г. и др.* Дешифрирование внутренних волн на радиолокационных изображениях КА "Алмаз-1" с привлечением гидрометеорологических и гидрографических данных // Исслед. Земли из космоса. 1996. № 5. С. 47–59.
18. *Фукс В. Р., Дикинис А. В., Иванов А. Ю., Мальцева И. Г., Рамм Н. С.* Изображение приливных течений на космических радиолокационных снимках // Вестник СПбГУ. 1996. Сер. 7, вып. 2 (№ 14). С. 48–53.
19. *Переслегин С. В., Королев А. М., Маров М. Н.* Допплеровский радиолокационный метод измерения поля скоростей океанских течений из космоса // Исслед. Земли из космоса. 1994. № 2. С. 84–93.
20. *Переслегин С. В., Королев А. М., Маров М. Н. и др.* Радиолокационные измерения мезомасштабных полей течений океана по данным РСА "Алмаз-1" // Исслед. Земли из космоса. 1994. № 5. С. 28–38.
21. *Гродский С. А., Кудрявцев В. Н., Иванов А. Ю., Зайцев В. В., Соловьев Д. М.* Взаимодействие поверхностных волн с Гольфстримом по данным радиолокатора синтезированной апертурой КА "Алмаз-1" // Исслед. Земли из космоса. 1996. № 3. С. 38–47.
22. *Гродский С. А., Кудрявцев В. Н., Иванов А. Ю.* Исследование фронтальной зоны Гольфстрима с использованием радиолокатора с синтезированной апертурой КА "Алмаз-1" и контактных измерений // Исслед. Земли из космоса. 1996. № 6. С. 59–70.

23. *Авенариус И. Г., Иванов А. Ю., Широков П. А., Шкарин В. Е.* Морфоструктурная интерпретация данных радиолокационного зондирования с космического аппарата "Алмаз-1" (на примере шельфа Гельголандской бухты Северного моря) // Исслед. Земли из космоса. 1994. № 5. С. 87–93.

24. *Иванов А. Ю.* Нефтяные загрязнения моря на радиолокационных изображениях КА "Космос-1870" и "Алмаз-1" // Исслед. Земли из космоса. 1997 (в печати).

25. *Hasselmann S., Hasselmann K., Bauer E. et al.* The WAM Development and Implementation Group. The WAM Model – a third generation ocean wave prediction model // J. Phys. Oceanogr. 1988. V. 18, № 12. P. 1775–1810.

26. *Hasselmann K., Hasselmann S.* On the nonlinear mapping of an ocean wave spectrum into a SAR image spectrum and its inversion // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, № C6. P. 10713–10729.

27. *Alpers W., Rufenach C. L.* The effect of orbital motions on synthetic aperture radar imagery of ocean waves // IEEE Trans. Ann. Prop. 1979. AP-27, № 5. P. 685–690

28. *Alpers W., Ross D. B., Rufenach C. L.* On the detectability of ocean surface waves by real and synthetic aperture radar // J. Geophys. Res. 1981. V. 86, № 64. P. 6481–6498.

29. *Hasselmann K., Hasselmann S.* On the nonlinear mapping of an ocean wave spectrum into a SAR image spectrum and its inversion // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, № C6. P. 10713–10729.

30. *Монин А. С., Красицкий В. П.* Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 373 с.

31. *Коняев К. В., Сабинин К. Д.* Волны внутри океана. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. 271 с.

32. *Переслегин С. В.* Задача восстановления мезомасштабного поля уровня океана методами радиолокационной фазометрии // Исслед. Земли из космоса. 1996. № 5. С. 14–25.

33. *Liu C.-T., Mitnik L., Hsu M.-K., Yang Y.* Oceanic phenomena northeast of Taiwan from ALMAZ SAR image // Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences. 1994. V. 5, № 6. P. 557–571.

34. *Boehnke K., Wismann V.* Radar signatures of equatorial upwelling regions measured by the ERS-1 scatterometer // Proc. Second ERS-1 Symp. Hamburg, Germany, 11–14 Oct., 1993 (ESA SP-361). V. 1. P. 507–512.

35. *Иванов А. Ю., Нефедьев В. П., Смирнов А. В., Эткин В. С.* Исследование динамики мезомасштабных фронтов по данным дистанционного зондирования океана в СВЧ-диапазоне // Изв. АН СССР. ФАО. 1986. № 4. С. 440–447.

36. *Гроцкий С. А., Кудрявцев В. Н., Иванов А. Ю.* Наблюдения фронтальной зоны Гольфстрима радиолокатором с синтезированной апертурой КА "Алмаз-1" и с борта НИС "Академик Вернадский" // Океанология (в печати).

37. *Alpers W., Hennings I.* A theory the imaging mechanism of underwater bottom topography by real and synthetic aperture radar // J. Geophys. Res. 1984. V. 89, № 6. P. 10529–10546.

38. *Bern T.-I., Wahl T., Anderssen T., Olsen R.* Oil spill detection using satellite based SAR: Experience from a field experiment // Proc. First ERS-1 Symp. Cannes, France, 4–6 Nov., 1992. ESA SP-359. P. 829–834.

39. Радиолокация поверхности Земли из космоса / Под. ред. С. В. Викторова и Л. М. Митника. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 200 с.

40. *Vachon P. W., Johannessen J. A., Browne D. P.* ERS-1 SAR images of atmospheric gravity waves // Proc. IGARSS'94. Pasadena, California, USA, August 8–12 1994. V. 3. P. 2026–2028.

41. *Кравцов Ю. А., Митягина М. И., Пунгин В. Г., Яковлев В. В.* Проявление конвективных процессов в приземном слое атмосферы на радиолокационных изображениях морской поверхности // Исслед. Земли из космоса. 1996. № 1. С. 3–15.

42. *Булатов М. Г., Раев М. Д., Скворцов Е. И., Эткин В. С.* Исследование с помощью космической РСА "Алмаз-1" и корабельных СВЧ-радиометров собственного и рассеянного радиоизлучения возмущенной дождем морской поверхности // Исслед. Земли из космоса. 1997. № 1. С. 31–38.

43. *Ланно С. С., Арманд Н. А., Волков А. М. и др.* О концепции развития космической океанологии в России на 1996–2015 гг. // Исслед. Земли из космоса. 1997. № 2. С. 70–80.

CONTENT

Volume 1

Content	3
Preface	5

Physical processes in the ocean surface layer

<i>Kudryavtsev V. N., Makin V. N.</i> The physical model of the sea surface interrelating with the atmospheric boundary layer	9
<i>Troitskaya Yu. I.</i> Modulation of the increment of short surface waves in the presence of long ones	35
<i>Bakhanov V. V., Talanov V. I.</i> Transformation of nonlinear surface waves in the field of inhomogeneous flows	81
<i>Voronovich V. V., Shrira V. I.</i> Waves of vorticity in the upper quasihomogeneous ocean layer	107
<i>Talipova T. G., Pelinovsky E. N., Holloway P. E.</i> Nonlinear models of transformation of internal tides on the shelf	154
<i>New A., Esteban M.</i> A new Korteweg-de Vries-type theory for internal solitary waves in a rotating continuously stratified ocean	173
<i>Talipova T. G.</i> Recurrence of intense internal waves at various aquatoria	204

Volume 2

Laboratory modeling of physical processes in the ocean

<i>Arabadzhi V. V., Bogatyrev S. D., Bakhanov V. V., Kazakov V. I., Korotkov D. P., Serin B. V., Talanov V. I., Shishkina O. D.</i> Laboratory modeling of hydrophysical processes in the upper ocean layer (large thermostratified basin of IAP RAS)	231
<i>Bogatyrev S. D., Druzhinin O. A., Zaborskikh D. V., Kazakov V. I., Korotkov D. P., Reznik S. N., Serin B. V., Talanov V. I., Troitskaya Yu. I.</i> Generation of wave perturbations in the turbulent stratified shear flow observed in the large thermostratified basin	252
<i>Shemer L., Chamesse M., Talipova T.</i> On the phase velocity of gravity-capillary surface waves	277

Radiophysical methods of studying the processes in the ocean upper layer

<i>Kanevsky M. B., Karaev V. Yu.</i> Doppler spectrum of electromagnetic microwave field scattered by water surface, and radar diagnostics of the ocean	297
<i>Ermakov S. A., da Silva J. C., Robinson I. S.</i> Radar signatures of internal waves in coastal zones	318
<i>Gol'din Yu. L., Luchinin A. G.</i> Air-borne lidar methods of studying the vertical structure of the optic characteristics of the upper ocean layer	345
<i>Trokhimovsky Yu. G., Kravtsov Yu. A., Kuz'min A. V.</i> Radiometric study of hydrophysical processes in the near-surface layer	382
<i>Ivanov A. Yu.</i> Oceanological results of the flight of SA "Almaz-1"	408

АННОТАЦИИ

Том 2

Arabadzhi V. V., Bogatyrev S. D., Bakhanov V. V., Kazakov V. I., Korotkov D. P., Serin B. V., Talanov V. I., Shishkina O. D. **Laboratory modeling of hydrophysical processes in the upper ocean (large thermostratified basin of IAP RAS).**

The results of physical modeling of the upper ocean are given. An effective and ecologically pure method of producing and sustaining stable stratification in large laboratory basins is described. The technological and measuring equipment for performing the experiments on studying hydrophysical processes, characteristic for the upper ocean, is described.

Bogatyrev S. D., Druzhinin O. A., Zaborskikh D. V., Kazakov V. I., Korotkov D. A., Reznik S. N., Serin B. V., Talanov V. I., Troitskaya Yu. I. **Generation of wave perturbations in the turbulent stratified shear flow observed in the large thermostratified basin.**

The results of experimental investigation of a submerged turbulent jet in a stratified fluid performed in the large thermostratified tank of IAP are presented. Time-space variability of the temperature and velocity profiles averaged over turbulent fluctuations is studied. When the jet velocity exceeds a certain critical value, excitation of internal waves with a narrow frequency spectrum is revealed. The phenomenon is identified as generation of self-oscillations.

Шемер Л., Чемес М., Талипова Т. **Фазовая скорость гравитационно-капиллярных волн.**

Фазовая скорость гравитационно-капиллярных волн измерена в лабораторном волновом лотке при трех различных условиях. Для каждого из них проведена соответствующая серия измерений. Первая серия измерений проводилась, когда лоток только что был заполнен свежей фильтрованной водопроводной водой. Вторая серия измерений была сделана через двадцать четыре часа после заполнения лотка водой. Третья серия проводилась после второй, когда поверхность воды в лотке была тщательно очищена с помощью фильтровальной бумаги, и большая часть пленки была удалена. Каждая экспериментальная серия была относительно короткой, не более одного часа. Было сделано несколько рядов измерений в каждой серии. Эффективная величина коэффициента поверхностного натяжения определялась из дисперсионного соотношения и сравнивалась с соответствующими величинами, полученными экспериментально с помощью метода взвешенных капель. Также представлено расширение теоретической модели, которое учитывает влияние пленки поверхностно-активных веществ (ПАВ) на скорость распространения коротких поверхностных волн. Предсказания модели сравниваются с результатами эксперимента.

Kanevskii M. B., Karaev V. Yu. **Doppler-spectrum of electromagnetic microwave field scattered by water surface and diagnostics of the ocean.**

A review of models of Doppler spectrum of the electromagnetic microwave field backscattered by a rough water surface in a wide range of incidence angles (from close to nadir to grazing) is

presented. The description of the models is given in the context of historical development of ideas concerning mechanisms of interaction between the microwave field and the water surface as well as the methods of radar probing of the ocean.

Ермаков С. А., да Сильва Ж., Робинсон И. Радиолокационное изображение внутренних волн в прибрежных зонах.

Показано, что проявления короткопериодных внутренних волн в прибрежных зонах на изображениях радиолокаторов с синтезированной апертурой могут иметь вид ярких и темных, либо темных полос (характеризуемых, соответственно, знакопеременными, либо отрицательными контрастами); при очень слабом ветре изображения внутренних волн могут иметь вид ярких полос (положительный контраст). Описаны инструментальные наблюдения поверхностных проявлений внутренних волн на Черном море и на Иберийском шельфе.

Получено, что слики, связанные с внутренними волнами, соответствуют впадинам внутренних волн, давление и упругость пленок в сликах превышали их значения в соседних несlickовых областях. Показано также, что на радиолокационных изображениях проявляются крупномасштабные периодические полосы, связанные с внутренними приливами, генерируемыми на границе шельфа. Приблизительно проанализирована модуляция коротких поверхностных волн под действием внутренних, с учетом затухания из-за пленок. Сделан вывод, что разные формы проявлений короткопериодных внутренних волн, также как и внутренних приливных волн, на радиоизображениях морской поверхности можно объяснить при учете воздействия пленок на поверхностные волны.

Gol'din Yu. A., Luchinin A. G. Air-borne lidar methods of studying the vertical structure of the optic characteristics of the upper ocean layer.

The state-of-the art of the developments of lidar methods of studying optic characteristics of the upper ocean layer from air-carriers is reviewed.

Theoretical models are given. Experimental results obtained by various research teams in Russia and abroad using lidars of various types are described. Three groups of applied lidars are singled out: lidars for detecting the backscattered signal at the unbiased wavelength, lidars detecting the spectrum of fluorescence of the sea water and its impurities and lidars which use at the reception two reciprocally orthogonal polarizations of the backscattered signal. The advantage of the last type of lidars for detecting the space distribution of the vertical stratification of optic characteristics is shown.

Trokhimovski Yu. G., Kravtsov Yu. A., Kuzmin A. V. Radiometric study of hydro-physical processes in the near-surface layer.

Polarimetric measurements performed by microwave radiometers at several view angles and frequencies give an opportunity to convert the sea surface brightness temperatures to mean square slope of long waves and curvature spectral density in the gravity-capillary interval without a priori assumptions about the shape of spectrum. Such an inversion was made using radiometric data collected during the last twenty years in different field experiments.

Additionally, microwave radiometers provide information about water skin temperature. Laboratory experiments showed that the difference between skin and bulk water temperature, is strongly related with the heat flux through water ocean surface.

Ivanov A. Yu. **Oceanological results of the flight of "almaz-1" space apparatus.**

The Russian space apparatus (SA) "ALMAZ-1" remained in orbit from 31.03.91 to 17.10.92. A radar with synthesized aperture (RSA) was on its board. During the flight radar images (RI) of the sea surface, on which manifestations of different processes and phenomena were detected occurring both in the ocean and at the ocean interaction with atmosphere, are obtained. The results of the analysis of RI of "ALMAZ-1" SA are summarized in the paper. Opportunities and limitations of RSA for studying a number of phenomena in the ocean are discussed. Some estimates in the light of preparation of future programs of the ocean investigation from space are given. It is shown that RSA of high resolution is expedient to be used for studying a majority of ocean small-scale phenomena, in particular monitoring some of them. It is shown also that routine monitoring of extraordinary situations in the sea can be performed only by RSA. The examples of RI of the sea surface are given.