

**К.В. Показеев
Т.О. Чаплина
Ю.Д. Чашечкин**

ОПТИКА ОКЕАНА



Москва 2010 г.

**Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

К.В. Показеев, Т.О. Чаплина, Ю.Д. Чашечкин

Федеральная целевая программа «Интеграция».

Программное мероприятие 2.9
«Создание рабочих мест в ИПМ РАН и ИВПС КНЦ РАН
для осуществления научной деятельности студентами,
аспирантами, докторантами физического факультета
Университета им М.В. Ломоносова и других вузов РФ»
(Проект Я 0058).

ОПТИКА ОКЕАНА

Учебное пособие

Москва 2010 г.

УДК 378(075.8):531.46

Рекомендовано УМО по классическому университетскому образованию
в качестве учебного пособия по дисциплинам специализации
для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности
010701.65 –Физика и 010703.65 –Физика Земли и планет

Рецензенты:

д.ф.м.н, профессор С.В. Нестеров
д.ф.м.н, профессор В.А. Городцов

Показеев К.В., Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д.

Оптика океана: Учебное пособие. – М.: МАКС Пресс, 2010-216с., ил.

Пособие посвящено изложению теоретических и экспериментальных основ оптической океанологии. Круг вопросов, освещенных в пособии, охватывает оптические методы и их приборные реализации, предназначенные для проведения измерений оптических и гидрофизических параметров состояния морской воды. Подробно рассматривается теория распространения, поглощения и рассеяния света в морской воде. Особое внимание уделяется процессам поглощения и рассеяния на взвешенных и растворенных веществах океана и приближенным методам решения уравнения переноса излучения применительно к морю - среде со значительным поглощением. Подробно обсуждаются факторы, определяющие оптические свойства морской воды и приводятся экспериментальные данные значений гидрооптических характеристик в различных районах Мирового океана. Описаны методы оптических исследований моделей океанографических процессов в лабораторных условиях.

Издание базируется на материале лекций, читаемых на физическом факультете МГУ.

Даются практические рекомендации по применению оптических методов к решению конкретных задач океанологии. В пособии приведены задачи и перечень лабораторных работ созданных в рамках Научно-образовательного центра физического факультета и Института проблем механики РАН «Потоки и структуры в жидкостях (физика геосфер)».

Пособие предназначено для студентов и аспирантов физических, механико-математических и гидрометеорологических факультетов университетов.

Рекомендовано к изданию УМО университетов России.

© Авторы, 2010
© Физический факультет МГУ
им. Ломоносова, 2010

ОГЛАВЛЕНИЕ	
ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН	8
1.1. Оптический диапазон электромагнитных волн	8
1.2. Энергетические и фотометрические понятия и величины	9
1.3. Свойства электромагнитных волн	12
1.4. Давление света	15
1.5. Поляризация электромагнитных волн	17
Задачи к Главе 1	18
ГЛАВА 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОКЕАНЕ	19
2.1. Электромагнитные свойства морской воды	19
2.2. Классификация электромагнитных полей в океане	22
2.3. Естественные электрические токи в океане	23
ГЛАВА 3. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОГИДРОДИНАМИКИ ОКЕАНА	26
3.1. Основные определения термодинамики океана	26
3.2. Уравнения неразрывности (сохранения массы морской воды)	29
3.3. Теплофизические характеристики морской воды	31
3.4. Фундаментальные уравнения механики неоднородных жидкостей	33
3.5. Плотность и уравнение состояния морской воды	44
ГЛАВА 4. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОРСКОЙ ВОДЫ	48
4.1. Показатель преломления света в воде как параметр ее состояния	48
4.2. Оптические свойства чистой воды	49
4.3. Факторы, определяющие оптические свойства морской воды	51
4.4. Характеристики, используемые для описания светового поля в океане	54
ГЛАВА 5. РАЙОНИРОВАНИЕ ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА ПО ОПТИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ	58
5.1. Структура и водные массы Мирового океана	58
5.2. Тонкая термохалинная структура вод Мирового океана	63
5.3. Районирование вод Мирового океана по прозрачности	65
ГЛАВА 6. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ	69
6.1. Преломление света поверхностью моря	69
6.2. Отражение света поверхностью моря	70
6.3. Влияние волнения на характер отражения и пропускания света	71
6.4. Описание взволнованной поверхности моря функцией распределения микроплощадок	72
6.5. Численное моделирование изображения водной поверхности	73
ГЛАВА 7. ТЕОРИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МОРСКОЙ ВОДЕ	77
7.1. Молекулярное рассеяние света	77
7.2. Рассеяние света крупными включениями	80
7.3. Сложное рассеяние света при многократных встречах с частицами	82
7.4. Поглощение света водой	86
Задачи к Главам 4 - 7	88
ГЛАВА 8. ЛУЧИСТАЯ ЭНЕРГИЯ В МОРЕ	90
8.1. Тепловой баланс океана	90
8.2. Суммарная радиация, падающая на поверхность моря	92
8.3. Характеристики светового поля в океане	94
8.4. Подводная облученность	95
8.5. Цвет моря	96
ГЛАВА 9. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ЕГО РЕШЕНИЯ	99
9.1. Уравнение переноса излучения и его общие свойства	99
9.2. Строгие методы решения уравнения переноса	102
9.3. Двухпотокное приближение	102
9.4. Диффузионное приближение	103
ГЛАВА 10. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОРСКОЙ ВОДЫ	105
10.1. Методы измерения параметров состояния морской воды на основе использования рефрактометрической информации	105
10.2. Измерение поглощения света морской водой	111
10.3. Измерение показателя ослабления света в поверхностных прибрежных водах	113
10.4. Основы теневых измерений и методы определения углов отклонения лучей света в прозрачных неоднородностях	118
ГЛАВА 11. ДИСТАНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ И ДИНАМИКИ МОРСКОЙ СРЕДЫ	131
11.1. Основные проблемы и методы аэрокосмического изучения океана	131

11.2. Радиофизические методы исследования океана из космоса.....	146
11.3. Использование лидаров для изучения оптических свойств морской воды.....	159
11.4. Дистанционные измерения топографии дна океана.....	163
ГЛАВА 12. ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ И СТРУКТУРЫ ПРИРОДНЫХ СИСТЕМ.....	168
12.1. Краткая история лабораторного моделирования.....	168
12.2. Течения, индуцированные диффузией на топографии.....	171
12.3. Вихревые течения и их воздействие на окружающую среду.....	172
12.4. Простая модель вихря в жидкости со свободной поверхностью.....	174
12.5. Лабораторные установки для моделирования эффектов стратификации и вращения.....	178
12.6. Примеры применения теневых методов для исследования процессов в стратифицированных средах.....	184
12.7. Моделирование морских разливов нефти в лабораторных условиях.....	187
ГЛАВА 13. ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ.....	191
13.1. Методы молекулярной спектроскопии в анализе объектов окружающей среды.....	191
13.2. Спектроскопия комбинационного рассеяния.....	195
13.3. Флуоресценция как метод химического анализа воды.....	197
13.4. Загрязнение морских вод.....	202
13.5. Лидарные методы обнаружения загрязнения Мирового океана.....	204
ЛИТЕРАТУРА.....	213

ВВЕДЕНИЕ

Пособие посвящено изложению теоретических и экспериментальных основ оптической океанологии. Круг вопросов, освещенных в пособии, охватывает оптические методы и их приборные реализации, предназначенные для проведения измерений оптических и гидрофизических параметров состояния морской воды. Подробно рассматривается теория распространения, поглощения и рассеяния света в морской воде. Особое внимание уделяется процессам поглощения и рассеяния на взвешенных и растворенных веществах океана и приближенным методам решения уравнения переноса излучения применительно к морю - среде со значительным поглощением. Подробно обсуждаются факторы, определяющие оптические свойства морской воды и приводятся экспериментальные данные значений гидрооптических характеристик в различных районах Мирового океана. Описаны методы оптических исследований моделей океанографических процессов в лабораторных условиях.

В настоящее время со все большей остротой возникает необходимость срочного решения такой проблемы, как исследование причин и масштабов загрязнения вод океанов и морей и разработка мер борьбы с ним. В пособии описывается применение оптических методов для решения экологических проблем.

Издание базируется на материале курса лекций “Оптика океана”, который читается для студентов 4 курса физического факультета Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова, специализирующихся в области гидрофизики. В пособии приведены задачи и перечень лабораторных работ созданных в рамках Научно-образовательного центра физического факультета и Института проблем механики РАН «Потоки и структуры в жидкостях (физика геосфер)». Выполнение лабораторных работ должно способствовать усвоению теоретического материала.

Учебное пособие состоит из 13 Глав.

В первой главе описаны основные свойства электромагнитных волн. Описываются характеристики оптического диапазона электромагнитных волн. Приведены общие формулы для плотности потока энергии и импульса электромагнитного поля применительно к оптическому диапазону. Приведены основные энергетические и фотометрические понятия и величины, и описан способ пересчета энергетических величин в фотометрические и наоборот. В конце главы приведены задачи для самостоятельного решения для лучшего усвоения материала.

Глава 2 посвящена описанию магнитных и электромагнитных явлений в океане. Электромагнитные явления с каждым годом обнаруживают все новые и новые связи с другими явлениями в океане, в частности с теми, о которых речь пойдет в 6-9 Главах настоящего пособия. В Главе 2 рассмотрены электромагнитные свойства морской воды, которые вследствие особенностей ее молекулярной структуры, весьма существенно отличаются от электромагнитных свойств других сред. Приведена их зависимость от температуры, солёности, гидростатического давления и частоты электромагнитных волн. Рассмотрены основные факторы и процессы образования электромагнитных полей в океане: магнитогидродинамический, диффузионный и биоэлектрический эффекты.

В Главе 3 рассматриваются термодинамические характеристики воды в океане (температура, солёность, плотность, скорость звука, электропроводность, показатель преломления, теплоемкость и т.д.), а также процессы формирования их распределений по глубине (стратификацию) и по горизонтали (включая тепловой и водный баланс океана, перемешивание вод, замерзание и таяние льдов). Авторами приведены и проанализированы фундаментальные уравнения термогидродинамики океана (уравнения неразрывности, уравнение состояния морской воды, дифференциальные уравнения неразрывности Даламбера, переноса импульса Навье-Стокса, температуры Фурье и вещества Фика). В конце главы приведены задачи для самостоятельного решения.

Глава 4 посвящена изучению оптических свойств морской воды. Оптические свойства морской воды являются важнейшим фактором, определяющим распространение излучения в океане, как естественного, так и от различных искусственных источников. Величины, характеризующие эти свойства, входят в качестве параметров в уравнение переноса излучения, от их значений зависит количество и спектральный состав солнечного света на различных глубинах в океане. В Главе 4 описаны оптические свойства чистой и морской воды, а также факторы их определяющие. Описаны гидрооптические характеристики, используемые для количественной оценки условий распространения излучения в океане, такие как показатель вертикального ослабления света, коэффициент диффузного отражения, альbedo океана и т.д. Приводятся экспериментальные данные значений гидрооптических характеристик в различных районах Мирового океана.

В Главе 5 описана структура вод Мирового океана и его динамический режим, который определяется в значительной степени общей циркуляцией водных масс. Причиной возникновения общей циркуляции могут служить нагревание, охлаждение, осадки и испарение, касательное напряжение ветра, атмосферное давление. Примечательной особенностью водных масс Мирового океана является открытая сравнительно недавно их тонкая термохалинная структура. Вопрос моделирования структуры деятельного слоя океана в последнее время приобрел особую актуальность. Это связано с тем, что верхний слой является зоной наиболее активных физических процессов и служит основной сферой жизнедеятельности морских организмов. Приведена карта гидрооптического районирования вод Тихого океана по прозрачности, описаны основные особенности распределения показателя ослабления света в поверхностных водах и определены его числовые характеристики на отдельных участках прибрежной зоны.

Главы 6 и 7 посвящены описанию основных процессов, характеризующих оптику океана. Подробно описываются явления отражения и преломление света поверхностью моря, исследуется влияние волнения на характер отражения и пропускания света. В данных главах описана теория поглощения и рассеяния света в морской воде, рассмотрены различные виды рассеяния света (молекулярное рассеяние света, рассеяние света крупными включениями, а также сложное рассеяние света при многократных встречах с частицами). В главу включены материалы, которые касаются сложных явлений многократного рассеяния и одновременного поглощения света в морской воде и в искусственных мутных средах. В конце Главы 7 приведены задачи для самостоятельного решения.

Глава 8 посвящена описанию характеристик световых полей в океане, как создаваемых солнечным излучением, так и искусственными квазистационарными источниками. Представлены данные по относительному распределению энергии в спектре суммарной радиации для различных высот Солнца. Условия освещения поверхности и значения собственных оптических характеристик воды определяют структуру формирующегося в океане светового поля солнечного излучения. Авторами приведен вывод общего соотношения, которое позволяет вычислять различные спектры света, исходящего из моря. Также в Главе 8 рассмотрены главные составляющие теплового баланса океана: радиационный баланс (суммарная солнечная радиация минус обратное излучение океана); потеря тепла на испарение; турбулентный теплообмен между поверхностью океана и атмосферой и внутренний теплообмен (между поверхностью океана и нижележащими слоями) и приведены их средние значения по широтным поясам.

Глава 9 посвящена теории переноса оптического излучения в океане. Вопросы теории переноса излучения тесно связаны с рядом фундаментальных и прикладных проблем океанологии. Приведено уравнение переноса излучения и рассмотрены его общие свойства. Особое внимание уделено приближенным методам решения этого

уравнения применительно к морю – среде со значительным поглощением и очень вытянутой индикатрисой рассеяния.

В Главе 10 описываются методы измерений оптических свойств морской воды. Описана новая и оригинальная аппаратура, применяемая отечественными и зарубежными исследователями, в экспедициях и в лабораторных условиях для измерения параметров состояния морской воды. Приводится целый ряд экспериментальных данных о значениях оптических свойств (показателей поглощения, показателя ослабления) в различных районах Мирового океана.

Особое внимание авторами уделено теневым методам, возникшим вначале как методы испытания оптических деталей, а в настоящее время получившим широкое распространение при исследовании прозрачных неоднородностей. Авторами пособия разработан ряд лабораторных работ, которые рекомендуется провести для усвоения данной главы.

Глава 11 посвящена дистанционным методам контроля состояния и динамики морской среды. Дистанционные измерения, проводящиеся с борта судна и летательных аппаратов, позволяют в короткий срок получить информацию о распределении оптических характеристик на больших по размерам акваториях океана. Рассматриваются принципы использования лидаров для океанологических исследований, их применение для решения прикладных задач подводной фотографии и подводного телевидения. Отдельный параграф посвящен оптическим методам в космической океанологии.

В Главе 12 описывается лабораторное моделирование динамики и структуры природных систем. Авторы считают, что наиболее конструктивным является сочетание аналитических исследований природных процессов на основе полных систем уравнений и их лабораторное моделирование. Современная аппаратура позволяет устойчиво регистрировать картины течений и определять их основные количественные характеристики. Даны описания лабораторных установок для моделирования эффектов стратификации и вращения, а также примеры применения теневых методов для исследования процессов в стратифицированных средах. Авторами данного пособия разработаны лабораторные работы «Периодические внутренние волны в непрерывно стратифицированной жидкости» и «Экспериментальное исследование вихревого течения со свободной поверхностью, индуцированного вращающимся диском в цилиндрическом контейнере», которые рекомендуется выполнить для усвоения данной главы.

В Главе 13 описывается применение оптических методов для решения экологических проблем. Подробно исследованы такие актуальные методы, как спектроскопия комбинационного рассеяния, флуоресценция, перечислены их преимущества и недостатки. Авторами описаны радиофизические методы, основанные на принципе различия контрастности оптических, тепловых и радиоактивных свойств гидроповерхности "чистой" воды и загрязненной нефтью и нефтепродуктами. Созданные методы, помимо высокой оперативности, позволяют выявлять и оконтуривать загрязнения вскоре после разлива нефти, когда еще при малых затратах реально осуществить очистку акватории.

Издание может быть полезным изучающим океанологию и всем интересующимся проблемами Мирового океана.

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

1.1. Оптический диапазон электромагнитных волн

Теоретически существование электромагнитных волн было предсказано Максвеллом как прямое следствие из уравнений электромагнитного поля. Скорость электромагнитных волн в вакууме оказалась равной величине $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, называемой электродинамической постоянной. Ее числовое значение $3,1 \times 10^8$ м/с совпадает со скоростью света в вакууме. Другое важное свойство электромагнитных волн и света обусловлено поперечностью волн. Эти два факта привели Максвелла к заключению, что свет представляет собой электромагнитные волны.

Электромагнитной волной называется процесс распространения переменного электромагнитного поля в свободном пространстве с конечной скоростью (скоростью света). Физические причины существования электромагнитного поля связаны с тем, что изменяющееся во времени электрическое поле \vec{E} порождает магнитное поле \vec{H} , а изменяющееся \vec{H} - вихревое электрическое поле: обе компоненты \vec{E} и \vec{H} , непрерывно изменяясь, возбуждают друг друга.

Экспериментально существование электромагнитных волн было доказано еще в 1888 году Г.Р. Герцем. Длина волн, генерированных и детектированных, составляла примерно 66 см. С помощью металлического зеркала Герц наблюдал отражение и преломление волн, изучил их поляризацию, получил стоячие волны, доказав тем самым их способность к интерференции.

В соответствии с длинами волн [1] весь спектр электромагнитного излучения условно делится на ряд частично перекрывающихся областей – от радиоволн на его длинноволновой границе до гамма-лучей на границе коротких волн.

Видимый диапазон и примыкающие к нему диапазоны ультрафиолетового и инфракрасного излучений в совокупности составляют диапазон электромагнитных волн, изучаемый в оптике. Кванты излучения видимого диапазона называются фотонами. Они имеют энергию в интервале [2]:

$$E = (2,6 \div 5,2) \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,6 \div 3,2 \text{ эВ}$$

При температуре выше 0°K все материальные тела излучают электромагнитные волны, которые поглощаются и отражаются (рассеиваются) материальными телами. Интенсивность излучения отражения и поглощения зависит от частоты излучения, температуры, свойств вещества и других факторов. Наиболее интенсивным источником электромагнитного излучения, определяющим «радиационную обстановку» вблизи земной поверхности, является Солнце. Температура поверхности Солнца составляет около 6000°K . Спектр его излучения является спектром излучения абсолютно черного тела. Максимум интенсивности излучения по длинам волн приходится примерно на длину волны 0,5 мкм. Международная классификация электромагнитных волн представлена в табл. 1.1.

При прохождении света через атмосферу Земли в результате рассеяния и поглощения состав солнечного спектра существенно меняется в зависимости от толщины проходимого светом слоя воздуха, запыленности и других факторов. В результате, спектр у поверхности Земли обрывается примерно на волне $\lambda = 0,3$ мкм. Волны с меньшей длиной волны от Солнца поверхности Земли не достигают. Это обуславливается поглощением их озоном O_3 в верхних слоях атмосферы [1].

Таким образом, при прохождении атмосферы наиболее сильно ослабляется коротковолновая часть спектра. Это является, в частности, причиной покраснения Солнца при восходе и заходе. За счет поглощения в атмосфере доля энергии ультрафиолетовой части спектра уменьшается, а инфракрасной и микроволновой — увеличивается.

Наименование частотного диапазона	Границы диапазона	Наименование волнового диапазона	Границы диапазона
Крайние низкие, КНЧ	3 - 30 Гц	Декамегаметровые	100 - 10 мм
Сверхнизкие, СНЧ	30 - 300 Гц	Мегаметровые	10 - 1 мм
Инфранизкие, ИНЧ	0,3 - 3 кГц	Гектокилометровые	1000 - 100 км
Очень низкие, ОНЧ	3 - 30 кГц	Мириаметровые	100 - 10 км
Низкие частоты, НЧ	30 - 300 кГц	Километровые	10 - 1 км
Средние, СЧ	0,3 - 3 МГц	Гектометровые	1 - 0,1 км
Высокие частоты, ВЧ	3 - 30 МГц	Декаметровые	100 - 10 м
Очень высокие, ОВЧ	30 - 300 МГц	Метровые	10 - 1 м
Ультравысокие, УВЧ	0,3 - 3 ГГц	Дециметровые	1 - 0,1 м
Сверхвысокие, СВЧ	3 - 30 ГГц	Сантиметровые	10 - 1 см
Крайне высокие, КВЧ	30 - 300 ГГц	Миллиметровые	10 - 1 мм
Гипервысокие, ГВЧ	300 - 3000 ГГц	Децимиллиметровые	1 - 0,1 мм

Табл. 1.1. Международная классификация электромагнитных волн по частотам.

Видение предметов осуществляется посредством отраженного света. Поэтому наиболее подходящим для зрения является интервал вблизи длины волны, на которую приходится максимальная интенсивность излучения, т.е. $\lambda = 0,5$ мкм, причем интервал должен быть таким, чтобы на него приходилась значительная часть полной энергии излучения. Этим условиям полностью удовлетворяет видимый диапазон электромагнитных волн. Является вполне естественным, что в результате эволюции именно в этом диапазоне развилась способность человека к зрению.

Однако достаточно много энергии (больше 50%) приходится на микроволновую часть спектра. Поэтому энергетические соображения в принципе не исключают возможности развития способности зрения у человека в этом диапазоне. Тем не менее, эта область спектра непригодна для зрения.

1.2. Энергетические и фотометрические понятия и величины

Физические приборы и человеческий глаз в оптическом диапазоне регистрируют средние значения измеряемых величин по большому числу периодов колебаний. Однако ощущения, вызываемые светом, зависят не только от энергетических характеристик света, но и от других обстоятельств, в первую очередь от длины волны света. Например, максимальной чувствительностью глаз обладает к зеленому свету с длиной волны 555 нм. К границам видимого диапазона чувствительность глаза уменьшается до нуля. Например, чтобы излучение с длиной волны 760 нм создало у человека такое же ощущение яркости, как излучение с длиной волны 555 нм, необходимо увеличить мощность излучения в 20000 раз [1]. Под светом в настоящее время понимают не только видимое излучение, но и примыкающие к нему широкие области инфракрасного (ИК) и ультрафиолетового (УФ) излучения.

Во многих случаях интерес представляют не сами энергетические характеристики света, а те субъективные ощущения, которые с ними связаны. Например, необходимо определить освещенность письменного стола, которая наиболее благоприятна для работы. С помощью энергетических характеристик света этого сделать нельзя, потому что одна и та же мощность излучения, направляемого на стол, вызывает совершенно различные ощущения освещенности стола при различных спектральных составах света. Для решения таких вопросов приходится пользоваться иными, отличными от энергетических величинами, называемыми фотометрическими. Энергетические и фотометрические величины взаимосвязаны.

Определение энергетических величин основываются на мощности излучения. Если в течение времени dt испускается энергия dW в форме излучения, то мощность излучения равна:

$$P = \frac{dW}{dt} \quad (1.1)$$

Она распределяется по всевозможным длинам волн.

Спектральной плотностью мощности излучения является величина:

$$P_\lambda = \frac{dP_\lambda}{d\lambda} \quad (1.2)$$

где P_λ - мощность, приходящаяся на интервал длин волн $(\lambda, \lambda+d\lambda)$.

Свет излучают поверхности материальных тел. Элементарным излучателем является элемент поверхности тела с площадью $d\sigma$ (рис. 1.1) [1].

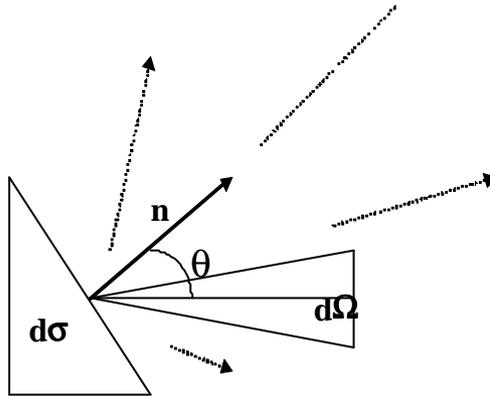


Рис 1.1. К определению величин, характеризующих излучение от элемента поверхности.

Энергетической силой излучения dI элементарного источника называется отношение мощности dP излучения в элемент телесного угла $d\Omega$ к $d\Omega$:

$$dI = \frac{dP}{d\Omega} \quad (1.3)$$

Для спектральной плотности излучения эта формула принимает вид:

$$dI_\lambda = \frac{dP_\lambda}{d\Omega} \quad (1.4)$$

где $dI_\lambda = \frac{d(dI)}{d\lambda}$ - спектральная плотность энергетической силы излучения, приходящейся на интервал длин волн $(\lambda, \lambda+d\lambda)$.

Ясно, что dI зависит от направления излучения, то есть от ориентировки элемента телесного угла $d\Omega$ относительно элементарного излучателя. Если элементарным излучателем является элемент поверхности тела, то dI зависит от угла θ между нормалью \mathbf{n} к поверхности и направлением, в котором ориентирован элемент телесного угла (рис. 1.1).

Энергетическая сила точечного источника излучения, равномерно испускаемого по всем направлениям, равна:

$$dI = I_0 = const \quad (1.5)$$

Из (1.3) следует соотношение, которое связывает энергетическую силу точечного источника с полной мощностью его излучения:

$$P = \int_{4\pi} dP = \int_{4\pi} I_0 d\Omega = 4\pi I_0 \quad (1.6)$$

Излучение с элемента поверхности $d\sigma$ испускается по всевозможным направлениям, характеризуемым углом θ между нормалью n к элементу поверхности и направлением распространения излучения (рис. 1.2). Проекция $d\sigma$ на поверхность, перпендикулярную направлению распространения излучения, равна:

$$d\sigma' = d\sigma \cos \theta \quad (1.7)$$

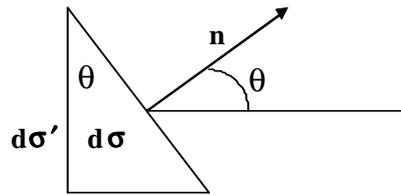


Рис. 1.2. К определению энергетической яркости.

Энергетической яркостью поверхности в точке элемента поверхности $d\sigma$ называется отношение энергетической силы излучения dI с этого элемента поверхности к площади $d\sigma'$:

$$L = \frac{dI}{d\sigma'} = \frac{dI}{d\sigma \cos \theta} = \frac{dP}{d\Omega d\sigma \cos \theta} \quad (1.8)$$

Для спектральной плотности эта формула имеет вид:

$$L = \frac{dI_\lambda}{d\sigma'} = \frac{dI_\lambda}{d\sigma \cos \theta} = \frac{dP_\lambda}{d\Omega d\sigma \cos \theta} \quad (1.9)$$

Мощность излучения с элемента поверхности по всем направлениям, отнесенная к площади этого элемента, называется энергетической светимостью:

$$M = \frac{dP}{d\sigma} \quad (1.10)$$

Все предыдущие величины характеризовали процесс излучения. Теперь рассмотрим падение излучения на элемент поверхности. Это явление характеризуется величиной, называемой энергетической освещенностью. Она равна отношению мощности излучения dP , падающего на элемент поверхности, к площади элемента $d\sigma$:

$$E = \frac{dP}{d\sigma} \quad (1.11)$$

Когда излучение падает перпендикулярно поверхности, ее освещенность равна интенсивности.

При расчетах нормаль к поверхности считается направленной в ту сторону поверхности, откуда падает излучение. Спектральная плотность энергетической освещенности дается формулой:

$$E_\lambda = \frac{dP_\lambda}{d\sigma} \quad (1.12)$$

Фотометрические величины определяются аналогично энергетическим, но исходя из силы света как основной величины. Единица силы света - кандела определяется с помощью черного излучателя, принятого в качестве основного эталона, работающего при температуре затвердевания платины.

Кандела (кд) - это сила света, излучаемого перпендикулярно поверхности черного излучателя с площади $1/6 \times 10^{-5} \text{ м}^2$ при температуре затвердевания платины, находящейся под давлением 101325 Па [1].

Кандела является основной световой единицей. На основе канделы определяют все другие фотометрические величины. Их обозначают теми же буквами, что и энергетические величины, с добавлением индекса V .

Световым потоком называется произведение силы света dI_V источника на телесный угол $d\Omega$, в котором испущен свет:

$$d\Phi_V = dI_V d\Omega \quad (1.13)$$

Световой поток аналогичен мощности излучения в энергетическом определении, однако его обычно обозначают не P_V , а Φ_V . Из (1.13) видно, что если точечный источник света dI_{0V} излучает во всех направлениях, то полный поток его излучения равен $\Phi_V = 4\pi dI_{0V}$.

Спектральная плотность светового потока определяется формулой:

$$d\Phi_{V\lambda} = dI_{V\lambda} d\Omega \quad (1.14)$$

Фотометрическая яркость вводится аналогично определению (1.8) энергетической яркости:

$$L_V = \frac{dI_V}{d\sigma'} = \frac{dI_V}{d\sigma \cos \theta} = \frac{d\Phi_V}{d\Omega d\sigma \cos \theta} \quad (1.15)$$

$$L_V = \frac{d\Phi_{V\lambda}}{d\Omega d\sigma \cos \theta} \quad (1.16)$$

Перепишем (1.15) в виде:

$$dI_V = L_V d\sigma \cos \theta \quad (1.17)$$

Зависимость L_V от углов θ обуславливается свойствами поверхности. Если L_V не зависит от углов, то $L_V d\sigma = (dI)_{V_0} = const$ и (1.17) принимает вид:

$$dI_V(\theta) = (dI)_{V_0} \cos \theta \quad (1.18)$$

где $dI_V(\theta)$ - сила света в направлении угла θ , $(dI)_{V_0}$ - сила света по нормали к поверхности. Зависимость (1.18) называется законом Ламберта, а поверхности, излучение которых характеризуется условием $L_V = const$ - ламбертовскими [1]. Излучение от таких поверхностей имеет диффузный характер, и поэтому их называют также диффузно излучающими.

В таблице 1.2 для примера приведены значения яркостей некоторых источников.

	Ночное безлунное небо	Полная Луна	Безоблачное ясное дневное небо	Спираль лампочки накаливания	Солнце
Яркость кд/м ²	10 ⁻⁴	10 ³	10 ⁴	10 ⁶	10 ⁹

1.3. Свойства электромагнитных волн

В классической электродинамике электромагнитное поле в свободном пространстве описывается двумя векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} . Для учета влияния этих полей на вещество необходимо ввести еще 2 вектора, а именно, вектор электрического смещения \mathbf{D} и вектор магнитной индукции \mathbf{B} . Уравнения Максвелла для вакуума при отсутствии токов ($j=0$) и зарядов ($\rho=0$) имеют следующий вид:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.19)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.20)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (1.21)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = 0 \quad (1.22)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.23)$$

В векторной форме уравнения (1.19-1.22) применительно к идеальному диэлектрику записываются так

$$\text{rot } \mathbf{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.19a)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.20a)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0 \quad (1.21a)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (1.22a)$$

где ε_0 и μ_0 - соответственно электрическая и магнитная постоянные.

Эти четыре уравнения выражают основные законы электродинамики в дифференциальном виде. Уравнение (1.19a) является дифференциальной формой обобщенного закона Ампера, описывающего генерацию индуцированного магнитного поля потоком зарядов. Уравнение (1.20a) – дифференциальное выражение закона индукции Фарадея, описывающего генерацию индуцированного электрического поля за счет изменяющегося во времени магнитного потока. Уравнение (1.21a) можно рассматривать как условие отсутствия свободных магнитных зарядов (монополей). Уравнение (1.22a) является дифференциальной формой закона Кулона, описывающего связь между распределением зарядов и электрическим полем.

Параметры ε и μ , характеризующие среду, представляют собой тензоры второго ранга. Для изотропной среды они сводятся к скалярным величинам, во многих случаях величины ε и μ можно считать независимыми от напряженности полей. Однако для сильных полей, таких, например, как поля, возникающие при фокусировке лазерного пучка или при облучении сильным электрическим полем, следует учитывать зависимость этих величин от \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Применяя к обеим частям уравнения (1.19) операцию rot , получаем:

$$\frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = -\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \mathbf{E}) \quad (1.24)$$

где учтены соотношения (1.23) и принять во внимание, что порядок дифференцирований по независимым переменным (пространственным координатам и времени) можно изменить. Принимая во внимание векторное равенство:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.25)$$

и заменяя в правой части (1.24) $\operatorname{rot} \mathbf{E}$ его выражением (1.20), получаем уравнение для \mathbf{B} :

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.26)$$

Аналогично, применяя операцию rot к обеим частям равенства (1.20), получаем уравнение для \mathbf{E} :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.27)$$

Оператор

$$\square = \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (1.28)$$

называется оператором Д'Аламбера, где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – скорость света в вакууме.

Волновые уравнения (1.26) и (1.27) могут быть записаны в форме:

$$\square \mathbf{E} = 0, \quad \square \mathbf{B} = 0 \quad (1.29)$$

Огромную роль в физике играет волновое уравнение. Для скалярной функции Φ оно имеет вид:

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad (1.30)$$

Пусть Φ зависит только от одной из декартовых координат, например, z , т.е. $\Phi = \Phi(z, t)$. В этом случае уравнение (1.30) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad (1.31)$$

Введем новые независимые переменные:

$$\xi = z - ct, \quad \eta = z + ct \quad (1.32)$$

получаем, что:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial z} = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} = -c \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + c \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \quad (1.34)$$

Разделив обе части уравнения (1.34) на c и вычитая их почленно из левых и правых частей уравнения (1.33), получим:

$$\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} = 2 \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (1.35)$$

Аналогично, почленное сложение правых и левых частей тех же уравнений дает:

$$\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} = 2 \frac{\partial}{\partial \eta} \quad (1.36)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) = \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (1.37)$$

С учетом (1.36) и (1.37) уравнение (1.31) можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 4 \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \Phi = 0 \quad (1.38)$$

Интегрируя (1.38) по ξ , получаем независимую от ξ функцию, которая в данном случае может зависеть только от η , то есть является произвольной функцией $\psi(\eta)$. Тогда уравнение (1.38) принимает вид:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = \psi(\eta) \quad (1.39)$$

Интегрируя (1.39) по η , получаем:

$$\Phi = \int \psi(\eta) d\eta = \Phi_1(\eta) + \Phi_2(\xi) \quad (1.40)$$

где $\Phi_1(\eta)$ - первообразная функция в интеграле от $\psi(\eta)$ по $d\eta$, $\Phi_2(\xi)$ - постоянная интегрирования. С учетом (1.32) общее решение (1.40) уравнения (1.31) может быть записано в виде:

$$\Phi(z, t) = \Phi_1(z + ct) + \Phi_2(z - ct) \quad (1.41)$$

Волна, описываемая формулой (1.41), является суперпозицией двух волн, движущихся в противоположных направлениях. В простейшем случае получается стоячая волна, а в общем случае - сложное электромагнитное поле, которое требует специального изучения.

Значение функции Φ для фиксированных z и t является постоянным на плоскости, перпендикулярной оси z . Поэтому такие волны называются плоскими.

Если волна от точечного источника изотропна, то решение уравнения (1.31) необходимо искать в виде $\Phi = \Phi(r, t)$, где r - расстояние от точечного источника, принятого за начало координат. Учитывая, что в сферической системе координат (r, θ, φ) :

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\Phi) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} \quad (1.42)$$

Решение (1.31) принимает вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\Phi) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(r\Phi) = 0 \quad (1.43)$$

Общее сферически симметричное решение уравнения (1.31) имеет вид

$$\Phi(r, t) = \frac{\Phi_1(r + ct)}{r} + \frac{\Phi_1(r - ct)}{r} \quad (1.44)$$

Первое слагаемое описывает волну, движущуюся в направлении уменьшения значений r , т.е. к центру. Такая волна называется сходящейся. Второе слагаемое описывает волну, движущуюся в направлении уменьшения значений r , т.е. от центра. Такая волна называется расходящейся. Общее решение (1.44) является суперпозицией сходящейся и расходящейся волн. Значение Φ в фиксированный момент времени на сфере постоянного радиуса является постоянным. Такие волны называются сферическими. Подчеркнем, что эти волны являются идеализациями и в природе их не существует, но они позволяют рассматривать процесс распространения любых световых волн.

Принцип суперпозиции утверждает, что световые волны разных частот и разных направлений распространяются в вакууме независимо друг от друга. Опыт подтверждает принцип суперпозиции в широких пределах: свету далекой звезды, идущей к нам из космоса, не мешает распространяться свет других звезд или свет горячей поблизости лампочки. Они беспрепятственно проходят друг через друга, не искажая и не «замечая» друг друга.

Плотность потока энергии электромагнитного поля определяется вектором Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.45)$$

модуль которого в случае плоской волны может быть представлен в виде

$$\mathbf{S} = |\mathbf{S}| = |\mathbf{E} \times \mathbf{H}| = |\mathbf{E}| |\mathbf{H}| = \frac{\mathbf{E}\mathbf{B}}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0 c} \mathbf{E}^2 \quad (1.46)$$

так как $1/\mu_0 = \varepsilon_0 c$, перепишем соотношение (1.46) в форме

$$\mathbf{S} = c\varepsilon_0 \mathbf{E}^2 \quad (1.47)$$

Электромагнитная волна обладает не только энергией, но и импульсом. В теории электричества и магнетизма было показано, что плотность импульса G электромагнитной волны связана с плотностью потока энергии S в ней соотношением:

$$G = \frac{S}{c^2} \quad (1.48)$$

1.4. Давление света

Давление света - давление, оказываемое светом на отражающие и поглощающие тела, частицы, а также отдельные молекулы и атомы; одно из пондеромоторных действий света, связанное с передачей импульса электромагнитного поля веществу [3]. Гипотеза о существовании давления света была впервые высказана И. Кеплером (J. Kepler) в 17 в. для объяснения отклонения хвостов комет от Солнца. Теория давления света в рамках классической электродинамики дана Дж. Максвеллом (J. Maxwell) в 1873 году. В ней давление света тесно связано с рассеянием и поглощением электромагнитной волны частицами вещества. В рамках квантовой теории давление света - результат передачи импульса фотонами телу.

При нормальном падении света на поверхность твердого тела давление света определяется формулой $P = \frac{S(1-R)}{c}$, где S - плотность потока энергии (интенсивность света), R - коэффициент отражения света от поверхности.

Экспериментально давление света на твердые тела было впервые исследовано П.Н. Лебедевым в 1899 году [3]. Основные трудности в экспериментальном обнаружении давления света заключались в выделении его на фоне радиометрических и конвективных

сил, величина которых зависит от давления окружающего тело газа и при недостаточном вакууме может превышать давление света на несколько порядков. В опытах Лебедева в вакуумированном стеклянном сосуде на тонкой серебряной нити подвешивались коромысла крутильных весов с закрепленными на них тонкими дисками-крылышками, которые и облучались. Крылышки изготавливались из различных металлов и слюды с идентичными противоположными поверхностями. Последовательно облучая переднюю и заднюю поверхности крылышек различной толщины, Лебедеву удалось нивелировать остаточное действие радиометрических сил и получить удовлетворительное (с ошибкой $\pm 20\%$) согласие с теорией Максвелла. В 1907-10 гг. Лебедев выполнил еще более тонкие эксперименты по исследованию давления света на газы и также получил хорошее согласие с теорией.

Давление света играет большую роль в астрономических и атомных явлениях. В астрофизике давление света наряду с давлением газа обеспечивает стабильность звёзд, противодействуя силам гравитации. Действием давления света объясняются некоторые формы кометных хвостов. К атомным эффектам относится т. н. световая отдача, которую испытывает возбужденный атом при испускании фотона. В конденсированных средах давление света может вызывать ток носителей (фотоэлектрический эффект).

Специфические особенности давления света обнаруживаются в разреженных атомных системах при резонансном рассеянии интенсивного света, когда частота лазерного излучения равна частоте атомного перехода. Поглощая фотон, атом получает импульс в направлении лазерного пучка и переходит в возбужденное состояние. Далее, спонтанно испуская фотон, атом приобретает импульс в произвольном направлении. При последующих поглощениях и спонтанных испусканиях фотонов произвольно направленные импульсы световой отдачи взаимно гасятся, и, в конечном итоге, резонансный атом получает импульс, направленный вдоль светового луча – резонансное давление света. Сила F резонансного давления света на атом определяется как импульс, переданный потоком фотонов с плотностью N в единицу времени:

$$F = N\hbar k\sigma \quad (1.49)$$

где $\hbar k = 2\pi\hbar/\lambda$ - импульс одного фотона, $\sigma \approx \lambda^2$ - сечение поглощения резонансного фотона, λ - длина волны света.

При относительно малых плотностях излучения резонансное давление света прямо пропорционально интенсивности света. При больших плотностях N в связи с конечным временем жизни возбужденного уровня происходит насыщение поглощения и насыщение резонансного давления света (эффект насыщения). В этом случае давление света создают фотоны, спонтанно испускаемые атомами со средней частотой γ (обратной времени жизни возбужденного атома) в случайном направлении, определяемом диаграммой испускания атома. Сила светового давления перестаёт зависеть от интенсивности, а определяется скоростью спонтанных актов испускания: $F = \hbar k\gamma$. Для типичных значений $\gamma \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$ и $\lambda \approx 0,6 \text{ мкм}$ сила давления света $F \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ/см}$.

Своеобразные черты имеет резонансное давление света на атомы, помещенные в поле интенсивной стоячей волны. С квантовой точки зрения стоячая волна, образованная встречными потоками фотонов, вызывает толчки атома, обусловленные поглощением фотонов и их стимулированным испусканием. Средняя сила, действующая на атом, при этом не равна нулю вследствие неоднородности поля на длине волны. С классической точки зрения сила давления света обусловлена действием пространственно неоднородного поля на наведенный им атомный диполь. Эта сила минимальна в узлах, где дипольный момент не наводится, и в пучностях, где градиент поля обращается в нуль. Максимальная сила давления света по порядку величины равна $F \approx \pm Ekd$ (знаки относятся к синфазному и противофазному движению диполей с моментом d по отношению к полю с напряжённостью E).

1.5. Поляризация электромагнитных волн

В океане ряд процессов (отражение и преломление на границе раздела вода-воздух, рассеяние в среде) приводит к поляризации света. Поэтому для полного описания светового поля необходимо задавать состояние поляризации.

Световые волны в океане можно с достаточной степенью точности считать поперечными, то есть векторы электрического и магнитного полей перпендикулярны направлению распространения волны. Наиболее просто состояние поляризации света вводится для плоских монохроматических волн, где оно может быть описано в терминах напряженностей электрического поля. Поскольку приемники оптического излучения позволяют измерять лишь его энергетiku, то о поляризационных характеристиках можно судить, исходя из некоторых квадратичных функций напряженности поля.

Рассмотрим плоскую квазимонохроматическую волну, распространяющуюся вдоль оси z :

$$E = E(t)e^{i(kz - \omega t)} \quad (1.50)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число; $\omega = 2\pi/T$ - круговая частота; $E(t) = E_1(t)e_1 + E_2(t)e_2$ - комплексная амплитуда, мало изменяющаяся за время периода колебаний; $e_1; e_2$ - единичные векторы в направлении осей x и y . Осредненная квадратичная функция напряженности поля имеет четыре отличных от нуля члена, которые образуют тензор $\langle E_i E_j^* \rangle$; $i, j = 1, 2$; осреднение производится за период, намного превышающий характерное время изменения функции $E(t)$. Более употребительна для описания состояния поляризации света совокупность четырех действительных величин, являющихся линейной комбинацией элементов тензора $\langle E_i E_j^* \rangle$ и носящих название параметров Стокса [1]:

$$\begin{aligned} S_1 &= \langle E_1 E_1^* + E_2 E_2^* \rangle & S_3 &= \langle E_1 E_2^* + E_2 E_1^* \rangle \\ S_2 &= \langle E_1 E_1^* - E_2 E_2^* \rangle & S_4 &= i \langle E_1 E_2^* - E_2 E_1^* \rangle \end{aligned} \quad (1.51)$$

Для плоской монохроматической волны, которая по определению полностью поляризована, параметры Стокса выражаются через амплитуды взаимно перпендикулярных колебаний и разность фаз между ними:

$$\begin{aligned} S_1 &= a_x^2 + a_y^2 & S_3 &= 2 a_x a_y \cos \delta \\ S_2 &= a_x^2 - a_y^2 & S_4 &= 2 a_x a_y \sin \delta \end{aligned} \quad (1.52)$$

Из (1.52) следует, что для полностью поляризованного света:

$$S_1^2 = S_2^2 + S_3^2 + S_4^2 \quad (1.53)$$

Таким образом, состояние поляризации задается тремя независимыми параметрами. Соотношение (1.53) является необходимым и достаточным условием полной поляризации светового пучка.

Противоположным случаем является неполяризованный (естественный) свет, для которого все направления в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, эквивалентны. Для естественного света $S_1 \neq 0$, $S_2 = S_3 = S_4 = 0$, то есть единственной его характеристикой является яркость.

Важным свойством параметров Стокса является их аддитивность при суперпозиции некогерентных пучков света. То есть, параметры полного пучка равны сумме параметров Стокса всех составляющих его пучков. Справедливо также и обратное: любую волну можно рассматривать как сумму независимых волн, которые можно выбирать различными способами.

Задачи к Главе 1.

Задача 1.

Определить характеристики волны, получаемой в результате суперпозиции двух волн с одинаковой амплитудой, поляризованных по правому и левому кругу, если в начальный момент разность фаз волн равна δ .

Задача 2.

Абсолютно черное тело при температуре затвердевания платины при давлении 101 325 Па излучает с плоской круговой площадки радиусом 6 мм. Найти освещенность другой площадки, расположенной в направлении, образующем угол 45° с нормалью к излучающей поверхности, на расстоянии 0,45 м от нее. Угол между нормалью к площадке, воспринимающей излучение, и линией, соединяющей испускающую и воспринимающую излучение площадки, равен 28° .

Задача 3.

Доказать, что:

$$S_1^2 = S_2^2 + S_3^2 + S_4^2, \text{ где } S_1, S_2, S_3 \text{ и } S_4 - \text{параметры Стокса.}$$

Задача 4.

Вывести закон Брюстера: $\operatorname{tg} \alpha = n$, где α - угол поляризации.

Задача 5.

Вывести соотношение, связывающее энергетическую светимость и энергетическую яркость.

Задача 6.

Доказать, что плотность потока энергии $S = c \varepsilon_0 E^2$.

Задача 7.

Вывести формулу, связывающую энергетическую силу точечного источника с полной мощностью его излучения.

Задача 8.

Определите, во сколько раз изменится освещенность изображения Солнца, полученного плосковыпуклой линзой, если линзу разрезать по диаметру и сложить плоскими сторонами.

ГЛАВА 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОКЕАНЕ

2.1. Электромагнитные свойства морской воды

Электромагнитные свойства морской воды вследствие особенностей ее молекулярной структуры весьма существенно отличаются от электромагнитных свойств других сред. Электромагнитные свойства любой среды характеризуются следующими параметрами: диэлектрической проницаемостью ε , магнитной проницаемостью μ и удельной электропроводностью γ . Первые два параметра характеризуют способность среды изменять свою электрическую и магнитную индукцию под влиянием электрического и магнитного внешних полей. Третий параметр характеризует перенос электрических зарядов в среде под действием внешнего электрического поля.

Диэлектрическая и магнитная проницаемость среды связана с электрической γ_ε и магнитной γ_m восприимчивостью следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= 1 + \gamma_\varepsilon \\ \mu &= 1 + \gamma_m\end{aligned}\quad (2.1)$$

Диэлектрическая и магнитная восприимчивость среды в свою очередь зависит от вектора электрической поляризации P_ε , вектора намагничивания P_m , создаваемыми внешними электрическим и магнитным полями, а также от векторов электрической \vec{E} и магнитной \vec{H} напряженности результирующих полей [4]:

$$\gamma_\varepsilon = \frac{P_\varepsilon}{\varepsilon_0 E}, \quad \gamma_m = \frac{P_m}{H}\quad (2.2)$$

где $\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}$ Ф/м — электрическая постоянная. При этом диэлектрическая восприимчивость γ_ε принимает лишь положительные значения, поскольку вектор поляризации P_ε в изотропной среде всегда направлен вдоль электрического поля E . Магнитная восприимчивость γ_m может быть как положительной, так и отрицательной. Для морской воды, как диамагнитной среды, $\gamma_m < 0$ и, следовательно, $\mu < 1$.

Таким образом,

$$\varepsilon = 1 + \frac{P_\varepsilon}{\varepsilon_0 E}, \quad \mu = 1 + \frac{P_m}{H}\quad (2.3)$$

Значения электромагнитных параметров ε и μ зависят от строения и свойств молекул среды, а также от способности среды поляризоваться и намагничиваться во внешнем электромагнитном поле. Кроме того, эти параметры зависят также от частоты переменных электромагнитных полей, распространяющихся в среде в виде электромагнитных волн.

Рассмотрим более подробно вышеописанные параметры для морской воды и их зависимость от температуры, солености, гидростатического давления и частоты электромагнитных волн.

Морская вода обладает аномально высокой диэлектрической проницаемостью, существенно превышающей диэлектрическую проницаемость воздуха (Табл. 2.1). Высокие значения диэлектрической проницаемости воды обусловлены поляричностью ее молекул, приводящей к образованию ковалентных связей между молекулами.

Для морской воды характерны три вида поляризации: электронная, дипольно-релаксационная и ионная:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \alpha_\varepsilon + \alpha_D + \alpha_I)\quad (2.4)$$

где α_ε , α_D , α_I — коэффициенты соответствующих видов поляризации [4].

T°, C	Частота, Гц							
	10^5	10^6	10^7	10^8	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$	10^{10}	$2,5 \cdot 10^{10}$
1,5	87,0	87,0	87,0	87,0	86,5	80,5	38,0	15,0
5,0	-	85,5	-	-	85,2	80,2	41,0	17,5
25,0	78,2	78,2	78,2	78,2	77,5	76,7	55,0	34,0
45,0	-	71,5	-	-	71,0	70,7	59,0	46,0
65,0	-	64,8	-	-	64,5	64,0	59,0	50,5
85,0	58,0	58,0	58,0	58,0	57,0	56,5	54,0	-

Табл. 2.1. Диэлектрическая проницаемость пресной воды при разной температуре и частоте электромагнитных волн [5].

Электронная поляризация обуславливается смещением электронов относительно ядра при воздействии внешнего электрического поля. При смещении электронов возникает дипольный момент атома, однако он невелик.

Дипольно-релаксационная поляризация связана с тем, что молекула воды имеет некоторую асимметрию внутримолекулярных сил. При этом «центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов молекулы не совпадают друг с другом, и молекула представляет собой «жесткий» диполь даже при отсутствии внешнего электрического поля. Однако тепловое движение молекул приводит к тому, что их дипольные моменты ориентированы в пространстве хаотично. В присутствии внешнего электрического поля дипольные моменты ориентируются в направлении поля. Тепловое движение молекул стремится нарушить эту ориентацию. В результате этих противоположных воздействий все же устанавливается преимущественная ориентация дипольных молекул в направлении внешнего поля.

Ионная поляризация вызывается смещением ионов растворенных в морской воде солей во внешнем электрическом поле. При этом положительные ионы смещаются в направлении поля E , а отрицательные — против поля. Результирующий дипольный момент направлен вдоль внешнего электрического поля.

Морская вода представляет собой раствор большого числа солей, среди которых главную роль играет хлористый натрий. Чрезвычайно интересно, что при изменении общего количества солей в широких пределах относительное количество тех или иных ионов остается практически постоянным во всех морях, связанных с океаном [6]. В табл. 2.2. первый столбец содержит химические обозначения основных ионов, второй — количество граммов соответствующего иона на 1 кг воды применительно к средней солености океанических вод (34,482‰), третий столбец показывает, сколько процентов от общего веса всех ионов приходится на долю того или иного иона.

Табл. 2.2.

Ион	Количество (г) иона на 1 кг воды	% от общего веса всех ионов	Ион	Количество (г) иона на 1 кг воды	% от общего веса всех ионов
Cl^{-}	18,980	55,04	$H_3BO_3^{-}$	0,026	0,07
Br^{-}	0,065	0,19	Mg^{2+}	1,272	3,69
SO_4^{-}	2,649	7,68	Ca^{2+}	0,400	1,16
CO_3^{-}	0,071	0,21	Sr^{2+}	0,013	0,04
HCO_3^{-}	0,140	0,41	K^{+}	0,380	1,10
F^{-}	0,001	0,00	Na^{+}	10,556	30,61

С ростом концентрации раствора электролита диэлектрическая проницаемость сначала медленно возрастает, а затем, достигнув некоторого предела, начинает резко

падать. При этом величина максимума и скорость уменьшения диэлектрической проницаемости тем больше, чем тяжелее ионы электролита. Незначительное увеличение ϵ в слабоконцентрированных растворах (морская вода) объясняется тем, что к дипольно-релаксационной и электронной поляризации добавляется еще ионная поляризация. Однако при этом ионы электролита концентрируют вокруг себя дипольные молекулы воды, что и приводит к уменьшению диэлектрической проницаемости при больших концентрациях солей.

Особенно сложной является зависимость диэлектрической проницаемости воды от температуры. При увеличении температуры уменьшается молекулярная вязкость воды, что создает более благоприятные условия для ориентации дипольных моментов молекул воды и приводит к росту ϵ . С ростом частоты температурный максимум сдвигается в сторону высоких температур, при увеличении температуры частотный максимум сдвигается в сторону высоких частот.

Морская вода является диамагнитной средой ($\chi_m < 0$ и $\mu < 1$). В ней происходит экранирование внешнего магнитного поля встречным внутренним магнитным полем, которое в свою очередь возникает за счет индуцированных незатухающих электрических макроскопических вихревых токов. Физическая природа этих токов связана с тем, что электроны в атомах и нуклоны в ядрах приобретают добавочную угловую скорость под действием внешнего магнитного поля и прецессируют вокруг него. Добавочный магнитный момент пропорционален полю и направлен всегда против него (по правилу Ленца). Для воды и всех ее модификаций магнитная восприимчивость очень мала и слабо зависит от температуры (Табл. 2.3. [4]).

Среда	Фазовое состояние	Температура, К	Магнитная восприимчивость, $\chi_m \cdot 10^6$
Вода (H_2O)	Жидкое	293	-12,97
	Жидкое	273	-12,93
	Твердое	273	-12,65
Дейтерий (D_2O)	Жидкое	276,8	-12,76
	Твердое	276,8	-12,54

Табл. 2.3. Зависимость магнитной восприимчивости χ_m от температуры.

Магнитную проницаемость морской воды при различных частотах, температурах и концентрациях солей считают практически величиной постоянной и равной единице. Морская вода является средой, проводящей электрический ток. Ее электропроводность на четыре-семь порядков превышает электропроводность дистиллированной воды и льда. В табл. 2.4 приведены значения удельной электропроводности морской воды в сравнении с другими средами [4].

Известняк	Почва		Дистиллированная вода	Морская вода	Лед
	Сухая	Влажная			
$10^{-8} - 10^{-7}$	$10^{-4} - 10^{-3}$	$10^{-3} - 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-4}$	3 – 7	$3 \cdot 10^{-4} - 4 \cdot 10^{-7}$

Табл. 2.4. Удельная электропроводность (в Ом/м) различных сред.

Электропроводность морской воды определяется следующими факторами: концентрацией носителей тока и их подвижностью. Для воды собственными носителями зарядов являются ионы H^+ и OH^- , причем подвижность протона и гидроксила отличается почти в 2 раза. Кроме того, электрические заряды переносятся также свободными ионами растворенных в морской воде солей.

Электропроводность морской воды определяется следующими факторами: концентрацией носителей тока и их подвижностью. Для воды собственными носителями зарядов являются ионы H^+ и OH^- , причем подвижность протона и гидроксила отличается почти в 2 раза. Кроме того, электрические заряды переносятся также свободными ионами растворенных в морской воде солей.

Электропроводность морской воды наряду с прочими факторами зависит от подвижности ионов. Как известно, подвижность ионов увеличивается с ростом температуры (уменьшается молекулярная вязкость среды), а также с повышением концентрации солей (увеличивается степень диссоциации ионов). Все это приводит к увеличению удельной электропроводности морской воды, также на значение γ влияет гидростатическое давление: увеличение гидростатического давления приводит к росту электропроводности, и эффект давления оказывается большим в области меньших температур.

Это совокупное влияние термодинамических характеристик среды на электропроводность в общем виде может быть выражено следующим соотношением:

$$\gamma = a_1 T + b_1 S + c_1 T S + d_1 \quad (2.5)$$

где T — температура в $^{\circ}C$, S — соленость в ‰, а константы, определенные для диапазона температур $7-30^{\circ}C$ и солености $24-38\%$, имеют следующие значения: $a_1 = 4,0 \cdot 10^{-2}$, $b_1 = 7,9 \cdot 10^{-2}$, $c_1 = 2,2 \cdot 10^{-3}$, $d_1 = -3,0 \cdot 10^{-2}$.

Эта существенная зависимость электропроводности от концентрации солей, а также постоянство соотношений основных солевых компонентов, входящих в состав морской воды, позволяют производить измерение солености по электропроводности морской воды.

2.2. Классификация электромагнитных полей в океане

Рассмотрим основные черты механизма образования электромагнитных полей в океане. При этом квазистационарное магнитное поле, связанное с магнетизмом самого земного шара, будем полагать заданным априори [4].

Если в водной толще океана отсутствует движение, то носители зарядов (ионы H^+ и OH^- , ионы растворенных солей, а также коллоидные примеси) находятся под действием осмотических сил и могут образовывать систему электрических токов только при наличии стороннего электрического поля. Такие сторонние поля в океане существуют непрерывно. Они обусловлены различными химическими, термическими, диффузионными, фильтрационными и другими физическими процессами. Токи проводимости в малоподвижных глубинных слоях океана появляются именно за счет сил сторонних полей.

При любых видах движений в океане (течения, ветровые волны, приливы) в магнитном поле сразу же возникают два процесса:

- Свободные заряды увлекаются движением морской воды и, переносясь им, создают так называемый конвекционный ток. Он совместно со свободными объемными зарядами приводит к возникновению дополнительного электромагнитного поля в океане.
- В магнитном поле индуцируются электрические токи, за счет движения проводящей морской воды.

Плотность электрических токов, согласно закону Ома для движущейся среды, зависит от магнитного поля \vec{B} и скорости движения зарядов \vec{V} :

$$\vec{I} = \gamma (\vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}]) \quad (2.6)$$

Индукированные электрические токи и поля в свою очередь создают переменные магнитные поля. Таким образом, происходит постоянное взаимодействие

гидродинамического и электромагнитного полей в океане. Если обозначить через z_e заряд ионов, частиц и т. д., то это взаимодействие описывается силой Лоренца \vec{F}_l :

$$\vec{F}_l = z_e \vec{E} + z_e [\vec{V} \times \vec{B}] \quad (2.7)$$

Квазистационарное магнитное поле, обусловленное магнетизмом Земли как планеты, в геофизике называют главным магнитным полем. Оно является основной составляющей единого геомагнитного поля. Другую часть поля образуют переменные магнитные поля (или магнитные вариации), связанные с электромагнитными процессами, протекающими в ионосфере и магнитосфере под воздействием корпускулярного излучения Солнца.

Магнитные вариации, индуцируя в движущейся жидкости переменные электрические токи, приводят к возникновению в океане дополнительного широкого спектра переменных электрических полей, которые называются теллурическими. Систему квазистационарных электрических токов и полей в океане, вызываемых всеми видами движения морских вод в магнитном поле Земли, а также химическими и физическими процессами, протекающими в толще вод, называют естественными токами или полями.

В результате суммарное электрическое поле в океане складывается из квазистационарного естественного \vec{E}_e и переменного теллурического E_T , полей:

$$\vec{E}_{\text{сум}} = \vec{E}_e + \vec{E}_T \quad (2.8)$$

2.3. Естественные электрические токи в океане

По своей физической природе естественные электрические токи представляют собой либо потенциальные индукционные токи, генерируемые любыми движениями вод в океане, либо конвекционные токи, связанные с переносом свободных зарядов в морской воде.

Весь комплекс факторов и процессов, приводящих к образованию естественных электрических токов в океане, можно разделить на [4]:

- магнитогидродинамический эффект;
- диффузионный эффект;
- биоэлектрический эффект.

Рассмотрим вышеперечисленные факторы более подробно.

Магнитогидродинамический эффект. Магнитогидродинамический эффект удобно рассматривать на примере двух самых распространенных видов движений в океане — ветровых волн и ветровых течений. Индукционные токи и электрические поля, возникающие при волновых движениях вод в квазистационарном магнитном поле Земли, подчиняются закону Ома для движущейся среды:

$$\vec{I} = \gamma (\vec{E} + \mu_0 \mu [\vec{V} \times \vec{H}]) \quad (2.9)$$

Это выражение можно расписать по составляющим вдоль координатных осей следующим образом:

$$I_x = \gamma E_x + \gamma \mu_0 \mu (V_y H_z - V_z H_y) \quad (2.10 \text{ а})$$

$$I_y = \gamma E_y + \gamma \mu_0 \mu (V_z H_x - V_x H_z) \quad (2.10 \text{ б})$$

$$I_z = \gamma E_z + \gamma \mu_0 \mu (V_x H_y - V_y H_x) \quad (2.10 \text{ в})$$

Поскольку направление распространения волн совпадает с осью Ox , составляющая скорости V_y равна нулю. С учетом неподвижности выбранной системы координат относительно Земли также равна нулю и составляющая напряженности электрического поля E_y . Кроме того, электрические токи волн замыкаются сами на себя в пределах длины волны, так что полный ток равен нулю. Таким образом, морская волна представляет собой короткозамкнутый генератор электрических токов.

В плоскости OXZ условия для циркуляции тока отсутствуют. Этому способствуют следующие факторы:

- наличие над водной поверхностью воздуха, который является изолятором;
- наличие воздуха во впадинах между волнами;
- различие в фазах колебаний водных масс вдоль направления распространения волн.

Таким образом, можно считать, что $I_x = I_z = 0$. С учетом сказанного система уравнений (2.10) примет вид:

$$E_x = \mu_0 \mu V_z H_y \quad (2.11 \text{ а})$$

$$I_y = \gamma \mu_0 \mu (V_z H_x - V_x H_z) \quad (2.11 \text{ б})$$

$$E_z = -\mu_0 \mu V_x H_y \quad (2.11 \text{ в})$$

Удобнее рассматривать морские волны в виде прогрессивных гравитационных волн, потенциал ψ которых описывается известным из гидромеханики соотношением [4]:

$$\psi = \frac{\zeta g}{\omega} \frac{ch k(z+h)}{ch kh} \sin(kx - \omega t) \quad (2.12)$$

где ζ – амплитуда волны, g — ускорение свободного падения, h — глубина океана, $\omega = 2\pi/\Delta t$, $k = 2\pi/\lambda$, где Δt и λ , соответственно означают период и длину волны

Продифференцировав выражение (2.12) по x и по z , и подставив его в (2.11), можно получить формулы для определения электрических токов и полей морских волн:

$$I_y = \frac{\gamma \mu_0 \mu \zeta g k}{\omega ch kh} [sh k(z+h) H_x \sin(kx - \omega t) - ch k(z+h) H_z \cos(kx - \omega t)] \quad (2.13 \text{ а})$$

$$E_x = -\frac{\mu_0 \mu \zeta g k}{\omega ch kh} H_y sh k(z+h) \sin(kx - \omega t) \quad (2.13 \text{ б})$$

$$E_z = -\frac{\mu_0 \mu \zeta g k}{\omega ch kh} H_y ch k(z+h) \cos(kx - \omega t) \quad (2.13 \text{ в})$$

Таким образом, ясно, что при взаимодействии морских волн с вертикальной H_z и северной H_x составляющими магнитного поля возникают электрические токи. Они текут вдоль гребней волн и состоят из двух частей: I_{yzx} и I_{yxz} , которые сдвинуты друг относительно друга по фазе. Компонента плотности тока I_{yzx} зависит от H_z и составляющей скорости движения воды V_x . При постоянном значении скорости V_x она будет максимальной на полюсе и нулевой на магнитном экваторе. Компонента плотности тока I_{yxz} зависит от H_x , V_z и от направления распространения волны. Так, эта компонента электрического тока будет максимальной при движении волн вдоль магнитного меридиана и минимальной при ее распространении вдоль магнитной параллели, при движении вдоль магнитного экватора ток I_{yxz} будет отсутствовать [4].

При взаимодействии морской волны с восточной H_y компонентой геомагнитного поля возникает электрическое поле, при этом электрический ток отсутствует. Электрическое поле имеет две составляющие: E_x — вдоль распространения волны и E_z — по вертикали. Они зависят от восточной компоненты магнитного поля и направления распространения волны. Поля будут максимальны на магнитном экваторе при распространении вдоль магнитной параллели. Поскольку токи отсутствуют, то можно считать электрическое поле в плоскости xoz , индуцированное морскими волнами, квазистатическим. Плотность электрических токов, и напряженность электрических полей, создаваемых морскими волнами, зависят от характеристик самих волн: их высоты,

периодов и длин. Все электрические эффекты возрастают с увеличением высоты и периодов морских волн (табл. 2.5).

Характеристики ветровых волн			Напряженность электрического поля, мВ/м
Период, с	Длина, м	Амплитуда, м	
0,33	0.12	0.01	$5,4 \cdot 10^{-3}$
1.4	2	0.06	$7,5 \cdot 10^{-3}$
2,4	6	0.18	$1,4 \cdot 10^{-2}$
3,9	16	0,55	$2,6 \cdot 10^{-2}$
5,4	31	1.3	$4,4 \cdot 10^{-2}$
7,0	51	2,5	$6,7 \cdot 10^{-2}$

Табл. 2.5. Электрические эффекты ветровых волн [7].

Подобно характеристикам волнения, электрические токи и поля с глубиной быстро затухают. Так, на глубине океана $z = \lambda/2$ они уменьшаются в 23 раза по сравнению со значениями на поверхности.

Диффузионный эффект. Различие солености между слоями в океане приводит к диффузии ионов солей из одного слоя в другой. Причем отрицательные ионы движутся в слой, где концентрация выше, а положительные — в тот, в котором концентрация ниже. Из-за того, что скорость положительных ионов больше скорости отрицательных ионов, возникают ионные потоки и, как следствие, стороннее электрическое поле. Напряженность этого поля может быть определена по формуле Нернста, которая для раствора хлористого натрия, соответствующего по концентрации морской воде, имеет вид [4]:

$$E = -m \lg \frac{S_1}{S_2} \quad (2.14)$$

где S_1, S_2 — соленость слоев, а коэффициент $m = 11,6$ мВ.

Оценки по формуле (2.14) показывают, что если $S_2 = 36,5\%$, $S_1 = 35,0\%$, то разность потенциалов составляет 2 мВ.

Биоэлектрический эффект. Явление, получившее название биоэлектрического эффекта, открыто несколько лет назад группой советских ученых [8].

Результаты лабораторных исследований проб морской воды показали, что разность потенциалов зависит от концентраций микроорганизмов и зоопланктона. Как видно из рис. 2.2, она существенно изменяется с увеличением их концентрации. На кривой 3 четко выделяются два слоя скачка электрического потенциала, наблюдаемых летом в Черном море. Один слой расположен на глубинах 0—20 м, другой — на глубинах 180—200 м. Высказано предположение, что природа верхнего слоя скачка электрического потенциала обусловлена скоплением бактерий и фитопланктона. Нижний слой скачка потенциала приурочен к границе сероводородной зоны. В различных районах Мирового океана рассмотренные процессы вносят разный вклад. Однако главные из них связаны с магнитогидродинамическими процессами.

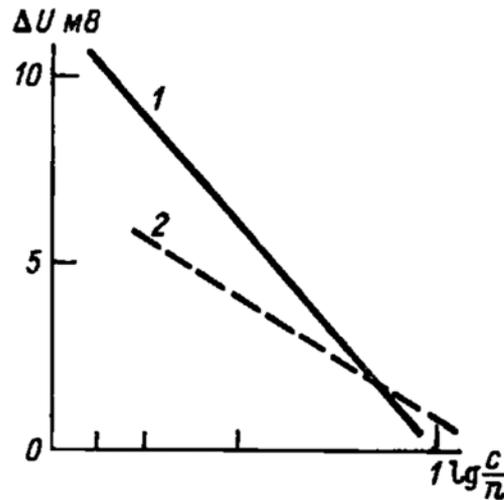


Рис. 2.2. Зависимость разности потенциалов в морской воде от концентраций микроорганизмов (1) и зоопланктона (2) [9].

ГЛАВА 3. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОГИДРОДИНАМИКИ ОКЕАНА

3.1. Основные определения термодинамики океана

Термодинамика океана изучает термодинамические характеристики воды в океане (температуру, солёность, плотность, скорость звука, электропроводность, показатель преломления, теплосодержание, внутреннюю и потенциальную энергии и т.п.), процессы формирования их распределений по глубине (стратификацию) и по горизонтали (включая тепловой и водный баланс океана, перемешивание вод, замерзание и таяние льдов), суточные, синоптические, сезонные и междугодичные колебания этих распределений.

При изучении океанических процессов неизбежно приходится сталкиваться с различными видами преобразования энергии. В первую очередь это относится к трансформации лучистой энергии Солнца, за счет которой в конечном итоге формируются все виды движения на нашей планете. Термодинамика исследует состояние системы, т. е. состояние некоторого определенного количества вещества, которое не может быть ни бесконечно большим, ни бесконечно малым, включающим, например, несколько молекул. Такое ограничение, налагаемое на объем системы, стало особенно ясным после получения макроскопических характеристик в результате статистических операций над конечным ансамблем микроскопических величин. Воды всего Мирового океана, его океанов и морей, как в целом, так и в ограниченных объемах удовлетворяют этим требованиям. Поэтому к ним применимы положения термодинамики, а сами выделенные объемы воды или весь Мировой океан называются термодинамическими системами.

Рассматривая взаимные превращения тепла и различных видов энергии, термодинамика представляет собой дисциплину, или скорее даже метод, который очень широко используется физиками, химиками и исследователями в других областях науки для установления внутренней связи между различными явлениями природы и обобщения накопленного экспериментального материала. Поскольку энергетические превращения сопутствуют всем материальным изменениям и энергия характеризует меру движения материи, а движение представляет собой неотъемлемое свойство материи и основную форму ее существования, то область приложения термодинамики охватывает огромное количество физических и химических явлений.

Термодинамика опирается на фундаментальные законы (начала), которые являются обобщением наблюдений над процессами, протекающими в природе независимо от конкретных свойств тел. Этим объясняется универсальность закономерностей и

соотношений между физическими величинами, получаемых при термодинамических исследованиях [10].

Первый закон термодинамики характеризует и описывает процессы превращения энергии с количественной стороны и дает все необходимое для составления энергетического баланса любой установки или процесса. Обычно формулируется следующим образом: теплота, поглощенная системой из внешней среды, идет на увеличение внутренней энергии системы и совершение работы против внешних сил.

Второй закон термодинамики, являясь важнейшим законом природы, определяет направление, по которому протекают термодинамические процессы, устанавливает возможные пределы превращения теплоты в работу при круговых процессах, позволяет дать строгое определение таких понятий, как энтропия, температура и т.д. В этой связи второй закон термодинамики существенно дополняет первый.

В качестве третьего начала термодинамики принимается принцип недостижимости абсолютного нуля.

При изучении океанических процессов неизбежно приходится сталкиваться с различными видами преобразования энергии. В первую очередь это относится к трансформации лучистой энергии Солнца, за счет которой в конечном итоге формируются все виды движения на нашей планете. Термодинамика исследует состояние системы, т. е. состояние некоторого определенного количества вещества, которое не может быть ни бесконечно большим, ни бесконечно малым, включающим, например, несколько молекул. Такое ограничение, налагаемое на объем системы, стало особенно ясным после получения макроскопических характеристик в результате статистических операций над конечным ансамблем микроскопических величин. Воды всего Мирового океана, его океанов и морей, как в целом, так и в ограниченных объемах удовлетворяют этим требованиям. Поэтому к ним применимы положения термодинамики, а сами выделенные объемы воды или весь Мировой океан называются термодинамическими системами. Совокупность свойств системы, таких, как плотность ρ , температура T , давление P , соленость S и т. д., определяет состояние термодинамической системы [4]. Изменение состояния системы и ее свойств называется процессом. В свете этих определений любые преобразования энергии, изменения количества вещества и его свойств как в целом для Мирового океана, так и для его ограниченного объема, перенос вещества, и т. д. являются процессами, происходящими в термодинамической системе. В качестве примеров термодинамических процессов в океане могут служить следующие явления: изменения теплового и агрегатного состояния вод, изменения количества солей в морской воде, циркуляция вод и т.д.

Система называется закрытой, если при протекании процесса она не обменивается веществом с окружающей средой, а если она не обменивается еще и теплом и работой, то такую систему называют полностью изолированной.

Океан не является ни закрытой, ни тем более изолированной системой. Но в ряде случаев обмен перечисленными субстанциями не влияет существенным образом на некоторые свойства системы, и по отношению к ним иногда определенный объем воды удается рассматривать как закрытую или изолированную систему.

Поскольку морская вода представляет собой многокомпонентную систему, состоящую из молекул воды, анионов и катионов солей и множества других примесей, то ее параметры в большинстве случаев определяются парциальным составом элементов в ней. Наиболее меняющимися элементами в морской воде и в то же время наиболее существенно влияющими на ее поведение являются соли. Поскольку солевой состав морской воды практически не меняется, то с достаточной для многих океанологических задач степенью точности морскую воду можно считать бинарной системой, состоящей из пресной воды и солей.

Содержание солей в морской воде обычно не превышает 4%, и на многие термодинамические процессы они не оказывают существенного влияния. В таких случаях

морскую воду можно рассматривать как однокомпонентную систему, что значительно упрощает в ней связи между параметрами [10].

С точки зрения термогидродинамики морская вода является сплошной материальной системой с непрерывным распределением вещества и физических характеристик. При этом макроскопические параметры воды определяются осреднением по некоторому элементарному объему и относятся к центру этого объема. Поэтому под плотностью, температурой, соленостью и другими параметрами вещества в какой-то точке пространства необходимо понимать соответствующие характеристики элементарного объема воды с центром в указанной точке, содержащего достаточно большое число молекул. Все параметры делятся на два класса – внутренние и внешние.

Параметры, определяемые положением не входящих в нашу систему внешних тел, называются внешними параметрами. Объем системы, величина поверхности определяются расположением внешних тел. Напряжение силового поля зависит от положения источников поля – зарядов и токов, не входящих в систему.

Параметры называются внутренними, если они определяются совокупным движением и распределением в пространстве тел и частиц, входящих в нашу систему. Плотность, давление, энергия – внутренние параметры. Естественно, что величины внутренних параметров зависят от внешних параметров.

Кроме того, параметры можно разделить и по другому признаку. Интенсивными параметрами называются такие параметры, которые не зависят от количества вещества в системе, например, давление, температура, коэффициент теплопроводности и т.п. Параметры, которые зависят от количества вещества в системе, называются экстенсивными, к таковым относятся объем, энергия, энтропия и т.д.

Следует заметить, что отнесенные к единице количества вещества экстенсивные параметры приобретают свойства интенсивных, например, мольный объем, мольная энергия.

В термодинамике различают только два вида энергии: внутреннюю энергию термодинамической системы и внешнюю [4]. Первая складывается в основном из энергии поступательного и вращательного движения молекул, их взаимодействия, из внутриатомной и внутриядерной энергии. Во второй вид энергии входит энергия движения всей системы как единого целого и энергия положения системы в поле сил при условии неизменности внутренней энергии. В противном случае часть энергии положения перейдет во внутреннюю.

Любой вид энергии является однозначной функцией состояния системы и не зависит от пути, по которому совершается переход от одного состояния к другому. Единственно возможными термодинамическими формами передачи энергии от одной системы к другой являются теплота и работа. Если представить общий объем термодинамической системы V как сумму небольших объемов V_j , каждый из которых обладает неизменной по объему удельной энергией \mathcal{E}_j , то удельную энергию системы можно выразить следующей формулой:

$$\mathcal{E} = \sum_j \frac{V_j}{V} \mathcal{E}_j = \sum_j p_j \mathcal{E}_j \quad (3.1.)$$

причем $\sum_j p_j = 1$.

Параметр $p_j = \frac{V_j}{V}$ называется вероятностью состояния [11]. При переходе к молекулярным масштабам p_j представляет вероятность того, что произвольно выбранная молекула воды имеет j -тое энергетическое микросостояние.

Общее изменение энергии определится выражением:

$$d\mathcal{E} = \sum_j \mathcal{E}_j dp_j + \sum_j p_j d\mathcal{E}_j \quad (3.2.)$$

Первое слагаемое этого уравнения $\sum_j \mathcal{E}_j dp_j = \delta Q$ характеризует такую форму изменения энергии, при которой меняется вероятность распределения всего набора выделенных энергий \mathcal{E}_j , т. е. теплоту. Второе слагаемое $\sum_j p_j d\mathcal{E}_j = -\delta A$ есть упорядоченное изменение энергетического состояния элементов термодинамической системы, что соответствует определению работы.

Таким образом, уравнение (3.2) можно переписать в следующем виде:

$$d\mathcal{E} = \delta Q - \delta A \quad (3.3)$$

Смысл данного выражения состоит в том, что изменение энергии термодинамической системы может произойти только в результате двух форм ее обмена с окружающей средой — тепла и работы.

Очень важным термодинамическим параметром является энтропия σ , характеризующая макроскопическое состояние системы в зависимости от ее микроструктуры [10]. Каждая термодинамическая система обладает функцией состояния - энтропией.

Статистическая физика в соответствии с предложением Больцмана рассматривает некоторые диапазоны квантовых состояний частиц термодинамической системы как ее микросостояния. Если общее количество частиц в системе n , а в каждом диапазоне состояний содержится n_1, n_2, n_3 - частиц, обладающих присущими для соответствующего диапазона характеристиками (энергией, скоростями, массой и т. д.), то макросостояние системы будет определяться числом возможных микросостояний p_n . Максимального значения P_n достигает при равномерном распределении частиц по диапазонам, т. е. при одинаковых n_j . Больцманом была получена следующая формула:

$$\sigma = k_B \sum_j p_j \ln p_j \quad (3.4)$$

Данная формула позволяет трактовать энтропию как некую макромасштабную характеристику, показывающую распределение микромасштабных характеристик в системе. Применительно к океанологии под последними можно понимать энергетические параметры. Максимум энтропии наступает при равномерном распределении частиц по диапазонам, т. е. при одинаковых P_j , которое может иметь место только при равновесном состоянии системы. Если элементы системы не меняются, т. е. в ней не совершается термодинамический процесс, то она находится в статическом равновесном состоянии. Часто раздел термодинамики, рассматривающий такое состояние, называется термостатикой.

3.2. Уравнения неразрывности (сохранения массы морской воды)

Выделим внутри жидкости некоторый объем v , ограниченный поверхностью Π (рис. 3.1). Пусть через элементарную площадку $d\Pi$ протекает вода со скоростью V . Тогда через площадку $d\Pi$ в направлении внешней нормали n в единицу времени протечет $\rho V_n d\Pi$, а через всю поверхность Π протечет [4]:

$$\int_{\Pi} \rho V_n d\Pi = \int_{\Pi} \rho (V_x n_x + V_y n_y + V_z n_z) d\Pi \quad (3.5)$$

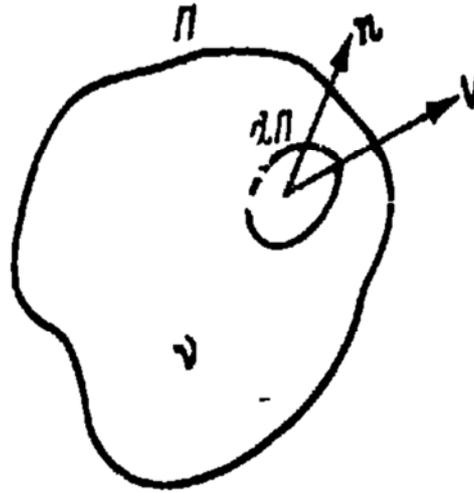


Рис. 3.1. Схема направления потока жидкости.

В результате вытекания или притока воды в выделенном объеме происходит изменение плотности:

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv \quad (3.6)$$

Если внутри объема не происходит образования или исчезновения какой-то массы воды, то интеграл по поверхности компенсируется интегралом по объему и их общая сумма равна нулю:

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv + \int_{\Pi} \rho (V_x n_x + V_y n_y + V_z n_z) d\Pi = 0 \quad (3.7)$$

Перейдя по теореме Гаусса—Остроградского от интеграла по поверхности к интегралу по объему, можно получить:

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv + \int_v \rho \operatorname{div} V dv = 0 \quad (3.8)$$

В силу произвольности выбора области интегрирования можно от интегральной формы перейти к дифференциальной:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} V = 0 \quad (3.9)$$

Полученное выражение называется уравнением неразрывности. Часто применяется иная форма записи этого уравнения, связанная с определением локального изменения плотности:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + V \cdot \nabla \rho \quad (3.10)$$

Объединив в выражениях (3.9) и (3.10) члены, определяющие дивергенцию скорости и адвекцию плотности, получим другую форму записи уравнения неразрывности:

$$\frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div} (\rho V) = 0 \quad (3.11)$$

При рассмотрении не потока массы воды, а какой-либо другой субстанции, например солей, все рассуждения остаются такими же, но вместо потока массы ρV_n в уравнениях будет фигурировать поток субстанции. При рассмотрении изменения солёности таким потоком будет поток соли Φ_s , а вместо плотности воды в уравнение должна входить плотность солей.

Применительно к этому случаю уравнение, описывающее локальное изменение солёности, будет иметь следующий вид:

$$\frac{d\rho S}{dt} + \operatorname{div} \Phi_S = 0 \quad (3.12)$$

Поток солей обуславливается двумя основными механизмами: упорядоченным переносом движущейся водой — адвекцией и хаотическим молекулярным перемешиванием — диффузией. Первая, как известно, пропорциональна скорости течения и солёности, а вторая пропорциональна молекулярному коэффициенту диффузии χ_s и градиенту солёности, т. е.:

$$\Phi_S = \rho (V \cdot S - \chi_s \cdot \nabla S) \quad (3.13)$$

Знак минус перед диффузионной частью потока указывает на то, что он направлен в сторону, противоположную градиенту солёности. Уравнение диффузии солей можно записать в следующем виде:

$$\rho \frac{dS}{dt} = \operatorname{div} (\rho \chi_s \nabla S) \quad (3.14)$$

При получении уравнений неразрывности и диффузии солей полагалось, что в выделенном объеме не существует источников и стоков этих субстанций. В противном случае учет их деятельности должен проводиться соответствующим слагаемым, характеризующим скорость генерации жидкости или соли.

3.3. Теплофизические характеристики морской воды.

К теплофизическим характеристикам морской воды относят ее теплоемкость, молекулярную теплопроводность, границы фазовых переходов и энергетические преобразования, связанные с этими переходами.

Одним из важнейших термодинамических параметров любого вещества, в том числе и морской воды, является теплоемкость. При изучении связи теплоемкости с другими параметрами системы целесообразно полагать, что тепло и работа приводят к изменению только внутренней энергии. Это облегчит рассмотрение связей между внутренними параметрами системы, не зависящими от ее положения в пространстве и движения. Из уравнений состояния морской воды следует, что в качестве независимых переменных следует использовать, по крайней мере, три параметра. В данном случае в качестве таких параметров возьмем температуру, объем и солёность. Выразим полный дифференциал внутренней энергии через производные по этим трем элементам [4]:

$$\left(\frac{\partial \mathcal{E}_B}{\partial t} \right)_{v,S} dT + \left(\frac{\partial \mathcal{E}_B}{\partial v} \right)_{T,S} dv + \left(\frac{\partial \mathcal{E}_B}{\partial S} \right)_{T,v} dS = T_k d\sigma + \mu dS - Pdv \quad (3.15)$$

Поделив обе части равенства на dT и предполагая, что изменение объема и состава смеси системы не происходит, можно получить:

$$\left(\frac{\partial \mathcal{E}_B}{\partial t} \right)_{v,S} = T_k \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_{v,S} \quad (3.16)$$

При перечисленных ограничениях частный дифференциал совпадает с полным, а полученное выражение (3.16) называют теплоемкостью при постоянных объеме и составе смеси [4]:

$$c_{v,S} = \left(\frac{\partial \mathcal{E}_B}{\partial t} \right)_{v,S} = T_k \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_{v,S} \quad (3.17)$$

Для однофазной системы это будет просто теплоемкость при постоянном объеме. Если использовать выражение энтропии из второго начала термодинамики для обратимого процесса, то формула (3.17) может быть переписана следующим образом:

$$c_{v,S} = \left(\frac{dQ}{dt} \right)_{v,S} \quad (3.18)$$

Это наиболее широко известное определение теплоемкости как некоего параметра системы, характеризующего необходимое количество тепла, которое ей нужно сообщить для изменения температуры на 1 градус.

Обычно используется удельная теплоемкость, определяющая количество тепла, необходимое для изменения температуры 1 грамма вещества на 1 градус.

Если процесс протекает не при постоянном объеме системы, а при неизменном давлении, то в этом случае употребляется теплоемкость при постоянном давлении, или изобарическая теплоемкость:

$$c_{p,S} = c_{v,S} + \left[\left(\frac{\partial \mathcal{E}_B}{\partial v} \right)_{T,S} + P \right] \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p,S} \quad (3.19)$$

Несмотря на зависимость, удельной теплоемкости морской воды от ее температуры, солёности и давления, диапазон ее изменений не превышает 5%, и при решении многих океанологических задач она принимается постоянной.

Следующей важной теплофизической характеристикой морской воды является ее теплопроводность, определяющая скорость передачи тепла. Она выражается коэффициентом теплопроводности, под которым понимают количество тепла, протекающего через единицу площади сечения воды в единицу времени при единичном градиенте температуры [4]. Различают молекулярную теплопроводность λ_M и турбулентную λ . Первая определяется физическими свойствами воды и зависит от скорости движения молекул, длины их свободного пробега, плотности воды. Значение ее для пресной воды при атмосферном давлении и температуре 20°C составляет 0,6 Вт/(м • град) и уменьшается примерно на 10~2 Вт/(м • К) при понижении температуры на каждые 10°C. Солёность не оказывает заметного влияния на значение λ_M .

Турбулентная теплопроводность определяется в основном характеристиками динамического состояния среды, зависит от интенсивности и характера течений. Считается, что коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии обычно больше молекулярных.

При конденсации пара и при кипении жидкости наряду с теплообменом происходит массообмен. Например, испарившаяся жидкость путем диффузии распространяется в парогазовом потоке, при этом изменяются режим течения и интенсивность теплоотдачи.

Диффузия – это самопроизвольное равновесное распределение концентраций внутри фаз. При этом происходит перенос вещества (массы) из области с большей его концентрацией в область с таковой меньшей [12].

Как и теплообмен, диффузия (массообмен) может осуществляться как молекулярным (микроскопическим) так и молярным (макроскопическим) способами. Молекулярная диффузия в газах осуществляется путем беспорядочного теплового движения молекул. Тепловое движение в жидкостях имеет более сложный характер. Диффузия характеризуется потоком массы (количеством вещества), проходящим в единицу времени через данную поверхность в направлении по нормали к ней J , кг/с, плотность потока массы:

$$j = \frac{dJ}{dF} \quad (3.20)$$

$$\text{То есть} \quad J = \int_F j dF \quad (3.21)$$

При $j = const$, $J = j F$.

Для однородной 2-фазной неподвижной среды концентрационная диффузия i -го компонента по закону Фика:

$$j_{k\partial_i} = -D \frac{\partial \rho_i}{\partial n} \quad (3.22)$$

Вспомним закон Фурье:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \quad (3.23)$$

где D и λ соответственно – коэффициенты диффузии и теплопроводности, m^2/c ; ρ_i – концентрация i -го компонента; $\partial \rho_i / \partial n$ – градиент концентрации, направленный по нормали, в сторону возрастания концентрации.

Градиент концентрации – движущая сила массообмена, знак «-» в законе Фика означает, что вещество перемещается в противоположную сторону градиенту концентрации. В законе Фика речь идет о концентрационной диффузии. Если температура смеси переменная, то возникает термодиффузия; а если есть градиент давления, то еще и бародиффузия. Тогда молекулярный массоперенос с учетом 3-х диффузий [13]:

$$j_{m\partial_i} = -\rho \left(D \Delta m_i + \frac{D_T}{T} \Delta T + \frac{D_p}{P} \Delta p \right) \quad (3.24)$$

где $m_i = \rho_i / \rho$ – относительная массовая концентрация i -го компонента; ρ – плотность смеси, kg/m^3 , $D_T = k_T D$ – коэффициент термодиффузии, m^2/c ; $D_p = k_p D$ – коэффициент бародиффузии, m^2/c ; T и P – температура и давление смеси.

$$k_T = D_T / D \quad (3.25)$$

$$k_p = D_p / D \quad (3.26)$$

Выражения (3.25) и (3.26) представляют собой термодиффузионное и бародиффузионное отношения соответственно. Обычно для смеси термодиффузионное отношение $k_T < 1$, поэтому термодиффузия существенна только при больших ΔT .

Для бинарной смеси бародиффузионное отношение:

$$k_p = \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho^2} \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu} \quad (3.27)$$

где μ_1, μ_2, μ – молекулярные массы компонентов и смеси; ρ_1, ρ_2, ρ – плотности компонентов и смеси.

Бародиффузия проявляется при больших Δp . В случаях кипения воды и конденсации пара молекулярные массы жидкой и газовой фаз равны $\mu_1 = \mu_2$ – бародиффузия отсутствует, так как $k_p = 0$.

3.4. Фундаментальные уравнения механики неоднородных жидкостей

Необходимость использования полной системы уравнений механики жидкостей, учитывающей свойства жидкостей и влияние градиентов термодинамических потенциалов на динамику течений, обоснованная еще в фундаментальном курсе, постепенно стала общепринятой и в геофизической, и в промышленной аэрогидродинамике. При таком подходе теряется универсальность классической гидродинамики однородной жидкости, параметры однотипных течений оказываются зависящими от индивидуальных особенностей среды, выраженных уравнением состояния, на что настойчиво обращал внимание Д.И. Менделеев. Параметризации уравнений состояния многих жидкостей и газов посвящен ряд работ Д.И. Менделеева, получивших в свое время высокую оценку и в нашей стране, и за рубежом.

В механике жидкостей свойства конкретной среды описываются уравнением состояния, выражающим зависимость плотности среды ρ от давления P , температуры T и концентрации растворенных (или взвешенных) частиц S . Уравнение состояния обычно линеаризуется, эффектами сжимаемости пренебрегается

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha(T - T_0) + \alpha_S (S - S_0)), \quad \alpha = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_S, \quad \alpha_S = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_T \quad (3.28)$$

(α – коэффициент температурного расширения жидкости, α_S – коэффициент солевого сжатия; T_0, S_0 – реперные температура и соленость). Устойчивые невозмущенные распределения температуры $T_0(z)$, солености $S_0(z)$ и плотности $\rho_0(z)$ характеризуются масштабами:

$$\Lambda_\rho = |d \ln \rho_0(z)/dz|^{-1}, \quad \Lambda_T = |d \ln T_0(z)/dz|^{-1}, \quad \Lambda_S = |d \ln S_0(z)/dz|^{-1}$$

частотой $N = \sqrt{g/\Lambda_\rho}$, $N_S = \sqrt{g/\Lambda_S}$, $N_T = \sqrt{g/\Lambda_T}$, и периодом плавучести $T_b = 2\pi/N$ (g – ускорение свободного падения, ось z – вертикальна).

Система фундаментальных уравнений механики неоднородных жидкостей (или газов) включает уравнение состояния Менделеева (3.28) и дифференциальные уравнения неразрывности Даламбера, переноса импульса Навье-Стокса, температуры Фурье и вещества Фика в приближении линейной термодинамики неравновесных процессов принимает вид:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(T, p, S) \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{1}{3} \nu \right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{v} + \mathbf{g} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} \\ \frac{dT}{dt} - \frac{\alpha T}{\rho c_p} \frac{dp}{dt} &= \kappa_T \Delta T + \left(\frac{\partial \mu}{\partial S} \right)_{T,p} \frac{k_T \kappa_S}{c_p} \left(\Delta S + \frac{k_T}{T} \Delta T + \frac{k_p}{p} \Delta p \right) \\ \frac{dS}{dt} &= \kappa_S \left(\Delta S + \frac{k_T}{T} \Delta T + \frac{k_p}{p} \Delta p \right) \end{aligned} \quad (3.29)$$

где \mathbf{V} – скорость, ∇ и Δ – операторы Гамильтона и Лапласа, $\nu, \zeta, k_T, k_S, k_p$ – коэффициенты 1-й и 2-й кинематической вязкости, температуропроводности, диффузии соли, термо- и бародиффузии, соответственно, $\mu = \mu(P, T, S)$ – химический потенциал смеси, c_p – теплоемкость при постоянном давлении, $\boldsymbol{\Omega}$ – угловая скорость вращения жидкости, центробежные силы включены в выражение для градиента давления.

В качестве граничных в макроскопической гидродинамике на твердых стенках выбираются условия прилипания для скорости и непротекания для вещества и температуры (для адиабатических систем, в других случаях задаются значения температуры и поток тепла на границах).

Уравнения (3.29), в которых при членах со старшими производными присутствуют кинетические (малые) коэффициенты, образуют систему сингулярно возмущенных уравнений. В линейном приближении порядок системы определяется степенью характеристического (дисперсионного) уравнения.

Используя закон сохранения массы, уравнение неразрывности выражается через термодинамические переменные, определяющие величину расхождения скорости

$$\alpha_p \frac{dp}{dt} - \alpha \frac{dT}{dt} + \alpha_S \frac{dS}{dt} = -\operatorname{div} \mathbf{v} \quad (3.30)$$

где α_p и α_S – коэффициенты изотермического и солевого сжатия.

Условие бездивергентности широко используется в моделях течений однородной и стратифицированной жидкости. Далее анализируется его влияние на свойства решений.

3.4.1. Приближение несжимаемости в стратифицированной жидкости. Модель идеальной жидкости. В распространенной модели идеальной однокомпонентной жидкости плотностная стратификация обязана неравномерному распределению температуры в поле тяжести. Определяющие термодинамические параметры – энтропия S (или температура T), плотность жидкости ρ (или давление P). Уравнение состояния представляется в виде зависимости удельной плотности внутренней энергии на единицу массы от указанных параметров и дифференциального термодинамического соотношения Гиббса в предположении о локальном термодинамическом равновесии

$$\varepsilon = \varepsilon(s, \rho), \quad d\varepsilon = Tds + \rho^{-2} p d\rho \quad (3.31)$$

В силу сохранения энтропии в материальной частице идеальной жидкости $ds/dt = 0$ из соотношения Гиббса следует пропорциональность изменения плотности изменению давления

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c_s^2} \frac{dp}{dt}, \quad c_s^2 \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (3.32)$$

Приближению несжимаемой жидкости формально соответствует предел бесконечно большой адиабатической скорости звука c_s , когда исчезает член dp/dt и уравнение сохранения массы приводит к исчезновению дивергенции скорости. Тогда уравнения состояния и сохранения массы сводятся к двум дифференциальным соотношениям для плотности и скорости

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g}, \quad \frac{d\rho}{dt} = 0, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0 \quad (3.33)$$

При необходимости можно дополнительно включить соотношение связи плотности с температурой $\rho = \rho(T)$, следующее из уравнения состояния, и упрощающее приближение Буссинеска, при котором изменением плотности в инерционном члене уравнения течения пренебрегается.

3.4.2. Приближение несжимаемости в однородной жидкости. Наиболее просто физический смысл приближения несжимаемости выявляется на примере однородной идеальной сжимаемой жидкости ($P(S, \rho)$), когда система уравнений принимает вид

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p, \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \text{div } \mathbf{v}, \quad \frac{ds}{dt} = 0, \quad \frac{dp}{dt} = c_s^2 \frac{d\rho}{dt},$$

$$p = \rho^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s = p(s, \rho), \quad c_s^2 = c_s^2(s, \rho) \quad (3.34)$$

Малые элементарные волны \mathbf{V}' , P' , ρ' , $S' \sim \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ однородного потока такой жидкости с $v_0 = \text{const}$, $\rho_0 = \text{const}$, $P_0 = \text{const}$, $S_0 = \text{const}$ могут быть двух типов, представляющие собой энтропийно-вихревые возмущения, которые переносятся вместе с потоком жидкости и безвихревые адиабатические возмущения. Последние представляют собой волны, распространяющиеся со скоростью звука, в которых осциллируют скорость, плотность, давление. Возмущения плотности здесь пропорциональны возмущениям скорости

$$\frac{\rho'}{\rho_0} \approx \frac{v'}{c_s} \ll \frac{v_0}{c_s} \equiv M \quad (3.35)$$

и оказываются малыми порядка отношения скорости течения жидкости к скорости звука, т.е. числа Маха M . Скорость звука при нормальных условиях в большинстве геофизических задач ($\sim 1,5 \cdot 10^3$ м/с) превосходит скорости течения (числа Маха меньше

0.01), так что приближение несжимаемости обладает удовлетворительной точностью. Уравнения модели однородной несжимаемой идеальной жидкости принимают вид

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad \rho = \text{const} \quad (3.36)$$

3.4.3. Приближение несжимаемости в стратифицированной сжимаемой идеальной жидкости. Акустико-гравитационные волны. При учете стратификации сжимаемой жидкости система (3.34) обобщается

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g}, \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \text{div } \mathbf{v}, \quad \frac{ds}{dt} = 0, \quad \frac{dp}{dt} = c_s^2 \frac{d\rho}{dt},$$

$$p = \rho^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s = p(s, \rho), \quad c_s^2 = c_s^2(s, \rho) \quad (3.37)$$

В случае малых возмущений в виде монохроматических плоских волн

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 \tau(r, t), \quad \bar{p} = p_0 \tau(r, t), \quad \bar{\rho} = \rho_0 \tau(r, t), \quad \tau(r, t) = \exp(i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)) \quad (3.37 \text{ а})$$

основного состояния однородной стратификации (с постоянной характерной частотой N_0 : $gd \ln \rho_0(z)/dz \equiv N_0^2 = \text{const}$) в приближении Буссинеска и в предположении постоянства скорости звука получается биквадратное (по частоте) дисперсионное уравнение с характеристической частотой N_0 и частотой плавучести N

$$\omega^4 - (N_0^2 + c_s^2 k^2) \omega^2 + N^2 c_s^2 k_h^2 = 0,$$

$$N^2 = N_0^2 - \frac{g^2}{c_s^2}$$

$$\mathbf{k} = (\mathbf{k}_h, k_z) \quad (3.38)$$

Это дисперсионное уравнение внутренних акустико-гравитационных волн ведет себя качественно различным образом при больших и малых частотах. При больших (по сравнению с характеристической частотой N_0) частотах оно сводится к дисперсионному уравнению обычных акустических волн с законом дисперсии

$$\omega \approx c_s k \quad (3.39)$$

Что касается волн низких частот, меньших характеристической частоты N_0 , с фазовыми скоростями гораздо меньшими скорости звука

$$\omega^2 < N_0^2 \ll c_s^2 k^2 \quad (3.40)$$

для них дисперсионное уравнение упрощается до хорошо известного уравнения внутренних волн

$$\omega^2 = N^2 k_h^2 / k^2 \quad (3.41)$$

Отношение ускорения свободного падения к скорости звука в воде составляет $g/c_s \approx 710^{-3} 1/c$, в то время как частоты плавучести в условиях океана достигают максимума в «зоне скачка плотности» (на глубинах $h \sim 100$ м) в верхнем слое океана $N \leq 210^{-2} 1/c$. Соответственно этим оценкам вклад сжимаемости в квадрат частоты плавучести относительно мал (около одной десятой) только непосредственно в зоне ее максимума (на скачке плотности). Но уже при небольшом удалении от этой зоны относительная величина такого вклада перестает быть малой и становится даже преобладающей при глубинах, меньших 50м или больших 200м [14].

Таким образом, сжимаемость сказывается в реалистической ситуации океана на величине такого параметра, как частота плавучести.

3.4.4. Приближение несжимаемости в стратифицированной жидкости. Двухпараметрическая модель неоднородной теплопроводной вязкой жидкости. Баланс плотностных изменений существенно изменяется при учете диссипативных (вязких и теплопроводных) свойств жидкости. Система уравнений стратифицированной жидкости при обсуждаемом моделировании выглядит следующим образом

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{1}{3}\eta\right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{v} + \rho \mathbf{g}, \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div} \mathbf{v}, \\ \rho T \frac{ds}{dt} &= \kappa \Delta T + \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\alpha}\right)^2 + \left(\zeta - \frac{2}{3}\eta\right) (\operatorname{div} \mathbf{v})^2, \\ \varepsilon &= \varepsilon(s, \rho), \quad p = \rho^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_s, \quad T = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial s}\right)_\rho \end{aligned} \quad (3.42)$$

Пользуясь при записи уравнений состояния другой парой переменных T, P , будем для изменения плотности иметь

$$\rho = \rho(T, p), \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \alpha_p \frac{dT}{dt} + \frac{1}{c_T^2} \frac{dp}{dt}, \quad c_T^2 \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T \quad (3.43)$$

Рассматривая формальный предел несжимаемости в значении скорости изотермического звука $c_T^2 \rightarrow \infty$ и используя уравнение сохранения массы, получим

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \alpha \frac{dT}{dt} \quad (3.44)$$

Таким образом, дивергенция скорости не обращается в нуль из-за теплового расширения жидкости (α – коэффициент теплового расширения). Пользуясь выписанным выше уравнением баланса энтропии, переписанным как уравнение теплопроводности, можно переписать выражение для дивергенции скорости также в следующем виде

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{\alpha}{\rho \gamma_p} \left[\kappa \Delta T + \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\alpha}\right)^2 + \left(\zeta - \frac{2}{3}\eta\right) (\operatorname{div} \mathbf{v})^2 \right] \quad (3.45)$$

Здесь возможно еще линейное упрощение, поскольку при выводе определяющих уравнений была использована теория локального термодинамического равновесия, подразумевающая учет отклонения от равновесия первого порядка.

3.4.5. Приближение несжимаемости в стратифицированной жидкости. Трехпараметрическая модель неоднородной теплопроводной вязкой жидкости с диффузией примеси. В каждой материальной точке многокомпонентной сплошной среды отдельные компоненты характеризуются массовыми плотностями ρ_n , скоростями V_n и т.п. Ограничимся рассмотрением жидких смесей с двумя компонентами для простоты. К тому же, как известно, при наличии множества солевых примесей в океане, обычно ограничиваются одной дополнительной характеристикой – «соленостью». В итоге уравнения сохранения массы отдельных компонент и смеси записываются в виде

$$\rho = \rho_1 + \rho_2, \quad \rho \mathbf{v} = \rho_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 \mathbf{v}_2, \quad \frac{\partial \rho_n}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho_n \mathbf{v}_n), \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) \quad (3.46)$$

При использовании массовых концентраций компонент и «диффузионных потоков»:

$$S \equiv c_1 = \frac{\rho_1}{\rho}, \quad c_2 = \frac{\rho_2}{\rho} = 1 - S, \quad \mathbf{J} \equiv \mathbf{J}_1 = \rho S(1 - S)(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) = -\mathbf{J}_2 \quad (3.47)$$

эти соотношения приводятся к следующим

$$\rho \frac{dS}{dt} = -\operatorname{div} \mathbf{J}, \quad \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\operatorname{div} \mathbf{v} \quad (3.48)$$

Основные балансные соотношения, отражающие также другие законы сохранения при отсутствии источников, можно записать в аналогичном дифференциальном виде. Таким образом, баланс импульса смеси как целого представляется уравнениями

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \frac{\partial \tau_{\alpha i}}{\partial x_\alpha}, \quad \tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \sigma_{ij} \quad (3.49)$$

Проблема записи баланса полной плотности энергии решается аналогично

$$\rho \frac{de}{dt} = -\operatorname{div} \mathbf{J}^{(e)}, \quad \rho e = \rho \varepsilon + \rho \frac{v^2}{2} \quad (3.50)$$

Если под кинетической энергией смеси понимается энергия движения центра масс $\rho v^2/2$, то для внутренней энергии ε , отражающей влияние тепловых движений и короткодействующих межатомных взаимодействий, будет удовлетворяться следующее балансное соотношение

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} + \operatorname{div} \mathbf{J}^{(q)} = \tau_{\alpha\beta} e_{\alpha\beta}, \quad J_i^{(q)} = J_i^{(e)} + \tau_{i\alpha} v_\alpha, \quad (3.51)$$

$$e_{ij} \equiv \frac{1}{3} e_{\alpha\alpha} \delta_{ij} + e'_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$$

Эти законы сохранения и баланса следует дополнить термодинамическими соотношениями в рамках обычной гипотезы о локальном термодинамическом равновесии текущей среды. При этом внутренняя энергия представляется в следующем виде

$$\varepsilon = \varepsilon(s, \rho, S), \quad d\varepsilon = Tds + p\rho^{-2}d\rho + \mu dS, \quad \mu = \mu_1 - \mu_2, \quad \mu dS = \mu_1 dc_1 + \mu_2 dc_2 \quad (3.52)$$

Многокомпонентная природа среды отражается в зависимости состояния от концентраций компонент и в появлении сопряженных химических потенциалов μ_n в дифференциальном соотношении Гиббса.

Вышеприведенное уравнение баланса внутренней энергии вместе с соотношением Гиббса и уравнениями баланса масс позволяет получить уравнение баланса энтропии

$$\rho \frac{ds}{dt} + \operatorname{div} \mathbf{J}^{(s)} = P^{(s)} \geq 0, \quad T\mathbf{J}^{(s)} = \mathbf{J}^{(q)} - \mu\mathbf{J}, \quad TP^{(s)} = \sigma_{\alpha\beta} e_{\alpha\beta} - \mathbf{J}^{(s)} \cdot \nabla T - \mathbf{J} \cdot \nabla \mu \quad (3.53)$$

в котором $\mathbf{J}^{(s)}$ и $P^{(s)}$ являются потоком и производством энтропии.

Отсюда видно, что неотрицательное производство энтропии представляется суммой билинейных произведений скалярных векторных и тензорных термодинамических потоков $\sigma_{\alpha\alpha}/3, \mathbf{J}^{(s)}, \mathbf{J}, \sigma_{ij} - \sigma_{\alpha\alpha}\delta_{ij}/3$ и термодинамических сил $e_{\alpha\alpha}, \nabla T, \nabla \mu, e_{ij} - e_{\alpha\alpha}\delta_{ij}/3$. В предположении о малом отклонении системы от термодинамического равновесия можно использовать линейные соотношения связи между ними. Поскольку в изотропной среде невозможны линейные связи между характеристиками различной тензорной размерности, то, принимая во внимание онзагеровскую симметрию векторных связей, получим соотношения

$$\sigma_{ij} = 2\eta e_{ij} + \left(\zeta - \frac{2}{3}\eta\right) e_{\alpha\alpha} \delta_{ij}, \quad \mathbf{J} = -A\nabla\mu - B\nabla T, \quad \mathbf{J}^{(s)} = -B\nabla\mu - \frac{E}{T}\nabla T \quad (3.54)$$

$$TP^{(s)} = 2\eta(e'_{\alpha\beta})^2 + \zeta e_{\alpha\alpha}^2 + \frac{\kappa_T}{T}(\nabla T)^2 + \frac{1}{\alpha} \mathbf{J} \cdot \mathbf{J} \geq 0, \quad \kappa_T = E - \frac{B^2}{A} T$$

из которых можно видеть, что в случае изотропной жидкости ее многокомпонентная природа не отражается на вязких явлениях. Течение жидкости будет описываться теми же самыми уравнениями Навье-Стокса, что и для однокомпонентной жидкости. В свою очередь вязкие процессы не имеют обратного влияния на векторные (диффузию и теплопроводность) и скалярные термодинамические процессы.

Из требования неотрицательности квадратичной формы производства энтропии следует неотрицательность двух коэффициентов вязкости, теплопроводности и коэффициента A .

В случае «трехпараметрической модели жидкости» термодинамическое уравнение состояния связывает четыре термодинамические характеристики ρ, T, P, S , каждая из которых выражается через три других. Так скорость изменения плотности представляется следующей суммой

$$\frac{d\rho}{dt} = -\alpha\rho \frac{dT}{dt} + \alpha_S \frac{dS}{dt} + \alpha_P \frac{dp}{dt} \quad (3.55)$$

В несжимаемой жидкости благодаря исчезающему коэффициенту сжимаемости α_P (неограниченной величине скорости звука) эта связь несколько упрощается

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \alpha \frac{dT}{dt} - \xi \frac{dc}{dt} \quad (3.56)$$

Уравнение (3.48) вместе с определяющим уравнением для диффузионного потока (3.56) позволяет переписать уравнение диффузии в виде

$$\rho \frac{dS}{dt} = \operatorname{div}(A\nabla\mu + B\nabla T) = \operatorname{div}\left\{ A \left(\frac{\partial\mu}{\partial S} \right)_{T,p} \nabla S + A \left(\frac{\partial\mu}{\partial p} \right)_{T,S} \nabla p + [B + A \left(\frac{\partial\mu}{\partial T} \right)_{S,p}] \nabla T \right\} \quad (3.57)$$

3.4.6. Характерные масштабы фундаментальной системы уравнений. Система (3.39) с физически обоснованными граничными условиями характеризуется набором масштабов длины геометрической и динамической природы. Естественным масштабом времени служит период плавучести T_b .

Макромасштабы $\Lambda, \Lambda_T, \Lambda_S$ характеризуют исходную стратификацию (обычно слабую, так что данные масштабы большие), геометрию задачи L (размер препятствия) и длину внутренней $\lambda = UT_b$ или поверхностной $\lambda = 2\pi U^2 / g$ волны, U – скорость потока на бесконечности.

Микромасштабы характеризуют поперечные размеры (толщину) тонкоструктурных компонент течений диффузионной ($\delta_N = \sqrt{\nu/N}$, $\delta_T = \sqrt{\nu/T}$ и $\delta_S = \sqrt{k_S/N}$ – в полях скорости, температуры и солёности, соответственно – аналогов масштаба Стокса $\delta_\omega = \sqrt{\nu/\omega}$) и динамической природы ($\delta_U = \nu/U$, $\delta_{U,T} = k_T/U$, $\delta_{U,S} = k_S/U$ – аналогов масштабов Прандтля и Пекле). Сходный набор масштабов с заменой частоты плавучести на скорость Ω характеризует закрученные течения ($\delta_\Omega = \sqrt{\nu/\Omega}$).

Отношения макро и микромасштабов задают традиционные безразмерные комплексы – числа Рейнольдса $Re = UL/\nu = L/\delta_U \gg 1$ и Пекле по температуре и солёности $Pe_T = UL/k_T = L/\delta_{U,T} \gg 1$, $Pe_S = UL/k_S = L/\delta_{U,S} \gg 1$ и специфические отношения для стратифицированных сред, характеризующие изменения плотности $\Delta\rho_0(L)$ (обычно малые) на собственных масштабах задачи $-C = \Lambda/L = \rho_0/\Delta\rho_0(L) \gg 1$,

относительную малость вязкости, температуропроводности и диффузии: $C_N = L/\delta_N = \sqrt{L^2 N/\nu} \gg 1$ (как и $C_T = L/\delta_T$ и $C_S = L/\delta_S$, для растворов солей $C_S \gg C_T \gg C_N$). Параметры типа чисел Фруда (традиционного $Fr = U^2/gL$ для поверхностных волн или $Fr_i = U^2/N^2 L^2$ для внутренних волн или число Россби $Ro = U/\Omega L$ для инерциальных волн) характеризуют отношение длины соответствующей волны к геометрическому масштабу.

Адекватность физического моделирования соблюдается при выполнении условий геометрического, кинематического и динамического подобия. Условие геометрического подобия, задающее отношение размеров исходного объекта и его модели M , совместимо с критерием динамического подобия или для крупномасштабных компонент, или для тонкоструктурных компонент. На практике в качестве основного выбирается один из динамических параметров – число Рейнольдса при моделировании картины обтекания препятствия или число Фруда при изучении картины волн. При этом вводятся специальные ограничения на значение другого параметра, т.е. на величину предельного масштаба M и фиксируется значение величины стратификации $N_m = N_n \sqrt{M}$ из условия инвариантности по числу Фруда и отношению масштабов C (или угловая скорость глобального вращения).

Значения масштабов макрокомпонент определяют минимальные размеры установки и поля зрения наблюдательного инструмента. Они должны быть достаточно большими, чтобы одновременно следить за несколькими волнами. Разрешающая способность инструментов определяется условиями регистрации тонкоструктурных элементов: сингулярных компонент (типа течения Стокса толщиной $\delta_\omega = \sqrt{\nu/\omega}$ или Прандтля – $\delta_U = \nu/U$). Среди них наиболее тонкими оказываются структуры в полях температуры и концентрации в силу малости коэффициентов переноса.

Наряду с системой (3.29) для расчета течений жидкости применяются конститутивные модели, среди которых наибольшее распространение получили уравнения теории нелинейных волн (солитонов), пограничного слоя в аэродинамике и турбулентности (во внутренней гидроаэродинамике или механике окружающей среды). На их основе получен ряд практически важных результатов. Однако прогностические возможности таких моделей ограничены, поскольку инфинитезимальные симметрии конститутивных моделей существенно отличаются от симметрий системы (3.30), отражающих инвариантные свойства пространства, законы сохранения массы, импульса и энергии, эквивалентность инерциальных систем (преобразование Галилея). Расчеты картин течений на основе теорий турбулентности согласуются с наблюдениями в заданном диапазоне параметров. Однако такие модели не позволяют определять положения четких границ между структурными компонентами и параметры мелкомасштабного переноса вещества с требуемой степенью точности.

Следует подчеркнуть, что система уравнений (3.29), имеющая высокий порядок по пространственным переменным, содержит малые коэффициенты в членах со старшими производными и относится к сингулярно возмущенным уравнениям. Решения таких систем включают как регулярно, так и сингулярно возмущенные функции. Влиянием последних ранее априорно пренебрегалось.

В общем случае, сингулярно возмущенные решения, существенно расширяющие класс допустимых компонент течений, играют такую же важную роль, как и регулярно возмущенные. Их учет необходим при расчете и структуры, и динамики течений. В частности, состояние полного покоя, которое естественно выбирается в качестве начального в теории однородной жидкости, не существует в общем случае в стратифицированной среде. Вследствие прерывания потока стратифицирующей компоненты на твердой стенке, около неровностей рельефа или на наклонных твердых

стенках возникают горизонтальные градиенты плотности и давления, которые формируют специфические течения, индуцированные диффузией.

В силу различия кинетических коэффициентов даже такие медленные течения оказываются глубоко структурированными. В их картинах существуют волны, крупные вихри и тонкие прослойки. Отходящие пристенные течения порождают протяженные пучки диссипативно-гравитационных волн, возмущающие гладкую исходную стратификацию на больших расстояниях от границы.

Многомасштабность сохраняется и в других типах вынужденных течений, включая инфинитезимальные периодические и присоединенные (подветренные) волны. При этом малые отношения микро- и макромасштабов, типичные для реальных жидкостей, обосновывают применение теории возмущений для анализа систем определяющих уравнений.

В распространяющихся периодических течениях, включающих волны различной природы, частота ω фиксирована и действительна, а волновой вектор $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z) -$ комплексный $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + i\mathbf{k}_2$, его мнимая часть \mathbf{k}_2 характеризует затухание волн.

Установившиеся решения линеаризованной системы (3.29) отыскиваются в виде разложений по плоским волнам

$$A = \sum_j \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a_j(k_x, k_y) \exp\left(i\left(k_z(k_x, k_y)z + k_x x + k_y y - \omega t\right)\right) dk_x dk_y \quad (3.58)$$

где A – переменные задачи (давление, температура, соленость, плотность или компоненты скорости). При вычислении интегралов суммирование в интеграле (3.58) проводится по всем корням дисперсионного уравнения, которое связывает значения компонент волнового вектора для данных значений частоты и выражает условие совместности уравнений системы (3.29). Выбираются решения, которые удовлетворяют граничным условиям задачи и условию излучения в безграничной среде (затухания всех возмущений на бесконечности).

Дисперсионное соотношение для линеаризованной системы (3.29), учитывающей действие всех диссипативных факторов, выражается в мультипликативной форме

$$D_v(k, \omega) \cdot F(k, \omega) = 0 \quad (3.59)$$

$$\text{где } k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \quad k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad D_v(k, \omega) = -i\omega + \nu k^2,$$

$$D_{\kappa_T}(k, \omega) = -i\omega + \kappa_T k^2, \quad D_{\kappa_S}(k, \omega) = -i\omega + \kappa_S k^2,$$

$$F(k, \omega) = -D_v(k, \omega)D_{\kappa_T}(k, \omega)D_{\kappa_S}(k, \omega) \left(k^2 + i \frac{k_z(\Lambda_T + \Lambda_S)}{\Lambda_T \Lambda_S} \right) +$$

$$+ D_{\kappa_T}(k, \omega) \left(\frac{\omega k_z}{\Lambda_S} D_v(k, \omega) - N_S^2 k_{\perp}^2 \right) + D_{\kappa_S}(k, \omega) \left(\frac{\omega k_z}{\Lambda_T} D_v(k, \omega) - N_T^2 k_{\perp}^2 \right)$$

Часть сомножителей в выражении (3.59) имеет типично “волновую” структуру и определяет свойства волн с учетом диссипации. Другие сомножители, и их много, имеют типично “погранслоный вид”, характерный для решения Стокса. В отличие от приближения пограничного слоя, здесь значимые значения сингулярно возмущенных компонент могут находиться не только вблизи, но и вдали от контактных поверхностей, их положение определяется геометрией границ.

Необходимо отметить, что все решения уравнения (3.59), как и системы (3.29) имеют одинаковую мощность. В силу нелинейности (3.59) все компоненты непосредственно взаимодействуют между собой, несмотря на различие в масштабах и

свойствах. Продуктом взаимодействий явятся новые структурные компоненты (волны кратных частот, вихри и новые сингулярно возмущенные решения).

В пренебрежении всеми диссипативными эффектами дисперсионное уравнение десятой степени (1.12) переходит в квадратное уравнение, описывающее все типы волн – инерциальные, внутренние и поверхностные гравитационные (а также акустические и гибридные при учете вращения и сжимаемости).

Мультипликативный характер (3.59) и вид отдельных сомножителей позволяет проследить связь между различными моделями течений в механике неоднородных жидкостей, т.е. фактически проследить влияние состава среды и вида уравнения состояния. Связь между различными версиями фундаментальной системы уравнений иллюстрирует схема (Рис. 3.2).

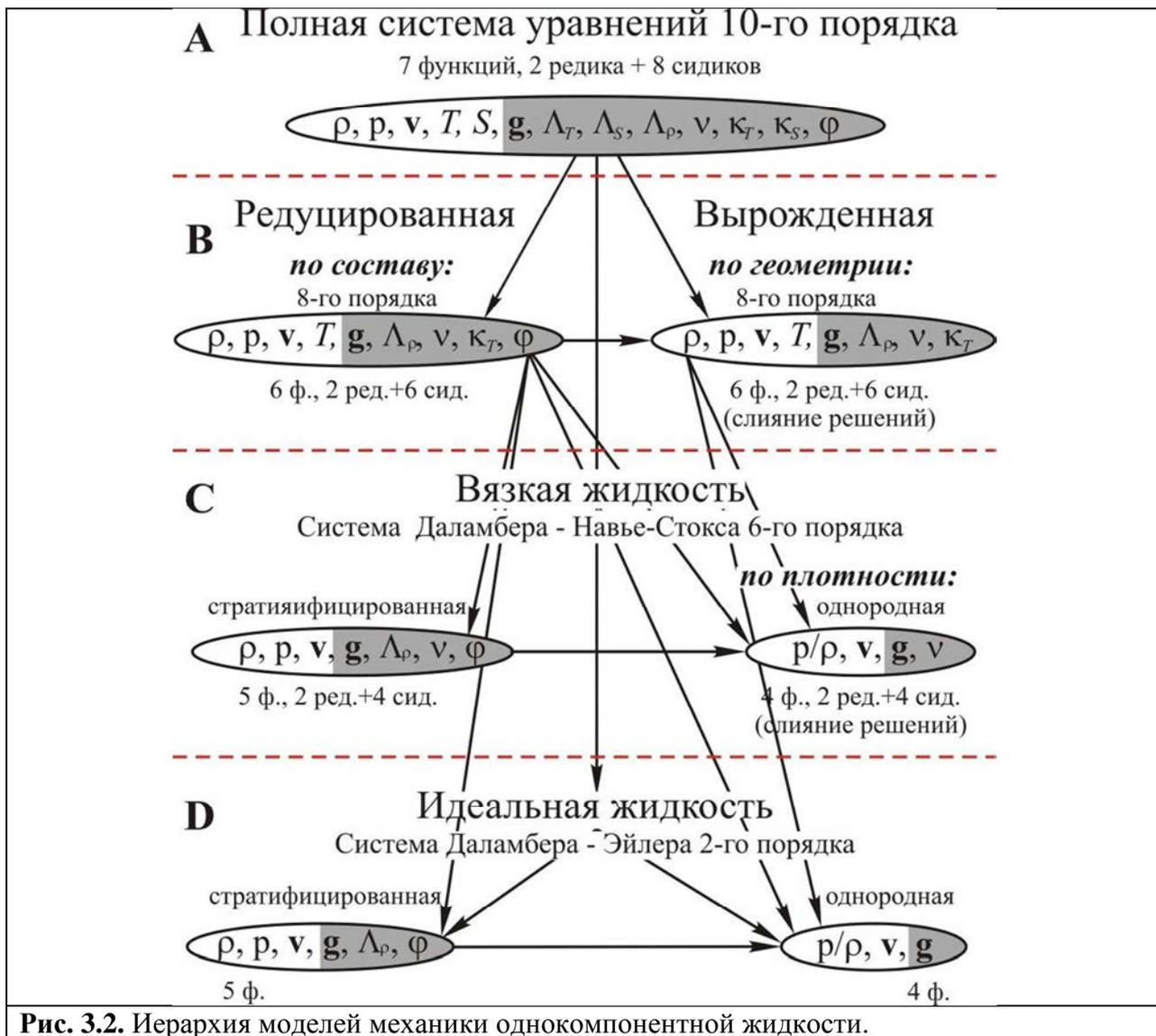


Рис. 3.2. Иерархия моделей механики однокомпонентной жидкости.

Полная система уравнений (3.29) для семи переменных, обозначения которых, как и определяющих параметров, приведены в прямоугольнике 1, имеет 10-й порядок. Среди ее инфинитезимальных периодических решений два регулярных описывают крупномасштабные компоненты (анализируемые типы волн). Их свойства согласуются с расчетами в традиционных приближениях, а коэффициент затухания в множителе $e^{-\beta t}$, $t = r/c_g$ (r -расстояние от области генерации возмущений до точки наблюдения, c_g - групповая скорость волны) пропорционален кинетическим коэффициентам, здесь $\beta = (v + k_T + k_S) k^2$.

Восемь сингулярно возмущенных компонент характеризуют тонкоструктурные компоненты. Часть из них может не существовать, в силу граничных условий. В частности, в полубесконечной среде существуют два вязких сдвиг и по одному температурному и концентрационному. В зависимости от геометрии задачи сингулярные решения могут быть как смешанными, зависящими одновременно от всех диссипативных факторов, так и расщепленными. В последнем случае образуется семейство вложенных разномасштабных сдвигов, положение которых определяется граничными условиями задачи. Их толщина обращается в ноль при переходе к приближению идеальной жидкости. Причем вырождение компонент типа погранслоя Прандтля ($\delta \sim \nu$) идет более быстро, чем для слоя Стокса ($\delta \sim \sqrt{\nu}$).

С действием вязкости связано существование **двух различных** сингулярно возмущенных решений (а не одного пограничного слоя как в модели Прандтля). Одно из них зависит от геометрии задачи, которая характеризуется углом наклона границ φ , другое не зависит.

Упрощение описания обычно ведется одним из следующих способов. В медленных движениях в силу большой теплоемкости однокомпонентных жидкостей одновременно с приближением несжимаемости обычно принимается условие изотермичности. При этом редуцируется уравнение состояния и из системы (3.29) исключается одно уравнение переноса. Понижение порядка приводит к уменьшению числа независимых решений (прямоугольник 2). Здесь система восьмого порядка для шести переменных, сохраняющая свою разрешимость, имеет два регулярных и шесть сингулярно возмущенных решений. При дальнейшем упрощении плотность принимается за независимую переменную, изначально распределенную неравномерно в пространстве. Тогда уравнение неразрывности разделяется на два уравнения:

- уравнение неразрывности $\text{div } \mathbf{V} = 0$, играющее в таком описании роль уравнения состояния;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad } \rho = 0$$

- уравнение переноса вещества

Такие системы, использующиеся при изучении внутренних волн, остаются разрешимыми в приближении и вязкой (ячейка 4), и идеальной жидкости (ячейка б).

Другой, исторически сложившийся путь анализа иллюстрируется правой колонкой на рис. 3.2. Как известно, первой была сформулирована система уравнений Даламбера-Эйлера для однородной сжимаемой и несжимаемой среды. Спустя семьдесят лет была составлена система Даламбера-Навье-Стокса, которая получила признание спустя много лет. Стратификация вплоть до последнего времени рассматривалась как малая поправка, незначительно влияющая на картину течения, хотя и обеспечивающая существование новых типов волн (внутренних и краевых).

Анализ полной системы (3.29) показывает, что с диссипативными факторами связано не только затухание движений, но и существование специфических компонент течений, которые могут тождественно обращаться в ноль или сливаться при некоторых упрощающих предположениях. Вырождение систем уравнений наблюдается при выборе некоторых специальных граничных условий (все твердые поверхности ориентированы параллельно или перпендикулярно линии действия силы тяжести или параллельно оси глобального вращения) или в пренебрежении изменениями плотности (приближение однородной жидкости). В первом случае (ячейка 3) сохраняется порядок системы и существует полный набор решений. Однако в части из сингулярно возмущенных решений все коэффициенты обращаются в ноль.

Для жидкости однородной плотности, которая описывается системой уравнений Даламбера-Навье-Стокса (ячейка 5), разные сингулярно возмущенные решения становятся тождественными. Такие системы разрешимы только при искусственном понижении порядка задачи (плоские или осесимметричные течения, малые числа Рейнольдса, когда

можно пренебречь эффектами взаимодействия части регулярных и сингулярно возмущенных компонент). Учет сжимаемости не изменяет условия разрешимости моделей, поскольку сингулярно возмущенные решения характеризуются постоянством давления.

Пренебрежение эффектами вязкости (ячейка 7, система Даламбера-Эйлера) исключает диссипацию регулярных решений (сохраняется только пространственное затухание), и ведет полной потере сидиков. В этом приближении для описания поведения реальных жидкостей, по предложению Г. Гельмгольца феноменологически вводятся разрывы – вихревые нити или поверхности. При этом теряется возможность изучения трансформации структуры при изменении параметров течений.

3.5. Плотность и уравнение состояния морской воды

Вода, в том числе и морская, является сжимаемой жидкостью, т. е. ее плотность меняется. Зависимость удельного объема v или плотности воды от определяющих факторов выражается уравнением состояния. В океанологии в качестве таких факторов принимаются наиболее просто измеряемые температура T , соленость S и давление P [15].

Общий вид уравнения состояния представляется следующими выражениями:

$$\rho = \rho(T, S, P), \quad v = v(T, S, P) \quad (3.60)$$

Изменение удельного объема морской воды от перечисленных выше параметров состояния зависит следующим образом:

$$dv = \left(\frac{dv}{dT} \right)_{SP} dT + \left(\frac{dv}{dS} \right)_{TP} dS + \left(\frac{dv}{dP} \right)_{TS} dP \quad (3.61)$$

Данное уравнение называется уравнением состояния морской воды [4]. Если все члены полученного уравнения поделить на некоторый единичный удельный объем v_0 , то коэффициентами при дифференциалах температуры, солености и давления будут:

$$k_T = \frac{1}{v_0} \left(\frac{dv}{dT} \right)_{SP} \quad \text{– коэффициент термического расширения}$$

$$k_S = -\frac{1}{v_0} \left(\frac{dv}{dS} \right)_{TP} \quad \text{– коэффициент соленостного сжатия}$$

$$k_P = -\frac{1}{v_0} \left(\frac{dv}{dP} \right)_{TS} \quad \text{– коэффициент плотностной сжимаемости}$$

В дифференциальной форме уравнение (3.61) имеет следующий вид:

$$\frac{dv}{v_0} = k_T dT - k_S dS - k_P dP \quad (3.62)$$

В работе [16] удельный объем морской воды был представлен через объем стандартной океанской воды и поправки:

$$v(S, T, P) = v(35, 0, 0) + \delta v_S + \delta v_T + \delta v_P + \delta v_{ST} + \delta v_{SP} + \delta v_{TP} + \delta v_{STP} \quad (3.63)$$

В такой же форме, как и последнее выражение, получается уравнение состояния морской воды, в которое входит не удельный объем, а плотность. Для этого нужно лишь использовать общую зависимость плотности от параметров S , T и P в виде: $\rho = \rho(T, S, P)$ и проделать те же операции, что и для удельного объема:

$$\rho(S, T, P) = \rho(35, 0, 0) + \delta \rho_S + \delta \rho_T + \delta \rho_P + \delta \rho_{ST} + \delta \rho_{SP} + \delta \rho_{TP} + \delta \rho_{STP} \quad (3.64)$$

Связь между поправками плотности и удельного объема следует из соотношения:

$$\rho = \frac{1}{v} \quad (3.65)$$

Продифференцировав уравнение (3.65) и заменив дифференциал конечной разностью, получим:

$$\delta\rho = -\frac{\delta v}{v^2} \quad (3.66)$$

Для определения поправок в формулах (3.63) и (3.64) нужно знать значения входящих в них производных, которые находятся дифференцированием эмпирической формулы Кнудсена, в наиболее подробном виде приведенной в «Океанографических таблицах» [17].

Для поверхности Мирового океана эта формула может быть представлена следующим образом [4]:

$$\rho(S, T, 0) = \rho(0, 4, 0) \{1 + [\delta_1 + \delta_2 \sigma_0 + \delta_3 (\sigma_0^2 + 0,1324 \sigma_0)] \cdot 10^{-3}\} \quad (3.67)$$

где коэффициенты δ являются функциями только температуры:

$$\delta_1 = 0,1324 (\delta_2 - 0,1324 \delta_3) - \frac{(T - 3,98)^2}{503,570} \frac{T + 283}{T + 67,26};$$

$$\delta_2 = 1 - (4,7867 - 0,098185 T + 0,0010843 T^2) T \cdot 10^{-3};$$

$$\delta_3 = (18,030 - 0,8164 T + 0,01667 T^2) T \cdot 10^{-6}.$$

Коэффициент σ_0 , называемый в океанологии условным удельным весом, зависит от содержания солей в морской воде. В океане солевой состав меняется очень мало. Поэтому в большинстве случаев общее содержание солей определяется по какому-то одному компоненту. В океанологии принято определять соленость воды по содержанию в ней анионов хлора на основании формулы Кнудсена:

$$S = (0,030 + 1,8050 Cl) \text{‰} \quad (3.68)$$

или формулы ЮНЕСКО:

$$S = 1,80655 Cl \text{‰} \quad (3.69)$$

В эти формулы входит не фактическое число ионов хлора, а так называемая хлорность, определяемая числом граммов серебра, необходимого для осаждения всех галогенов в определенном объеме воды. В связи с таким определением солености условный удельный вес морской воды определяют не через параметр S , а непосредственно через хлорность Cl :

$$\sigma_0 = -0,069 + 1,4708 Cl - 1,57 \cdot 10^{-3} Cl^2 + 3,98 \cdot 10^{-5} Cl^3 \quad (3.70)$$

Ввиду того что состав солей в различных океанах и морях, особенно внутренних, несколько меняется, указанные соотношения между хлорностью, соленостью и удельным весом не всегда выполняются строго.

Перечисленные эмпирические формулы наглядно показывают, насколько сложным и трудоемким является более или менее точное определение параметров состояния морской воды. Поэтому во многих случаях, когда не требуется большая точность, обходятся приближенными зависимостями, не учитывающими тех или иных поправок в уравнениях (3.63) и (3.64). Наиболее часто в океанологической практике применяются приближенные формулы:

П. С. Линейкина:

$$\rho(T, S, P) = 1 + 10^{-5} (6,89 T - 0,918 T^2 - 0,39 ST + 82 S + 5 \cdot 10^{-3} P) \quad (3.71)$$

О. И. Мамаева:

$$\rho(T, S, 0) = 1 + 10^{-5} [2815,2 - 7,35 T - 0,469 T^2 + (80,2 - 0,2 T)(S - 35)] \quad (3.72)$$

Как правило, океанографы не измеряют плотность непосредственно, предпочитая вычислять ее по данным о температуре, солености и давлении. Часто их интересует

зависимость плотности морской воды только от температуры и солёности. Обычно плотность, при вычислении которой давление не учитывается, возрастает с глубиной. В этом случае говорят, что вода устойчиво стратифицирована. Связь плотности, солёности и температуры морской воды при атмосферном давлении представлена на рис. 3.3 [18]. Большой объем фактических данных собран в работах [15], [19].

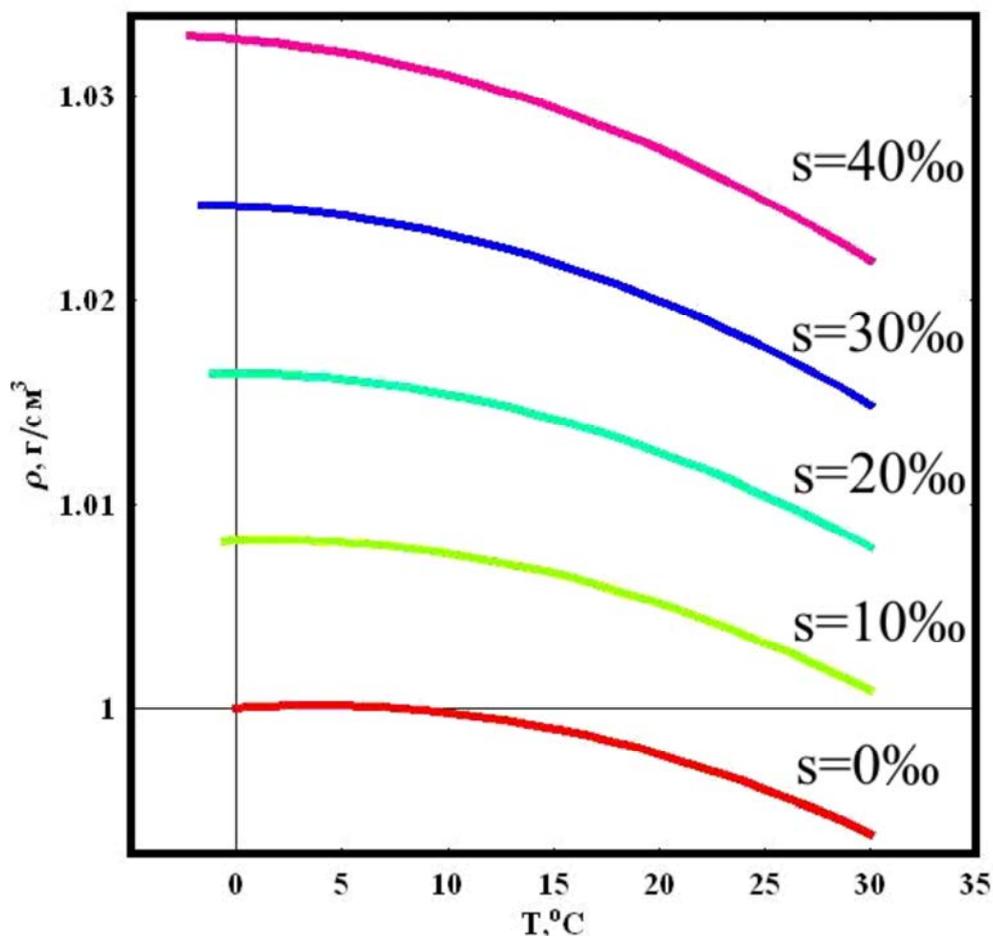


Рис. 3.3. Плотность морской воды как функция температуры и солёности [18].

Уточнения уравнения состояния морской воды, играющего фундаментальную роль, идет непрерывно. В конце 2009 года закончил свою работу Научный комитет по исследованиям океана. (SCOR), который выпустил отчеты, доступные в Интернет по ссылкам [20, 21].

$$c_s(S, T, p) = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{K(S, T, 0) + (A-1)p + Bp^2}{\rho(S, T, 0) (K(S, T, 0) - Bp^2)}}$$

Задачи к Главе 3.

Задача 1.

Кусок льда (масса $m_1 = 6$ кг) при температуре $t_1 = -20^\circ\text{C}$ опустили в воду (масса $m_2 = 10$ кг). Температура воды до помещения в нее льда $t_2 = 50^\circ\text{C}$. Когда весь лед растает, при нормальном давлении выпускается водяной пар, масса которого $m_3 = 1$ кг, температура $t_3 =$

120°C. Какая температура воды установится в сосуде (влиянием изменения температуры стенок сосуда пренебречь)?

Задача 2.

Определить объем воды, который необходимо дополнительно подать в водовод диаметром $d = 475$ мм и длиной $l = 1$ км для повышения давления до $\Delta p = 5 \cdot 10^6$ Па. Водовод подготовлен к гидравлическим испытаниям и заполнен водой при атмосферном давлении. Деформацией трубопровода можно пренебречь.

Задача 3.

Определить изменение плотности воды при ее сжатии от $p_1 = 1 \cdot 10^5$ Па до $p_2 = 1 \cdot 10^7$ Па.

Задача 4.

Определить давление внутри капли воды диаметром $d = 0,001$ м, которое создают силы поверхностного натяжения. Температура воды $t = 18^\circ \text{C}$.

Задача 5.

Два горизонтальных цилиндрических трубопровода А и В содержат соответственно минеральное масло плотностью 800 кг/м^3 и воду плотностью 1000 кг/м^3 . Высоты жидкостей, представленные на рисунке имеют следующие значения: $h_m = 0,18$ м; $h_{рт} = 0,4$ м, $h_B = 0,9$ м. Зная, что гидростатическое давление на оси в трубопроводе А равно $0,6 \cdot 10^5$ Па, определить давление на оси трубопровода В.

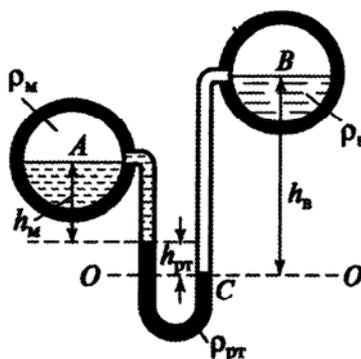


Рис. 2.1

Задача 6.

Избыточное давление воды в океане на глубине $h = 200$ м равно $28,5 \cdot 10^5$ Па. Требуется определить: плотность морской воды на этой глубине в общем виде; плотность морской воды на этой глубине в районах Северного полюса и экватора ($g_{пол} = 9,831 \text{ кг/м}^3$, $g_{экв} = 9,781 \text{ кг/м}^3$).

ГЛАВА 4. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОРСКОЙ ВОДЫ

4.1. Показатель преломления света в воде как параметр ее состояния

Показатель преломления света в воде n является оптическим параметром ее состояния. С физической точки зрения он определяет отношение скоростей распространения света в вакууме c_0 и в рассматриваемой среде c , с температурой T , концентрацией примесей (соленостью) S и гидростатическим давлением P [22]. Изменения показателя преломления определяют также рефракцию (отклонение лучей света) при распространении, поэтому информация, полученная с помощью средств и методов измерения показателя преломления, называется рефрактометрической. Рефрактометрия объединяет методы определения показателя преломления различных сред. По принципу определения абсолютный показатель преломления n_{abc} равен отношению синуса угла падения луча света, идущего из вакуума в данную среду, к синусу угла преломления. Аналогично относительный показатель преломления $n_{омн}$ среды a применительно к среде b есть отношение синуса угла падения луча, идущего из среды b , к синусу угла преломления в среде a , или отношение абсолютных показателей преломления сред a и b , а, следовательно, отношение скоростей света в средах b и a .

Плоские электромагнитные волны распространяются в среде со скоростью

$$c = c_0 / \sqrt{\epsilon\mu} \quad (4.1)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость (для прозрачных сред $\epsilon > 1$); μ – магнитная проницаемость (для воды как диэлектрика $\mu \leq 1$).

Значение c всегда меньше, чем скорость распространения света в вакууме, а абсолютный показатель преломления определяется формулой Максвелла [23]

$$n_{abc} = c_0 / c = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (4.2)$$

Определяемый экспериментально относительный показатель преломления, например, для воды и воздуха, находящегося в стандартных условиях, равен

$$n_{омн} = n_{abc} / 1,00029 \quad (4.3)$$

Если нет необходимости введения абсолютного показателя преломления, параметром состояния среды считается $n_{омн}$, для воздуха и в соответствующих обозначениях индекс опускается.

Важной физической особенностью показателя преломления как параметра состояния является его связь с плотностью. Из физической теории [24] следует, что удельная рефракция (величина, характеризующая электронную поляризуемость единицы массы вещества в электромагнитном поле световой волны)

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi N \alpha}{3} \quad (4.4)$$

где N – концентрация частиц, α – поляризуемость, должна быть также пропорциональна плотности ρ , поскольку $\rho \sim N$.

Отсутствие строгой пропорциональности между показателем преломления и плотностью может быть следствием того, что имеют место не только колебания групп электронов (ультрафиолетовая и видимая области спектра), но и колебания ионов (инфракрасная область спектра). Поэтому формула (4.4) справедлива только для длин волн светового излучения, в случае которых влиянием инфракрасных колебаний можно пренебречь. Это условие приближенно выполняется для видимого диапазона длин волн (0,4 – 0,8 мкм). Формула (4.4) в виде

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = r_1 \rho \quad (4.5)$$

где r_1 – удельный показатель преломления света или удельная рефракция, описывающая связь показателя преломления и плотности, известна как закон Лорентца-Лоренца и дает в явном виде зависимость плотности ρ (г/см³) от показателя преломления n (отн.ед.) для определенных длин волн [23].

Лорентц показал, что к удельной рефракции применимо правило смешения, то есть удельная рефракция смеси равна сумме произведений из удельных рефракций на относительные содержания соответствующих компонентов смеси.

Следует отметить, что удельная рефракция, а, следовательно, и мера связи плотности с показателем преломления, как для дистиллированной, так и для морской воды зависят от длины волны светового излучения в более сильной степени, чем от гидрологических условий. Конкретные фактические данные показывают, что с ростом длины волны, температуры и солености удельная рефракция имеет тенденцию к убыванию. Из физических соображений она должна уменьшаться с концентрацией, по крайней мере, пока имеет место простая аддитивность влияния различных ионов [25]. В табл. 4.1. представлены значения показателя преломления света морской воды при атмосферном давлении.

t° , С	λ , мкм						
	0,4047	0,4358	0,4579	0,4678	0,4800	0,5017	0,6328
0	1,35099	1,34840	1,34684	1,34621	1,34549	1,34433	1,33961
1	1,35094	1,34835	1,34679	1,34616	1,34544	1,34428	1,33956
2	1,35089	1,34830	1,34674	1,34611	1,34539	1,34423	1,33951
3	1,35084	1,34825	1,34669	1,34606	1,34534	1,34418	1,33946
4	1,35078	1,34819	1,34664	1,34601	1,34528	1,34412	1,33941
5	1,35072	1,34814	1,34658	1,34595	1,34522	1,34407	1,33935
6	1,35066	1,34807	1,34652	1,34589	1,34516	1,34400	1,33929
7	1,35060	1,34801	1,34645	1,34582	1,34510	1,34394	1,33922
8	1,35053	1,34794	1,34639	1,34576	1,34503	1,34387	1,33916
9	1,35046	1,34787	1,34632	1,34569	1,34496	1,34380	1,33909
10	1,35039	1,34780	1,34624	1,34561	1,34489	1,34373	1,33901
11	1,35031	1,34773	1,34617	1,34554	1,34481	1,34366	1,33894
12	1,35023	1,34765	1,34609	1,34546	1,34473	1,34358	1,33884
13	1,35015	1,34757	1,34601	1,34538	1,34465	1,34350	1,33876
14	1,35007	1,34748	1,34592	1,34529	1,34457	1,34341	1,33867
15	1,34998	1,34740	1,34584	1,34521	1,34448	1,34333	1,33859
16	1,34989	1,34731	1,34575	1,34512	1,34439	1,34324	1,33850
17	1,34980	1,34721	1,34566	1,34503	1,34430	1,34314	1,33841
18	1,34971	1,34712	1,34556	1,34493	1,34421	1,34305	1,33831
19	1,34961	1,34702	1,34546	1,34483	1,34411	1,34295	1,33821
20	1,34951	1,34692	1,34536	1,34473	1,34509	1,34285	1,33811
21	1,34940	1,34682	1,34526	1,34463	1,34390	1,34275	1,33801
22	1,34930	1,34671	1,34515	1,34452	1,34380	1,34264	1,33791
23	1,34919	1,34660	1,34504	1,34441	1,34369	1,34253	1,33781
24	1,34908	1,34649	1,34493	1,34430	1,34358	1,34242	1,33771
25	1,34896	1,34637	1,34482	1,34419	1,34346	1,34230	1,33761
26	1,34884	1,34626	1,34470	1,34407	1,34334	1,34219	1,33751
27	1,34872	1,34614	1,34458	1,34395	1,34322	1,34207	1,33741
28	1,34860	1,34601	1,34445	1,34382	1,34310	1,34194	1,33731
29	1,34847	1,34589	1,34433	1,34370	1,33297	1,34182	1,33721
30	1,34834	1,34576	1,34420	1,34357	1,34284	1,34169	1,33711

Табл. 4.1. Значения показателя преломления света морской воды при атмосферном давлении, $S = 35\%$ [19].

4.2. Оптические свойства чистой воды

Вода является самым распространенным веществом на Земле. Диапазон физических условий, в которых вода находится в океане (давление 1—1100 атм., температура от —2 до 3°C), таков, что оптические свойства ее во всем этом диапазоне практически неизменны [4].

Под чистой водой понимают химически чистое вещество, которое является смесью нескольких видов молекул воды с различным молекулярным весом. В настоящее время в лаборатории получено 36 различных изотопов молекулы воды [6]. Некоторые из них радиоактивны, имеют очень малое время полураспада и практически не встречаются в природных водах.

Экспериментально оптические свойства чистой воды начали изучать еще в конце прошлого века. В табл. 4.2. представлены характеристики чистой воды в спектральной области 250—800 нм по данным различных исследователей.

λ	$n(\lambda)$	$10^2 \sigma_{M^{-1}}$	Λ
250	1,337	32,0	0,15
300	1,359	15,0	0,27
320	1,354	12,0	0,38
350	1,349	8,2	0,41
400	1,343	4,8	0,44
420	1,342	4,0	0,44
440	1,340	3,2	0,46
460	1,339	2,7	0,54
480	1,337	2,2	0,44
500	1,336	1,9	0,24
520	1,3355	1,6	0,10
530	1,335	1,5	0,065
540	1,335	1,4	0,047
550	1,334	1,3	0,036
560	1,334	1,2	0,030
580	1,333	1,12	0,015
600	1,333	0,93	0,0046
620	1,332	0,82	0,0034
640	1,332	0,72	0,0027
660	1,331	0,64	0,0021
680	1,331	0,56	0,0015
700	1,330	0,50	0,0008
740	1,329	0,40	0,0002
750	1,329	0,39	0,0001
760	1,329	0,35	0,0001
800	1,328	0,29	0,0001

Табл. 4.2. Оптические свойства чистой воды ($t = 20^\circ\text{C}$) [4].

Вода представляет собой плотно упакованную систему, в которой взаимодействие между молекулами весьма велико. Поэтому жидкую воду можно в известном смысле рассматривать как макрокристалл из атомов водорода и кислорода (рис. 4.1.).

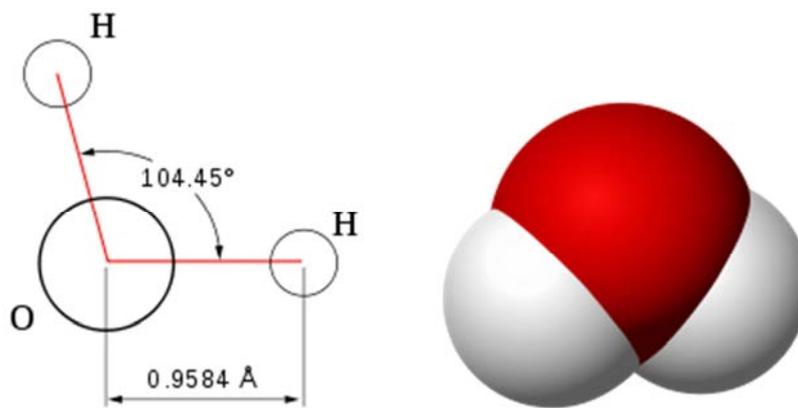


Рис. 4.1. Молекула воды [26].

У молекулы воды имеются сильные полосы поглощения, находящиеся в области спектра $\lambda < 18,6$ нм (электронные полосы), очень слабые полосы в видимой области, лежащие в интервале 543—847 нм (обертоны основных колебательно-вращательных частот молекулы), и сильные полосы в ИК области 944 нм и более. Большая часть полос поглощения жидкой воды связана с полосами водяного пара, то есть со спектром изолированной молекулы. Тем не менее, из-за сильного взаимодействия здесь наблюдаются заметные отличия: у воды полосы поглощения сдвинуты в сторону больших λ , а сами полосы взаимно перекрываются, так что поглощение оказывается сплошным. В табл. 4.3. представлены значения коэффициента поглощения, полученные для совершенно чистой, дистиллированной воды [6].

Длина волны, мкм	Коэффициент поглощения	Длина волны, мкм	Коэффициент поглощения
0,658	0,320	0,602	0,173
0,643	0,291	0,590	0,089
0,622	0,239	0,579	0,049
0,617	0,244	0,558	0,038
0,612	0,233	0,522	0,002
0,607	0,200	0,494	0,002

Табл. 4.3. Значения коэффициента поглощения, полученные для совершенно чистой, дистиллированной воды.

4.3. Факторы, определяющие оптические свойства морской воды

Оптические свойства морской воды (показатели ослабления, поглощения, рассеяния) можно с хорошим приближением рассчитать как суперпозицию оптических характеристик для отдельных компонентов. Однако учесть все входящие в морскую воду компоненты практически невозможно. Дело в том, что состав растворенных и взвешенных веществ, составляющих морскую воду, чрезвычайно разнообразен: это неорганические соли, растворенные органические соединения, планктон, бактерии, детрит, минеральные частицы.

Среднее количество растворенных в водах Мирового океана твердых веществ составляет около 3,5% по весу. Больше всего в морской воде содержится хлора — 1,9%, натрия — 1,06%, магния — 0,13%, серы — 0,088%, кальция — 0,040%, калия — 0,038%, брома - 0,0065%, углерода — 0,003% [6].

Содержание остальных элементов, в том числе биогенных и микроэлементов, ничтожно мало, менее 0,3%. В водах океана обнаружены драгоценные металлы, но концентрация их незначительна, и при общем большом количестве в океане (золота — $55 \cdot 10^5$ т, серебра — $137 \cdot 10^6$ т) добыча их нерентабельна.

Полный теоретический анализ оптических свойств такой сложной системы, как морская вода, в настоящее время невозможен. Схематизация состоит в последовательном рассмотрении ряда теоретических моделей: чистая вода, чистая морская вода, растворенное органическое вещество и взвесь.

Для планетарного обмена веществ весьма важно то обстоятельство, что хлористые соединения, преобладающие в морских водах, находятся в реках в очень малом количестве (табл. 4.4). Напротив, карбонаты, в основном формирующие солевой состав речных вод, почти отсутствуют в океане.

Общее содержание твердых веществ, растворенных в морской воде, принято выражать в тысячных долях весовых единиц — промилле и обозначать знаком ‰. Содержание растворенных твердых веществ, выраженное в промилле и численно равное их весу, выраженному в граммах в одном килограмме морской воды, называется соленостью. Средняя соленость океанических вод 35‰, то есть в 1 кг воды содержится 35 г солей.

Установлено, что состав веществ (их соотношение), определяющий соленость морской воды, почти одинаков и постоянен во всех точках, как на поверхности, так и на глубинах Мирового океана. При изменении общего количества растворенных солей (солености) их процентное соотношение не изменяется. Поэтому для определения солености морской воды достаточно измерить количество одного какого-нибудь химического элемента (обычно хлора, как наиболее легко определяемого) и по нему вычислить общую соленость и количество всех остальных элементов. Эмпирическое соотношение между соленостью океанической воды и содержанием хлора выражается формулой:

$$S = 1,81 \cdot Cl \text{ ‰} \quad (4.6)$$

Число 1,81 носит название хлорного коэффициента.

Некоторые внутриматериковые моря могут иметь несколько отличный солевой состав, и поэтому для них эта формула непригодна и соотношения между солями устанавливаются для каждого моря отдельно.

Химические вещества	Воды океана	Речные воды
Хлориды	88,7	5,2
Сульфаты	10,8	9,9
Карбонаты	0,3	60,1
Прочие вещества	0,2	24,8

Табл. 4.4. Состав растворенных солей (в %) океанических и речных вод [6].

Соленость воды в Мировом океане не везде одинакова. В открытой части она изменяется в пределах 33—37‰ и зависит от климатических условий (разности испарения и количества выпадающих осадков), поэтому в ее распределении четко проявляются черты широтной зональности. В отдельных районах широтная зональность нарушается влиянием переноса солей течениями. Наименьшая соленость на поверхности открытой части Мирового океана наблюдается в высоких широтах. Это объясняется значительным превышением осадков над испарением, большим речным стоком (в северном полушарии), таянием плавучих льдов. По мере приближения к тропикам соленость растет, достигая максимальных значений в зоне между 20 и 25° широты, где испарение значительно превышает осадки. В экваториальных широтах количество атмосферных осадков возрастает, и соленость здесь вновь уменьшается.

Следует заметить, что ниже глубин порядка 1500 м соленость остается практически неизменной (34,7—34,9 ‰), а ее изменения по широтным зонам несущественны. Колебания солености по сезонам года в открытом океане незначительны и не превышают

0,2 ‰, в прибрежных районах полярных областей соленость в летнее время вследствие таяния льдов может уменьшаться на 0,7 ‰ и более. В морях величина солености, как на поверхности, так и в глубине, меняется в значительно больших пределах, чем в океане. Так, соленость Черного моря 17—18 ‰, Красного—до 42 ‰.

Концентрация растворенного органического вещества в океанской воде примерно на четыре порядка меньше, чем неорганических солей. Обычно она не превышает нескольких мг/л. Однако на оптические свойства морской воды органические соединения влияют гораздо сильнее, чем неорганические соли. Особый интерес с точки зрения оптики представляет та часть растворенной органики, которую Калле назвал желтым веществом. В морской воде желтое вещество может возникать двумя путями: за счет выноса его с суши (главным образом реками) и образовываться непосредственно в море в результате химической деградации планктонных организмов.

Спектральную зависимость поглощения желтым веществом можно аппроксимировать формулой:

$$\alpha_{жс}(\alpha) \approx e^{-\mu\lambda} \quad (4.7)$$

Показатель экспоненты μ , по данным, приведенным в [6], оказывается равным примерно $0,015 \text{ нм}^{-1}$.

Интересно выяснить связь между желтым веществом и общим количеством растворенного органического вещества, которое обычно характеризуют концентрацией растворенного органического углерода c_p , а также биогенными веществами. Концентрация углерода в океане обычно максимальна в слое 0-100 м, а с глубиной уменьшается, причем это уменьшение происходит главным образом ниже 200-400 м.

Концентрация основных биогенных элементов - нитратов и фосфатов, наоборот, минимальна в поверхностном слое, а ниже увеличивается, достигая максимальных значений на глубинах 500-1600 м. Оценки содержания желтого вещества, проведенные по оптическим данным, показывают, что в открытом океане оно имеет максимальные концентрации на глубинах 100-200 м. Это дает основание полагать, что желтое вещество образуется на сравнительно раннем этапе деградации основной массы растворенного органического вещества.

Взвесь, содержащаяся в морской воде, необычайно разнообразна по своему составу и происхождению. Это терригенные частицы, приносимые в море реками и ветрами, клетки фитопланктона, бактерии, частицы вулканического и даже космического происхождения. Оптические характеристики взвеси определяются количеством, размерами, материалом, формой и ориентацией частиц. Основным интерес с точки зрения оптики представляет область размеров от сотых долей микрона до десятков микрон. Весовую концентрацию взвеси c обычно определяют путем взвешивания фильтров с собранной на них взвесью. Согласно [6], среднее значение c в поверхностных водах открытого океана лежит в пределах 0,05 - 0,5 мг/л, однако вблизи побережья может возрасти в десятки и даже в сотни раз.

Форма взвешенных в морской воде частиц может быть очень разнообразной и заметно отличаться от сферической. Поэтому для практических расчетов рассеяния принимается некоторая упрощенная модель. В этой модели частицы морской взвеси считаются однородными сферами, рассеивающими свет независимо друг от друга. Частицы предполагаются непоглощающими; для минеральных частиц показатель преломления принят равным 1,15, для органических – 1,02-1,05.

Вода поглощает (растворяет) газы, с которыми она соприкасается. Поэтому в океанической воде содержатся все атмосферные газы, а также газы, приносимые водами рек, выделяющиеся при химических и биологических процессах, при подводных извержениях. Общее количество растворенных в воде газов невелико, но они играют решающую роль в развитии всей органической жизни морей и океанов.

Особое значение имеет кислород. Содержание его изменяется, как и содержание всех других газов, в зависимости от солености и температуры воды, от степени

перемешивания поверхностных вод и т.д. Чем выше температура и соленость воды, тем меньше кислорода может в ней раствориться. Поэтому содержание его от экватора к полюсам возрастает. Кислород поступает в воду океана не только в результате контакта воды с воздухом, но и в результате фотосинтеза фитопланктона и водорослей, населяющих воды океанов и морей. На глубине количество кислорода, как правило, уменьшается, так как процесс фотосинтеза имеет наибольшее развитие в поверхностном слое. В этом слое, особенно на мелководье, наблюдается повышенное содержание кислорода (до 180%). Избыток его передается атмосфере. Кислород в океане расходуется также на дыхание живых организмов и на окисление различных веществ.

Азот проникает в воду из атмосферы и образуется при распаде органического вещества. Содержание его в воде изменяется мало, так как он плохо вступает в соединения, редко и в небольших количествах потребляется. Только некоторые придонные бактерии превращают его в нитраты и аммиак. Большой роли в океане он не играет.

Углекислый газ, в отличие от кислорода и азота, находится в воде океана в основном в связанном виде, в виде углекислых соединений — карбонатов и бикарбонатов. Запасы углекислоты в океане поддерживаются дыханием организмов и растворением известковых пород дна и берегов, а также современных органогенных отложений (скелетов, раковин и т. д.). Значительные количества углекислого газа поступают в океан при подводных вулканических извержениях. Как и кислород, углекислый газ растворяется быстрее в холодной воде. При повышении температуры вода отдает углекислый газ атмосфере, при понижении — поглощает его, поэтому в тропиках вода выделяет углекислый газ в атмосферу, в полярных широтах, наоборот, углекислый газ из атмосферы поступает в воду. Растворимость углекислого газа в воде в десятки и сотни раз превышает растворимость кислорода, поэтому океан его содержит в 60 раз больше, чем атмосфера. Расходуется углекислота на фотосинтез растений и на образование организмами скелетов и раковин. При больших давлениях и низкой температуре углекислый газ может образовывать газогидрат, соединение газа с водой, имеющее вид “прозрачных камешков”. На этом свойстве основываются идеи снижения концентрации одной из компонент “парниковых газов”, а именно углекислого газа за счет сброса в океан.

В воде морей количество и распределение газов может быть существенно иным, чем в океанах. На дне некоторых морей при разложении органических веществ и в результате жизнедеятельности микроорганизмов образуется сероводород. Это очень ядовитое вещество. Главное условие его образования — слабое вертикальное перемешивание и, как следствие его, отсутствие кислорода на глубинах. Присутствие сероводорода отмечено в некоторых глубоких водах Норвегии, в Каспийском, Черном, Красном и Аравийском морях.

4.4. Характеристики, используемые для описания светового поля в океане

Измерение оптических свойств морской воды представляет собой трудную задачу. Морская вода — это сложная физико-химико-биологическая система. Она содержит в себе растворенные вещества, взвесь, множество мельчайших организмов. Из-за всех этих оптических неоднородностей морская вода сильно рассеивает свет. С точки зрения физической оптики она является мутной средой. «Деликатные» компоненты, содержащиеся в морской воде, такие, как живые частицы или желтое вещество, существуют в определенном диапазоне концентраций и температур и разлагаются и гибнут при попытке их изучать в чистом виде [4]. Поэтому оптические свойства морской воды стремятся изучать *in situ*, т. е. прямо в море.

Морская вода ведет себя как химически агрессивная среда, и требуются специальные приспособления, чтобы оптические приборы могли долго в ней работать и выдерживали большие давления на глубинах.

Гидрооптические характеристики, используемые для количественной оценки условий распространения излучения в океане, разделяются на характеристики элементарного объема и параметры, описывающие свойства световых полей. Для описания оптических свойств вещества следует ввести понятие элементарного объема. Прежде всего, характерный элемент элементарного объема должен быть много меньше средней длины пробега фотонов, так что в его пределах интенсивность излучения практически постоянна и эффектами многократного рассеяния можно пренебречь [27]. С другой стороны, размер элементарного объема должен намного превышать среднее расстояние между локальными неоднородностями, что позволяет ввести осредненные оптические характеристики вещества.

Пусть на элементарный объем dV рассеивающей среды падает световой пучок с яркостью L в элементарном телесном угле $d\Omega$ около единичного вектора Ω . Определим количество энергии dW_σ , рассеиваемой объемом dV в единицу времени по всем направлениям, выражением

$$dW_\sigma = \sigma L d\Omega dV \quad (4.8)$$

Величина σ называется показателем рассеяния.

Относительное угловое распределение рассеянного света описывается индикатрисой рассеяния. Выделим некоторое направление Ω' и элемент телесного угла $d\Omega'$, заключающий в себе единичный вектор Ω' . Тогда энергия dW_γ , рассеянная элементарным объемом dV в единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega'$ есть по определению

$$dW_\gamma = X(\Omega, \Omega') \frac{d\Omega'}{4\pi} dW_\sigma \quad (4.9)$$

где $X(\Omega, \Omega')$ – индикатриса рассеяния. Для изотропной среды индикатриса рассеяния зависит только от угла γ между направлениями Ω и Ω' . Из (4.9) следует, что индикатриса рассеяния нормирована условием

$$\int_{4\pi} X(\Omega, \Omega') \frac{d\Omega'}{4\pi} = 1 \quad (4.10)$$

Индикатриса рассеяния представляет собой плотность вероятности того, что фотон, имевший направление движения Ω в результате взаимодействия с веществом изменит направление движения на Ω' . В этой интерпретации выражение (4.10) является обычным условием нормировки плотности вероятности.

В гидрооптических исследованиях часто используется также показатель рассеяния в данном направлении $\sigma(\gamma)$. По определению:

$$\sigma(\gamma) = \sigma X(\gamma) / 4\pi \quad (4.11)$$

где γ – угол между направлениями падающего и рассеянного пучка света (предполагается, что среда изотропна). Из (4.10) и (4.11) следует, что:

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\gamma) \sin \lambda d\gamma \quad (4.12)$$

Яркость рассеянного света $L'(\Omega')$ в направлении Ω' на расстоянии R от рассеивающегося объема dV выражается через $\sigma(\gamma)$ следующей формулой:

$$L'(\Omega') d\Omega' = \frac{\sigma(\gamma)}{R^2} L(\Omega) dV \quad (4.13)$$

где $d\Omega'$ – телесный угол, под которым виден рассеивающий объем из точки наблюдения; $L(\Omega)$ – яркость света, падающего на dV в элементе телесного угла $d\Omega$.

Для интегральной характеристики индикатрисы рассеяния употребляются две величины – показатель рассеяния вперед δ и показатель рассеяния назад β , которые определяются выражениями:

$$\delta = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sigma(\gamma) \sin \gamma d\gamma \quad (4.14)$$

$$\beta = 2\pi \int_{\pi/2}^0 \sigma(\gamma) \sin \gamma d\gamma \quad (4.15)$$

$$\sigma = \delta + \beta \quad (4.16)$$

Аналогично показателю рассеяния можно определить показатель поглощения α :

$$dW_\alpha = \alpha L d\Omega dV \quad (4.17)$$

где dW_α - количество энергии, поглощаемой в единицу времени элементарным объемом dV .

Рассмотрим световой пучок, распространяющийся в направлении Ω . Ослабление интенсивность пучка при прохождении расстояния dl вдоль Ω происходит за счет поглощения и рассеяния света. Если ds - элементарная площадка, перпендикулярная Ω , то энергия, протекающая через ds , уменьшается на величину:

$$dW = (\alpha + \sigma)L ds dl d\Omega \quad (4.18)$$

С другой стороны, изменение энергии пучка в результате уменьшения его яркости равно:

$$dW = -L ds d\Omega \quad (4.19)$$

Приравнявая (4.18) и (4.19), получаем закон Бугера в дифференциальной форме

$$dL = -(\alpha + \sigma)L dl \quad (4.20)$$

Сумма показателей рассеяния и поглощения называется показателем ослабления:

$$\varepsilon = \alpha + \sigma \quad (4.21)$$

Показатель ослабления характеризует ослабление яркости светового пучка при прохождении им единицы длины. Безразмерная величина τ , определяемая дифференциальным соотношением:

$$d\tau = \varepsilon dl \quad (4.22)$$

называется оптической толщиной.

Проинтегрировав (4.22) вдоль направления Ω для слоя толщиной l , получим:

$$L(l) = L(0) \exp \left[- \int_0^l \varepsilon(l') dl' \right] = L(0) e^{-\tau(l)} \quad (4.23)$$

Выражение (4.23) представляет собой закон Бугера [6].

Важной характеристикой однократного рассеяния, непосредственно входящей в уравнение переноса излучения, является вероятность выживания фотона:

$$\Lambda = \sigma / \varepsilon \quad (4.24)$$

Введенные выше характеристики характеризуют оптические свойства элементарного объема. Для описания световых полей в гидрооптике также используется ряд величин, характеризующих наиболее важные аспекты переноса излучения в океане, такие, как его отражение и ослабление с глубиной. К их числу относятся показатель вертикального ослабления освещенности α , коэффициент диффузного отражения R , альбеда A . В отличие от оптических характеристик элементарного объема эти величины зависят не только от свойств самой среды, но и от условий ее освещения. Однако они

могут сравнительно просто определяться экспериментально и при определенных условиях зависят в основном от оптических свойств воды.

Показатель вертикального ослабления (α_{\downarrow} - для освещенности сверху и α_{\uparrow} - снизу) определяется как производная по глубине от логарифма соответствующей величины:

$$\alpha_{\downarrow, \uparrow}(z) = -\frac{d}{dz} \ln E_{\downarrow, \uparrow}(z) \quad (4.25)$$

Показатель вертикального ослабления характеризует скорость убывания с глубиной потока солнечного излучения. Коэффициент диффузного отражения определяет долю энергии, отраженную нижележащими слоями океана, и равен отношению освещенности снизу E_{\uparrow} к освещенности сверху E_{\downarrow} :

$$R(z) = \frac{E_{\uparrow}(z)}{E_{\downarrow}(z)} \quad (4.26)$$

В задачах радиационного теплообмена системы океан-атмосфера важное значение имеет альbedo океана. Альbedo океана представляет собой отношение энергии суммарного излучения, отраженного от поверхности океана и вышедшего из его толщи, к потоку падающего излучения:

$$A = \frac{\int L_c(\Omega) \Omega_n d\Omega}{E_0} \quad (4.27)$$

где n - нормаль к поверхности океана, L_c - суммарная яркость восходящего излучения, включающая как излучения, диффузно рассеянное толщей океана, так и излучение, отраженного его поверхностью.

Для освоения данной главы рекомендуется выполнить лабораторную работу: «Кондуктометрический метод определения солености воды», И.Н. Иванова, К.В. Показеев, Б.И. Самолубов. Москва, МГУ, физический факультет, 2010

ГЛАВА 5. РАЙОНИРОВАНИЕ ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА ПО ОПТИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

5.1. Структура и водные массы Мирового океана

Водная поверхность земного шара представляет собой единую поверхность, называемую Мировым океаном. Его площадь равна 361,3 млн. км² (71% поверхности Земли), а средняя глубина 3,7 км. Океан и суша распределены на земном шаре неравномерно. В южном полушарии океан занимает 81% площади полушария, в северном полушарии — 61%. Неравномерное распределение воды и суши на нашей планете — важнейший фактор формирования природы земного шара [6].

Условно Мировой океан разделяют на более или менее самостоятельные крупные части — океаны, сообщаемые между собой. Впервые деление Мирового океана на части было выполнено в 1650 году, голландским ученым Б. Варениусом. Он выделил пять океанов Северный Ледовитый, Атлантический, Тихий, Индийский и Южный [23]. Этого деления придерживаются и сейчас во многих странах мира (табл. 5.1).

Океан	Общая площадь, млн. км ²	Площадь островов, млн. км ²	Объем воды, млн. м ³	Сред. глубина, м	Наибольшая глубина, м
Тихий	182,6	3,9	707,1	3957	11034
Атлантический	92,7	1,0	330,1	3602	9219
Индийский	77,0	0,8	284,6	3736	7450
Северный Ледовитый	18,5	3,8	16,7	1131	5220
Мировой Океан	370,8	9,5	1338,5	3704	11034

Табл. 5.1. Основные морфометрические характеристики океанов [28].

Каждый океан имеет свои ответвления — моря и заливы. Морем называется часть океана, так или иначе ограниченная берегами материков, островами и повышениями дна (порогами), отличающаяся от соседних частей особенностями физических и химических свойств, экологических условий, а также характером течений и приливов. По морфологическим и гидрологическим признакам моря подразделяются на окраинные, средиземные (внутриматериковые и межматериковые) и межостровные.

Окраинные моря располагаются на подводных окраинах материков и в переходных зонах и отделяются от океана грядами островов, полуостровами или подводными порогами. Моря, приуроченные к материковым отмелям (шельфовые моря), мелководные. Например, максимальная глубина Желтого моря 106 м. Моря, расположенные в переходных зонах, имеют глубины до 3500—4000 м (Берингово, Охотское, Японское). Воды окраинных морей по физическим свойствам и химическому составу мало отличаются от океанических, так как эти моря соединяются с океанами на широком фронте.

Средиземные моря принято делить на межматериковые и внутриматериковые. Межматериковые моря приурочены к крупным зонам тектонической активности, поэтому характеризуются большими глубинами, довольно сильной расчлененностью, сейсмичностью и вулканизмом. Располагаются они между материками: Средиземное (Романское) и Красное между Евразией и Африкой; Американское — между Северной и Южной Америкой; Азиатско-Австралийское — отделяет Австралию от Азии.

Внутриматериковые моря оконтурены берегами одного и того же материка (Балтийское, Белое, Черное и др.) и лежат на участках с материковой корой. Обычно мелководны. Например, наибольшая глубина Балтийского моря 470 м, Белого — 350 м, Азовского — 13 м.

Заливы — части океана, вдающиеся в сушу, но не отделенные от него подводным порогом. В зависимости от происхождения, строения берегов и формы заливы имеют различные, зачастую местные названия: форды, бухты, лагуны, лиманы, губы. Исторически сложилось, и это надо учитывать, что некоторые моря отнесены к заливам (Персидский, Мексиканский, Бенгальский, Гудзонов), а заливы — к морям, хотя по своему режиму должны быть названы заливами (море Бофорта, море Линкольна и др.).

Рельеф океана весьма сложен. К основным формам рельефа относятся материковая отмель, материковое подножие, шельф и само ложе океана, которое разделяется на срединно-океанические хребты, глубоководные желоба и впадины и на отдельные котловины. Материковое подножие граничит с ложем океана или с ложем котловин краевых морей (если подводная окраина материка обрамляется зоной островных дуг).

Ложу свойственна сравнительно тонкая кора океанического типа, состоящая из трёх слоев: верхнего слоя рыхлых осадков (или «первого» сейсмического), «второго» («надбазальтового») и нижнего — «базальтового». Рельеф ложа океана представлен плоскими аккумулятивными (абиссальными) равнинами и сложнорасчленёнными холмистыми поверхностями, на которых сохранился вулканический рельеф. Развиты также отдельные вулканические горы и цепи гор, а также широкие сводовые (валы) и блоковые (асейсмические хребты) поднятия. Относительные глубины в пределах ложа колеблются от 2000 м до 11000 м. Из числа отрицательных форм на ложе выделяются узкие желоба, приуроченные к гигантским разломам и прогибам земной коры (глубина до 7000 м и более).

На большей части периферии Тихого океана, в северо-восточной части Индийского океана, а также в районах морей Карибского и Скоша (Скотия) между подводной окраиной материка и ложем океана располагается переходная зона. Основные элементы рельефа здесь — котловины окраинных морей (глубина до 4000—5000 м), островные дуги (подводные хребты с цепочкой островов вдоль гребней) и глубоководные желоба, к которым приурочены наибольшие глубины океана (например, Марианский жёлоб глубиной 11 022 м). В пределах зоны островных дуг сложно сочетаются участки материковой, субматериковой, субокеанической и океанической земной коры, которой свойственна высокая сейсмичность и проявление современного вулканизма. Четвёртой планетарной морфоструктурой дна океана являются срединноокеанические хребты — система крупнейших сильно расчленённых подводных поднятий, пересекающих все океаны и отличающихся особым типом земной коры. Характерные черты рельефа срединно-океанических хребтов — рифтовые долины, обрамляющие их рифтовые хребты, поперечные разломы, а также крупные вулканические массивы.

Выделенные планетарные морфоструктуры соответствуют крупнейшим структурно-тектоническим категориям земной коры. Подводные окраины материков в тектоническом отношении представляют собой затопленные части материковых платформ и характеризуются относительно спокойным тектоническим режимом с преобладанием медленных отрицательных движений земной коры, с изометрическими очертаниями геофизических полей и слабыми положительными аномалиями силы тяжести. У внешнего края шельфа и материкового склона часто отмечаются линейные положительные магнитные и гравитационные аномалии. Переходная зона — современная геосинклинальная область с резкой дифференциацией и высокими скоростями вертикальных движений земной коры, сложным рисунком геофизических полей, причём глубоководным желобам обычно свойственны резко выраженные отрицательные, а котловинам окраинных морей — значительные положительные аномалии силы тяжести. Срединно-океанические хребты в геотектоническом отношении соответствуют

георифтогеналям и являются, как и переходная зона, областями высокой сейсмичности, вулканизма и горообразования. Для срединных хребтов характерно чередование линейно-вытянутых положительных и отрицательных магнитных аномалий. Геофизические поля в пределах ложа океана большей частью имеют изометрические очертания, преобладают положительные аномалии силы тяжести. Многие районы обладают полосчатым распределением магнитного поля.

До недавнего времени знания о геологическом возрасте, вещественном составе и истории формирования осадочного чехла океана ограничивались данными о самых верхних горизонтах слоя рыхлых осадков («первого» сейсмического слоя). На основе геологических исследований и сейсмического зондирования установлено, что мощность неуплотнённых осадков меняется от 2000—3000 м и более в приматериковых зонах океана до первых десятков метров и даже до нуля на гребнях срединных океанических хребтов, крутых склонах поднятий и уступах материкового склона.

Среди донных осадков выделяются терригенные, биогенные (известковые, кремнистые), вулканогенные и осадки смешанного происхождения (полигенные), к которым относятся глубоководные красные глины. Терригенные осадки тяготеют к подводным окраинам материков, периферии ложа океана и глубоководным желобам. На глубине более 4500—5000 м вследствие растворения $CaCO_3$ известковые осадки отсутствуют. Кремнистые осадки (радиоляриевые и диатомовые) образуют 3 пояса, соответствующих зонам высокой продуктивности фитопланктона, — два субполярных и один экваториальный. Красная глубоководная глина характерна для котловин с глубиной 4500—5000 м и более в зонах низкой биологической продуктивности. В областях океана, примыкающих к зонам активного вулканизма, формируются вулканические осадки. Наибольшие площади дна современного океана занимают карбонатные осадки (около 150 млн. км²), глубоководные красные глины (свыше 110 млн. км²) и кремнистые илы (около 60 млн. км²) осадочной толщи.

Основная масса материала океанических осадков поступает с материков в виде взвесей и в растворённой форме. Количественное распределение осадочного материала и типы осадков связаны с климатической, вертикальной, горизонтальной и циркумконтинентальной зональностью, а также с тектоническим режимом.

Структура вод Мирового океана и его динамический режим определяются в значительной степени общей циркуляцией водных масс. Причиной возникновения общей циркуляции могут служить нагревание, охлаждение, осадки и испарение, касательное напряжение ветра, атмосферное давление.

Под влиянием атмосферной циркуляции поверхностные течения до глубины 150—200 м образуют антициклональные круговороты в субтропических и тропических широтах и циклональные — в умеренных и высоких широтах. Первые из них образуются в тропических широтах мощными потоками пассатных течений, развивающихся под влиянием северо-восточных и юго-восточных пассатов. Эти течения пересекают океан с востока на запад. У восточных берегов материков они отклоняются к северу и югу и соответственно в Северных и Южных полушариях движутся вдоль материков, где под влиянием западных ветров поверхностные течения отклоняются на восток и вновь пересекают океан, образуя в Южном полушарии непрерывный поток поверхностных вод — течение Западных Ветров, а в Северном полушарии — мощные Северо-Атлантическое и Северо-Тихоокеанское течения. У западных берегов материков от восточных поверхностных течений отклоняются ветви в сторону экватора, где они сливаются с пассатными течениями и замыкают субтропические антициклональные круговороты. В Северном полушарии восточные поверхностные течения отклоняются в более высокие широты, отделяя ветви в западном направлении. Эти ветви соединяются с поверхностными течениями, следующими из высоких широт в умеренные вдоль восточных берегов материков и замыкающими циклональные круговороты. В высоких южных широтах близ Антарктиды существует течение, направленное с востока на запад,

между ним и восточным течением умеренных широт также образуются циклональные круговороты, обусловленные общей циклональной циркуляцией атмосферы в этих широтах. Системы течений Северного и Южного полушарий у экватора разделяются зоной межпассатных (экваториальных) противотечений, движущихся с запада на восток. Межпассатные противотечения имеют сезонный характер и только в Тихом океане существуют круглый год. Перенос циркуляций вод из низких широт в высокие и из высоких в низкие определяет наличие в океане тёплых и холодных течений, отличающихся по своим температурам от окружающих вод. Особенно ярко выражены системы тёплых течений Гольфстрим и Куроисио в северных частях Атлантического и Тихого океанов и холодные течения Лабрадорское, Бенгельское, Курильское, и др.

На глубине более 150—200 м циркуляция вод определяется главным образом разностями плотностей воды в толще океана. На больших глубинах в направлении течений преобладает меридиональная составляющая, что обуславливает водообмен между северными и южными частями океана. Глубинные воды возвращаются на поверхность в зонах расхождения поверхностных течений и в областях сгона поверхностных вод, таких как циклональные круговороты. Таким образом, происходит постоянное обновление вод на всех глубинах океана и перенос их гидрологических и гидрохимических характеристик от поверхности ко дну и обратно.

Помимо горизонтального и вертикального движений масс воды, для динамического состояния океана характерны волновые движения, вызываемые ветром, приливами и землетрясениями. Ветровые волны наблюдаются только в верхнем слое океана до глубины в среднем 50—60 м, их высота 12—13 м и более. Преобладающая высота океанских волн в умеренных широтах около 4 м, в тропических — 1,5 м. В океане наблюдаются также внутренние волны, возникающие на поверхности раздела слоев воды с различной плотностью. Высота внутренних волн достигает нескольких десятков метров. Если верхний слой тонок и разница плотностей этого слоя и нижележащего слоя велика, то создаётся явление «мёртвой воды», затрудняющей плавание, особенно парусных судов.

Воды океана подвергаются перемешиванию, посредством которого происходит передача от слоя к слою гидрологических и гидрохимических характеристик и их выравнивание. Процессы эти действуют как в вертикальном, так и в горизонтальном (боковое перемешивание) направлениях. Перемешивание делится на типы: молекулярное и турбулентное, в котором выделяются разновидности — фрикционное (вызванное силой трения слоев при их движении относительно друг друга) и конвективное. Фрикционное перемешивание проявляется главным образом в форме ветрового и приливного. Ветровое перемешивание проникает на глубину распространения ветровых волн, приливное охватывает всю толщу воды до дна океана. В отличие от ветрового перемешивания, развивающегося эпизодически, приливное перемешивание осуществляется с более или менее правильной периодичностью. Конвективное, или плотностное, перемешивание связано с нарушением плотностной стратификации слоев воды при увеличении плотности вышележащего или уменьшении плотности нижележащего слоя, что обуславливается понижением температуры и повышением солёности в первом случае или повышением температуры во втором случае. Наиболее важное значение имеет конвекция, развивающаяся при зимнем охлаждении поверхности воды (зимняя вертикальная циркуляция), когда она охватывает мощный слой воды и в отдельных замкнутых морях с большой солёностью воды распространяется до дна (Красное море, Средиземное море).

При перемешивании вод различных температур и солёностей происходит увеличение плотности смеси, при этом основное значение имеют разности температур и их абсолютные значения. Чем ниже температура вод и чем больше их температурные различия, тем больше уплотнение и тем большие глубины охватываются перемешиванием. В результате уплотнения при перемешивании в зонах сходимости поверхности течений с различными характеристиками происходит погружение поверхностных вод на глубины океана. Таким образом, солнечное тепло, поглощаемое

тонким поверхностным слоем, распространяется в глубину, выравнивается солёность морских вод, глубинные и придонные воды получают кислород, а поверхностные обогащаются питательными веществами, накапливающимися в глубинных водах.

В процессе планетарного обмена веществами и энергией в атмосфере и гидросфере формируются свойства вод Мирового океана. Энергия движения воды, приходящая с солнечной радиацией, в океан поступает сверху. Распределение энергии Солнца в океане неоднородно и подчиняется закону зональности. Широтная зональность охватывает слой воды толщиной 150—200 м. В соответствии с этим в океане, как и на суше, выделяются полярные, субполярные, умеренные, субтропические, тропические и экваториальные пояса. Границы между ними во многих случаях отчётливо выражены в виде фронтов (зон конвергенции), на которых резко меняются свойства и динамика вод, например фронт Куроисио в Тихом океане и фронт Гольфстрима в Атлантическом океане, Антарктический фронт, южный субтропический фронт.

Вертикальная зональность проявляется в последовательной смене поверхностных, подповерхностных, промежуточных, глубинных и придонных водных масс. В вертикальном разрезе толща воды распадается на большие слои, аналогичные слоям атмосферы, которые называют сферами. Принято выделять четыре сферы: верхнюю, промежуточную, глубинную и придонную [29].

Верхняя сфера — слой мощностью 200—300 м, характеризующийся перемешиванием, проникновением света и колебаниями температуры. В верхней сфере существуют сравнительно большие объёмы воды, формирующиеся в определенной акватории Мирового океана и обладающие в течение длительного времени почти постоянными физическими (температура, свет), химическими (солёность, газы), биологическими (планктон) свойствами и перемещающиеся как единое целое. Поверхностные водные массы отличаются наиболее интенсивным развитием процессов, обусловленных активным обменом энергии и вещества с атмосферой.

Подповерхностные водные массы располагаются на глубине 300—1500 м и в низких и умеренных широтах характеризуются повышенной солёностью, а в низких широтах — повышенной температурой.

Промежуточная сфера простирается до глубин 1500—2000 м. Ее воды образуются из поверхностных при их опускании. При этом они охлаждаются и уплотняются, а затем перемещаются в горизонтальных направлениях, преимущественно с зональной составляющей. Промежуточные водные массы довольно сильно отличаются от выше- и нижележащих вод: в полярных широтах — своей повышенной температурой, а в умеренных и тропических — пониженной солёностью и минимальным содержанием кислорода.

Глубинная сфера не доходит до дна примерно 1000 м. Ей свойственна гомогенность (однородность) воды. В этой сфере толщиной не менее 2000 м заключена почти половина всей воды океана. При большой однородности свойств глубинных вод в океане выделяются 4—5 различных типов вод, отличающихся друг от друга особенностями формирования и главным образом солёностными и кислородными характеристиками.

Придонная сфера — толщиной около 1000 м от дна. Ее воды образуются в холодных поясах, в Антарктиде и Арктике и перемещаются на огромных пространствах по глубоким (свыше 4000 м) котловинам и желобам. Они воспринимают тепло из недр земли и химически взаимодействуют с дном океана, поэтому значительно трансформируются.

Мировой океан и атмосфера образуют единую систему. Океан — главный аккумулятор тепла на Земле, гигантский преобразователь лучистой энергии в тепловую. Почти все тепло, получаемое нижними слоями атмосферы, является скрытым теплом конденсации, заложенным в водяном паре. При этом более половины этого тепла поступает из тропических районов. Скрытая энергия, поступающая в атмосферу с

водяными парами, частично преобразуется в механическую энергию, обеспечивающую перемещение воздушных масс и возникновение ветра, который передает энергию водной поверхности, вызывая волнения и океанические течения, переносящие тепло из низких широт в более высокие [30].

Наряду с энергетическим обменом, взаимодействие океана и атмосферы сопровождается и обменом веществами (водяные пары, газы, соли) Процессы взаимодействия двух подвижных оболочек Земли чрезвычайно сложны, и изучение их очень важно. Это, прежде всего, необходимо для понимания сложной картины формирования погоды и климатов на Земле, для удовлетворения практических требований специалистов по прогнозу погоды, промысловой океанологии, навигации, подводной, акустике и т. д.

5.2. Тонкая термохалинная структура вод Мирового океана

Примечательной особенностью водных масс Мирового океана является открытая сравнительно недавно их тонкая термохалинная структура. Измерения, выполненные с помощью высокочувствительных зондов, показали, что вертикальные распределения температуры, плотности, солёности, скорости течения в океане чрезвычайно изрезаны (Рис. 5.1.).

Структурные особенности, вертикальный масштаб которых превышает метр, хорошо воспроизводятся при повторном зондировании и, следовательно, являются относительно долгоживущими образованиями, сохраняющимися в течение времени от нескольких часов до нескольких суток.

Если обозначить в момент τ в точке (x, y) мгновенные распределения по вертикали температуры, солёности и плотности как $T_{xy\tau}(z)$, $S_{xy\tau}(z)$, $\rho_{xy\tau}(z)$, то для этих величин можно записать следующие выражения:

$$\begin{aligned} T_{xy\tau}(z) &= \langle T(z) \rangle + T'_{L\tilde{\tau}}(z) + T''_{xy\tau}(z) \\ S_{xy\tau}(z) &= \langle S(z) \rangle + S_{L\tilde{\tau}}(z) + S_{xy\tau}(z) \\ \rho_{xy\tau}(z) &= \langle \rho(z) \rangle + \rho_{L\tilde{\tau}}(z) + \rho_{xy\tau}(z) \end{aligned} \quad (5.21)$$

Здесь $\tilde{\tau}$ и L – значения временного и пространственного масштабов, разграничивающие структурные элементы, обусловленные тонкой слоистой структурой и весьма изменчивой турбулентной микроструктурой [25].

Первые члены в (5.21) соответствуют стационарному и однородному в горизонтальной плоскости значению рассматриваемой величины и характеризуют класс явлений, который изучается классической океанографией. Третьи члены в правой части (5.21) отражают неоднородности, связанные с микротурбулентностью и получившие название «микроструктура». Вторые члены правой части выражений (5.21) соответствуют тем неоднородностям, которые относятся к явлению тонкой термохалинной стратификации океанических вод, определяемому как «тонкая структура». Океаническим водам свойственно также наличие участков с инверсионным ходом плотности по глубине. Примером такого слоя может служить поверхностная пленка в океане, где градиент температуры на 1-2 порядка выше, чем самые резкие градиенты, наблюдаемые в термоклине.

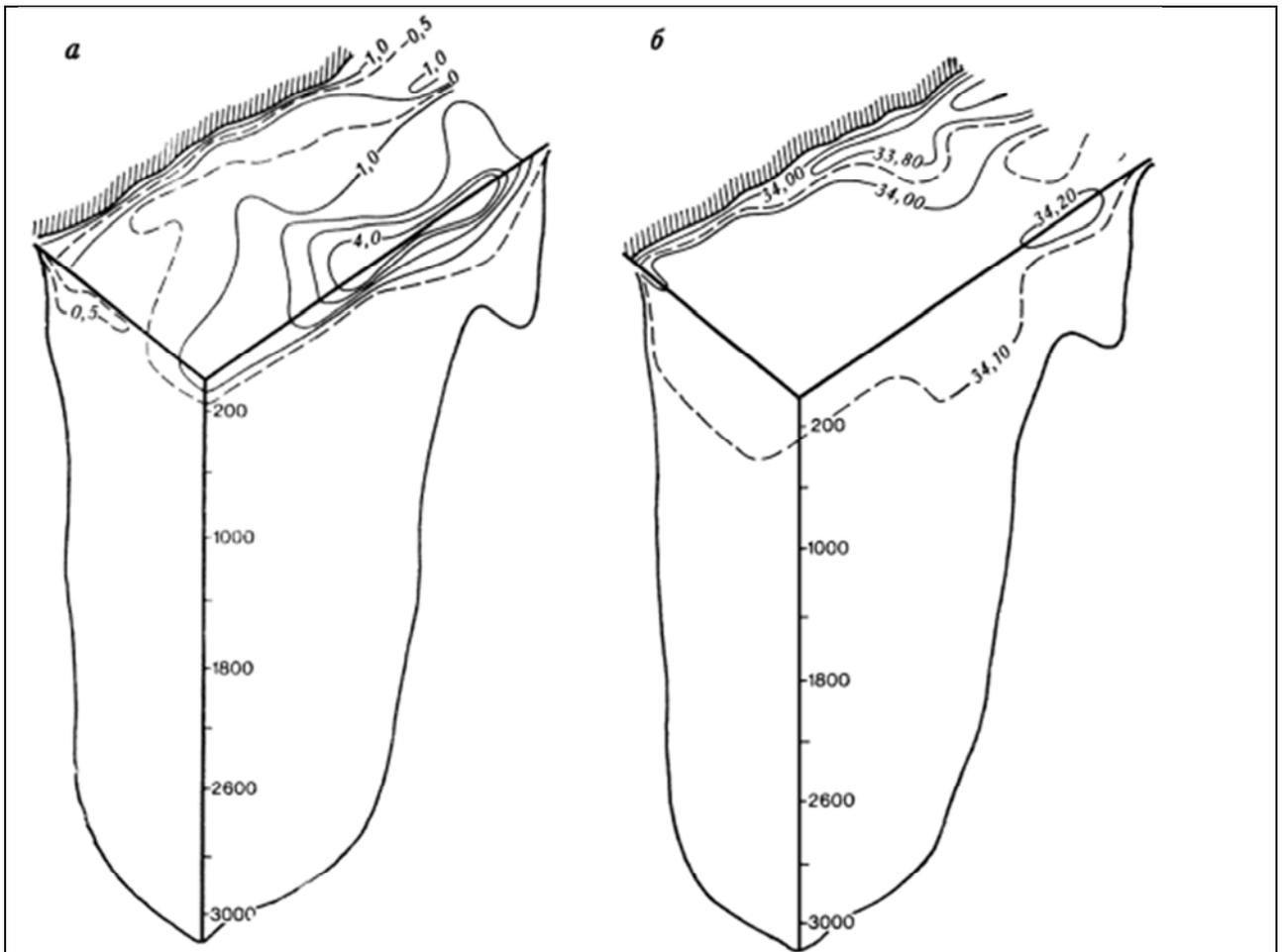


Рис. 5.1. Распределение температуры (а) и солёности (б) на поверхности и по глубине в Японском море [31].

Структурные особенности, вертикальный масштаб которых превышает метр, хорошо воспроизводятся при повторном зондировании и, следовательно, являются относительно долгоживущими образованиями, сохраняющимися в течение времени от нескольких часов до нескольких суток.

Если обозначить в момент τ в точке (x, y) мгновенные распределения по вертикали температуры, солёности и плотности как $T_{xy\tau}(z)$, $S_{xy\tau}(z)$, $\rho_{xy\tau}(z)$, то для этих величин можно записать следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 T_{xy\tau}(z) &= \langle T(z) \rangle + T'_{L\tilde{\tau}}(z) + T''_{xy\tau}(z) \\
 S_{xy\tau}(z) &= \langle S(z) \rangle + S'_{L\tilde{\tau}}(z) + S''_{xy\tau}(z) \\
 \rho_{xy\tau}(z) &= \langle \rho(z) \rangle + \rho'_{L\tilde{\tau}}(z) + \rho''_{xy\tau}(z)
 \end{aligned}
 \tag{5.21}$$

Здесь $\tilde{\tau}$ и L – значения временного и пространственного масштабов, разграничивающие структурные элементы, обусловленные тонкой слоистой структурой и весьма изменчивой турбулентной микроструктурой [25].

Первые члены в (5.21) соответствуют стационарному и однородному в горизонтальной плоскости значению рассматриваемой величины и характеризуют класс явлений, который изучается классической океанографией. Третьи члены в правой части (5.21) отражают неоднородности, связанные с микротурбулентностью и получившие название «микроструктура». Вторые члены правой части выражений (5.21) соответствуют тем неоднородностям, которые относятся к явлению тонкой термохалинной стратификации океанических вод, определяемому как «тонкая структура». Океаническим водам свойственно также наличие участков с инверсионным ходом плотности по глубине. Примером такого слоя может служить поверхностная пленка в океане, где градиент

температуры на 1-2 порядка выше, чем самые резкие градиенты, наблюдаемые в термоклине.

Тонкая термохалинная структура в океане формируется на фоне гидростатической устойчивости водных масс и определяет генерацию и распределение микротурбулентности в толще вод Мирового океана. Для того чтобы изменить гидростатически устойчивое поле плотности, необходимо либо затратить энергию против архимедовых сил, что приведет к повышению потенциальной энергии жидкости, либо высвободить часть потенциальной энергии и перевести ее в кинетическую. Следовательно, существуют два типа процессов, приводящих к образованию тонкой структуры океана. В первом случае для ее формирования необходимо наличие внешних источников кинетической энергии, расходуемой на повышение потенциальной энергии жидкости. В качестве таких источников могут выступать течения, приливные явления, инерционные колебания. Во втором случае происходит расход доступной потенциальной энергии жидкости, при этом часть освобожденной потенциальной энергии безвозвратно теряется, а гидростатическая устойчивость жидкости повышается.

Вопрос моделирования структуры деятельного слоя океана в последнее время приобрел особую актуальность. Это связано с тем, что верхний слой является зоной наиболее активных физических процессов и служит основной сферой жизнедеятельности морских организмов. Интерес его структуры представляет непосредственный интерес для океанического рыбного промысла, подводного мореплавания, гидроакустики и др. Одновременно исследование характеристик пограничного слоя океана является одним из важнейших этапов в построении модели циркуляции атмосферы в океане, без которых невозможен прогресс в математических методах прогноза погоды. Численные долгосрочные прогнозы погоды сейчас находятся на такой стадии, что их дальнейшее совершенствование возможно лишь при учете воздействия на атмосферу океан, как мощного инерционного аккумулятора тепла, который активно влияет на погодные условия. Поэтому надежность моделирования процессов в океане, и особенно процессов в его деятельном верхнем слое, приобретает исключительную важность.

5.3. Районирование вод Мирового океана по прозрачности

В процессе обобщения массового геофизического материала неизбежно возникает необходимость в его объективной группировке по устойчивым признакам, отражающим специфику исследуемых величин, либо зависимость этих величин от определяющих их факторов среды. Это полностью относится к оптическим характеристикам вод Мирового океана и, прежде всего к физической прозрачности воды, по которой за последнее время накоплено значительное количество данных.

Оптическая структура вод Мирового океана формируется в результате одновременного воздействия, с одной стороны, динамических процессов (течения, турбулентность, процессы в зонах вергенций) и, с другой — биологических и геологических процессов, влияющих на создание и поступление частиц органического и неорганического происхождения. Действие этих процессов способствует увеличению градиентов поля взвеси и соответственно градиентов поля оптических характеристик, тогда как роль адвекции и турбулентной диффузии проявляется в выравнивании концентрации взвешенных веществ, а, следовательно, в сглаживании градиентов оптических полей.

Взаимодействие геофизических и биологических факторов приводит в каждой конкретной области океана к образованию типичной для данного сезона оптической структуры вод и создает вполне определенную картину распределения оптических свойств. Как показывает анализ пространственного распределения значений наиболее массовой из гидрооптических характеристик — показателя ослабления ε (или физической прозрачности), в Тихом океане в зимний сезон северного полушария значения показателя прозрачности для частоты 546 нм группируются таким образом, что

обнаруживаются обширные акватории, в которых эти значения колеблются в сравнительно небольших пределах.

Это хорошо видно на рис. 5.2, где приведен график повторяемости значений показателя ослабления, построенный с учетом всего массива значений показателя ослабления [30]. На оси абсцисс отложены значения показателя ослабления ε , а на оси ординат — число точек N на поверхности океана, в которых производились измерения.

По форме и характеру графика можно наметить четыре условных типа океанских вод, различающихся по прозрачности: максимальной, высокой, нормальной и пониженной.

На карте (рис. 5.3) показано распространение названных типов вод на акватории Тихого океана. При сопоставлении этой карты с аналогичными картами планктона, взвеси, первичной продукции, а также схемой поверхностной циркуляции вод Тихого океана обнаруживается явное сходство в пространственном распределении всех этих элементов. В самом крупном масштабе это сходство заключается в наличии черт широтной и циркумконтинентальной зональности в распределении указанных элементов, в том числе и прозрачности.

Важной особенностью макромасштабного распределения прозрачности поверхностных вод Тихого океана является совпадение ареалов отдельных типов вод (по прозрачности) с положением главных океанических течений и вергенций. Так, ареалы вод максимальной прозрачности «накладываются» на субтропические конвергенции северного и южного полушарий. В то же время пространства, занятые главными течениями, составляющими тропические и субтропические круговороты, в основном заняты водами высокой прозрачности, которые встречаются на большей части акватории Тихого океана, так что их прозрачность можно считать наиболее характерной для вод океана в целом (для зимнего сезона северного полушария). Это подтверждается и графиком на рис. 5.1, из которого видно, что на эти воды приходится наибольшее количество данных, несмотря на довольно равномерное распределение их по акватории океана [30].

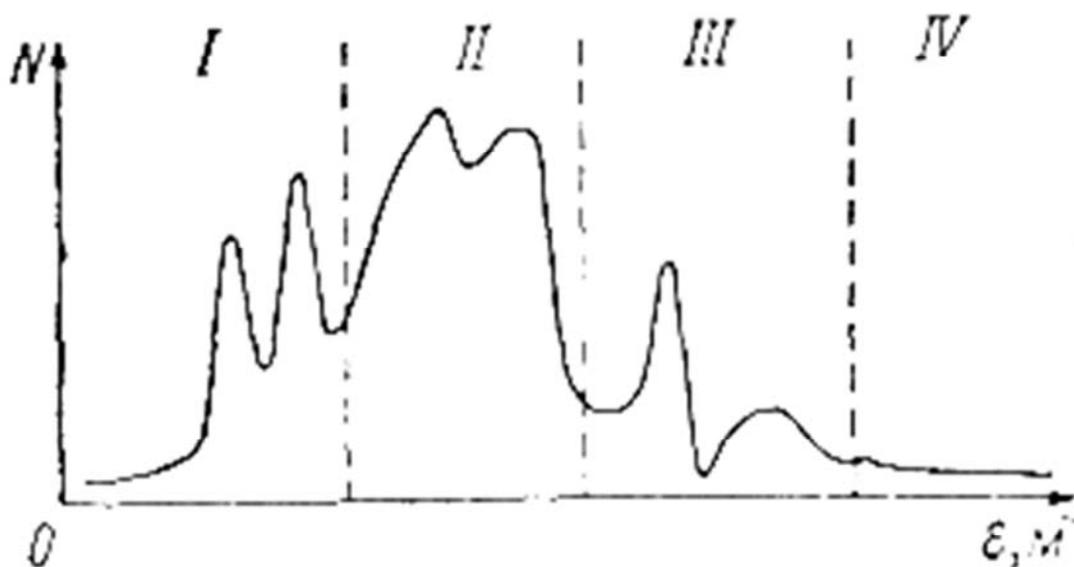


Рис. 5.2. Повторяемость значений показателя ослабления света ε в поверхностных водах Тихого океана. Прозрачность вод: I — максимальная, II — высокая, III — нормальная, IV — пониженная.

Индекс района (рис. 5.2)	Название района
I_a	Западная часть субтропической конвекции северного полушария
I_b	Восточная часть субтропической конвекции северного полушария
I_c	Субтропическая конвекция южного полушария
III_a	Переходная зона между субполярными и субтропическими водами северного полушария
III_b	Экваториально-тропический район восточного полушария
III_c	Юго-западный район приостровных вод
III_d	Район умеренных вод южного полушария
IV_a	Субполярный район северного полушария
IV_b	Район Калифорнийского течения
IV_c	Район Перуанского течения

Табл. 5.2. Названия районов Тихого океана.

Часть Тихого океана, занятая водами остальных двух типов прозрачности, состоит из отдельных ареалов, в расположении которых наблюдаются черты как широтной, так и циркумконтинентальной зональности. Интересно, что ареалы вод пониженной прозрачности различаются в зависимости от характера источников поступления взвешенных веществ. Так, эти воды обнаруживаются на экваторе и вблизи перуанского и калифорнийского побережий, т. е. приурочены к апвеллингам — зонам интенсивного подъема глубинных вод, богатых биогенными элементами и потому отличающихся высокой продуктивностью планктона. Совершенно иными — терригенными источниками взвеси «питаются» воды пониженной прозрачности у канадского побережья, изобилующего шхерами, и в зоне Алеутских и Курильских островов, где в проливах происходит интенсивное перемешивание, охватывающее всю водную толщу, и, вследствие этого, обогащение вод минеральной взвесью. Таким образом, океаническую акваторию, занятую водами одного типа прозрачности, вряд ли можно рассматривать как область однородную в оптическом отношении, поскольку в отдельных ее частях может существовать (и наблюдается в действительности, как указано выше) разное сочетание динамических элементов и источников взвеси, т. е. основных факторов, формирующих поле оптических свойств в океане. Однако известно, что именно устойчивое сочетание этих факторов способствует созданию стабильной оптической структуры вод, характеризующейся определенной однородностью оптических свойств.

Поэтому естественно попытаться далее провести подразделение рассмотренных акваторий (или их ареалов), занятых водами одного типа прозрачности, на районы, обладающие определенным сочетанием указанных факторов. Расположение таких районов, выделенных в Тихом океане, показано на рис. 5.2, а их названия приведены в табл. 5.2 [32].

Очевидно, что в этих районах, которые условно могут быть названы квазиоднородными гидрооптическими районами, изменчивость оптических свойств должна быть меньше, чем в пределах всей акватории в целом. Правильность выделения гидрооптических районов может быть вполне объективно оценена путем сопоставления и

анализа статистических параметров оптических полей, рассчитанных для акватории каждого типа в целом и для отдельных гидрооптических районов.

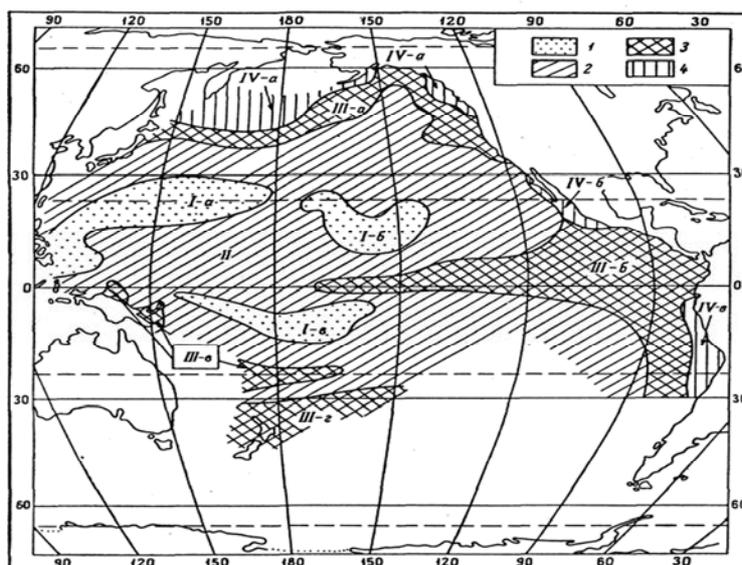


Рис. 5.3. Гидрооптическое районирование вод Тихого океана по прозрачности. Прозрачность вод: 1 – максимальная (1-й тип), 2 – высокая (2-й тип), 3 – нормальная (3-й тип), 4- пониженная (4-й тип). Римские цифры – гидрооптические районы (см. табл. 5.2).

В Главе 10 (§10.3) рассмотрены основные особенности распределения показателя ослабления света в поверхностных прибрежных водах Черного моря и определены его числовые характеристики отдельных участках прибрежной зоны.

ГЛАВА 6. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

6.1. Преломление света поверхностью моря

Оптические явления на различных глубинах неразрывно связаны со световой энергией, которая поступает в воду сверху сквозь поверхность раздела между водой и воздухом. В свою очередь на поверхность моря световая энергия поступает от Солнца и небесного свода, рассеивающего часть прямых солнечных лучей.

При очень малых высотах Солнца освещенность горизонтальной плоскости диффузным светом неба, естественно, оказывается большей, чем освещенность прямыми лучами низко стоящего Солнца. Даже перед восходом Солнца и после его захода небесный свод дает некоторую определенную освещенность горизонтальной плоскости, которая исчезает лишь по окончании вечерних сумерек и вновь возникает при наступлении утренних. Если Солнце совсем закрыто облаками, то вся освещенность поверхности моря обусловлена одним диффузным светом, исходящим от них. На поверхности раздела между воздухом и водой световой поток должен разделиться на две составляющие: часть энергии придется на долю света, отраженного от водной поверхности, а остальная часть – на долю света, вошедшего в водную среду после преломления у поверхности воды.

Как известно, распределение энергии между обеими составляющими зависит от двух факторов: от угла падения φ , который в данном случае дополняет до 90° высоту Солнца, и от показателя преломления n . Зная n и φ , можно определить угол преломления ψ , пользуясь известным соотношением Снеллиуса:

$$\sin \psi = \frac{1}{n} \sin \varphi \quad (6.1)$$

Тогда, предполагая, что падающий свет практически почти не поляризован, нетрудно найти связь между энергией отраженного I_1 и преломленного I_2 света и энергией света I_0 , падающего под углом φ , к нормали на поверхность моря [2]:

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] \quad (6.2)$$

$$\frac{I_2}{I_0} = \frac{1}{2} \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{1}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] \quad (6.3)$$

В табл. 6.1. приводятся значения отраженной энергии при различных углах падения света для поверхности раздела воздух-вода ($n=1,333$).

Угол падения	0°	10°	20°	30°	40°
Доля отраженной энергии I_1 , (в %)	2,0	2,0	2,1	2,2	2,5
Доля отраженной энергии I_2 , (в %)	98,0	98,0	97,9	97,8	97,5
Угол падения	50°	60°	70°	80°	89°
Доля отраженной энергии I_1 , (в %)	3,4	6,0	13,5	34,5	90,0
Доля отраженной энергии I_2 , (в %)	96,6	94,0	86,5	65,5	10,0

Табл. 6.1. Доля отраженной энергии при различных углах падения света на поверхность воды [6].

Формулы (6.2) и (6.3) показывают, что при отвесном падении лучей света на поверхность воды отражается только небольшая часть энергии, а в воду входит преобладающая часть падающей энергии. По мере возрастания угла φ , то есть по мере уменьшения высоты Солнца α , энергия отраженного света возрастает, а энергия света, входящего в воду, уменьшается. Таким образом, можно вычислить два потока, на которые

разбивается поток прямых солнечных лучей, падающих на поверхность моря. Значительно труднее учесть распределение энергии рассеянного света, принимая во внимание не только разнообразие углов падения, но и неодинаковую яркость света, исходящего от различных участков небесного свода. Практически показатель преломления морской воды относительно воздуха можно принять равным 4/3. Для случая скользящего падения света ($\varphi = 90^\circ$), мы имеем предельный угол преломления $\psi = 48,5^\circ$.

6.2. Отражение света поверхностью моря

Коэффициенты отражения для перпендикулярной и параллельной к плоскости падения излучения компонент электрического поля выражаются следующими формулами [32]:

$$\rho_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)} \quad (6.4)$$

$$\rho_{\perp} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \quad (6.5)$$

где φ – угол падения и ψ – угол преломления. Отраженный луч лежит в плоскости падения, а угол отражения равен углу падения φ .

Поскольку солнечное излучение неполяризовано, коэффициентом отражения для него можно считать среднее из указанных величин:

$$\rho_s = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} + \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)} \right] \quad (6.6)$$

При нормальном падении различие между параллельной и перпендикулярной составляющей исчезает, и формула приобретает следующий вид:

$$\rho_{\parallel} = \rho_{\perp} = \rho_s = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (6.7)$$

Если $\varphi + \psi = 90^\circ$, то из закона Снеллиуса (6.1) следует, что

$$\operatorname{tg} \varphi = n \quad (6.8)$$

Это соответствует тому, что отражается только свет, электрический вектор которого совершает колебания перпендикулярно плоскости падения.

Значения коэффициентов отражения, рассчитанные по приведенным формулам в зависимости от высоты Солнца, представлены в табл. 6.2.

Отражение рассеянной радиации количественно выразить труднее. В первом приближении яркость L рассеянного излучения принимается постоянной со всех направлений небосвода. Коэффициент отражения $\rho(\varphi)$ для угла падения φ определяется по формулам Френеля. Из определения коэффициента отражения и уравнения (6.8) следует, что

$$\rho_d = \frac{2\pi \int_0^{\pi/2} \rho(\varphi) L \sin \varphi \cos \varphi d\varphi}{2\pi \int_0^{\pi/2} L \sin \varphi \cos \varphi d\varphi} = \int_0^{\pi/2} \rho(\varphi) \sin 2\varphi d\varphi \quad (6.9)$$

Некоторые исследователи вычисляли этот интеграл для гладкой поверхности воды с использованием френелевского коэффициента отражения. Расчеты дали величину 6,6% [30].

Когда затрагивается вопрос о коэффициенте отражения суммарной радиации, приходится рассматривать отдельно коэффициенты отражения направленного солнечного излучения ρ_s и соответствующий коэффициент для излучения неба ρ_d . Общий коэффициент отражения представляет собой сумму

$$\rho = \frac{E_r}{E} = \rho_S (1 - m) + \rho_d m \quad (6.10)$$

где E и E_r – облученности, созданные соответственно падающим и отраженным излучением, а m – отношение излучения неба к суммарной радиации.

Угол падения, φ	Коэффициент отражения, %		
	ρ_{\parallel}	ρ_{\perp}	ρ_S
0°	2,0	2,0	2,0
5	2,0	2,1	2,0
10	1,9	2,1	2,0
15	1,8	2,3	2,0
20	1,7	2,5	2,1
25	1,4	2,7	2,1
30	1,2	3,1	2,1
35	0,9	3,6	2,3
40	0,6	4,3	2,4
45	0,3	5,3	2,8
50	0,1	6,7	3,4
55	0,2	8,6	4,4
60	0,4	11,5	5,9
65	1,7	15,8	8,7
70	4,7	21,9	13,3
75	11,0	31,3	21,2
80	24,0	45,9	34,9
85	49,3	67,4	58,3
90	100	100	100

Табл. 6.2. Коэффициенты отражения излучения гладкой поверхностью.

Чисто геометрически можно доказать, что яркость L_w в воде, имеющей показатель преломления n , в n^2 раз больше яркости L_a в воздухе за вычетом поверхностных потерь на отражение [25]:

$$L_w = n^2 (1 - \rho) L_a \quad (6.11)$$

Из уравнений (6.10) и (6.11) следует:

$$dE_w = (1 - \rho) dE_a \quad (6.12)$$

Тем самым подтверждается тот очевидный факт, что поверхность раздела «воздух-вода» изменяет облученность на плоскости, параллельной поверхности, только вследствие отражения.

Наличие большой облачности всегда приводит к почти полной деполяризации света, падающего на водную поверхность.

6.3. Влияние волнения на характер отражения и пропускания света

При исследовании взаимодействия света с морской поверхностью возникает дополнительный вопрос о том, как происходит отражение от взволнованной ветром морской поверхности. При этом будут наблюдаться некоторые изменения в характере отражения. При большой высоте Солнца угол падения в среднем увеличится, в то время как при малых высотах он уменьшится. Первое из этих следствий не имеет существенного значения, поскольку коэффициент отражения не особенно меняется с изменением высоты Солнца. При низком же положении Солнца коэффициент отражения, наоборот, резко падает из-за волнения. Эта важная особенность была впервые отмечена и исследована Леграном. В некотором среднем диапазоне высот Солнца коэффициент отражения

оказывается не зависящим от волнения. Барт [25], используя теоретическую модель, нашел, что такой интервал заключается между значениями высоты Солнца 10° до 30° .

В весьма полном описании влияния волнения на отражение излучения, данном Коксом и Манком, учитывается также затенение и многократное отражение в случае малой высоты Солнца. Явление затенения также исследовал Лаушер (1955), который произвел расчеты, наглядно иллюстрирующие неравномерный характер отражения от волн максимальной крутизны (волны Мишеля) [25].

В табл. 6.3 приведены значения коэффициента отражения излучения неба морской поверхностью в зависимости от состояния моря. Как и следовало ожидать, волнение на море влияет на отражение излучения небосвода.

Из-за волнения видимое изображение Солнца, если его наблюдать из-под воды, представляется в виде бликующего пятна, отличного от пятна, создаваемого отражением от гладкой поверхности. Блик возникает, когда ветер нарушает спокойствие морской поверхности и зеркально отраженное изображение Солнца разбивается на сверкающие пятна. Это происходит из-за возникновения водных граней такой ориентации, что солнечный свет отражается в направлении наблюдателя. При усилении волнения ширина бликующей полосы увеличивается. Явление становится наиболее впечатляющим при высоте солнца $30-35^\circ$. Когда солнце садится, полоса становится уже. Распределение яркости бликов являлось объектом теоретических исследований, имевших целью произвести оценку крутизны склонов взволнованной поверхности моря.

Преломленный блик виден под меньшим углом, и он примерно в 1000 раз ярче отраженного. Из-за линзового эффекта отдельных волн яркость бликов может достичь уровня, опасного для человеческого глаза.

Небо	Море		
	спокойное	взволнованное	
		по Барту	по Коксу и Манку
Однородное	6,6	5,7	5,0-5,5
Облачное	5,2	4,8	4,3-4,7

Табл. 6.3. Коэффициент отражения излучения неба морской поверхностью, в % [27].

6.4. Описание взволнованной поверхности моря функцией распределения микроплощадок

Когда море взволновано, разные лучи Солнца падают на участки водной поверхности, ориентированные в пространстве под разными углами. Поэтому общая отражательная способность и угловое распределение отраженного и преломленного излучения зависят от характера неровностей границы воздух-вода.

Еще в 1729 году Бугер выдвинул идею, согласно которой шероховатую поверхность можно представить в виде множества плоских площадок, обращенных в различные стороны [33]. Каждая такая площадка отражает и преломляет свет по законам геометрической оптики. Вся поверхность характеризуется некоторой функцией, дающей зависимость суммарной площади элементарных зеркальных граней от направления их нормали.

Степень применимости представлений Бугера определяется характером поверхностного слоя, соотношением размеров неровностей и длин волн света, условиями освещения и наблюдения, учетом эффектов экранирования одних участков поверхности другими и многократного отражения от элементов поверхности.

Закон распределения микроплощадок выражается функцией распределения $f(\delta, \varepsilon)$, где δ - угол между нормалью к микроплощадке и нормалью к макроповерхности, ε - азимутальный угол проекции микронормали на плоскость макроповерхности.

Пусть σ – площадь макроповерхности. Тогда общая площадь микроплощадок, нормали к которым лежат в телесном угле $d\omega$ около направления δ, ε будет

$$d\sigma = \sigma f(\delta, \varepsilon) d\omega \quad (6.13)$$

Это выражение принято рассматривать как определение функции распределения $f(\delta, \varepsilon)$.

Вопросам экспериментального изучения поверхности моря посвящен ряд работ. В работах Кокса и Мунка [34] проводились исследования в Тихом океане в районе Гавайских островов.

Функция распределения микроплощадок водной поверхности по углам в относительных единицах имела следующий вид:

$$\begin{aligned} f(\delta, \varepsilon) = & (2\pi\sigma_x\sigma_y)^{-1} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\xi^2 + \eta^2)\right\} \left[1 - \frac{1}{2} \times \right. \\ & \times c_{21}(\xi^2 - 1)\eta - \frac{1}{6}c_{03}(\eta^3 - 3\eta) + \frac{1}{24}(c_{40}(\xi^4 - \xi^2 + 3) + \\ & \left. + \frac{1}{4}c_{22}(\xi^2 - 1)(\eta^2 - 1) + \frac{1}{24}c_{04}(\eta^4 - 6\eta^2 + 3) + \dots\right] \end{aligned} \quad (6.14)$$

где $\xi = \frac{\sin(\varepsilon - \varepsilon_v) \operatorname{tg} \delta}{\sigma_x}$; $\eta = \frac{\cos(\varepsilon - \varepsilon_v) \operatorname{tg} \delta}{\sigma_y}$; δ и ε – соответственно радиальный и

азимутальный углы нормали микроплощадки; ε_v – азимут ветра, v – скорость ветра (м/с), $\sigma_x^2 = 0,003 + 1,92 \times 10^{-3} v$, $\sigma_y^2 = 3,16 \times 10^{-3} v$, $c_{21} = 0,01 - 0,0086v$, $c_{03} = 0,04 - 0,033v$, $c_{40} = 0,4$, $c_{22} = 0,12$, $c_{04} = 0,23$ – постоянные.

С увеличением скорости ветра поверхность становится более шероховатой, то есть увеличивается доля микроплощадок, ориентированных под большими углами δ .

Поскольку в морской практике силу ветра характеризуют в баллах, в табл. 6.4. приведена взаимосвязь между баллами и скоростью ветра.

Сила ветра, балл	Скорость ветра, м/с	Сила ветра, балл	Скорость ветра, м/с
0	0 - 0,5	4	5,3 – 7,4
1	0,6 - 1,7	5	7,5 – 9,8
2	1,8 – 3,3	6	9,9 – 12,4
3	3,4 - 5,2	7	12,5 – 15,2

Табл. 6.4. Взаимосвязь между баллами и скоростью ветра.

6.5. Численное моделирование изображения водной поверхности

Проблему компьютерного моделирования изображения поверхности воды можно разделить, по крайней мере, на три самостоятельные задачи, кратко охарактеризованные в работе [35].

1. Непосредственное моделирование самой поверхности, то есть создание алгоритма численного расчета возвышений $\zeta(\mathbf{r}, t)$ и углов наклона $\xi_x = \partial\zeta / \partial x$, $\xi_y = \partial\zeta / \partial y$ поверхности, как функции координат в горизонтальной плоскости $\mathbf{r} = \{x, y\}$ и времени t с характеристиками, более или менее близкими к характеристикам реального волнения. Функция $\zeta(\mathbf{r}, t)$ в общем случае может представлять собой суперпозицию случайной и детерминированной компонент. Данная задача может быть разделена еще на две части, а именно: а) моделирование стационарного волнения (установившееся ветровое волнение с не зависящими от времени статистическими параметрами), и б) моделирование нестационарных процессов (к примеру, волны от брошенного камня).

2. Непосредственное формирование изображения, то есть: а) установление математической связи между углами визирования и углами отражения для каждого

элемента реализации поверхности; б) пересчет массива функций $\zeta(\mathbf{r}, t)$, $\xi_x(\mathbf{r}, t)$, $\xi_y(\mathbf{r}, t)$ в массив соответствующих угловых координат на небесной полусфере. Строго говоря, изображение морской поверхности формируется как благодаря отражению внешнего освещения (небо, солнце, и т.п.) от поверхности, так и благодаря рассеянию света в приповерхностном слое воды, однако второй из этих механизмов в рамках данной работы не рассматривается.

3. Моделирование цветового распределения яркости естественного освещения, то есть задание функций $R(\varphi, \vartheta)$, $G(\varphi, \vartheta)$, $B(\varphi, \vartheta)$, описывающих распределение интенсивностей соответственно красного, зеленого и синего цветов на небосводе в зависимости от угловых координат φ , ϑ (азимутальный угол и угол склонения). На данном этапе могут встречаться трудности, связанные с большим разбросом в порядках величин яркостей различных участков неба. К примеру, яркость солнечного диска может в сотни тысяч раз превосходить яркость окружающего его неба, что при графическом моделировании воспроизвести невозможно. Следует также учитывать, что человеческий глаз, как и фотопленка, представляют собой сильно нелинейные приемники света, автоматически “убирающие” большое различие в яркостях.

За основную количественную характеристику состояния морской поверхности при развитии ветровом волнении обычно принимают энергетический спектр, задаваемый в виде [36]:

$$S(k, \varphi) = G(k) Q(k, \varphi) \quad (6.15),$$

где k — скалярное волновое число, φ — азимутальный угол, $G(k)$ — энергетическая спектральная плотность, $Q(k, \varphi)$ — функция направленности. Функции $G(k)$ и $Q(k, \varphi)$ удовлетворяют соотношениям:

$$\int_0^{\infty} G(k) k dk = \langle \zeta^2 \rangle = \sigma_{\zeta}^2, \quad \int_0^{2\pi} Q(k, \varphi) d\varphi = 1 \quad (6.16)$$

Зависимость возвышений поверхности $\zeta(x, y, t)$ от координат в горизонтальной плоскости x , y и времени t можно представить в виде суперпозиции ансамбля плоских волн (гармоник) с различными волновыми числами k_l и случайными фазами Ψ_{lm} , бегущими под разными азимутальными углами φ_m :

$$\zeta(x, y, t) = \sum_{l=1}^{N_k} \sum_{m=1}^{N_{\varphi}} A(k_l, \varphi_m) \cos[\omega(k_l)t - k_l x \cos \varphi_m - k_l y \sin \varphi_m + \Psi_{lm}], \quad (6.17)$$

где $\omega(k) = \sqrt{gk}$ — дисперсионное соотношение для гравитационных волн на глубокой воде, Ψ_{lm} — случайное число, равномерно распределенное на интервале $[0, 2\pi]$. Амплитуда гармоник связана со спектром соотношением:

$$A(k_l, \varphi_m) = \sqrt{2S(k_l, \varphi_m) k_l \Delta k_l \Delta \varphi_m} \quad (6.18)$$

$$\text{где } \Delta k_l = |k_l - k_{l+1}|, \quad \Delta \varphi_m = |\varphi_m - \varphi_{m+1}|.$$

Аналогично $\zeta(x, y, t)$ представляются и наклоны поверхности $\xi_x(x, y, t) = \partial \zeta / \partial x$, $\xi_y(x, y, t) = \partial \zeta / \partial y$, в направлении осей x и y соответственно:

$$\xi_x(x, y, t) = \sum_l \sum_m A(k_l, \varphi_m) k_l \cos \varphi_m \cdot \sin[\omega(k_l)t - k_l x \cos \varphi_m - k_l y \sin \varphi_m + \Psi_{lm}], \quad (6.19)$$

$$\xi_y(x, y, t) = \sum_l \sum_m A(k_l, \varphi_m) k_l \sin \varphi_m \cdot \sin[\omega(k_l)t - k_l x \cos \varphi_m - k_l y \sin \varphi_m + \Psi_{lm}]. \quad (6.20)$$

Как известно, движение свободной поверхности глубокой воды подчиняется линейному волновому уравнению и дисперсионному соотношению $\omega(k) = (gk)^{1/2}$. Любой

нестационарный процесс с заданным начальным возмущением $\zeta_0(\mathbf{r})$ следует описывать в виде решения этого уравнения. Рассмотрим принцип построения такого решения на простом примере волн от брошенного камня.

Физически очевидно, что при вертикальном падении камня в воду движение ее поверхности будет центрально симметрично, то есть возмущение $\zeta(\mathbf{r}, t) = \zeta(r, \varphi, t)$ в любой момент времени будет зависеть лишь от расстояния r от центра падения и не будет зависеть от азимутального угла φ . Следовательно, решение поставленной задачи есть суперпозиция центрально симметричных частных решений волнового уравнения в полярных координатах $\{r, \varphi\}$, какими, как известно [37], являются функции Бесселя 1-го рода нулевого порядка $J_0(ar)$ (функции Бесселя 2-го рода Y_0 в решении не используется из физических соображений конечности решения).

Если разложить начальное возмущение $\zeta_0(r)$ в спектр по функциям Бесселя J_0 :

$$Z(k) = \int_0^{\infty} \zeta_0(r) r J_0(kr) dr \quad (6.21)$$

Каждая из Бессель - гармоник, являясь частным решением волнового уравнения, удаляется от центра как единое целое со своей фазовой скоростью $v_\phi = \omega(k) / k = (g/k)^{1/2}$. Следовательно, в произвольный момент времени t возмущение $\zeta(r, t)$ находится при помощи применения к $Z(k)$ обратного преобразования Бесселя с соответствующей сдвижкой $-\omega(k)t = -(gk)^{1/2}t$:

$$\zeta(r, t) = \int_0^{\infty} Z(k) k J_0\left(\left|kr - t\sqrt{gk}\right|\right) dk \quad (6.22)$$

В работе [35] был разработан алгоритм и создано Windows – приложение для моделирования изображения водной поверхности. Изображение поверхности воды формировалось в растровом виде и представляет собой три двумерных массива чисел в диапазоне $[0, 255]$, соответствующих красной, зеленой и синей составляющей пикселей изображения.

В основе алгоритма лежат следующие физические предположения:

1. Волнение водной поверхности считается полностью развитым, стационарным и однородным. Исключались все механизмы (взаимодействие поверхностных волн с дном, ветром, и т. п.), нарушающие линейность модели и не описываемые, поэтому при помощи только энергетического спектра и дисперсионного соотношения.
2. Предполагалось, что изображение водной поверхности формируется исключительно благодаря отраженному этой поверхностью свету неба и солнца; вклад рассеянного приповерхностным слоем воды света не учитывалось.
3. Считалось, что характерная высота волнения значительно меньше его горизонтальных масштабов (длин волн) и высоты визирования. При выполнении этих условий нет необходимости в вычислении возвышений поверхности, и можно ограничиться лишь вычислением ее наклонов.

О реалистичности получаемых с помощью описанного алгоритма изображений можно судить по рис 6.2 и рис. 6.3. На рисунках представлены примеры смоделированных изображений движущейся взволнованной поверхности воды, формируемых в результате отражения от нее света естественных источников (солнце и безоблачное небо), и предложили один из вариантов построения алгоритма такого моделирования. Авторами работы [35] не рассматривалась значительная часть физических механизмов, так или иначе влияющих на реальное изображение воды, таких как:

1. Наличие атмосферной облачности, обладающей необычайным разнообразием в формах и рассеивающих свойствах, обычно сильно меняет вид взволнованной воды.
2. Рассеяние света взвесью, находящейся в приповерхностном слое воды, может существенно изменить ее цвет. Особенно этот эффект заметен в загрязненных прибрежных водах.

3. На мелкой воде, особенно в районах с переменной глубиной, волновые движения поверхности воды описываются существенно нелинейными уравнениями, в результате чего их характер заметно отличается от свободных волн. Примером могут служить волны прибоя, накатывающиеся на пологий берег.

4. В случае усиливающегося ветра взволнованная поверхность начинает сильно взаимодействовать с потоками воздуха. Такое взаимодействие также описывается чрезвычайно сложными нелинейными уравнениями. В результате вид волн сильно меняется: появляются остrokонечные гребни и пологие подножия. Подобная поверхность вообще не описывается при помощи одного энергетического спектра, поскольку обладает существенно не гауссовой статистикой.

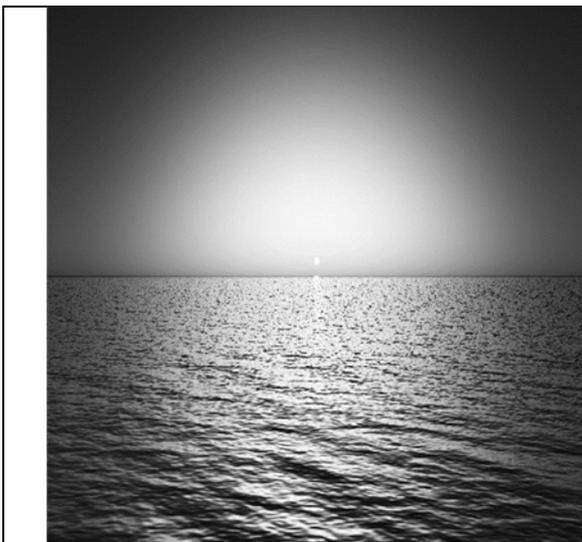


Рис. 6.2. Пример сильного аэрозольного рассеяния.

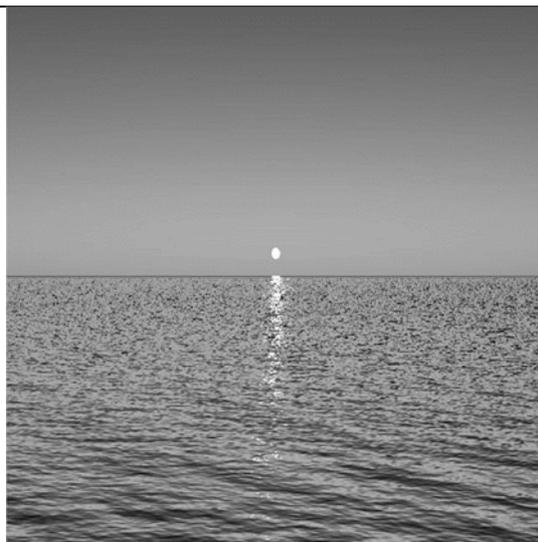


Рис. 6.3. Пример солнечной дорожки.

ГЛАВА 7. ТЕОРИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МОРСКОЙ ВОДЕ

7.1. Молекулярное рассеяние света

Изменение какой-либо характеристики потока оптического излучения при его взаимодействии с веществом называют рассеянием света. Процесс рассеяния света состоит в заимствовании молекулой или частицей энергии у распространяющейся в среде электромагнитной волны и излучении этой энергии в телесный угол, вершиной которого является рассматриваемая частица. Молекула или частица физически одинаково рассеивает свет, однако механизм этого рассеяния зависит от размеров частицы.

Во многих случаях оказывается достаточным описание рассеяния света в рамках волновой теории излучения. С точки зрения этой теории электрическое поле распространяющейся в веществе световой волны раскачивает входящие в состав атомов и молекул электроны, и они становятся центрами вторичных сферических волн, излучаемых во все стороны. Поэтому распространение света в веществе должно, казалось бы, всегда сопровождаться рассеянием. Тем не менее, в прозрачной однородной среде плоская волна распространяется только в одном направлении, не испытывая рассеяния в стороны. Такой результат сложения всех вторичных волн обусловлен их когерентностью.

Для объяснения картины явлений в морской и озерной воде необходимо исследовать рассеяние света молекулами самой воды и частицами, взвешенными в водной среде.

Свет, падающий на тела, размеры которых очень велики по сравнению с длиной световой волны, частично отражается от их поверхности и частично проникает внутрь тела в соответствии с формулами Френеля. Однако формулы (6.2-6.3) теряют всякий смысл, когда размеры тел весьма малы по сравнению с длиной световых волн. Здесь вступают в силу законы дифракции света на весьма малых частицах, в результате свет рассеивается в различные стороны каждой встреченной частицей. Также происходит и поляризация рассеянного света, которая неодинакова для лучей, идущих под тем или иным углом к первоначальному направлению светового потока.

На рисунке 7.1. представлены два варианта расположения векторов: E_1 и E_2 , M_1 и M_2 , которые изображают соответственно напряженности электрического и магнитного полей в лучах рассеянного света [6].

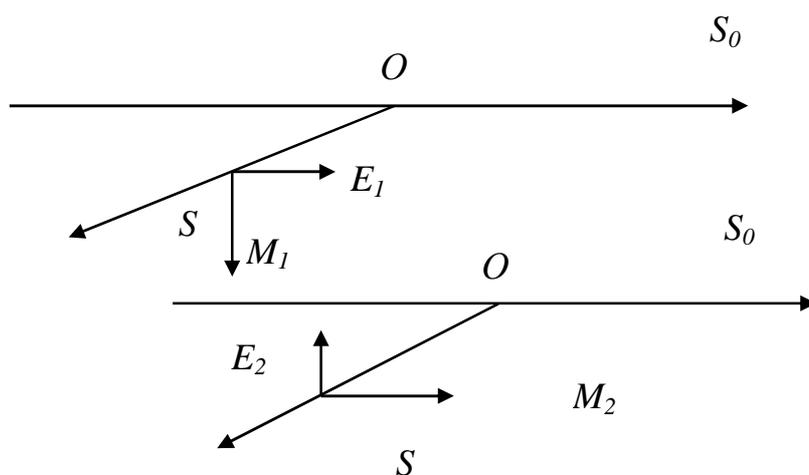


Рис. 7.1. Расположение векторов напряженностей электрического и магнитного полей.

Вектор Умова (поток энергии) основного пучка света в обоих случаях изображен стрелками OS_0 , а аналогичный вектор для света, рассеянного под некоторым углом OS_0 , представлен стрелками OS . В обоих случаях и электрический и магнитный векторы должны лежать в плоскости, перпендикулярной вектору Умова рассеянного света, то есть

к OS . Однако, как видно на рис. 7.1, один вариант соответствует расположению электрического вектора E_1 в одной плоскости с основным потоком энергии OS_0 и расположению магнитного вектора M_1 по нормали вниз от плоскости S_0OS_1 . Вторым вариантом отвечает повороту плоскости поляризации на 90° по отношению к первому варианту. Свет здесь тоже поляризован, но только в данном случае магнитный вектор M_2 лежит в одной плоскости с основным вектором Умова OS , а электрический вектор E_1 направлен вверх по нормали к плоскости S_0OS_1 .

Пусть I - энергия светового потока, проходящая через квадратный сантиметр поверхности, I_1, I_2 соответственно энергия света, рассеянного частицей под каким-то углом γ к первоначальному направлению и пронизывающего один квадратный сантиметр нормальной поверхности на расстоянии r от центра весьма малой частицы. Пусть радиус этой частицы равен ρ , а показатель преломления вещества частицы по отношению к окружающей среде равен n . Тогда по теории рассеяния света окажется, что сумма I_1+I_2 и разность I_1-I_2 зависят не только от перечисленных величин, но и от длины λ волны, характеризующей соответствующий участок спектра:

$$I_1 + I_2 = \frac{16\pi^4 \rho^6}{r^2 \lambda^4} \left[\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right]^2 (1 + \cos^2 \gamma) \quad (7.1)$$

$$I_1 - I_2 = \frac{16\pi^4 \rho^6}{r^2 \lambda^4} \left[\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right]^2 (1 - \cos^2 \gamma) \quad (7.2)$$

Формула (7.1) позволяет вычислять полную энергию рассеянного света; формула (7.2) дает возможность судить о поляризации рассеянного света.

Важно, что энергия обеих составляющих I_1 и I_2 рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны, характеризующей тот или иной участок спектра. Такая зависимость рассеяния от длины волны называется законом Рэлея [6].

Законом Рэлея объясняется, например, голубой цвет неба и красноватый цвет Солнца. На восходе и заходе Солнца наблюдается свет, в котором в результате рассеяния по закону Рэлея коротковолновая часть спектра (фиолетовая) ослаблена значительно сильнее длинноволновой (красной) части. В результате интенсивность длинноволновой части спектра возрастает и воспринимается глазом как красноватый цвет Солнца. Относительное изменение интенсивности различных частей спектра будет заметным лишь при достаточно большом рассеянии. Поэтому Солнце в зените, когда проходимая лучами толщина атмосферы не очень велика и рассеяние света незначительно, не имеет красного цвета. Однако и в этом случае рассеяние и поглощение существенно изменяют спектральный состав излучения, достигающего поверхности Земли.

В настоящее время механизм рассеяния света в оптически чистой воде следует представлять как результат рассеяния группами молекул (неоднородностями плотности), а не как сумму количеств энергии, рассеянной отдельными молекулами воды, поскольку благодаря весьма малым расстояниям между соседними молекулами происходит интерференция световых волн, исходящих от каждой отдельной молекулы.

В результате полные потоки рассеянной энергии света, исходящие из некоторого объема воды, оказываются зависящими от постоянных колебаний плотности воды в каждом малом выделенном ее объеме за счет хаотического теплового движения молекул. Эти местные колебания плотности называют флуктуациями плотности, которые в свою очередь приводят к местным флуктуациям диэлектрической постоянной и показателя преломления исследуемой среды, как это было подробно исследовано польским физиком Смолуховским [6].

Ослабление света, проходящего через воду, за счет молекулярного рассеяния в чистой воде, может быть представлено формулой

$$dI = -\sigma I dx \quad (7.3)$$

Теория молекулярного рассеяния в оптически чистой воде, предложенная Смолуховским, показывает, что коэффициент рассеяния σ , входящий в (7.3), выражается формулой

$$\sigma = \frac{8\pi^3}{27} RT \beta_0 \frac{(n^2 - 1)^2 (n^2 + 2)^2}{N_1 \lambda^4} \quad (7.4)$$

где R - газовая постоянная, известная из термодинамики, T - температура воды, β_0 - коэффициент сжимаемости воды при этой температуре, n - показатель преломления (при нормальной плотности, соответствующей заданной температуре T), N_1 - число молекул в граммолекуле.

Как и в формулах (7.1-7.2), здесь в знаменателе стоит длина волны в четвертой степени. Однако если частица или скопление частиц становятся соизмеримыми с длиной волны, то формулы (7.1-7.2) становятся непригодными. Объясняется это тем, что вокруг рассеивающей частицы, приближающейся по своим размерам к длине волны, а тем более превышающей длину волны, возникают сложные электромагнитные явления, которые могут быть описаны как совокупность парциальных волн, расходящихся вокруг частицы.

Но экспериментально доказано, что закон четвертой степени применим лишь при размерах рассеивающих частиц не свыше 0,7 мкм. При больших диаметрах частиц показатель степени начинает быстро убывать.

Показатель степени при λ	4,0	3,5	3,0	2,5	2,0	1,5
Диаметр рассеивающих частиц, мкм	<0,07	0,1	0,15	0,23	0,3	0,35

Таким образом, молекулярное рассеяние происходит из-за флуктуаций плотности, ориентации анизотропных молекул воды, концентрации растворенного вещества. Так как все три типа флуктуаций не влияют друг на друга, то полное молекулярное рассеяние $\sigma_{\text{мол}}$ есть сумма всех трех факторов. В табл. 7.1. приведены значения коэффициента молекулярного рассеяния для разных длин волн [19].

$\lambda, \text{нм}$	$\sigma_{\text{мол}}, \text{м}^{-1}$	$\lambda, \text{нм}$	$\sigma_{\text{мол}}, \text{м}^{-1}$
250	$40 \cdot 10^{-3}$	360	$10 \cdot 10^{-3}$
300	$19 \cdot 10^{-3}$	400	$59 \cdot 10^{-4}$
320	$15 \cdot 10^{-3}$	440	$40 \cdot 10^{-4}$
480	$27 \cdot 10^{-4}$	600	$115 \cdot 10^{-5}$
520	$20 \cdot 10^{-4}$	640	$89 \cdot 10^{-5}$
560	$15 \cdot 10^{-4}$	680	$69 \cdot 10^{-5}$

Табл. 7.1. Показатель молекулярного рассеяния чистой воды.

Рассеяние света в море изменяется в очень широких пределах: от значений общего показателя рассеяния σ в несколько сотых до единиц обратных метров. Наименьшее значение $\sigma = 0,022 \text{ м}^{-1}$ ($\lambda = 546 \text{ нм}$) измерено на горизонте 500 м в Тихом океане в районе уникально прозрачных вод к северо-западу от острова Раротонга. Типичные значения σ для поверхностных вод открытого океана 0,10-0,16 м^{-1} , для глубинных 0,05-0,10 м^{-1} . Наибольшее значение $\sigma = 2,7 \text{ м}^{-1}$ измерено вблизи побережья Перу [32].

Пространственная изменчивость поля показателя рассеяния характеризует оптическую структуру вод Мирового океана (оптическую климатологию океана). Причина изменчивости лежит в процессах, формирующих поле взвеси. Это течения, турбулентность, подъемы и опускания вод, биологические процессы, связанные с

генерацией частиц непосредственно в морской воде, поступление частиц из атмосферы, от берегов, рек, растворение и осаждение.

Временная изменчивость поля показателя рассеяния связана с колебанием состава взвеси в изучаемом объеме. Она может быть вызвана входами и выходами частиц из поля зрения, броуновским движением и мелкомасштабной турбулентностью, временной изменчивостью биологических и динамических факторов. Это приводит к широкому спектру временных флуктуаций показателя рассеяния.

7.2. Рассеяние света крупными включениями

Теория рассеяния света на сферических частицах, размеры которых могут быть порядка или больше длины волны, была впервые разработана Дж.Ми в 1908 г. [6]. Рассеяние Ми можно рассматривать как дифракцию плоской волны на однородных одинаковых сферах, хаотически распределенных в однородной среде и находящихся друг от друга на расстояниях, больших по сравнению с длиной волны.

При рассмотрении оптических явлений в воде можно и водную среду, и вещество частиц, взвешенных в воде, считать диэлектриками, поэтому уравнения электромагнитного поля волн, падающих на частицы, записываются в следующем виде:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \text{rot} \mathbf{H} \quad (7.5)$$

$$\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E} \quad (7.6)$$

Здесь \mathbf{E} обозначает вектор напряженности электрического поля, \mathbf{H} - вектор напряженности магнитного поля, ε - диэлектрическая постоянная, μ - магнитная проницаемость среды, c - скорость света, t - текущее время.

Для исследования рассеянных электромагнитных волн вокруг частицы удобно перейти к полярной системе координат (r, φ, ν) . Через r обозначен радиус-вектор, исходящий из начала координат, а через φ и ν - углы, отсчитываемые от двух взаимно перпендикулярных осей.

Введем новую переменную X , связанную с r посредством простого соотношения

$$X = \frac{2\pi n_1}{\lambda_1} r = \frac{2\pi \sqrt{\varepsilon}}{\lambda_1} r = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (7.7)$$

Здесь n_1 - показатель преломления воды относительно пустоты, λ_1 - длина световой волны в пустоте, λ - длина волны того же цветного луча, но только распространяющегося в воде.

Таким образом, дифференциальные уравнения волн, исходящих от частицы во все стороны, запишутся в виде:

$$\frac{\partial^2 (X^2 E_r)}{\partial X^2} + \frac{1}{\sin \nu} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\sin \nu \frac{\partial E_r}{\partial \nu} \right) + \frac{1}{\sin^2 \nu} \frac{\partial^2 E_r}{\partial \varphi^2} + X^2 E_r = 0 \quad (7.8)$$

$$\frac{\partial^2 (X^2 M_r)}{\partial X^2} + \frac{1}{\sin \nu} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\sin \nu \frac{\partial M_r}{\partial \nu} \right) + \frac{1}{\sin^2 \nu} \frac{\partial^2 M_r}{\partial \varphi^2} + X^2 M_r = 0 \quad (7.9)$$

Индекс r обозначает здесь составляющие, направленные вдоль радиуса-вектора. Интегралы уравнений (7.8) и (7.9) распадаются на целый ряд членов, соответствующих различным парциальным волнам. Ряды сходятся весьма медленно, если отношение диаметра частицы к длине световой волны соизмеримо с единицей.

Исследование крупных частиц посредством метода суммирования медленно сходящихся рядов приводит к чрезвычайно большим трудностям вычислительного характера, зато не представляет труда определить, как будут вести себя световые волны вокруг предельно большой частицы, для которой отношение диаметра к длине световой волны может быть принято равным бесконечности. По отношению к такой предельно

большой частице применим метод, основанный на теории отражения и преломления света [6].

Пусть на поверхность шара, изображающего большую частицу, падают световые волны в направлении, указанном стрелкой SA на рис. 7.2. В точке A поверхности этого шара падающий луч разделится на две составляющие: часть энергии будет продолжать распространяться в воде в отраженном луче AT, а другая часть войдет в вещество частицы в преломленном луче AB.

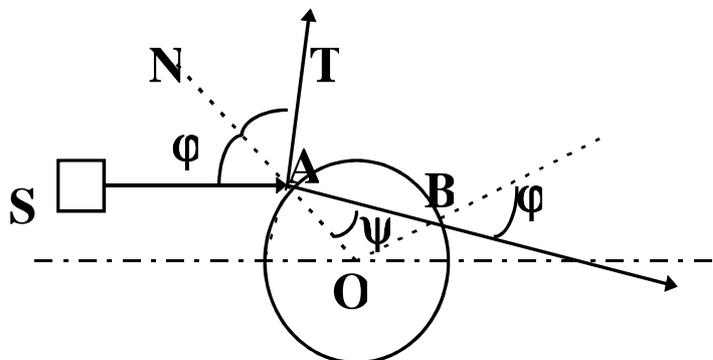


Рис. 7.2. Ход лучей применительно к предельно большой частице.

В параграфе 6.1 были приведены формулы (6.2-6.3), позволяющие вычислить распределение энергии между этими двумя составляющими. Примем энергию падающих лучей I_0 за единицу и обозначим сокращенно всю правую часть формулы (6.2) через $F_1(\varphi)$, а правую часть формулы (6.3) через $F_2(\varphi)$. Разобьем всю поверхность шара радиуса ρ на кольцевые пояски шириной $\rho d\varphi$. Количество энергии, которое отразится от одного такого пояска (в условных единицах) будет:

$$F_1(\varphi) \rho d\varphi \cos \varphi 2\pi \rho \sin \varphi = F_1(\varphi) \pi \rho^2 \sin 2\varphi d\varphi \quad (7.10)$$

Вообразим на некотором расстоянии R от центра сферическую поверхность, сквозь которую будут проходить отраженные лучи. Лучи, упавшие под углом φ к нормали, выйдут сквозь элементарный поясок сферы радиуса R , отстоящий на угол $\pi - 2\varphi$ от направления основного потока падающих лучей. Площадь этого элементарного пояска будет $Rd\varphi 2\pi R \rho^2 \sin 2\varphi$. Разделив количество выходящей энергии на эту площадь, найдем яркость отраженных лучей, уходящих под углом $\pi - 2\varphi$ к основному направлению (по-прежнему считая $I_1 = I$)

$$I_{\text{отр}} = \frac{1}{2} F_1(\varphi) \left(\frac{\rho}{R} \right)^2 \quad (7.11)$$

Аналогично определится энергия лучей, входящих в шар по направлению AB сквозь тот же элементарный поясок шириной $\rho d\varphi$. Она будет равна $F_2(\varphi) \cdot \pi \rho^2 \sin 2\varphi$.

С другой стороны, часть энергии светового луча AB не выйдет в воду в точке B, испытает внутреннее отражение от поверхности шара, пройдет дополнительный путь внутри тела шара и выйдет в какой-то точке, не нанесенной на рис. 7.2, чтобы не затемнять схему. Часть энергии в точке выхода то же испытает внутреннее отражение, пройдет еще новый дополнительный путь и т.д.

После учета всех этих обстоятельств можно просуммировать все составляющие энергии, исходящей под каждым определенным углом к основному направлению, вокруг большой “рассеивающей” частицы [6]. Рассеяние света на крупных частицах обуславливает ореолы, гало и другие явления, наблюдаемые в аэрозолях, туманах и т.д.

7.3. Сложное рассеяние света при многократных встречах с частицами

Рассеяние света средами, состоящими из большого числа частиц, существенно отличается от рассеяния света отдельными частицами. Это связано, во-первых, с интерференцией волн, рассеянных отдельными частицами между собой и с падающей волной; во-вторых, во многих случаях важны эффекты многократного рассеяния (переизлучения), когда свет, рассеянный одной частицей, вновь рассеивается другими; в-третьих, взаимодействие частиц между собой не позволяет считать их движения независимыми.

В предыдущих параграфах приводились выражения суммарного коэффициента рассеяния света в мутной среде, причем предполагалось, что само рассеяние производится только молекулами воды – частицами, чрезвычайно малыми по сравнению с длиной световой волны. Выражения (7.1-7.2) были получены Рэлеем, рассматривавшим каждую молекулу, как индивидуальный источник рассеянного света; выражение (7.4) получил Смолуховский, внесший в исследование элементы статистики и показавший, что в действительности молекулярное рассеяние возникает благодаря наличию флуктуаций плотности жидкости.

Вернемся к представлению об индивидуальных агентах рассеяния. Найдем коэффициент рассеяния среды, заключающей в единице объема N частиц. Так как в качестве единицы длины обычно употребляется 1 м, то величина N должна представлять собой число крупных рассеивающих частиц в каждом кубическом метре воды.

Пусть энергия светового потока, приходящаяся на 1 м² нормальной поверхности – I , а диаметр каждой частицы равен 2ρ мкм; W – энергия световых волн, рассеянных по

всем направлениям. Введем величины $\alpha = \frac{2\rho}{\lambda}$ и $a = 2\alpha^3 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$.

Было найдено, что [6]:

$$W = \frac{\lambda^2}{2\pi} \left| \frac{a}{3} \right|^2 \quad (7.12)$$

Пусть W_0 – энергия, которая падает на площадь, равную экваториальному сечению частицы. Каждая частица рассеет во все стороны количество энергии равно $\pi\rho^2 \frac{W}{W_0} I \cdot 10^{-12}$.

В слое толщиной dx на каждый квадратный метр сечения потока приходится Ndx частиц. Тогда ослабление потока на пути dx будет:

$$dI = -N\pi\rho^2 \frac{W}{W_0} I \cdot 10^{-12} dx \quad (7.13)$$

С другой стороны по закону Бугера:

$$dI = -kdx \quad (7.14)$$

$$k = N\pi\rho^2 \frac{W}{W_0} \cdot 10^{-12} \quad (7.15)$$

Вопрос осложняется тем, что в действительности мутная среда всегда содержит частицы самых разнообразных размеров, дающих в совокупности какое-то среднее распределение.

В данном параграфе будем рассматривать только рассеяние света, забывая об эффекте избирательного поглощения в воде. Пусть световой поток, проникнув сквозь поверхность моря, распространяется все дальше и дальше в глубину. Если энергия потока, только что вошедшего в воду, была равна I_0 , то на глубине z она будет равняться:

$$I = I_0 e^{-kz} \quad (7.16)$$

При встрече световых волн с крупной частицей возникает рассеяние света по различным направлениям, которое не может быть описано никакими формулами. При многократных встречах световых волн, рассеянных одной частицей, со все новыми и новыми частицами на их пути должны возникать чрезвычайно сложные явления, которые не поддаются никакому описанию. Но там, где отсутствуют аналитические соотношения, нередко приходят на помощь методы графические или графоаналитические. Для этого следует применить векторный метод, предложенный Шулейкиным [6].

Пусть основной поток параллельных световых лучей падает сверху, а полюс диаграммы лежит на нижней границе тонкого плоско-параллельного слоя воды, содержащей во взвешенном состоянии крупные частицы (рис. 7.3). Этот слой должен быть настолько тонким, чтобы световые лучи успели в его пределах встретиться только один раз с рассеивающими частицами.

Индикатриса, изображенная на рис. 7.3, выражает закон распределения энергии, рассеянной слоем по всевозможным направлениям. Для полноты картины следует представить, что контур индикатрисы вращается вокруг основного вектора, идущего в вертикальном направлении. Тогда поверхность полученного тела вращения окажется геометрическим местом концов векторов, выражающих в условном масштабе энергию, которая распространяется в соответствующем направлении.

Рассечем это тело вращения вертикальной плоскостью, перпендикулярной к плоскости чертежа и проходящей вдоль вектора A_1 . Вместо всего потока света, идущего вниз слева от этой плоскости, представим себе некоторый равнодействующий поток, изображенный на рисунке вектором $B_1 e^{-i\varphi}$. Вместо всего светового потока, идущего от частицы вниз справа от той же плоскости, представим вектор $B_1 e^{+i\varphi}$. Как известно, при действиях с векторами применяют аналогичные обозначения, которые показывают, что тот или иной вектор отклоняется от начального направления на угол $\pm\varphi$ в зависимости от знака в ту или иную сторону.

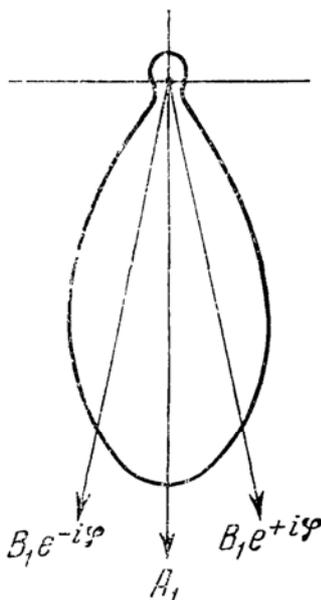


Рис. 7.3. Схема равнодействующих потоков.

Пройдя через первый слой небольшой толщины Δ , вся энергия световых лучей разбилась на три неодинаковых потока: в основном направлении (сверху вниз) сквозь нижнюю границу слоя вышел поток с энергией A_1 ; влево на угол $-\varphi$ отклонился меньший поток с энергией B_1 и вправо на угол $+\varphi$ отклонился третий поток с энергией B_1 . При этом:

$$|A_1| = I_0 e^{-k\Delta}; \quad |B_1| = I_0 (1 - e^{-k\Delta}) e^{-k\Delta} \quad (7.17)$$

где k - коэффициент рассеяния света.

Описанная начальная стадия явления изображена символически на верху схемы рис. 7.4. Следующую стадию легко понять, опустившись на один ярус ниже, где изображены дальнейшие разветвления путей, возникающие под действием вторичного рассеяния во втором тонком слое. Каждый вертикальный столбец схемы соответствует потоку, идущему под углом $\pm\varphi$, $\pm 2\varphi$, $\pm 3\varphi$ и т.д. к основному направлению.

Важно отметить, что при выходе из первого элементарного слоя во второй элементарный слой некоторая часть энергии возвратилась к направлению основного потока, как показывают стрелки, идущие в нулевой столбец из смежного левого и смежного правого столбцов. Совершенно так же при выходе из второго элементарного слоя в третий элементарный слой стрелки указывают возвращение части энергии из второго левого столбца в первый левый и из второго правого столбца в первый правый. Здесь часть энергии из первого левого и из первого правого столбцов возвращается снова в нулевой столбец. Таким образом, некоторая часть отклоненных лучей приобретает первоначальное (сверху вниз) направление. Отсюда следует, что при сложном рассеянии света ослабление потока, идущего в основном направлении, совершается медленнее, чем, если бы отсутствовал частичный возврат световых потоков к первоначальному (основному) направлению. То же самое можно повторить и по отношению к потокам, отклоненным на углы $\pm\varphi$, $\pm 2\varphi$, $\pm 3\varphi$ и т.д. Их ослабление также происходит мягче, чем, если бы отсутствовал частичный возврат лучей к каждому из этих определенных направлений.

На рис. 7.4 изображена схема арифметического сложения отдельных составляющих энергии на каждом этапе и в каждом вертикальном столбце. В результате большого числа таких арифметических операций удалось получить приближенную картину ослабления основного потока лучей, вошедших сверху в сложно-рассеивающую среду [6].

Также удалось выяснить примерную картину поведения лучей, распространяющихся под углами $\pm\nu\varphi$ к основному потоку. Здесь через ν обозначены целые числа в пределах от 1 до 8 по той причине, что угол φ с достаточными основаниями может быть принят равным 11° и угол 88° уже совсем близок к прямому (соответствующие потоки идут приблизительно параллельно поверхности моря).

Для общности исследования пути, проходимые светом в сильно рассеивающей среде, измерялись не в обычных единицах длины, а в условных единицах, выбранных на основании следующего соотношения:

$$dR = kdx \quad (7.18)$$

где R - расстояние в условных единицах, x - расстояние в обычных единицах длины, а k - коэффициент рассеяния света в исследуемой среде. В соответствии с уравнением (4.3) для простого рассеяния света можно записать:

$$dI = -I_0 dR \quad (7.19)$$

Интеграл этого уравнения запишется так:

$$I = I_0 e^{-R} \quad (7.20)$$

Следовательно, во всякой рассеивающей среде свет был бы ослаблен в e^{-R} раз, если бы он прошел путь R при наличии простого (однократного) рассеяния.

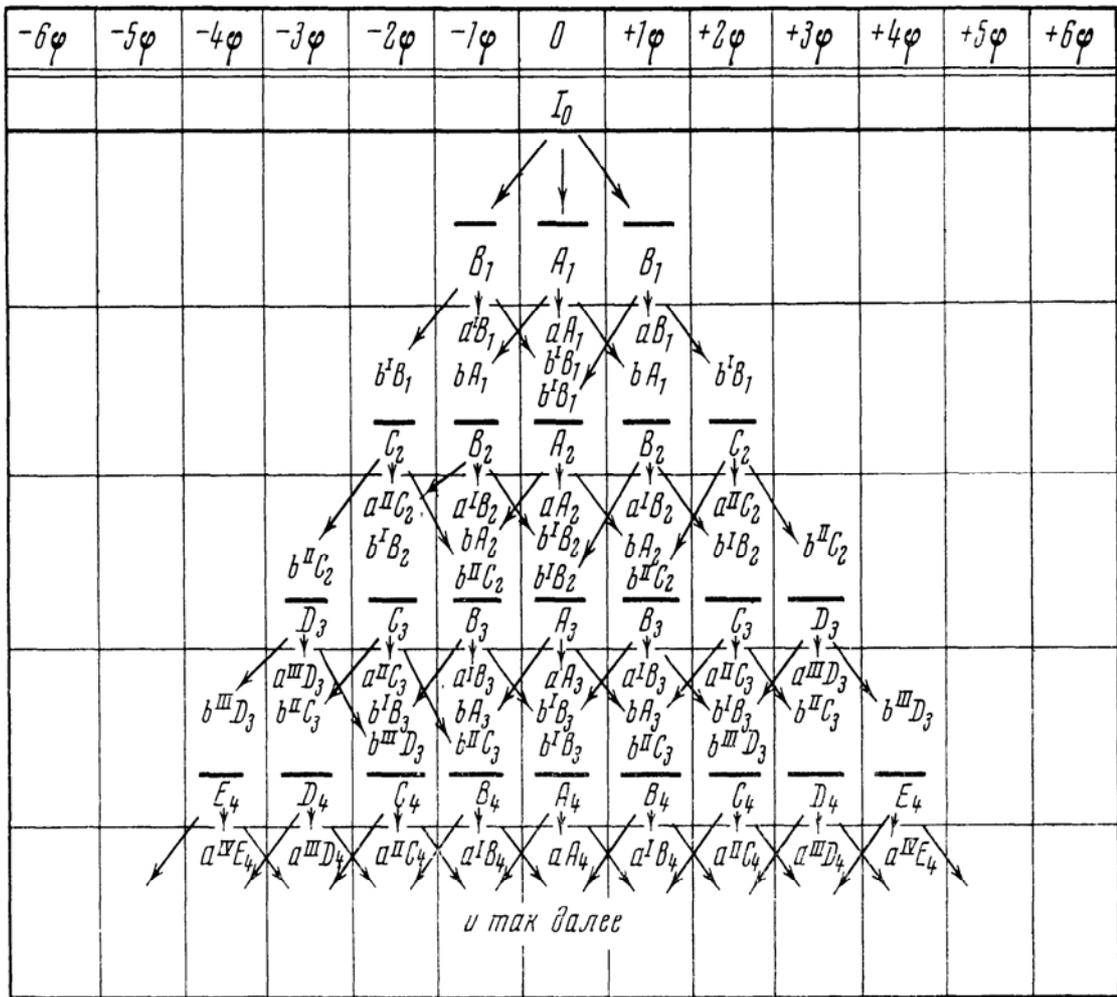


Рис. 7.4. Схема возникновения потоков высших порядков.

Итак, дойдя до некоторой глубины, световой поток распадается на векторы, абсолютные величины которых можно выразить в долях основного вектора (ВДО), идущего по вертикали:

Величина ВДО	Направление	Величина ВДО	Направление	Величина ВДО	Направление
1	0	U	$\pm 3\varphi$	x	$\pm 6\varphi$
r	$\pm \varphi$	v	$\pm 4\varphi$	y	$\pm 7\varphi$
S	$\pm 2\varphi$	ω	$\pm 5\varphi$	z	$\pm 8\varphi$

Если каждый из перечисленных векторов распространится по своему направлению на некоторое расстояние Δ , то в нем произойдут следующие изменения: прежде всего, благодаря рассеянию в слое Δ энергия, выражаемая этим вектором, уменьшится и составит некоторую долю a начальной энергии. Но, в то же самое время этот вектор получит некоторые приращения благодаря тому, что соседние векторы, составляющие с ним углы φ и $-\varphi$, передадут ему некоторую долю b своей энергии, при этом:

$$a = e^{-k\Delta}, \quad b = \frac{1 - e^{-k\Delta}}{2} \quad (7.21)$$

В табл. 7.2 представлены величины векторов после прохождения ими элементарного слоя Δ .

Табл. 7.2.

Начальная величина	Величина после прохождения слоя Δ
1	$a + 2br$
r	$ar + bS + b \cdot 1$
S	$aS + br + bU$
U	$aU + bS + bV$
.....
.....
z	$az + by$

В первой строке стоит $2br$ потому, что по сторонам основного вектора расположены равные между собой по величине векторы r . Последняя строка составлена в предположении, что энергией, рассеиваемой обратно вниз из верхнего слоя воды (до поверхности моря), можно пренебречь.

Если распределение энергии установившееся, то пропорция, в которой она распределена между различными векторами, не должна меняться во время непрерывной потери энергии, уходящей вверх. Но если это так, то отношения между величинами любых соседних векторов должны оставаться теми же, как до, так и после прохождения через слой Δ . Это позволяет составить следующие восемь уравнений:

$$\begin{aligned}
 (a + br) : 1 &= (ar + bS + b) : r \\
 (a + br) &= (aS + br + bU) : S \\
 (a + br) &= (aU + bS + bV) : U \\
 &\dots\dots\dots \\
 (a + br) &= (az + by) : z
 \end{aligned} \tag{7.22}$$

Откуда после приведения к одному знаменателю, приведения подобных членов и сокращения на общих множителей получится:

$$\begin{aligned}
 2r^2 &= S + 1 \\
 2rS &= r + U \\
 2rU &= U + V \\
 &\dots\dots\dots \\
 2rz &= y
 \end{aligned} \tag{7.23}$$

Из уравнений совершенно исчезли величины a и b . Таким образом, вывод не зависит от того, каким частным значением толщины слоя Δ задаться при исследовании потоков.

Основные трудности возникают при попытке учета шероховатости морской поверхности. Строго задача о рассеянии волн на статистически неровной поверхности, какой является морская поверхность, еще не решена. Для решения подобных задач в настоящее время используются приближенные методы, но даже в приближенных методах вводятся упрощающие предположения о форме поверхности или виде функций распределения элементов поверхности, чтобы получить формулы, пригодные для анализа.

7.4. Поглощение света водой

Поглощательная способность определяется как отношение энергии, поглощаемой участком поверхности тела в секунду в интервале частот, ко всей энергии излучения, падающей в секунду на этот участок в том же интервале частот, причем предполагается, что излучение падает на поверхность изотропно. Поглощательная способность для видимых лучей очень велика у всех тел, имеющих темную окраску. Поглощаемая телом лучистая энергия переходит в тепло, вследствие этого температура поглощающего тела повышается. Поэтому количество поглощенной энергии можно измерять по повышению температуры.

Тело, поглощающее целиком всю лучистую энергию, называется абсолютно черным телом. Прохождение света через вещество ведет к возникновению колебаний электронов среды под действием электромагнитного поля волны и сопровождается потерей энергии, затрачиваемой на возбуждение колебаний электронов. Частично эта энергия вновь возвращается излучению в виде вторичных волн, посылаемых электронами, частично же она может переходить и в другие формы энергии. При измерении коэффициента поглощения надо, конечно, учитывать, что часть света отражается на границе исследуемого вещества, и вносить соответствующие поправки при помощи формул Френеля.

Проходя сквозь слой среды толщиной d , свет будет на каждом бесконечно малом участке пути dx поглощаться по закону:

$$dI = -\alpha I dx \quad (7.24)$$

т.е. поглощение света на этом элементарном участке будет пропорционально энергии падающего света I и длине участка dx . Коэффициент пропорциональности α в этом соотношении зависит от среды, в которой распространяется свет и, вообще говоря, от длины волны λ , характеризующей данный спектральный цвет. Только в редких случаях поглощение не зависит от длины волн и не является избирательным (такие тела кажутся напросвет серыми).

К сожалению нельзя вывести никакой аналитической зависимости между коэффициентом поглощения света в воде и длиной волны, которой он соответствует. Поэтому приходится задавать эту зависимость в виде некоторой кривой $\alpha = f(\lambda)$.

Ослабление света на всем конечном пути d найдется, если мы проинтегрируем уравнение (7.16) в пределах от $x = 0$ до $x = d$.

Выполнив интегрирование и перейдя от логарифмической функции к экспоненциальной, найдем:

$$I = I_0 e^{-\alpha d} \quad (7.25)$$

Это основное соотношение оптики моря (закон Бугера). Физический смысл этого закона состоит в том, что показатель поглощения не зависит от интенсивности света, а, следовательно, и от толщины поглощающего слоя.

Однако следует принять во внимание, что при поглощении света молекула переходит в новое, возбужденное состояние, запасая поглощенную энергию. Пока она находится в таком состоянии, ее способность поглощать свет изменена. В опытах Вавилова закон Бугера соблюдался при самых больших интенсивностях: молекулы очень короткое время находятся в возбужденном состоянии. К этому типу относится огромное большинство веществ, для которых, следовательно, справедлив закон Бугера. Выбрав специально вещества со значительно большим временем возбужденного состояния, Вавилов мог наблюдать, что при достаточно большой интенсивности света коэффициент поглощения уменьшается, ибо заметная часть молекул пребывает в возбужденном состоянии. Эти отступления от закона Бугера представляют особый интерес, так как это были исторически первые указания на существование нелинейных оптических явлений, то есть явлений, для которых несправедлив принцип суперпозиции. Бугер рассмотрел вопрос о поглощении света средой, плотность которой не везде одинакова, и второй закон формулируется так Бугера: “Свет может претерпевать равные изменения, лишь встречая равное число частиц, способных задерживать лучи или рассеивать их” [25].

Опыт показал, что во многих случаях, когда имеет место поглощение света молекулами газов или молекулами вещества, растворенного в практически непоглощающем растворителе, коэффициент поглощения оказывается пропорциональным числу поглощающих молекул на единицу длины пути световой волны, то есть пропорционален концентрации N_1 :

$$\alpha = A N_1 \quad (7.26)$$

и обобщенный закон Бугера принимает вид:

$$I = I_0 e^{-AN_1 d} \quad (7.27)$$

где A - новый коэффициент, не зависящий от концентрации и характерный для молекулы поглощающего вещества.

За последние годы особое развитие получил анализ молекулярного состава сложных смесей, основанный на измерении поглощения в ультрафиолетовой и особенно в инфракрасной областях спектра. Спектры поглощения многих органических молекул оказываются очень характерными, благодаря чему удается надежно устанавливать как молекулярный состав, так и количественное содержание отдельных компонент в смеси. В табл. 7.3 сведены значения коэффициентов поглощения, полученные на основании надежных опытов различных авторов для совершенно чистой дистиллированной воды.

Длина волны λ , нм	Коэффициент поглощения α , м ⁻¹	Длина волны λ , нм	Коэффициент поглощения α , м ⁻¹
650	0,377	602	0,173
643	0,291	590	0,089
622	0,239	579	0,049
617	0,244	558	0,038
612	0,233	522	0,002
607	0,200	494	0,002

Табл. 7.3. Значения коэффициентов поглощения чистой дистиллированной воды [19].

Задачи к Главам 4 - 7.

Задача 1.

Вывести соотношение, связывающее длину оптического пути, связывающую энергетическую Δ солнечных лучей в зависимости от заданной глубины z и высоты Солнца над горизонтом α (α дополняет угол падения до 90°).

Задача 2.

Доказать, что яркость L_0 в воде, имеющей показатель преломления n , в n^2 раз больше яркости L_a в воздухе за вычетом поверхностных потерь на отражение.

Задача 3.

Сколько голубого света, испускаемого Солнцем, проходит через атмосферу, когда Солнце находится: а) под углом 20° к горизонту? б) в зените?

Задача 4.

На поверхности воды плавает прямоугольный надувной плот длиной 3 м. Небо затянуто сплошным облачным покровом, полностью рассеивающим солнечный свет. Глубина тени под плотом равна 1,3 м. Определите ширину плота. Глубиной погружения плота и рассеиванием света водой пренебречь.

Задача 5.

Человеку, стоящему на прозрачном льду озера, кажется, что дно находится на глубине $L = 3,5$ м от поверхности льда. Найти действительную глубину озера H , если толщина льда $h = 55$ см, показатель преломления льда $n_l = 1,31$, воды $n_w = 1,33$.

Задача 6.

Точечный источник света силой I расположен в воде на глубине H , на одной с ним вертикали на высоте h над поверхностью воды находится круглый экран с радиусом B .

Энергетический коэффициент отражения для лучей, нормально падающих на границу раздела, равен R . Показатель преломления воды равен n . Найти полный световой поток, попадающий на экран.

Задача 7.

На какой глубине под водой находится водолаз, если он видит отраженными от поверхности воды те части горизонтального дна, которые расположены от него на расстоянии $L = 20$ м и больше? Рост водолаза $h = 1,85$ м. Показатель преломления воды $n = 1,33$.

Задача 8.

Электрическое поле E световых волн, проходящих через среду с показателем преломления n , равно $E_0 e^{i\omega(t-nz/c)}$. Найдите, по какому закону ослабляется интенсивность световой волны, частота которой в точности равна собственной частоте атома.

Задача 9.

Пучок света проходит через область, содержащую N рассеивающих частиц в единице объема. Сечение рассеяния света на каждом из них равно σ . Выведите зависимость интенсивности света I от пройденного расстояния x .

Задача 10.

Раствор соли с концентрацией $0,3$ г/см³ толщиной 17 см поворачивает плоскость поляризации монохроматического света на угол 30° . Другой раствор толщиной 8 см поворачивает плоскость поляризации этого же света на угол 14° . Определить концентрацию соли во втором растворе.

ГЛАВА 8. ЛУЧИСТАЯ ЭНЕРГИЯ В МОРЕ

8.1. Тепловой баланс океана

В процессе планетарного обмена веществами и энергией в атмосфере и гидросфере формируются свойства вод Мирового океана. Энергия движения воды, приходящая с солнечной радиацией, в океан поступает сверху. Благодаря турбулентному перемешиванию в тропических районах Земли океан аккумулирует большое количество тепла, которое затем переносится морскими течениями в умеренные и приполярные районы, что определяет роль океана как решающего климатического фактора.

Главные составляющие теплового баланса океана следующие: радиационный баланс (суммарная солнечная радиация минус обратное излучение океана); потеря тепла на испарение; турбулентный теплообмен между поверхностью океана и атмосферой и внутренний теплообмен (между поверхностью океана и нижележащими слоями). Кроме того, в общий тепловой баланс входят передача океану внутреннего тепла Земли, нагревание и охлаждение океана происходящими в нём химическими процессами, переход кинетической энергии в тепловую и выделение тепла при конденсации водяных паров на поверхности. Величина их крайне незначительная (каждая из них менее одной тысячной доли солнечной радиации). Поэтому при рассмотрении общего теплового баланса океана они обычно не учитываются. В табл. 8.1. приведены средние значения основных составляющих теплового баланса океана в $\text{ккал/см}^2/\text{год}$ по широтным поясам [6].

Суммарная радиация увеличивается от высоких широт к низким, имея максимум около 20° с.ш. и 20° ю.ш., что объясняется малой облачностью в этих областях, характеризующихся высоким давлением атмосферы. Наибольшая затрата тепла на испарение отмечается также в районах высокого атмосферного давления. Турбулентный теплообмен в тропических и умеренных широтах меньше других основных составляющих теплового баланса. Нарастание его с широтой связано с увеличением разности температур воды и воздуха. Океан поглощает тепло в поясе 30° с.ш. — 30° ю.ш. и постепенно отдаёт его атмосфере в более высоких широтах. Это важный фактор смягчения климата умеренных и полярных широт в холодную половину года. В результате испарения и турбулентного теплообмена с поверхности океана атмосфере передаётся $82 \text{ ккал/см}^2/\text{год}$, в то время как с поверхности суши только $49 \text{ ккал/см}^2/\text{год}$. Отсюда следует, что океан служит главным фактором в формировании климата и погоды на Земле. Неравномерное поступление солнечного тепла на поверхность воды и изменчивость атмосферных процессов оказывают непосредственное влияние на температуру, солёность и др. характеристики океана.

Водный баланс океана складывается из расхода воды при испарении с его поверхности и поступления её за счёт осадков и речного стока (табл. 8.2). Соотношение составляющих водного баланса определяет режим и изменения солёности вод океана. Верхним тонким слоем воды толщиной в 1 см поглощается 94% поступающей на поверхность океана солнечной энергии. Вследствие перемешивания происходит передача тепла всей толще воды. Различия теплового баланса определяют региональные и зональные особенности распределения температуры, что можно проследить по данным табл. 8.3 [6].

Среднегодовая температура поверхностных вод океана равна $17,5^\circ\text{C}$, в то время как температура воздуха над океаном равна $14,4^\circ\text{C}$. При этом в Северном полушарии температура воды выше, чем в Южном (за счёт влияния материков). Термический экватор (линия наибольших температур) располагается к северу от экватора. Здесь среднегодовая температура достигает 28°C , в замкнутых тропических морях 32°C . По мере удаления от экватора к полюсам она постепенно понижается до $1,5, -1,9^\circ\text{C}$ в полярных районах.

Распределение температуры на поверхности и в верхнем слое океана происходит зонально, однако в умеренных широтах под влиянием тёплых и холодных течений температура воды в восточной части океана на $5\text{—}8^\circ\text{C}$ выше, чем в западных. Сезонные

колебания температуры наблюдаются до глубины 100—150 м. На поверхности океана их величина изменяется от 1 °С и менее, у экватора до 10 °С и более в умеренных и субтропических широтах. На больших глубинах океана распределение температуры определяется глубинной циркуляцией, переносящей воды, погружившиеся с поверхности. Чем в более высоких широтах происходит погружение воды, тем большие глубины они занимают (вследствие большей плотности) и тем более низкие температуры они имеют. В соответствии с этим температура с глубиной понижается и в придонном слое составляет 1,4—1,8 °С, а в полярных областях ниже 0 °С. Однако понижение температуры с глубиной не везде происходит равномерно. Существенные изменения температуры наблюдаются только до глубины 1000 м (в разных районах от 200 м до 2000 м). В умеренных и полярных широтах понижение температуры нарушается в некоторых случаях проникновением тёплых или холодных вод в глубинных течениях. Во впадинах, глубина которых более 7000 м, температура не понижается, а, наоборот, повышается ко дну на несколько десятых долей градуса под влиянием адиабатических процессов

Широта	Суммарная радиация	Радиационный баланс	Потеря тепла на испарение	Турбулентный теплообмен
70° - 60° с.ш.	69	23	33	16
60° - 50°	68	29	39	16
50° - 40°	90	51	53	14
40° - 30°	126	83	86	13
30° - 20°	156	113	105	9
20° - 10°	164	119	99	6
10° - 0°	157	115	80	4
0° - 10° ю.ш.	160	115	84	4
10° - 20°	160	113	104	5
20° - 30°	149	101	100	7
30° - 40°	128	82	80	9
40° - 50°	93	57	55	9
50° - 60°	67	28	31	8
60° - 70°	127	82	74	8

Табл. 8.1. Средние значения основных составляющих теплового баланса.

Элементы баланса	Годовой объём, км ²	Годовой слой, мм
Осадки	411000	1140
Приток речных вод	41000	111
Испарение	452000	1251

Табл. 8.2. Водный баланс океана.

Сев. широта	70°-60°	60° - 50°	50° - 40°
Температура, °С	2,9	6,1	11,2
Юж. широта	0°- 10°	10° - 20°	20° - 30°
Температура, °С	26,7	25,2	22,1
Сев. широта	40° - 30°	30° - 20°	10° - 0°
Температура, °С	19,1	23,6	27,3
Юж. широта	30° - 40°	40° - 50°	60° - 70°
Температура, °С	17,1	9,8	19,32

Табл. 8.3. Средняя температура воды на поверхности океана.

8.2. Суммарная радиация, падающая на поверхность моря

Основные световые явления в море связаны с солнечным излучением, поступающим в него. Лучистый поток Солнца вне земной атмосферы создает освещенность на площадке, нормально ориентированной к лучам, равную $1,394 \text{ кВт/м}^2$. Однако проходя через толщу земной атмосферы, он частично поглощается и рассеивается как на молекулах газов, так и на частицах пыли, кристалликах льда, каплях воды.

Ослабление света зависит от степени замутненности атмосферы. Если небо ясное, то его оптическая толщина в видимой области $\tau = 0,4 \div 1,2$. Для сплошной облачности i может достигать в ряде случаев величины 30.

Радиация, достигшая поверхности моря, состоит из двух компонент: прямой и рассеянной. С увеличением замутненности атмосферы величина прямой компоненты убывает по экспоненциальному закону, а величина рассеянной компоненты вначале растет, а затем также падает.

Спектральный состав как прямого, так и рассеянного излучения при прохождении через атмосферу сильно трансформируется. Такое его изменение в ультрафиолетовой области связано с полосами поглощения озона, полностью срезающими радиацию с длинами волн короче 300 нм . В красной и инфракрасной областях спектра присутствуют полосы поглощения воды. Немаловажную роль в изменении спектра нерассеянного света играет селективный ход показателя ослабления мелких частиц и флуктуаций плотности воздуха.

В табл. 8.4 представлены данные по относительному распределению энергии в спектре суммарной радиации в диапазоне $350\text{-}750 \text{ нм}$ для различных высот Солнца [7].

Прямое солнечное излучение, достигающее поверхности океана, характеризуется спектральной плотностью нисходящего потока $E_0(\lambda, i) \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{мкм}$, которую можно рассчитать по формуле:

$$E_0(\lambda, i) = S_0(\lambda) \cos i e^{-\tau(\lambda) \sec i} \quad (8.1)$$

Здесь $S_0(\lambda)$ - спектральная плотность интенсивности солнечного излучения на верхней границе атмосферы (спектральная освещенность площадки, перпендикулярной к направлению солнечных лучей); i - зенитное расстояние Солнца; $\tau(\lambda)$ - спектральная оптическая толщина атмосферы в вертикальной направлении.

В случае облачной и пасмурной погоды нужно учитывать дополнительное ослабление потока излучения облаками. Было предложено несколько эмпирических формул, учитывающих ослабление светового потока облаками. Например, Кимбалл [25] предположил, что полная энергетическая освещенность на поверхности E равна:

$$E = E_0(1 - 0,71N) \quad (8.2)$$

где E_0 - полная энергетическая освещенность в отсутствии облаков, а N - балльность облачности, меняющаяся от 0 до 1. В этой формуле не учитывается влияние типа облаков на ослабление потока излучения. Это находится в противоречии с экспериментальными данными.

В работе [27] было проанализировано влияние облачности на полную и фотосинтетически активную (ФАР) над океаном. Под ФАР подразумевалось излучение в спектральном интервале $300\text{-}700 \text{ нм}$. Согласно многочисленным измерениям авторов, фотосинтетически активная радиация составляла на экватории Индийского океана в малооблачные дни 31-34%, а в пасмурные дни 48-53% от полной (или суммарной) радиации. В табл. 8.5. приведены данные измерений отношения полной энергии солнечного излучения Q_{Σ} при различной облачности к энергии в отсутствии облаков $Q_{0\Sigma}$ для одних и тех же районов и высот Солнца.

Длина волны, <i>нм</i>	Высота Солнца		
	15°	35°	65°
350	6	20	190
375	11	75	235
400	19	125	307
425	32	148	362
450	45	165	400
475	65	171	417
500	82	170	413
525	92	168	393
550	98	165	377
575	103	160	371
600	105	155	368
625	103	145	354
650	99	135	344
675	100	129	336
700	103	125	318
725	100	123	298

Табл. 8.4. Спектральное распределение суммарной радиации у поверхности моря [27].

Облачность		$Q_{\Sigma} / Q_{0\Sigma}$			
Ярус	Форма	Балл	Мин	Макс	Ср
Вертикального развития	Кучевые Cu	1-9	0,82	1,38	1,06
	Перистые Ci	5-10	0,20	0,80	0,49
Верхний	Перисто-кучевые Cc	1-10	0,92	1,02	0,97
	Перисто-Слоистые Cs				
Средний	Высококучевые Ac	1-10	0,45	1,17	0,82
	Высокослоистые As				
Нижний	Слоистые St	6-10	0,13	0,87	0,43

Табл. 8.5. Значения $Q_{\Sigma} / Q_{0\Sigma}$ при облачности различных ярусов [27].

Прямое солнечное излучение не поляризовано. Однако свет, который рассеивается на неоднородностях атмосферы, становится частично поляризованным. Степень поляризации зависит от направления наблюдения, высоты Солнца, замутненности атмосферы.

Если бы в атмосфере происходило только однократное молекулярное рассеяние, то степень поляризации не зависела бы от длины волны и описывалась соотношением

$$p = \frac{\sin^2 \gamma}{1,06 + \cos^2 \gamma} \quad (8.3.)$$

На самом деле эта формула выполняется лишь в самом грубом приближении в очень чистой атмосфере и больших удалениях от Солнца. Это связано с тем, что в атмосфере протекают процессы многократного рассеяния и не только на флуктуациях плотности воздуха, но и на аэрозольных частицах.

Авторами работы [32] была предложена более точная эмпирическая формула

$$P = P_M \frac{\sin^4 \gamma}{1 - P_M \cos^4 \gamma} \quad (8.4)$$

где P_M – максимальная степень поляризации.

Максимальная степень поляризации при $\gamma = 90^\circ$, как правило, равна $0,5 \div 0,7$. В очень прозрачной атмосфере она может достигать величины $0,88$.

8.3. Характеристики светового поля в океане

Океан поглощает в своих глубинах большую часть упавшей на поверхность земного шара солнечной энергии. Это связано не только с тем, что водная поверхность составляет 71% поверхности планеты, но и с тем обстоятельством, что альbedo моря значительно меньше среднего альbedo суши [29]. От 98 до 94 % упавшего на поверхность потока излучения проходит через границу раздела воздух-вода и почти полностью поглощается в поверхностных слоях океана; только несколько процентов вошедшего в море излучения возвращается в атмосферу вследствие многократного рассеяния в морской среде (диффузного отражения). Условия освещения поверхности и значения собственных оптических характеристик воды определяют структуру формирующегося в океане светового поля солнечного излучения.

Так как горизонтальные градиенты оптических свойств морской воды значительно меньше вертикальных, а освещение поверхности можно в большинстве случаев считать равномерным, море может рассматриваться как плоскостратифицированная вертикально неоднородная среда, а параметры светового поля оказываются независимыми от горизонтальных координат.

Экспериментальные исследования, выполненные многими авторами, позволяют несколько условно выделить три зоны светового поля по глубине [29].

В подповерхностной зоне поля присутствует прямое (нерассеянное) солнечное излучение; спектр естественного излучения в этой зоне весьма широк – от ближнего ультрафиолетового до оранжево-красного света. Поляризация излучения в этой зоне определяется следующими факторами:

1. Преломлением на границе воздух-вода;
2. Вкладом поляризованного света неба;
3. Полным внутренним отражением от поверхности восходящего излучения.

Ниже располагается переходная или промежуточная световая зона. Здесь нет прямого солнечного излучения или его мало на фоне рассеянного света, однако вертикальный угол направления наибольшей яркости не соответствует положению Солнца и уменьшается с погружением, причем угловое распределение яркости постепенно приближается к асимптотическому виду. Поляризация в этой зоне определяется не только условиями на границе раздела вода-воздух, но и многократным рассеянием в воде.

Ниже расположена зона “глубинного” светового режима, отличающаяся симметрией углового распределения яркости вокруг вертикальной оси, устойчивого к изменению условий освещения поверхности. Флуктуации в этой зоне затухают, спектральный интервал излучения узок. Описанная картина во многих случаях усложняется появлением неоднородностей среды, например частиц взвеси или нефелоидных слоев.

Морская вода вследствие избирательного поглощения воздействует на поток солнечного излучения как спектральный фильтр. Наиболее удобным параметром для

описания ослабления нисходящего потока с глубиной является показатель вертикального ослабления $\alpha_{\downarrow\lambda}$ солнечного излучения.

Практически $\alpha_{\downarrow\lambda}$ рассчитывают всегда по формуле

$$\alpha_{\downarrow\lambda}(z_2, z_1) = \frac{1}{z_2 - z_1} \lg \frac{E_{\downarrow\lambda}(z_1)}{E_{\downarrow\lambda}(z_2)} \quad (8.5)$$

Ввиду относительной простоты измерений $E_{\downarrow\lambda}$ и z с борта судна, к настоящему времени накоплен обширный материал по значениям как $E_{\downarrow\lambda}$, так и показателя $\alpha_{\downarrow\lambda}$ в разных районах Мирового океана.

Строго говоря, показатель $\alpha_{\downarrow\lambda}$, как относящийся к вторичным оптическим характеристикам вод, зависит не только от свойств самой воды, но и от условий освещения поверхности, прежде всего от углового распределения яркости нисходящего излучения.

В табл. 8.6 представлены значения $\alpha_{\downarrow\lambda}$, усредненные по подповерхностному слою воды 0-30 м, при разных высотах Солнца α . При этом следует отметить, что данные этой таблицы характеризуют изменчивость $\alpha_{\downarrow\lambda}$ в верхнем слое воды толщиной 30 м, а при усреднении по большому слою, например 100 м, зависимость от условий освещения уменьшится.

	Длина волны излучения, нм				
α	430	480	550	600	650
15°	0,081	0,060	0,063	0,089	0,20
29°	0,072	0,055	0,059	0,082	0,17
59°	0,058	0,045	0,049	0,068	0,14

Табл. 8.6. Значения $\alpha_{\downarrow\lambda}$, усредненные по подповерхностному слою воды 0-30 м, при разных высотах Солнца α ; Черное море [27].

8.4. Подводная облученность

Солнечное излучение, войдя под поверхность моря, ослабляется за счет поглощения (ИК и красная области спектра) и рассеяния. С возрастанием глубины спектр облученности сужается, а максимум кривой спектрального распределения в чистых океанских водах смещается в область 450—460 нм [4].

Многочисленные эксперименты показывают, что начиная с некоторого уровня облученность убывает с глубиной по экспоненциальному закону:

$$E(z) = E(0) e^{-\alpha z} \quad (8.6)$$

где $E(0)$ – облученность горизонтальной плоскости, расположенной непосредственно под поверхностью моря; $E(z)$ – облученность горизонтальной плоскости, расположенной на глубине z , α – показатель вертикального ослабления.

Н.Г. Ерлов предложил оптическую классификацию поверхностных вод океана по пропусканию 1 м воды (при высоком положении Солнца) [4]. Было выделено три основных оптических типа вод — I, II и III, к которым в дальнейшем было добавлено два промежуточных — IA и IB. Спектральное распределение пропускания $T = e^{-\alpha}$ для 1 м для различных оптических типов вод в поверхностном слое приведено в табл. 8.7.

На глубинах, превышающих 100 м, практически остается синий свет. Поэтому для этих глубин можно рекомендовать единый показатель (относящийся к $\lambda = 460$ нм). В табл. 8.8. приведены значения показателя вертикального ослабления для чистых вод открытых океанических районов.

Тип вод	Длина волны λ , нм								
	310	350	400	450	500	550	600	650	700
I	86	94	97,2	98,1	97,2	94,2	85	70	59
IA	83	92,5	95,1	97,4	96,6	93,6	84	69,5	58,5
IB	80	90,5	95,5	96,7	96,0	93,0	83	69	58
II	69	84	92	94	93,5	90,0	80	67,5	56
III	50	71	79	88,5	89	86,5	75	65	54

Табл. 8.7. Стандарты Ерлова (%) [4].

Район	Интервал глубин, м	α , м ⁻¹
Саргассово море	100-400	0,040
	400-500	0,038
Северная часть Атлантического океана	100-350	0,031
Западная часть Индийского океана	200-800	0,022-0,033
Близ Таити	100-400	0,034
Мировой океан в целом		0,03-0,04

Табл. 8.8. Показатель вертикального ослабления для больших глубин [4].

Абсолютные значения облученности на различных глубинах в океане будут зависеть от облученности его поверхности и при знании показателя вертикального ослабления всегда могут быть рассчитаны.

Подводная облученность, в особенности в приповерхностном слое моря, испытывает значительные колебания. Флюктуации подводной облученности влияют не только на скорость процесса фотосинтеза, но на его механизм. Наблюдения показывают, что флюктуирует только облученность сверху E_{\downarrow} (облученность E_{\uparrow} практически неизменна) и что флюктуации E_{\downarrow} при открытом Солнце в 15—20 раз превышают флюктуации в пасмурный день.

8.5. Цвет моря

Ощущение цвета возникает благодаря свойству глаза человека различать спектральный состав излучения в видимом диапазоне длин волн 380-700 нм. В основе современного представления о цветовом зрении лежит принцип трехцветности – любой цвет может быть синтезирован из трех основных цветов, каждый из которых нельзя получить сложением двух других. Глазные светорецепторы являются индикаторами основных цветов, информация от которых поступает в мозг, где и формируется ощущение цвета.

Цвет моря определяется спектральным составом восходящего излучения, попадающего в глаз наблюдателя. Полный поток складывается из отраженного света и света, рассеянного морем. Каждый из этих потоков имеет собственный спектральный состав. Соотношение между ними меняется, а потому меняется спектральный состав суммарного потока, а, следовательно, меняется ощущение цвета. Один и тот же район может казаться различным по цвету при разных условиях наблюдения. В настоящее время визуальная регистрация цвета моря проводится при некоторых стандартизованных условиях: безоблачное небо, наблюдение в надир, при средних высотах солнца, при слабом волнении. Отклонение угла наблюдения от вертикали приводит к тому, что отраженный поток сначала сравнивается с выходящим из моря, а потом и превосходит его. А так как в видимой области спектра коэффициент отражения практически не зависит от длины волны, то море приобретает окраску того участка небосвода, от

которого приходит отраженное излучение. Часто при наблюдении у горизонта цветовой контраст полностью отсутствует.

Некоторые авторы пытались объяснить окраску поверхности морей одним лишь различием в рассеянии света, существующим между короткими и длинными волнами, в пределах видимого спектра. И только в 1921 году проблема цветности моря была разрешена В.В. Шулейкиным, основателем кафедры физики Моря и вод суши. Приведем вывод общего соотношения, которое позволяет вычислять различные спектры света, исходящего из моря [6].

Предположим, что свет падает на поверхность моря потоком параллельных лучей, направленных отвесно. Тогда энергия, дошедшая до некоторой глубины z , будет равна

$$I = I_0 e^{-\left[f(\lambda) + \frac{W_1 k}{W}\right] \Delta} \quad (8.7)$$

Элементарный горизонтальный слой dz , вырезанный на этой глубине рассеет вверх количество энергии $\frac{a}{\lambda^4} Idz$, Которое на основании формулы (8.7), оказывается равным:

$$di_z = \frac{a}{\lambda^4} I_0 e^{-\left[f(\lambda) + \frac{W_1 k}{W}\right] \Delta} dz \quad (8.8)$$

Здесь $a = \frac{W_1 k \lambda^4}{W}$ - параметр, характеризующий оптику данного моря ($\frac{W_1}{W}$ - отношение энергии, рассеянной вверх, ко всей энергии, рассеиваемой вниз и вверх).

Свет, исходящий из моря, испускается именно этими элементарными слоями dz , но ясно, что от каждого слоя до поверхности моря лежит пласт морской воды толщиной z , в котором поглощение и рассеяние определяются формулами, аналогичными формулам (8.7) и (8.8).

Обозначим через dI_1 количество энергии, дошедшей снизу до поверхности моря от слоя dz . Тогда окажется, что:

$$dI_1 = di_z I_0 e I_0 e^{-\left[f(\lambda) + \frac{a_1}{\lambda^4}\right] \Delta} = \frac{a}{\lambda^4} I_0 e^{-\left[f(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}\right] 2\Delta} \quad (8.9)$$

Так как на окраске поверхности моря практически не могут сказаться лучи, проникшие до глубин ниже нескольких сот метров, то интеграцию уравнения (8.9) можно производить, не принимая во внимание морское дно, то есть в пределах от 0 до ∞ . Проинтегрировав уравнение (8.9) в этих пределах, найдем, что:

$$dI_1 = \int_0^{\infty} I_0 \frac{a}{\lambda^4} I_0 e^{-\left[f(\lambda) + \frac{a_1}{\lambda^4}\right] 2z} dz = \frac{I_0}{2} \frac{\frac{a}{\lambda^4}}{f(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \quad (8.10)$$

I_1 составляет только часть всей энергии, выходящей из моря. Рассматривая ослабление элементов энергии di_z на пути от слоя dz до поверхности моря, заметим, что некоторая доля этой энергии отбрасывается вниз, откуда частично снова возвращается вверх. Можно предположить, что вторая порция световой энергии выражается так:

$$I_2 = \frac{I_0}{4} \left(\frac{\frac{a}{\lambda^4}}{f(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \right) \quad (8.11)$$

Просуммируем бесконечный ряд подобных порций световой энергии. Оказывается, что:

$$I = I_0 \sum_{v=1}^{v=\infty} \left[\frac{1}{2} \frac{\frac{a}{\lambda^4}}{f(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \right]^v = I_0 \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{f(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}} \quad (8.12)$$

Если обозначить освещенность моря прямыми солнечными лучами через S_0 , а освещенность диффузным светом неба – через N_0 , то освещенность той же поверхности внутренним диффузным светом M_0 выразится формулой:

$$M_0 = \frac{I}{I_0} (S_0 + N_0) \quad (8.13)$$

На основании формул (8.12) и (8.13), можно получить:

$$\frac{M_0}{S_0 + N_0} = \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{f(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}} \quad (8.14)$$

Это выражение представляет собой спектр диффузного внутреннего света, исходящего из моря.

Все предыдущие выкладки относились к случаю, когда луч зрения был направлен нормально к поверхности моря. Только в этом случае и при условии солнечного сияния можно совершенно пренебречь тем светом, который исходит от небесного свода и затем отражается от поверхности моря. Обычно же наблюдателю, смотрящему на поверхность моря под острым углом к ней, окраска моря представляется весьма непостоянной, зависящей от целого ряда внешних условий, и главную роль при этом играет состояние поверхности воды: форма и размеры волн, бегущих по ней [6].

Пусть луч зрения, исходящий от некоторого элемента поверхности моря, составляет некоторый угол φ , изображенный на рис. 8.1. Очевидно, что этот луч можно разложить на два составляющих луча. Первый из них принадлежит внутреннему диффузному свету; он достиг элемента поверхности воды, составляя с нормалью угол ψ и преломившись, вышел под углом φ к нормали. Второй луч – луч отраженного света, испускаемого небесным сводом, то есть луч, упавший на элемент поверхности воды под углом φ к нормали. Интенсивность обоих лучей зависит от угла с нормалью, под которым они идут.

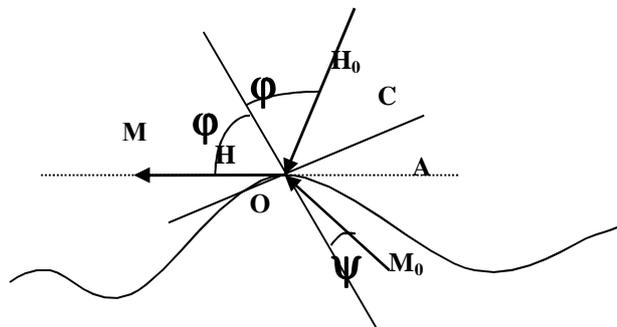


Рис. 8.1. Схема лучей близ поверхности волны [6].

Обозначим через M освещенность внутренним диффузным светом, а через N освещенность небесным сводом, видимые наблюдателем. Тогда на основании формул (6.2) и (6.3) можно записать:

$$M = \frac{1}{2} \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{1}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] M_0 \quad (8.15)$$

$$N = \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] N_0 \quad (8.16)$$

где M_0 – освещенность внутренним светом, но только наблюдаемая по направлению нормали к поверхности воды.

Особенно насыщенную окраску приобретает море при так называемых ветровых волнах, которые обладают большей крутизной, чем зыбь во время штиля. В свою очередь крутизна их делается наибольшей, когда они распространяются на мелководье: передний фронт волн перед разрушением на мелководье становится отвесным.

Говоря об оптических свойствах морской воды, следует упомянуть и о таких явлениях, как свечение и цветение моря. Свечение поверхности моря в ночное время объясняется светом, излучаемым морскими организмами (планктоном и особыми видами бактерий). Цветение моря обуславливается массовым скоплением особей какого-либо вида, способных окрасить поверхность моря в один из цветов: желтый, красный, зеленый и т. д.

ГЛАВА 9. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ЕГО РЕШЕНИЯ

9.1. Уравнение переноса излучения и его общие свойства

Теория переноса излучения в мутных средах базируется на фотометрических представлениях и формулируется в терминах лучевой оптики. Объектом исследования теории являются фотометрические величины, то есть величины, квадратичные относительно векторов электромагнитного поля и осредненные во времени и пространстве. При этом время осреднения (постоянная времени приемника света) должно намного превышать период волны, а линейный масштаб осреднения (размер приемника) – длину световой волны.

В основе теории переноса излучения лежит уравнение (или система уравнений), описывающее изменение фотометрических характеристик вдоль светового пучка. Важно отметить, что точные условия применимости классической теории переноса, накладывающие ограничения на оптические параметры среды и волнового поля, могут быть получены при более общем рассмотрении процесса рассеяния света в рамках статистической квантовой электродинамики [32].

Уравнение переноса излучения устанавливает связь между значениями спектральной яркости излучения $L(t, r, \Omega)$ в двух близлежащих точках пространства $r, r + dr$ с учетом поглощения и рассеяния света в элементарном объеме среды $dV \sim (dr)^3$. В общем случае нестационарного светового поля с произвольно заданными источниками уравнение переноса излучения без учета состояния поляризации светового пучка имеет вид:

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \Omega \nabla + \varepsilon \right) L(t, r, \Omega) = \frac{\sigma}{4\pi} \int_{4\pi} L(t, r, \Omega') x(\Omega, \Omega') d\Omega' + q(t, r, \Omega) \quad (9.1)$$

Здесь c – скорость света в среде, $\varepsilon = \sigma + \alpha$, σ и α – показатели ослабления, рассеяния и поглощения света в среде; $x(\Omega, \Omega')$ – индикатриса рассеяния, удовлетворяющая условию нормировки

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} x(\Omega, \Omega') d\Omega' = 1 \quad (9.2)$$

q - плотность источников излучения, которая определяется как количество энергии dW , излучаемой объемом dV в единицу времени в элементарный телесный угол $d\Omega$:

$$dW = q(t, r, \Omega) dV d\Omega \quad (9.3)$$

Для получения решения уравнения (6.1) необходимо задание начальных и граничных условий. Можно показать, что при $q=0$ решение в некотором заданном объеме V , ограниченном поверхностью G , определяется единственным образом по начальному условию и заданному распределению излучения, падающего на V извне:

$$\text{при } t = 0 \quad L = L_0(r, \Omega) \quad (9.4)$$

Уравнение (9.1), содержащее член с производной по времени, описывает общий случай нестационарного поля излучения. Если характерное время пребывания фотона в среде t оказывается много меньше времени изменения светового поля T , то в среде в каждый данный момент времени успевает установиться квазистационарный режим, соответствующий заданным внешним условиям в этот момент времени. В этом случае в уравнении (9.1) можно пренебречь членом, содержащим производную по времени. Для морской воды в качестве t следует принять время нахождения фотона в среде до его поглощения.

Нестационарное уравнение переноса всегда может быть сведено к формально стационарному с помощью преобразования Лапласа по времени:

$$L(s, r, \Omega) = \int_0^{\infty} L(t, r, \Omega) e^{-st} dt \quad (9.5)$$

Применяя преобразование Лапласа к уравнению (9.1) имеем:

$$\Omega \nabla L + \varepsilon' L = \frac{\sigma}{4\pi} \int_{4\pi} x L d\Omega' + q + \frac{1}{c} L_0 \quad (9.6)$$

$$\text{где } \varepsilon' = \varepsilon + \frac{s}{c}.$$

Важную роль в решении задачи расчета переноса излучения в океане играют фундаментальные решения или функции Грина, в общем случае описывающие реакцию системы на δ - импульс на входе. В рамках модели светового поля, задаваемой уравнением переноса (9.1), функцией Грина называется решение этого уравнения для единичного мгновенного мононаправленного точечного источника при нулевых граничных условиях. Функция Грина $G(t_0, r_0, \Omega_0; t, r, \Omega)$ является решением уравнения (9.1) при задании источников в виде:

$$q = \delta(t - t_0) \delta(r - r_0) \delta(\Omega - \Omega_0) \quad (9.7)$$

Решение задачи с произвольным распределением источников $q(t, r, \Omega)$ выражается через функцию Грина интегралом:

$$L(t, r, \Omega) = \int G(t', r', \Omega'; t, r, \Omega) q(t', r', \Omega') dt' dr' d\Omega' \quad (9.8)$$

Рассмотрим стационарное уравнение переноса излучения и будем полагать, что индикатриса рассеяния $x(\Omega, \Omega')$ зависит только от угла рассеяния, то есть $x(\Omega, \Omega') = x(\Omega \cdot \Omega')$, где $x(\Omega \cdot \Omega')$ - скалярное произведение векторов Ω и Ω' . Это предположение можно считать выполненным для океанской воды. Пусть $\nabla L_i(r, \Omega)$, $i=1, 2$ - два решения уравнения переноса:

$$\Omega \nabla L_i + \varepsilon L_i = \frac{\sigma}{4\pi} \int_{4\pi} x(\Omega, \Omega') L_i(\Omega') d\Omega' + q_i \quad (9.9)$$

при граничных условиях $L_i(\rho, \Omega) = L_{i0}$, $n \cdot \Omega < 0$, $\rho \in G$ (где n - внешняя нормаль к поверхности G , ограничивающей объем среды V).

Рассмотрим функцию $L_2(r, -\Omega)$, которая удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned}
& -\Omega \nabla L_2(r, -\Omega) + \varepsilon L_2(r, -\Omega) = \\
& = \frac{\sigma}{4\pi} \int_{4\pi} x(-\Omega, -\Omega') L_2(r, -\Omega') d\Omega' + q(r, -\Omega)
\end{aligned} \tag{9.10}$$

с граничным условием $L_2(\rho, -\Omega) = L_{02}$, $n \cdot \Omega > 0$, $\rho \in G$

Умножим уравнение (9.9) для $i=1$ на $L_2(r, -\Omega)$, а уравнение (9.10) на $L_1(r, \Omega)$, проинтегрируем по объему V и всем направлениям Ω и вычтем одно уравнение из другого:

$$\begin{aligned}
& \int_V dr \int \Omega \nabla [L_1(r, \Omega) L_2(r, -\Omega)] d\Omega = \\
& = \frac{\sigma}{4\pi} \int_V dr \int d\Omega \int \left[\begin{aligned} & L_2(r, -\Omega) x(-\Omega, -\Omega') L_1(r, \Omega) - \\ & L_1(r, \Omega) x(-\Omega, -\Omega') L_2(r, -\Omega') \end{aligned} \right] d\Omega' + \\
& + \int_V dr \int d\Omega [L_2(r, -\Omega) q_1(r, \Omega) - L_1(r, \Omega) q_2(r, -\Omega')]
\end{aligned} \tag{9.11}$$

Преобразуем левую часть уравнения (9.11) в интеграл по поверхности и заметим, что в силу условия $x(\Omega, \Omega') = x(-\Omega, -\Omega')$ интеграл в правой части, содержащий индикатрису рассеяния, обращается в нуль. Окончательное соотношение получаем в виде

$$\begin{aligned}
& \int ds \int \Omega n L_1(r, \Omega) L_2(r, -\Omega) d\Omega = \\
& = \int_V dr \int d\Omega [L_2(r, -\Omega) q_1(r, \Omega) - L_1(r, \Omega) q_2(r, -\Omega)] d\Omega
\end{aligned} \tag{9.12}$$

В случае, когда L_1 и L_2 - функции Грина:

$$L_1 = G(r_1, \Omega_1, r, \Omega) \quad L_2 = G(r_2, \Omega_2, r, \Omega) \tag{9.13}$$

из (9.13) получаем

$$G(r_1, \Omega_1, r_2, \Omega_2) = G(r_2, -\Omega_2, r_1, -\Omega_1) \tag{9.14}$$

Соотношение (9.14) выражает известный частный случай проявления оптического принципа взаимности: яркость света, регистрируемая приемником в некоторой точке r_2 в направлении Ω_2 от точечного мононаправленного источника, расположенного в точке r_1 и излучающего в направлении Ω_1 , равна яркости света от источника, расположенного в точке r_2 и излучающего в направлении $-\Omega_2$, при регистрации излучения приемником в точке r_1 в направлении $-\Omega_1$.

Иными словами, яркость света, регистрируемая приемником, не изменится, если мононаправленные приемник и источник поменять местами.

Интегро-дифференциальное уравнение (9.1) может быть преобразовано в интегральное уравнение. Перепишем (9.1) в виде:

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \Omega \nabla + \varepsilon \right) L(t, r, \Omega) = Q(t, r, \Omega) \tag{9.15}$$

где функция:

$$Q(t, r, \Omega) = \frac{\sigma}{4\pi} \int_{4\pi} x(\Omega, \Omega') L(t, r, \Omega') d\Omega' + q(t, r, \Omega) \tag{9.16}$$

может рассматриваться как плотность источника в широком смысле, то есть независимо от того, являются ли фотоны действительно испущенными источником или появились в результате рассеяния других фотонов. Выражение (9.15) представляет собой уравнение в частных производных и его решение имеет вид:

$$L(t, r, \Omega) = \int_0^{\infty} dl Q\left(t - \frac{l}{c}, r - l\Omega\right) \exp\left(-\int_0^l \varepsilon(r - l\Omega') dl'\right) \quad (9.17)$$

Решение (9.17) выражает тот факт, что фотоны с направлением движения Ω , которые в момент времени t находятся в точке r , должны были возникнуть в некоторой точке $r - l\Omega$ в момент $t - \frac{l}{c}$. Экспонента под интегралом в (9.17) определяет вероятность для фотона достичь точки r из точки $r - l\Omega$.

9.2. Строгие методы решения уравнения переноса

Строгими называются такие методы решения уравнения переноса, которые в принципе (при выполнении соответствующей вычислительной работы) позволяют находить его решение с любой требуемой точностью [32]. Эти методы можно разделить на численные и аналитические, хотя такое деление является условным, поскольку в ряде случаев извлечение количественного результата из формально записанного аналитического решения сопряжено с очень сложными и громоздкими расчетами.

В последнее время большую популярность в решении задач оптики атмосферы и океана приобрел метод Монте-Карло. Это связано с тем, что традиционные численные методы решения уравнения переноса не обладают должной степенью универсальности.

Метод Монте-Карло основан на статистическом моделировании переноса излучения в среде. Распространение света можно рассматривать как случайный процесс столкновений фотонов с веществом, в результате которых фотон либо поглощается, либо рассеивается. Построение случайных траекторий фотонов и статистическая оценка для искомых величин составляет сущность метода Монте-Карло. В соответствии с плотностью распределения источников $q(t, r, \Omega)$ в каждый расчетный момент времени выбирается начальная точка траектории фотона r_0 и направление его движения Ω_0 . Затем выбирается случайная величина длины свободного пробега фотона l и производится проверка на выход фотона из среды. Если фотон остается в среде, то в очередной точке $r_0 + \Omega l$ производится выбор типа взаимодействия – поглощения или рассеяния. В случае поглощения моделируется новая траектория, в случае рассеяния выбирается случайная величина угла рассеяния и определяется новое направление движения фотона Ω_1 . Далее цикл повторяется с выбора длины свободного пробега.

Общая схема метода Монте-Карло подробно описана в [32]. С помощью прямого моделирования методом Монте-Карло большой цикл работ по переносу солнечного излучения в системе атмосфера-океан выполнен американскими авторами Плассом и Каттаваром.

9.3. Двухпотокное приближение

Исторически одним из первых подходов к решению задач теории переноса явилось двухпотокное приближение. В этом приближении упрощение достигается путем перехода к задаче об определении лишь интегральных характеристик светового поля – потоков радиации в двух противоположных направлениях. В качестве примера, иллюстрирующего двухпотокное приближение, рассмотрим плоскопараллельную однородную среду, освещаемую с поверхности $z=0$ (координата z направлена внутрь среды). Уравнение переноса для яркости, осредненной по азимуту, имеет вид:

$$\mu \frac{\partial L}{\partial z} + \varepsilon L = \frac{\sigma}{2} \int_{-1}^1 x(\mu, \mu') L(z, \mu') d\mu' \quad (9.18)$$

Интегрируя (9.18) по μ в пределах $[-1, 0]$ и $[0, 1]$, можно получить систему уравнений для освещенностей горизонтальной площадки сверху E_{\downarrow} и снизу E_{\uparrow}

$$\frac{\partial E_{\downarrow}}{\partial z} = -\frac{\alpha + \sigma\varphi_1}{\mu_1} E_{\downarrow} + \frac{\sigma\varphi_2}{\mu_2} E_{\uparrow} \quad (9.19)$$

$$\frac{\partial E_{\uparrow}}{\partial z} = -\frac{\sigma\varphi_1}{\mu_1} E_{\downarrow} + \frac{\alpha + \sigma\varphi_2}{\mu_2} E_{\uparrow} \quad (9.20)$$

где $\mu_1 = \int_0^1 L \mu d\mu / \int_0^1 L d\mu$ и $\mu_2 = -\int_{-1}^0 L \mu d\mu / \int_{-1}^0 L d\mu$ - средние косинусы углов наклона

световых пучков в нисходящем и восходящем потоках, а величины:

$$\varphi_1 = \frac{1}{2} \int_0^1 L \mu d\mu \int_{-1}^0 x(\mu, \mu') d\mu' / \int_0^1 L d\mu \quad (9.21)$$

$$\varphi_2 = \frac{1}{2} \int_{-1}^0 L d\mu \int_0^1 x(\mu, \mu') d\mu' / \int_{-1}^0 L d\mu \quad (9.22)$$

представляют собой доли энергии нисходящего и восходящего потоков, рассеиваемые соответственно вверх и вниз слоем единичной толщины.

Уравнения (8.19) и (9.20) решаются в предположении постоянства μ_i и φ_i . Строго говоря, это предположение выполняется только для глубинного режима, а вблизи границ среды, где происходит перестройка углового распределения яркости, функции $\mu_i(z)$ и $\varphi_i(z)$ довольно резко изменяются. Тем не менее, замена функций μ_i и φ_i их средними значениями:

$$\bar{\varphi}_i = \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \varphi_i dt \quad \bar{\mu}_i = \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \mu_i dt \quad (9.23)$$

приводит к удовлетворительным результатам.

При заданных параметрах $\bar{\mu}$ и $\bar{\varphi}_i$ система (9.19) - (9.20) легко решается. В частности, коэффициент отражения полубесконечной среды R_{∞} при диффузном освещении ее границы связан с оптическими характеристиками среды удобным для практического использования соотношением [27]

$$\frac{(1 - R_{\infty})^2}{2R_{\infty}} = \frac{\alpha}{\sigma\varphi} \quad (9.24)$$

Соотношение (9.24) часто используется в работах, посвященных спектроскопии рассеивающих сред.

9.4. Диффузионное приближение

Диффузионное приближение теории переноса основано на замене интегродифференциального уравнения переноса излучения уравнением диффузионного типа. Такая замена возможна при условии малости средней длины свободного пробега фотонов по сравнению с характерным масштабом изменения параметров поля излучения и при условии его слабой анизотропии.

Получим уравнение диффузионного приближения из уравнения переноса (9.1). Интегрируя (9.1) по полному телесному углу, имеем:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \text{div} \bar{\mathbf{H}} = -\alpha \mathbf{E} + \mathbf{Q} \quad (9.25)$$

$$\text{где } \mathbf{E} = \int B d\Omega, \quad \mathbf{H} = \int B \bar{\Omega} d\Omega, \quad \mathbf{Q} = \int q d\Omega$$

Умножим (9.1) на Ω_i и снова выполним интегрирование по Ω :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial H_i}{\partial t} + \int \Omega_i \Omega_k \frac{\partial L}{\partial x_k} d\Omega + \varepsilon H_i = \frac{\sigma}{4\pi} \int \Omega_i d\Omega \int x L d\Omega' + Q_i \quad (9.26)$$

Считая угловое распределение яркости слабо анизотропным, в левой части (9.26) вынесем из-под интеграла среднее по углам $\Omega_i \Omega_k = \frac{1}{3} \delta_{ik}$ и учтем, что интегральный член в правой части равен $\sigma \bar{\mu} H_i$, где $\bar{\mu} = \frac{1}{4\pi} \int \bar{\Omega} \bar{\Omega}' / x(\bar{\Omega}, \bar{\Omega}') d\Omega$ - средний косинус угла рассеяния.

В результате при условии слабой анизотропии источников получим связь между вектором потока энергии и пространственной освещенностью:

$$\mathbf{H} = -l \left(\text{grad } \mathbf{E} + \frac{3}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) \quad (9.27)$$

где $l = (\varepsilon - \bar{\mu}\sigma)^{-1/3}$. Отметим, что величина l называется транспортным средним свободным пробегом фотонов.

Если среда однородна, то, исключая из (9.25) и (9.27) члены с лучистым потоком \mathbf{H} , приходим к уравнению для \mathbf{E} :

$$\frac{3l}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + (1 + 3\alpha l) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c l \mathbf{E} - c \alpha \mathbf{E} + c Q \quad (9.28)$$

Уравнение (9.28) называется «телеграфным» и описывает распространение фотонов с выраженным фронтом, то есть областью, до которой фотоны еще не дошли. Если длина свободного пробега и показатель поглощения стремятся к нулю, а коэффициент диффузии $D = lc$ и время жизни фотона $(c\alpha)^{-1}$ остаются конечными, то телеграфное уравнение (9.28) переходит в обычное диффузионное уравнение:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = D \Delta \mathbf{E} - c\alpha \mathbf{E} + cQ \quad (9.29)$$

Это уравнение должно решаться с учетом условий непрерывности величин \mathbf{E} и $\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}$ на границе среды (\mathbf{n} - нормаль к границе среды).

Существенным для гидрооптики является ограничение, связанное с условием слабой анизотропии углового распределения яркости. Морская вода относится к сильно поглощающим средам, и поэтому даже в глубинном режиме угловое распределение яркости отличается ярко выраженной анизотропией. Тем не менее, некоторые результаты диффузионной теории применимы в гидрооптике. К их числу относятся, например, данные о пространственно-временной структуре светового поля через большой промежуток времени после облучения среды коротким световым импульсом.

ГЛАВА 10. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОРСКОЙ ВОДЫ

Оптические свойства морской воды могут измеряться в лаборатории и с помощью погружаемых приборов, а также дистанционными методами. Главное преимущество погружаемых и дистанционных измерителей в том, что они позволяют вести измерения непрерывно в пространстве и во времени, в то время как отбор проб может производиться лишь с определенных глубин в отдельные моменты времени. Это обстоятельство существенно ограничивает применимость лабораторных методов для исследования пространственно-временной изменчивости гидрооптических характеристик. Кроме того, при наблюдениях с помощью погружаемых приборов оптические характеристики измеряются в ее естественном состоянии, тогда как в процессе извлечения и хранения проб морской воды происходит изменение физических условий, которое может повлечь за собой изменение ее оптических свойств. Но лабораторные приборы обладают более высокой точностью измерений, чем погружаемые. Определенным достоинством лабораторных измерений является возможность сравнительного исследования оптических характеристик фильтрованных и нефилтрованных образцов, что позволяет экспериментально оценить влияние различных компонентов взвешенного и растворенного вещества на оптические свойства воды. В настоящее время лабораторные измерения используются в основном для исследования спектральных и угловых зависимостей гидрооптических характеристик.

Использование дистанционных методов очень перспективно для изучения пространственно-временной изменчивости оптических характеристик. Дистанционные измерения, проводящиеся с борта судна и летательных аппаратов, дают возможность в короткий срок получить информацию о распределении оптических характеристик на больших по размерам акваториях океана. Обладая преимуществами перед измерениями погружаемыми приборами, дистанционные методы имеют и существенные ограничения. С их помощью можно измерять не все оптические характеристики, так как они дают информацию лишь о верхнем слое, толщина которого не превышает нескольких десятков метров. Поэтому их не следует рассматривать как замену традиционных методов. Развитие оптических исследований океана должно основываться на комплексном использовании дистанционных и контактных методов.

10.1. Методы измерения параметров состояния морской воды на основе использования рефрактометрической информации

Рефрактометрия - один из широко используемых в анализе веществ метод, позволяющий довольно просто определить вещество, находящееся в жидком состоянии, или определить концентрацию двухкомпонентных растворов. Рассмотрим поподробнее принципы измерения и возможности этого метода.

Рефрактометрия основана на явлении преломления света при переходе из одной среды в другую, называемом рефракцией [36]. Показатель преломления зависит от внутреннего состояния вещества, от его температуры, давления, концентрации примесей, природы растворителя. Принцип действия промышленных рефрактометров базируется на использовании явления полного внутреннего отражения света в оптической призме, находящейся в контакте с жидкостью. Свет от источника вводится в оптическую призму и падает на ее внутреннюю поверхность, контактирующую с исследуемым раствором. Световые лучи попадают на границу раздела призмы и раствора под различными углами. Часть лучей, угол падения которых больше критического, полностью отражаются от внутренней поверхности призмы и, выходя из нее, формируют светлую часть изображения на фотоприемнике. Часть лучей, угол падения которых меньше критического, частично преломляются и проходят в раствор, а частично отражаются и формируют темную часть изображения на фотоприемнике. Положение границы раздела между светом и тенью зависит от соотношения коэффициентов преломления материала оптической призмы и исследуемого раствора, а также длины волны излучения источника

света. Поскольку оптические характеристики призмы и длина волны источника постоянны, то по положению границы раздела света и тени на фотоприемнике можно однозначно определить коэффициент преломления или оптическую плотность исследуемого раствора.

Так как оптическая схема рефрактометров построена на использовании отражения и прохождения света только внутри призмы, то ни прозрачность раствора, ни наличие в нем рассеивающих свет нерастворимых включений и газовых пузырьков не влияют на результаты измерения. Для компенсации влияния температуры исследуемой жидкости на результаты измерения концентрации в промышленных рефрактометрах используются тепловые датчики. На рис. 10.1 приведены основные оптические схемы промышленных рефрактометров.

Исходя из определения показателя преломления, его измерение может быть основано на явлениях, порождаемых изменениями скорости распространения световой волны в данном веществе по сравнению со скоростью света в вакууме, - на изменении фазы, амплитуды и поляризации световой волны, преломленной на границе раздела «исследуемая среда - вакуум», либо отраженной от нее. Прямое измерение абсолютного значения показателя преломления исследуемой среды отличается повышенной трудоемкостью, связанной с необходимостью откачки воздуха всякий раз после помещения измеряемого образца в прибор, поэтому измеряют показатель преломления $n_{\text{отн}}$ исследуемой среды относительно другого (образцового) вещества, показатель преломления которого n_0 известен, а его абсолютное значение $n_{\text{ис}}$ вычисляют по соотношению

$$n_{\text{ис}} = \frac{n_{\text{ис}}}{n_0} n_0 = n_{\text{отн}} n_0 \quad (10.1)$$

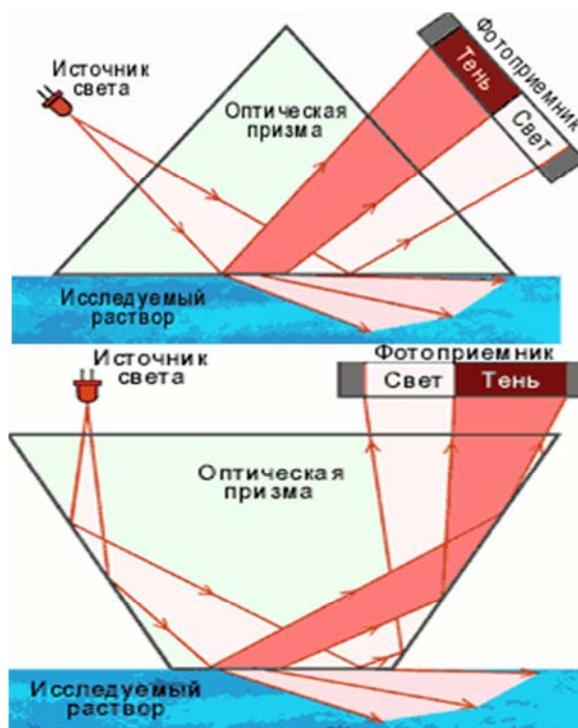


Рис. 10.1. Основные схемы промышленных рефрактометров.

Измерение фазы световой волны может быть обнаружено по искажению интерференционной картины (это явление лежит в основе интерферометрических методов). При наклонном падении светового пучка на границу раздела двух сред изменение фазы в пределах поперечного сечения преломленного светового пучка

приводит к повороту волнового фронта, изменяется интенсивность отраженного и преломленного пучков, причем в разной степени в зависимости от ориентации плоскости поляризации относительно плоскости падения [37]. Эти явления лежат в основе всех применяемых в настоящее время методов измерения показателя преломления. Приведем их краткое описание.

Интерференционные методы

Определение показателя преломления по измерению разности хода в исследуемой среде является задачей интерференционных методов. Они в настоящее время разработаны достаточно полно. С явлением деформации световой волны связано изменение направления движения световых лучей в исследуемой среде.

Пусть имеются два источника монохроматического излучения, испускающие световые волны $E_1 = a_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$ и $E_2 = a_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2)$, где a - амплитуда; ω - частота и φ - фаза колебаний (индекс обозначает номер источника).

Если оба источника освещают одну и ту же площадку, то в точке, расположенной в пределах этой площадки, при условии одинаковой поляризации колебаний происходит сложение волн:

$$E_1' + E_2' = a_1 \sin \left[\omega_1 \left(t + \frac{l_1}{c} \right) + \varphi_1 \right] + a_2 \sin \left[\omega_2 \left(t + \frac{l_2}{c} \right) + \varphi_2 \right] \quad (10.2)$$

где l_1 и l_2 - расстояния от этой точки до первого и второго источников соответственно; c - скорость света в воздухе.

Для измерения показателя преломления образца исследуемой среды его помещают на пути одного из пучков, например первого. При прохождении этим пучком части пути протяженностью L через среду с показателем преломления n (относительно воздуха) время распространения от источника до данной точки возрастает до

$$\tau = \frac{l_1 + L(n-1)}{c} \quad (10.3)$$

Если световые пучки когерентны, то есть характеризуются постоянством разности фаз колебаний в течение времени наблюдения, то из (10.2) и (10.3) следует, что

$$\begin{aligned} E_1' + E_2' &= \sin \omega t \left\{ a_1 \cos \left[\omega \left(\frac{l_1 + L(n-1)}{c} + \varphi_1 \right) + a_2 \cos \left(\omega \frac{l_2}{c} + \varphi_2 \right) \right\} + \right. \\ &+ \cos(\omega t) \left\{ a_1 \sin \left[\omega \left(\frac{l_1 + L(n-1)}{c} + \varphi_1 \right) + a_2 \sin \left(\omega \frac{l_2}{c} + \varphi_2 \right) \right\} \right. \\ &= A_1 \sin(\omega t) + A_2 \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (10.4)$$

то есть сумма двух волн представляется двумя ортогональными гармоническими составляющими (синусной и косинусной), амплитуды которых описываются выражениями, заключенными в фигурных скобках (они обозначены как A_1 и A_2). Результирующее колебание также изменяется по времени по синусоидальному закону с амплитудой

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \left[\omega \frac{l_1 - l_2 + L(n-1)}{c} + \varphi_1 - \varphi_2 \right]} \quad (10.5)$$

При легко выполняемых условиях $l_1 = l_2$, $\varphi_1 = \varphi_2$ выражение (10.5) принимает более простой вид

$$A = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \frac{\omega L(n-1)}{c}} \quad (10.6)$$

Обычно стремятся обеспечить равенство амплитуд a_1 и a_2 с тем, чтобы минимальное значение амплитуды результирующего колебания было равно нулю, так как при этом интерференционная картина наблюдается с наибольшим контрастом. Однако различие амплитуд a_1 и a_2 приводит к относительно небольшому снижению контраста интенсивности колебаний:

$$K = \frac{A_{\text{макс}}^2 - A_{\text{мин}}^2}{A_{\text{макс}}^2 + A_{\text{мин}}^2} = \frac{2a_1a_2}{a_1^2 + a_2^2} \quad (10.7)$$

Из соотношения (10.6) видно, что амплитуда результирующего колебания изменяется от минимального до максимального значения при изменении показателя преломления

$$\Delta n = \frac{\pi c}{\omega L} = \frac{\lambda}{2L} \quad (10.8)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$ - длина световой волны.

Зависимость освещенности световой картины в данной точке от показателя преломления имеет вид:

$$E_v = 0,5 E_{vm} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi L n}{\lambda} + \varphi_0 \right) \right] \quad (10.9)$$

где E_{vm} - освещенность наиболее светлого участка интерференционной полосы, φ_0 - начальная фаза колебаний. Пользуясь этим соотношением можно по измеренной освещенности интерференционной картины в данной точке вычислить значение показателя преломления.

В качестве источников используются либо лазеры, либо вторичные источники, образуемые путем деления светового потока, излучаемого каким-либо одним источником, таким образом, что обе части светового потока испускаются одним и тем же участком тела свечения. В плоскости наблюдения интерференционной картины образуется система полос, имеющая периодическую структуру с синусоидальным распределением освещенности:

$$E_v(x) = 2E_{vm} \left(1 + \cos \frac{2\pi b x}{\lambda l} \right) \quad (10.10)$$

где b - расстояние между источниками; l - расстояние от источников до экрана ($l > b$); x - расстояние от данной точки до нормали к экрану, проходящей на одинаковом расстоянии от обоих источников. Ширина полосы равна $H = \lambda l/b$.

При размещении на пути одного из интерферирующих пучков образца исследуемой среды, показатель преломления которой отличается от показателя преломления воздуха, изменяется освещенность в каждой фиксированной точке экрана, но общий характер интерференционной картины сохраняется (изменяется лишь положение максимумов и минимумов освещенности). Таким образом, происходит сдвиг полос, который связан с показателем преломления n соотношением:

$$x = \frac{lL(n-1)}{b} \quad (10.11)$$

что составляет в долях ширины полосы

$$\frac{x}{H} = \frac{L(n-1)}{\lambda} \quad (10.12)$$

Повышение точности отсчета разности фаз интерферирующих волн возможно и оптическими методами: поляризационной и многолучевой интерферометрии [37]. Первый метод основан на использовании поляризованного излучения. Линейно поляризованный свет характеризуется тем, что электрический вектор напряженности электромагнитного поля колеблется в одной плоскости. Этот вектор может быть разложен в плоскости, перпендикулярной направлению распространения световой волны, на две взаимно перпендикулярные составляющие. Если каждую составляющую направить по индивидуальному пути через области среды с неодинаковыми показателями преломления, то при выходе из этих областей составляющие будут отличаться по фазе. После сведения этих двух пучков излучение становится в общем случае эллиптически поляризованным, так как конец электрического вектора напряженности поля, образованного в результате сложения двух ортогональных когерентных составляющих, движется по траектории, проекция которой на плоскость, перпендикулярную направлению распространения световой волны, представляет собой при наличии разности фаз между составляющими эллипс. Если установить на пути распространения волны оптический элемент (компенсатор), через который взаимно перпендикулярные несинфазные составляющие электрического вектора проходят с разной скоростью, а толщину элемента подобрать так, чтобы при выходе из него разность фаз составляющих была равной нулю, то по угловому положению плоскости поляризации можно вычислить показатель преломления. Угол поворота плоскости поляризации определяется соотношением:

$$\alpha = \frac{2\pi L(n-1)}{\lambda} \quad (10.13)$$

Многолучевая интерферометрия основана на интерференции большого количества когерентных световых пучков. Для ее реализации достаточно заключить объем исследуемой среды между двумя плоскопараллельными пластинами, на поверхности которых нанесено полупрозрачное покрытие с коэффициентом отражения порядка 0,8-0,9. Если направить на такую систему параллельный световой пучок под небольшим углом к нормали, то будет иметь место интерференция пучков, отраженных от полупрозрачных покрытий плоскопараллельных пластин. Для излучения, проходящего через систему, зависимость освещенности фиксированного участка интерференционной картины от показателя преломления описывается соотношением:

$$E_{\text{омн}} = \frac{1}{1 + k \sin^2(\pi L n / \lambda \cdot \cos \xi)} \quad (10.14)$$

где ξ - угол отражения светового пучка при его распространении между пластинами; L - расстояние между пластинами; $k = \frac{4Rt}{(1-Rt)^2}$, R - коэффициент отражения полупрозрачного покрытия; t - коэффициент пропускания слоя исследуемой среды толщиной $L / \cos \xi$.

В классической интерферометрии известна пороговая чувствительность измерений, определяемая минимально измеримой разностью фаз ($\Delta\varphi_{\text{min}}$) между волной, прошедшей изучаемый объект (объектная волна), и волной сравнения (эталонная волна), проходящей вне зоны объекта. При получении интерферограмм в полосах конечной ширины пороговая чувствительность будет определяться минимально измеримым смещением интерференционной полосы. При визуальном определении положения интерференционной полосы $\Delta\varphi_{\text{min}}$ принимается равным - $0,2\pi$ [37].

Гониометрические методы.

В оптическом приборостроении часто используют коллимированные световые пучки, формируемые путем установки в фокальной плоскости объектива освещаемой извне диафрагмы с отверстием достаточно малых размеров. Световой пучок, выходящий из объектива, тем ближе к идеальному параллельному пучку, чем меньше размеры диафрагмы и aberrации объектива. Если коллимированный световой пучок падает наклонно на плоскую границу раздела двух сред, показатели преломления которых различаются между собой, то часть пучка отражается, причем угол отражения равен углу падения, а часть преломляется и распространяется далее под углом:

$$\psi = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi \right) \quad (10.15)$$

где φ - угол падения, n_1 и n_2 - показатели преломления первой и второй сред (по ходу светового пучка).

Чтобы осуществить измерение показателя преломления по отклонению светового пучка, необходимо придать внутренним стенкам кюветы, если измеряется показатель преломления жидких или газообразных веществ, призматическую (клиновидную) форму. Рассмотренный метод носит название гониометрического (т.е. основанного на измерении угла) метода призмы.

В процессе измерения зондирующий световой пучок может распространяться как из образцовой среды в воду, так и в обратном направлении. В обоих случаях чувствительность метода, определяемая отношением приращения угла преломления к приращению показателя преломления морской воды $n_{мс}$, равна

$$\left| \frac{d\psi}{dn_{мс}} \right| = \frac{tg \psi}{n_{мс}} \quad (10.16)$$

Из этого уравнения следует, что при приближении угла преломления к 90° чувствительность метода призмы может достигать сколь угодно больших значений, причем по мере ее роста увеличивается нелинейность характеристики преобразования $\psi(n_{мс})$. Угол преломления превышает угол падения при переходе светового пучка из среды с большим в среду с меньшим показателем преломления, и при увеличении угла падения возникает положение, когда угол преломления становится равным 90° . Соответствующий этому углу угол падения называется предельным, или углом полного внутреннего отражения, поскольку при предельном и больших значениях угла падения весь световой поток отражается от границы раздела двух сред. Измерив угол падения, при котором преломленный световой поток становится равным нулю, можно вычислить показатель преломления исследуемой среды (при известном показателе преломления образцовой среды) по формуле:

$$\varphi_{пвв} = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (10.17)$$

Этот метод называется гониометрическим методом полного внутреннего отражения. Чувствительность метода [37]:

$$\frac{d\varphi_{пвв}}{dn_{мс}} = \frac{n_0}{\sqrt{n_0^2 - n_{мс}^2}} \longrightarrow n_{пу} \cdot n_0 \cdot n_{мс}; \quad (10.18)$$

$$\left| \frac{d\varphi_{n_{\text{вс}}}}{dn_{\text{вс}}} \right| = \frac{n_0}{n_{\text{вс}} \sqrt{n_{\text{вс}}^2 - n_0^2}} \rightarrow \text{при } n_0 \ll n_{\text{вс}}; \quad (10.19)$$

Если образцовой средой служит воздух, чувствительность равна 0,8. Нелинейность преобразования, которую можно охарактеризовать относительным изменением чувствительности при изменении измеряемой величины $n_{\text{вс}}$ в пределах 1,33-1,36 составляет 7%. Увеличение показателя преломления образцовой среды (например, стекло с $n_0 = 1,721$) чувствительность падает до 0,95 при одновременном снижении нелинейности до 3,4 %.

10.2. Измерение поглощения света морской водой

До недавнего времени в практике экспедиционных гидрооптических исследований отсутствовали измерения спектрального поглощения света морской водой. Это объясняется трудностями измерения истинного поглощения в слабопоглощающей светорассеивающей среде, какой является морская вода в большей части видимой области спектра. Обычные спектрофотометры для таких измерений непригодны, так как с их помощью вследствие неполного попадания рассеянного света на фотоприемник в светорассеивающей среде измеряется некоторая величина, промежуточная между показателями поглощения и ослабления.

Существующие в настоящее время методы измерения поглощения основаны на следующих принципах:

- 1) измерение обратного рассеяния от входящего в морскую среду излучения - импульсного или естественного;
- 2) измерение характеристик светового поля - естественного или от искусственных источников;
- 3) методы, использующие условия однократного рассеяния;
- 4) калориметрические методы.

Рассмотрим по порядку каждый из этих методов.

Принципиальная идея метода обратного рассеяния основана на том, что величина показателя поглощения среды оказывает существенное влияние на характеристики выходящего из нее излучения. Если речь идет о естественном излучении, то анализируется спектральный ход коэффициента яркости водной толщи, в случае лазерного зондирования - временная зависимость импульса обратного рассеяния.

В основе методов определения показателя поглощения по характеристикам светового поля лежит уравнение для дивергенции светового вектора \mathbf{H} :

$$\text{div } \mathbf{H} = -\alpha \mathbf{E}_0 \quad (10.20)$$

где \mathbf{E}_0 - пространственная облученность. Применяя это уравнение для различных конкретных ситуаций, можно получить формулы для определения α , содержащие непосредственно измеряемые световые величины.

Наиболее простой вид уравнение (10.20) приобретает для случая глубинного режима [32]:

$$\alpha = \frac{E_{\downarrow}(z) - E_{\uparrow}(z)}{E_0(z)} \alpha_{\infty} \quad (10.21)$$

где α_{∞} - показатель вертикального ослабления в глубинном режиме; $E_{\downarrow}(z)$ и $E_{\uparrow}(z)$ - горизонтальные облученности сверху и снизу на глубине z .

Если предположить, что поверхность океана освещена равномерно, а океан состоит из плоскопараллельных слоев, однородных в горизонтальных направлениях, то уравнение (10.20) приобретает достаточно простой вид и для верхних слоев океана:

$$\frac{\partial}{\partial z} [E_{\downarrow}(z) - E_{\uparrow}(z)] = -\alpha(z) E_0(z) \quad (10.22)$$

Несмотря на высокую точность методов определения показателя поглощения по характеристикам светового поля, они имеют один существенный недостаток: в результате получается значение α , усредненное по слою толщиной в несколько десятков метров. При использовании естественного излучения измерения могут проводиться лишь в дневное время и до глубин 150-200 м.

Методы однократного рассеяния основаны на использовании закона Бугера для поглощения:

$$\Phi(l) = \Phi_0 e^{-\alpha l} \quad (10.23)$$

где l - база прибора, Φ_0 и $\Phi(l)$ - световые потоки до и после прохождения в воде расстояния l . По сравнению с базисным методом измерения показателя ослабления, где рассеянный свет не должен попадать на фотоприемник, здесь, наоборот, его необходимо собрать полностью на фотоприемнике или, по крайней мере, учесть каким-то образом.

Калориметрические методы основаны на измерении нагревания воды, произошедшего вследствие поглощения ею лучистой энергии. При этом предполагается, что вся поглощенная энергия преобразовалась в тепловую, а не в другие виды энергии, например, в химическую. На самом деле для морской воды, очевидно, что это не так: например, энергия, поглощенная пигментами фитопланктона, частично расходуется на фотосинтез, частично высвечивается за счет флюоресценции. В морской воде содержатся растворенные органические соединения, которые также флюоресцируют. Поэтому для морской воды калориметрические методы пригодны только для красной и инфракрасной областей спектра, где поглощение обусловлено почти полностью самой водой.

В табл. 10.1. приведены значения показателей поглощения α , измеренные разными авторами [25].

Район наблюдений	λ , нм	α , m^{-1}
Саргассово море	495	0,037
Центральный район Атлантического океана	495	0,053
Черное море	495	0,07
Карибское море	440	0,025
Экваториальные воды Тихого океана	440	0,05
Южная часть Балтийского моря	655	0,27
Средиземное море	490	0,046
Центральная часть Атлантики	490	0,012
Острова Галапагос	655	0,38
Пролив Каттегат	655	0,38

Табл. 10.1. Значения α для разных морей и океанов.

Анализируя табл. 10.1. можно прийти к выводу, что минимальные значения α в самых разнообразных водных акваториях приблизительно одинаковы, изменяясь лишь от 0,025 до 0,035 m^{-1} , хотя в ряде случаев показатель поглощения равняется 0,012 m^{-1} , что почти соответствует поглотительной способности дистиллированной воды.

В последнее время появились косвенные методы оценки величины поглощенной лучистой энергии, основанные на регистрации ультразвуковых волн, возникающих при поглощении водой мощного светового импульса. Этот метод, называемый методом лазерной оптоакустической спектроскопии, уже использовался для оценки величины поглощения чистой водой [32].

Таким образом, возможности существующих в настоящее время методов измерения поглощения света морской водой позволяют охватить практически все аспекты изучения поглощающих свойств морской воды.

10.3. Измерение показателя ослабления света в поверхностных прибрежных водах

Спектральное распределение показателя ослабления излучения в воде является важной характеристикой состояния морской среды. Однако эти измерения довольно сложные, поэтому в морских гидрофизических зондах часто ограничиваются измерением показателя ослабления на одной или на двух длинах волн, так как существует возможность даже по таким измерениям восстанавливать спектральное распределение показателя ослабления излучения. Это можно сделать с помощью системы собственных ортогональных векторов, описывающих спектральное распределение показателя ослабления в данном водоеме. В работе [38] проводились измерения спектрального распределения показателя ослабления в Черном море. Показатель ослабления излучения рассчитывался по формуле:

$$\varepsilon = 1/L * Lg(B_L / B_0) \quad (10.24)$$

где B_0 и B_L - соответственно: яркость пучка света, вошедшего в воду и прошедшего в ней путь длиной L .

Авторами работы были получены данные по рейсам о времени проведения измерений, их количестве, пределах изменений показателя ослабления на длине волны 416 нм и глубины видимости белого диска и построены спектральные функции показателя ослабления излучения, наблюдавшиеся при минимальном и максимальном значении показателя ослабления.

Измерения показателя ослабления направленного света дают информацию, полезную для оценки экологического состояния среды. Измерения в красной области спектра 640-660 нм позволяют оценить концентрацию в воде взвешенных веществ, измерения в синей области 420-440 нм – дают возможность следить за изменением концентрации в воде растворенных органических соединений.

Прозрачномеры широко используются в зондирующих приборах и реже в стационарных установках. В работе [39] описано устройство прозрачномера, предназначенного для проведения измерений показателя ослабления направленного света в двух участках видимой области спектра на морской прибрежной станции.

На рис. 10.2. показана оптическая схема прозрачномера. Ее составляют: два светодиода $СД1$, $СД2$; фотодиод $ФД$; объективы $О1$, $О2$, $О3$; полупрозрачные зеркала $ЗП1$, $ЗП2$, $ЗП3$; обычные зеркала $З1$, $З2$; подвижная шторка $ПШ$, перемещаемая шаговым двигателем $ШД$. Опорный луч света, отраженный зеркалами $З1$ и $З2$, проходит из верхнего контейнера в нижний через отверстие, сделанной в теле соединительной консоли.

Прибор построен на базе микроконтроллера AduC812 [39], который управляет шаговым двигателем и всеми измерительными процессами. Микроконтроллер также осуществляет связь прибора с другими устройствами, входящими в состав морской прибрежной станции.

Измерения показателя ослабления света в каждом спектральном диапазоне осуществляется в три такта. В первом такте подвижная шторка перекрывает луч опорного луча света и на фотодиод попадает лишь измерительный луч. Во втором такте шаговый двигатель открывает подвижную шторку, и на фотодиод приходят совместно измерительный и опорный лучи. В третьем такте светодиод выключен, и фотодиод регистрирует лучи дневного света, рассеянные средой находящейся в измерительной базе (фоновая засветка).

Принятая в прозрачномере схема измерений показателя ослабления света с автокалибровкой по источнику излучения исключает влияние изменения интенсивности излучения светодиода и чувствительности фотодиода вследствие их временного дрейфа и температурной зависимости.

В результате измерительных процедур в каждом такте на выходе фотодиода регистрируются напряжения U_1 , U_2 , U_3 , зависящие от следующих величин:

$$U_1 = I_0 T_1 S \cdot 10^{(-\varepsilon L)} + I_\phi T_2 S$$

$$U_2 = I_0 T_1 S \cdot 10^{(-\varepsilon L)} + I_\phi T_2 S + I_0 T_3 S \quad (10.25)$$

$$U_3 = I_\phi T_2 S$$

где I_0 - интенсивность излучения светодиода;

I_ϕ - интенсивность фоновой засветки;

T_1, T_2, T_3 - коэффициенты светопропускания оптических трактов: измерительного, опорного и фоновый соответственно;

S - чувствительность фотодиода;

ε - показатель ослабления света в измеряемой среде;

L - длина оптической базы.

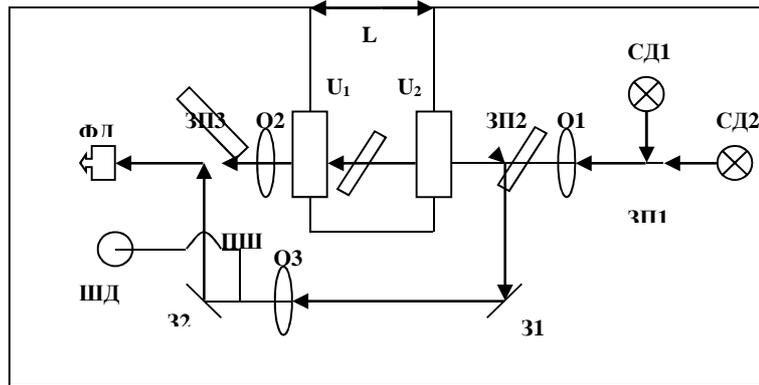


Рис. 10.2. Оптическая схема прозрачномера.

Величины I_0 и S можно считать с высокой степенью приближения постоянными в течение полного цикла измерений, составляющего 2 секунды (по 1 секунде на каждый такт). С учетом этого авторы работы [39] получили следующую формулу:

$$N = \frac{(U_1 - U_3)}{(U_2 - U_1)} = \frac{T_1 \cdot 10^{(-\varepsilon L)}}{T_3} \quad (10.26)$$

Коэффициенты светопропускания оптических трактов T_1 и T_3 и длина оптической базы L являются величинами неизменными и, таким образом, изменение величины N зависит только от изменения показателя ослабления света.

Прологарифмировав выражение (10.26), можно получить:

$$\lg N = \lg \left(\frac{T_1}{T_3} \right) - \varepsilon L \quad (10.27)$$

Отсюда

$$\varepsilon = \frac{1}{L \left[\lg \left(\frac{T_1}{T_3} \right) - \lg N \right]} \quad (10.28)$$

Аппаратная функция $\lg N = \lg \left(\frac{T_1}{T_3} \right)$ определяется при измерении на воздухе, когда величину ε можно считать равной нулю:

$$\lg \left(\frac{T_1}{T_3} \right) = \lg N \quad (\varepsilon = 0) \quad (10.29)$$

Градуировка прозрачномера обычно производится с помощью аттестованных нейтральных светофильтров с оптическими плотностями D_i , которые являются эквивалентами оптических плотностей среды $\varepsilon_i L$, измеряемой прозрачномером, а именно

$$D_i = \varepsilon_i l \quad (10.30)$$

При измерениях в воде в величину ε (возд.), определенную по градуировке, выполненной на воздухе, авторами работы [39] вводилась поправка $d\varepsilon$, учитывающая уменьшение потерь света на отражение внешними гранями иллюминаторов в воде по сравнению с воздухом.

$$\varepsilon(\text{вода}) = \varepsilon(\text{возд.}) + d\varepsilon \quad (10.31)$$

$$d\varepsilon = \frac{1}{L} \cdot \lg \left[\frac{1 - r_{\text{см.вода}}}{1 - r_{\text{см.возд}}} \right]^n \quad (10.32)$$

где $r_{\text{см.вода}}$ и $r_{\text{см.возд.}}$ – коэффициенты отражения света на границах раздела стекло-вода и стекло-воздух, N - число отражений светового луча на внешних гранях иллюминаторов.

Ошибки измерения показателя ослабления уменьшаются при увеличении L , то есть целесообразно увеличить оптическую базу прозрачномера. Чтобы при этом не увеличивались габариты прибора, что особенно важно в зондирующих прозрачномерах, фотоприемник помещают в одном контейнере с осветителем и ставят в отражатель, возвращающий луч света назад, в результате чего проходимый им в воде путь увеличивается вдвое.

В качестве световозвращателя в некоторых прозрачномерах, например, в работе [30], используют трипель призму, обладающую свойством возвращать световой луч назад точно в одно и то же место при изменении ориентации призмы относительно начального положения. Эта особенность трипель призмы привлекла разработчиков прозрачномеров тем, что при измерениях, при необходимости, можно изменять длину оптической базы L , переставляя призму, не опасаясь при этом смещения возвращающегося луча, то есть нарушения юстировки прибора.

В прозрачномерах с трипель призмой есть существенный недостаток – возникновение паразитных лучей, попадающих на фотоприемник вместе с лучом света, прошедшим через измеряемую среду. На внутренней и внешней гранях иллюминатора, роль которого играет объектив, и на внешней грани трипель призмы возникают отраженные лучи – блики. При ортогональном расположении внешней грани иллюминатора и внешней грани трипель призмы относительно светового луча блики от них попадут в апертурную диафрагму и придут на фотоприемник вместе с измерительным лучом, создавая помеху.

Величина коэффициента отражения света на границе двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 определяется формулой:

$$r_{1,2} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (10.33)$$

Показатель преломления n_1 стекла, обычно используемого для изготовления оптических элементов при измерении в видимой области спектра, для длины волны 500 нм равен 1,52. Для той же длины волны света показатель преломления n_2 для воздуха равен 1, а для воды 1,336. Коэффициенты отражения света оптическим стеклом в воздухе и в воде в данном случае составят соответственно: $r_{1,2}=0,0426$ и $r_{1,2}=0,00415$. Таким образом, поправка на отражение по формуле (10.32) для прозрачномера со светоотражателем при базе $L=1$ м будет равна 0,068.

Обозначим яркость светового луча, приходящего от осветителя на внешнюю грань иллюминатора B_0 . Так как источник света для опорного и измерительного лучей один и тот же, величину B_0 можно выразить через B_{on} :

$$B_0 = T_1 B_{on} \quad (10.34)$$

Яркость измерительного луча света, приходящего на фотоприемник, будет равна:

$$B_L = B_0 T_2 T_3 10^{-D} \quad (10.35)$$

где B_0 - коэффициент пропускания света оптической системой в измерительной базе, учитывающий потери на отражение на внешних гранях иллюминатора и световозвращающей призмы, T_3 - коэффициент светопропускания оптической системой внутри прибора на пути измерительного луча от внешней грани иллюминатора до фотоприемника, D - оптическая плотность измеряемой среды. Величина T_2 рассчитывается по формуле:

$$T_2 = (1 - r_{1,2})^N \quad (10.36)$$

где N - число отражений светового луча на внешних гранях иллюминатора и световозвращающей призмы при прохождении им в измерительной базе прозрачномера в обе стороны.

Автор работы [40] рассматривал наличие только одного блика - от внешней грани иллюминатора. Его величина выражается следующим образом:

$$B_{блик} = B_{on} T_1 T_3 r_{1,2} \quad (10.37)$$

Следовательно:

$$S = \log \left[1/T_2 10^{-D} + r_{1,2} \right] \quad (10.38)$$

Согласно данным, полученным в работах [38-40], в очень часто встречающихся водах с величиной $\varepsilon = 0,05$ относительная ошибка измерений составляет 13,7 %. Таким образом, для корректного определения показателя ослабления света прозрачномерами с трипель призмой необходимо либо устранять блики от внешних граней иллюминатора и трипель призмы, либо их учитывать.

В работе [41] рассмотрены основные особенности распределения показателя ослабления света (ПОС) в поверхностных прибрежных водах Черного моря и определены его числовые характеристики (диапазон изменений и среднее значение) на отдельных участках прибрежной зоны. Для анализа изменчивости прозрачности вод в прибрежной зоне моря использовались данные, полученные на глубине 4 - 5 м с помощью буксируемого прозрачномера МГИ-2201. Измерения показателя ослабления света в глубоководных районах моря проводились до горизонта 300 м с помощью однотипных зондирующих прозрачномеров, созданных в отделе оптики МГИ.

На рис. 10.3 представлено распределение ПОС на трассе вдоль Анатолийского побережья (м. Олюдже - Батуми) [41]. Распределения прозрачности по этому маршруту, полученные с годичным сдвигом во времени (апрель 1981 и 1982 гг.), наглядно отражали характерные особенности в изменении ПОС, связанные с предустьевыми районами рек Кызыл-Ирмак, Ешил-Ирмак и расположением портовых городов.

В табл. 10.2. представлены характеристики изменчивости показателя ослабления света (ε) в поверхностных прибрежных водах Черного моря.

На большинстве участков прибрежной зоны распределение ПОС неоднородно, а его профили имели сложный характер. При удалении от берега прозрачность вод, как правило, повышалась, а изрезанность профилей ПОС уменьшалась. Распределение ПОС в основном определялось распределением взвешенного вещества, которое, в свою очередь, зависело от расположения источников берегового стока (речного и промышленно-бытового), условий смешения этих стоков с морскими водами и их динамики, а также от развития фитопланктона [41].

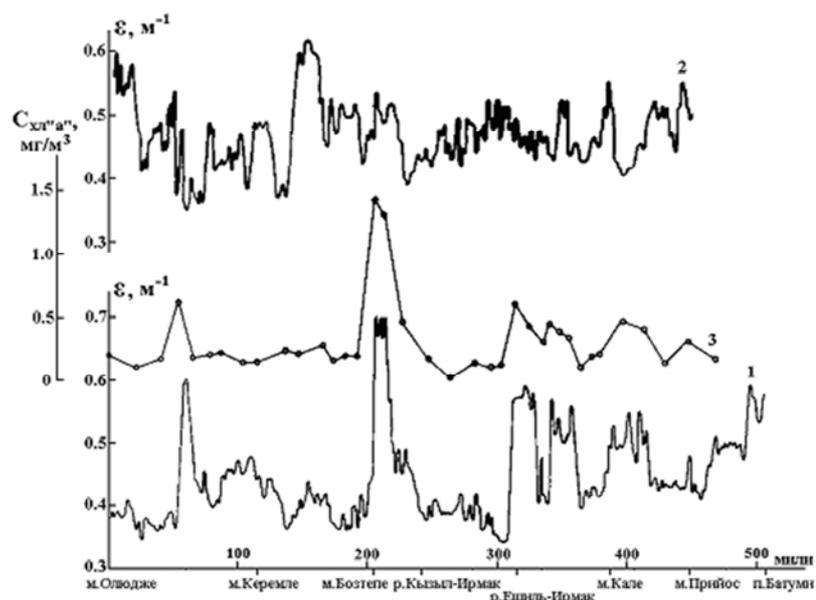


Рис. 10.3. Распределение ПОС в апреле 1981 (1) и 1982 (2) годов и содержание хлорофилла «а» (3) в апреле 1981 г. на трассе вдоль Анатолийского побережья [41].

Дата	Значение ε , m^{-1}		
	мин.	макс.	среднее
Анатолийское побережье			
апрель 1981	0,34	0,72	0,44
апрель 1982	0,35	0,62	0,47
июнь 1984	0,3	0,8	0,48
ноябрь 1980	0,28	0,36	0,3
Кавказское побережье			
октябрь 1977	0,18	0,65	0,35
март 1978	0,21	0,6	0,31
ноябрь 1978	0,22	0,6	0,34
июнь 1979	0,2	0,5	0,28
сентябрь 1978	0,4	1,2	0,7
Крымское побережье (юго-восточное)			
октябрь 1977	0,18	0,34	0,24
март 1978	0,16	0,26	0,21
ноябрь 1978	0,2	0,28	0,22
июнь 1979	0,13	0,24	0,22
сентябрь 1987	0,3	0,8	0,4
Крымское побережье (западное)			
март 1978	0,16	0,28	0,19
март 1984	0,34	0,5	0,38
Румелийское побережье			
ноябрь 1983	0,28	0,55	0,44
март 1984	0,4	2,2	—

Таблица 10.2. Характеристики изменчивости показателя ослабления света (ε) в поверхностных прибрежных водах Черного моря [41].

Данные результаты подтверждают возможность использования оптических методов исследований для наблюдения за распространением загрязненных вод (речные и

промышленно-бытовые стоки) в море, качественной оценки содержания взвеси в воде и, следовательно, для контроля экологического состояния прибрежных вод.

10.4. Основы теневых измерений и методы определения углов отклонения лучей света в прозрачных неоднородностях

Теневые методы, возникшие вначале как методы испытания оптических деталей, в настоящее время получили широкое распространение при исследовании прозрачных неоднородностей. Теневой метод был впервые предложен французским астрономом Леоном Фуко [42] в 1858 г. для контроля качества изготовления больших астрономических объективов высокой разрешающей силы. В этой области он до сих пор известен как «метод ножа Фуко». Теневой метод стал широко применяться в практических исследованиях сразу после его открытия. Причина этого заключается в том, что он прост, нагляден и точен. С его помощью надежно фиксируются отклонения светового луча в десятые доли секунды.

Начало XX века ознаменовалось существенными изменениями в развитии теневых методов: появилась физическая теория, которая смогла объяснить основные закономерности методов с точки зрения волновой оптики. Одной из особенностей теневых методов является резкое расширение области их применения. Они стали использоваться практически для всех прозрачных неоднородностей. Микроскопия, изучение конвективных потоков при теплообмене, анализ гидродинамических явлений, контроль качества оптического стекла - это далеко не полный перечень новых применений теневых измерений. Появилось много работ, посвященных определению формы фронта прошедшей волны и определения показателя преломления среды.

К характерным особенностям теневых методов относятся:

1. Визуализация неоднородности происходит за счет введения дополнительной диафрагмы, приводящей к фазовым или амплитудным изменениям части светового пучка, которые вызывают перераспределение освещенности в плоскости изображения.
2. Изменение освещенности рассматривается в плоскости, сопряженной с плоскостью неоднородности (в отличие от метода светящейся точки).

Измеряемой величиной является угол отклонения световых лучей в неоднородности, хотя в ряде случаев могут определяться и другие параметры, например сдвиг волнового фронта или его кривизна. Конкретная форма диафрагмы, которая вносит амплитудные и фазовые изменения в часть светового пучка может быть различной: нож Фуко, фазовый нож, криволинейная диафрагма, штриховая решетка и т.д.

Уравнения, связывающие углы отклонения лучей света, прошедших неоднородность, с изменением показателя преломления в ней, обычно выводятся чисто формально на основе принципа Ферма (принципа кратчайшего пути)

$$\delta \int n ds = 0 \quad (10.39)$$

В работе [42] был произведен вывод этих уравнений на основе принципов физической оптики. Полученные в результате исходные уравнения, связывающие углы отклонения световых лучей с изменением градиента показателя преломления, имеют в общем случае следующий вид

$$\varepsilon_{x_2} - \varepsilon_{x_1} = \frac{1}{n_0} \int \frac{\partial n}{\partial y} dx \quad (10.40)$$

$$\xi_{x_2} - \xi_{x_1} = \frac{1}{n_0} \int \frac{\partial n}{\partial z} dx \quad (10.41)$$

где n_0 – показатель преломления в невозмущенной области.

Здесь выбрана система координат (x, y, z) таким образом, чтобы направление оси Ox совпадало с первоначальным направлением луча света, входящего в исследуемую неоднородность, ось Oz совпадает с направлением потока в аэродинамической трубе, ось Oy нормальна к плоскости xOz .

В общем случае функции $\frac{\partial n}{\partial y}$ и $\frac{\partial n}{\partial z}$ могут быть весьма сложными, и вопрос определения показателя преломления или его градиента на основе уравнений (10.40–10.41) может оказаться задачей большой трудности. Лишь в двух случаях эта задача решается более или менее просто – это для плоских или осесимметричных неоднородностей.

В случае плоской задачи, когда $\frac{\partial n}{\partial y}$ и $\frac{\partial n}{\partial z}$ практически можно считать не зависящими от x , выражения (10.40–10.41) принимают вид:

$$\varepsilon_{x_2} = \frac{1}{n_0} \frac{\partial n}{\partial y} (x_2 - x_1) \quad (10.42)$$

$$\xi_{x_2} = \frac{1}{n_0} \frac{\partial n}{\partial z} (x_2 - x_1) \quad (10.43)$$

Эти уравнения могут быть разрешены относительно составляющих градиента показателя преломления и использованы для определения этих параметров во всем поле исследуемой неоднородности. Одновременно их можно проинтегрировать и получить уравнения для определения непосредственно показателя преломления [42]:

$$n = n_0 + \frac{n_0}{L} \int_{y_1}^{y_2} \varepsilon_{x_2} dy \quad (10.44)$$

$$n = n_0 + \frac{n_0}{L} \int_{z_1}^{z_2} \xi_{x_2} dz \quad (10.45)$$

Таким образом, задача количественных теневых методов сводится к двум основным вопросам:

- 1) разработка надежных методов экспериментального определения углов отклонения световых лучей, прошедших неоднородность;
- 2) нахождению надежных методов приближенного решения уравнений (10.44) - (10.45) с целью получения достоверных результатов в определении искомого поля значений показателя преломления или его градиента на основе полученных из эксперимента значений углов отклонения световых лучей.

Структура теневого изображения зависит от формы дополнительной диафрагмы, приводящей к фазовым или амплитудным изменениям части светового пучка. Первоначально метод использовался в астрономической оптике для контроля качества линз и зеркал, осветительная и визуализирующая диафрагмы имели форму круга. Большим шагом вперед явилось предложение Д.Д. Максудова заменить точечный источник света щелевым [43], позволяющим получать большой световой поток. Вместо ножа используются и другие приспособления для исследования, прежде всего нить, предложенная в 1918 г. Г. Ричи и независимо Д.Д. Максудовым. Позднее вместо нити стали использовать решетку, позволяющую в средах с дисперсией света строить цветные теневые изображения.

Метод ножа и щели.

Замена точечного источника света щелевым позволяет сократить время выдержки, необходимое для фотографирования картины, то становится возможным исследование быстротекающих процессов, таких как пролет пули, движение ударной волны и т.д. Край ножа в этом случае должен быть строго параллельным щели в двух плоскостях: перпендикулярной оптической оси и параллельной этой оси. Так как это сделать непросто, щель и нож обычно устанавливают на одном движущемся основании и фиксируют друг относительно друга.

Одним из способов оптимизации построения изображений состоит в устранении постоянной фоновой засветки, которая существенно снижает контраст изображения путем

перекрытия той части световых лучей, которые не отклоняются неоднородностью. Для этого на пути коллимированного светового пучка, прошедшего через оптически неоднородную среду, устанавливается объектив, а в его фокальной плоскости помещается непрозрачная маска (обычно ее называют ножом). Форма и расположение ножа подбираются таким образом, чтобы он частично или полностью (в зависимости от модификации метода) перекрывал световой поток, не отклоненный неоднородностями среды, и не препятствовал прохождению отклоненных лучей. Этот метод называется методом Фуко-Теплера [44], оптическая схема распространенной модификации прибора, построенного на основе этого метода, представлена на рис. 10.3.

Света от источника 1 проходит через конденсор 2 попадает на диафрагму 3 (щелевую или круговую), расположенную в фокальной плоскости основного объектива 4. Коллимированный световой пучок проходит через компенсирующий мениск 5 и попадает в анализируемый объем среды 6, заключенный между иллюминаторами. После мениска 7 свет попадает на объектив 8, формирующий в своей фокальной плоскости изображение световой диафрагмы 3. Это изображение перекрывается ножом или диафрагмой 9.

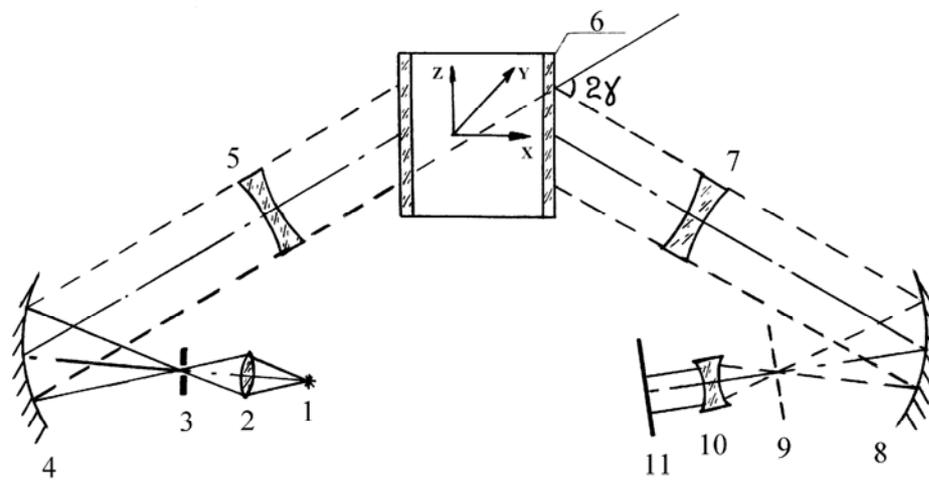


Рис. 10.3. Оптическая схема системы, работающей на основе теневого метода.

В приближении геометрической оптики можно считать, что каждый элементарный световой пучок, проходящий через площадку $\Delta x \Delta y$ поперечного сечения анализируемого объема, создает в фокальной плоскости объектива O_2 индивидуальное изображение световой диафрагмы, освещенность которого пропорциональна площади $\Delta x \Delta y$, элементарный световой пучок, проходящий через оптически неоднородность OH , отклоняется от первоначального направления и формирует изображение световой диафрагмы, смещенное относительно изображений, создаваемых остальными элементарными пучками, и относительно ножа. Этот пучок минует нож и достигает экрана, на котором можно наблюдать изображение неоднородности.

Смещение изображения световой диафрагмы относительно ножа

$$l = \varepsilon f_2 \quad (10.46)$$

где $\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2}$ - угол отклонения световых лучей оптически неоднородной средой; f_2 - фокусное расстояние объектива O_2 . Площадь выходящей из-за ножа изображения световой диафрагмы

$$\delta = 2Rl \quad (10.47)$$

где R - радиус ножа, равный радиусу изображения световой диафрагмы.

Если принять для простоты, что оптическая неоднородность отклоняет световой пучок в одном направлении и это направление совпадает с осью x , то $\varepsilon = |\varepsilon_x|$, и освещенность изображения можно написать в виде

$$E_v = \frac{\tau L \Delta S_{OH} \delta}{f_2^2 \Delta S_3} = \frac{2 \tau L_v R \int \frac{\partial n}{\partial x} dz}{\beta^2 f_2} \quad (10.48)$$

где τ - коэффициент пропускания оптической системы; L_v - яркость источника света, ΔS_{OH} - площадь изображения неоднородности на экране, $\beta = \sqrt{\frac{\Delta S_3}{\Delta S_{OH}}}$ - коэффициент увеличения.

Если оптическая неоднородность имеет постоянный градиент показателя преломления по ходу луча и длину Z_{OH} в этом направлении, то (10.48), преобразуется

$$E_v = \frac{2 \tau L_v R Z_{OH} \int \frac{\partial n}{\partial x}}{\beta^2 f_2} \quad (10.49)$$

Из (10.49) следует, что освещенность изображения пропорциональна абсолютному значению градиента показателя преломления и длине неоднородности в направлении зондирующего светового пучка.

В средах с дисперсией изображение нити имеет сложную структуру, образованную наложением спектральных картин. В зависимости от положения ножа картина изображения становится окрашенной в голубой или красный цвет, что открывает дополнительные возможности для анализа картины течений.

Метод Фуко-Теплера обладает большей чувствительностью к низкочастотным составляющим пространственного спектра поля показателя преломления, чем прямой теневой метод. Для описания пространственно-частотных свойств теневых методов обычно используют функцию передачи модуляции $T(\eta)$, которая определяется как модуль оптической передаточной функции:

$$T(\eta) = \frac{I_2(\eta)}{I_1(\eta)} \quad (10.50)$$

где $I_1(\eta)$ и $I_2(\eta)$ - амплитуды гармонических составляющих интенсивностей объекта и изображения (соответственно); η - пространственная частота. Функция передачи модуляции характеризует особенности передачи оптической системой модуляции объекта $m_1(\eta) = \frac{I_1(\eta)}{I_0}$, (I_0 - постоянная составляющая интенсивности), поскольку она равна также

отношению модуляций изображения $m_2(\eta) = \frac{I_2(\eta)}{I_0}$ и объекта:

$$T(\eta) = \frac{m_2(\eta)}{m_1(\eta)} \quad (10.51)$$

Применительно к теневым системам, которыми осуществляется визуализация прозрачных неоднородностей исследуемой среды, функция, аналогичная (10.51), имеет вид

$$T(\eta) = \frac{m_2(\eta)}{m_{1\phi}(\eta)} \quad (10.52)$$

где $m_{1\phi}(\eta) = \frac{\Phi_1(\eta)}{\Phi_0}$ $\Phi_1(\eta)$ - амплитуда гармонической составляющей колебаний фазы световой волны, прошедшей через исследуемую среду, Φ_0 - постоянная составляющая фазы). Авторы [45] считают, что предпочтительнее описывать пространственно-частотные свойства теневого прибора характеристикой

$$T_1(\eta) = \frac{m_2(\eta)}{\Phi_1(\eta)} \quad (10.53)$$

совпадающей с определением (10.51) функции передачи модуляции изображающих систем при условии, что модуляция объекта равна амплитуде гармонической составляющей фазы световой волны. Значения функции вычисляются по предварительно рассчитанному на ЦВМ распределению интенсивности излучения в плоскости наблюдения при нахождении в анализируемом объеме прибора (в плоскости x_2, y_2) бесконечно тонкого прозрачного объекта - фазовой решетки - с пропусканием $\tau(x_2) = \exp[j\Phi_j \cos(2\pi\eta x_2)]$ путем последовательного преобразования амплитуды светового поля по мере прохождения световой волны через элементы оптической системы и пространство между ними в параксиальном приближении с использованием функции $\psi(x, y, p) = \exp[-j(\pi/\lambda)p(x_2 + y_2)]$.

В работе [46] были выполнены расчеты функции передачи модуляции для приборов с фокусным расстоянием объективов излучательной и приемной частей 900 мм. Источник излучения с длиной волны 0,5 мкм имел форму прямоугольника, ширина которого - 50 мкм в приборе, реализующем прямой теневой метод, и 200 мкм (в направлении, перпендикулярном кромке ножа) - в приборе с ножом Фуко. Функция передачи модуляции прибора на основе прямого теневого метода рассчитывалась при расстоянии плоскости наблюдения от фокальной плоскости $d = f/2l$. При частотах фазовой решетки 0,01-0,1 мм⁻¹ теневой метод Фуко-Теплера обеспечивает в 2-10 раз большую модуляцию интенсивности на выходе, чем прямой теневой метод. Повышенная чувствительность к воздействию фазовых неоднородностей с низкими пространственными частотами свойственна приборам с ножом не только при приведенных значениях параметров, определяющих их настройку. Это обусловлено различием в производимом этими приборами преобразовании входных воздействий: при визуализации прямым теневым методом дополнительно осуществляется операция, близкая к дифференцированию низкочастотных составляющих входного воздействия, которая влечет за собой снижение в этом интервале частот чувствительности по мере уменьшения пространственной частоты колебаний фазы.

Авторами работы [46] была рассмотрена связь чувствительности с параметрами настройки теневого прибора для наиболее распространенного фотометрического метода ножа и щели. Считалось, что освещенность изображения на экране теневого прибора пропорциональна площади открытой части изображения источника света. При использовании прямоугольной щели

$$I = B \xi h \quad (10.54)$$

где B - постоянная, зависящая от яркости источника света, поглощения системы и т.д., ξ и h - ширина и высота открытой части изображения осветительной щели соответственно. При отклонении лучей света в неоднородности на угол ε изображение источника света сдвигается на величину $\delta = \varepsilon f$, где f - расстояние от неоднородности до ножа.

Выражение для чувствительности при малой величине измеряемых углов отклонения имеют вид:

$$C_\phi = \frac{\gamma f}{\xi} \quad (10.55)$$

$$C_{\phi.эл.} = c_1 B h f \quad (10.56)$$

где c_1 - постоянная, определяемая углом наклона характеристической кривой фотоумножителя и регистрирующих радиотехнических устройств.

Если следовать полученным формулам, то получается, что уменьшая ширину открытой части изображения щели, фотографическую чувствительность можно сделать бесконечно большой. В действительности такого бесконечного увеличения

чувствительности не происходит из-за явлений дифракции, aberrаций и уменьшения контрастной чувствительности приемника при малых освещенностях изображения. Формула (10.56) справедлива лишь при сравнительно больших ширинах открытой части изображения щели, когда упомянутые ограничения еще не имеют места.

Выяснение функциональной зависимости чувствительности от параметров и настройки теневого прибора позволяют правильно выбрать условия экспериментов: например, если используется фотографический способ наблюдения и необходимо изучать неоднородности, слабо отклоняющие световые лучи, то следует взять ширину открытой части изображения осветительной щели возможно меньшей; при фотоэлектрической регистрации для повышения чувствительности следует повышать яркость изображения источника света. Выражения, определяющие чувствительность, позволяют рассчитать углы отклонения, которые приводят к предельно замеряемым изменениям фиксируемого параметра, и, следовательно, дают возможность найти предел применимости теневого прибора в различной его настройке.

Метод нити

Метод нити был предложен в 1918 г. Г. Ричи, и независимо Д.Д. Максуповым в 1921 г., который использовал его вместе с осветительной щелью [42]. Нить представляет собой как бы нож с двумя лезвиями. Нить не перекрывает изображение источника, картина при испытании нитью не имеет теней, а только полутени (рис. 10.4, в) При этом полутень в изображении выглядит тонкой линией, и чем больше относительное отверстие зеркала, тем уже тень. Структура изображения нити зависит от знака более высоких производных в распределении коэффициента преломления в исследуемой среде. При работе с нитью важно, чтобы ширина щели была близкой к дифракционной.

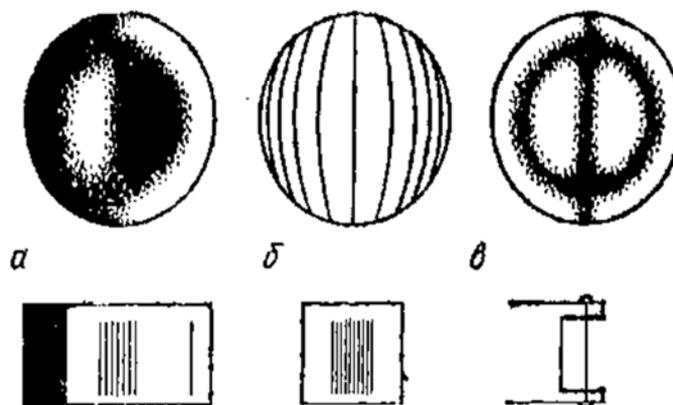


Рис. 10.4. Теневая картина при испытании параболического зеркала: а — ножом, б — решеткой Ронки, в — нитью. Слева внизу — сложный тест, содержащий “нож”, решетку и “нить”. Тест наносится на кусочек стекла или фотографируется на позитивную пленку.

В 1925 г. В. Ронки предложил решетку из нескольких нитей, нанесенных на стекло параллельно самим себе на расстоянии около 0,1—0,2 мм. Эта решетка смещается с фокуса фронта волны на 2—5 мм к зеркалу или от него, и мастер по искривлению теней линий на зеркале судит о форме поверхности (рис. 10.4, б). Чем ближе к фокусу фронта волны расположена решетка, тем чувствительнее метод. Можно обойтись и одной нитью, если ее также сместить ближе к зеркалу (или дальше от него) на 2—5 мм от фокуса фронта волны. Это так называемый второй метод щели и нити, исследованный Д. Д. Максуповым.

Метод ножа и щели является одним из методов, нашедших широкое применение в форме абсолютного фотометрирования. Пусть в нулевом положении нож перекрывает изображение щели так, что остается открытой только ее часть шириной ξ_1 . Если принять,

что яркость изображения щели в направлении, перпендикулярном ножу, постоянна, то освещенность какого-либо места изображения равна

$$I_1 = \xi \int B(\eta) d\eta \quad (10.57)$$

где $B(\eta)$ - величина, которая учитывает яркость источника и поглощение системы, различна для разных точек поля и не зависит от времени; η_1 и $\eta_1 + l$ - координаты краев осветительной щели по оси η , l - длина изображения щели.

Если неоднородность отклонит световой поток на угол ε , то изображение щели сдвинется на величину $\delta = f \varepsilon$, а освещенность той же точки изображения неоднородности станет равной

$$I_2 = (\xi + \delta) \int B(\eta) d\eta \quad (10.58)$$

Таким образом, при помощи этого метода можно измерять значение угла отклонения света в неоднородности по разности плотностей почернений нулевого и рабочего кадров.

Чувствительность метода зависит от контрастности фотоматериала и углового размера открытой части изображения источника света. Подбирая фотоматериалы большей контрастности, можно увеличивать чувствительность. Если нужно измерять малые отклонения световых лучей, использовать предельно возможную чувствительность теневого прибора, или если измерения происходят в отсутствии вибраций, когда начальное положение ножа относительно изображения щели хорошо известно, то необходимо отдать предпочтение методу ножа и щели.

При применении фотометрических методов существенное значение приобретает величина освещенности плоскости экрана. Для измерения малых углов отклонения приходится сильно уменьшать ширину открытой части изображения осветительной щели - повышать чувствительность измерения. При этом освещенность изображения уменьшается.

Освещенность изображения теневого прибора может быть определена по формуле [42]:

$$E = \frac{I \alpha^2 \xi \tau \mu'}{16 \pi l R^2 \mu^2} \quad (10.59)$$

где I - световой поток в люменах, даваемый источником света, α - апертура основного объектива теневого прибора ($\alpha = 2R/f$), ξ - ширина открытой части изображения осветительной щели, τ - коэффициент пропускания света оптической системой теневого прибора, l - средняя ширина источника света в направлении, перпендикулярном щели теневого прибора, R - радиус основного объектива теневого прибора, μ - масштаб изображения неоднородности, μ' - масштаб изображения источника света.

При выводе этой формулы считалось, что источник света излучает равномерно во все стороны и апертура основных объективов теневого прибора является наименьшей из апертур, ограничивающих световой поток.

Использование выражения для чувствительности измерения дает:

$$E = \frac{I \tau \gamma \mu'}{4 \pi \mu^2 \chi L f} \quad (10.60)$$

где L - размер изображения источника света в направлении, перпендикулярном ножу.

Для получения наибольшей освещенности в теновом изображении необходимо проектировать источник света на щель с возможно большим увеличением. Но при этом надо иметь в виду, что при увеличении изображения источника растут абберрационные погрешности основных объективов и размер изображения не может быть сделан больше, чем размер щели. Фотографии, полученные теновым прибором, подвергают дальнейшей обработке. В качественных исследованиях измеряют форму неоднородности, ее

положение и структуру. При количественных измерениях фотометрируют снимок, определяют смещение тени от расфокусированной диафрагмы или цвет. Найденные углы отклонения лучей света в неоднородности приписываются точкам, в которых проводились измерения. Однако в силу ограниченной разрешающей силы прибора лучи света, вышедшие из одной точки неоднородности, не собираются в одну точку в плоскости изображения, а дают кружок рассеяния. Это приводит к некоторой ошибке измерения, так как мы находим не истинную величину угла отклонения в каждой точке, а усредненную по площади неоднородности, равной площади кружка рассеяния. Точность (а, зачастую, и возможность проведения теневыми методами некоторых исследований) зависит от разрешающей силы прибора, которую можно определить как:

$$R = 1/L \quad (10.61)$$

где L - расстояние между штрихами в плоскости изучаемого объекта, которые еще разрешаются прибором [42]. Часто R определяют как количество предельно разрешаемых штрихов на единицу длины в плоскости изображения. Эта величина является хорошим показателем качества фотографического объектива. Разрешающая сила определяется aberrациями основных объективов теневого прибора и фотоприставки, качеством фотоматериалов и дифракционными явлениями.

В количественных теневых измерениях ошибки могут возникать на различных стадиях процесса измерения и обусловлены разными причинами: всегда имеются экспериментальные погрешности, связанные с вибрациями, неравномерностью освещенности изображения щели в приемной части теневого прибора, непостоянством свойств фотоматериала и т.д.

Качественная теневая фотография дает сведения о характере неоднородности. При более детальном изучении теневых методов оказывается, что с их помощью можно не только провести качественные исследования, но и определить форму фронта световой волны, прошедшей через изучаемый объект. Это позволяет судить о распределении показателя преломления внутри неоднородности. Величиной, определяющей изменение освещенности в плоскости изображения теневого прибора, является смещение изображения осветительной щели в фокальной плоскости теневого объектива приемной части, произошедшее в результате отклонения световых лучей оптически неоднородной средой.

Для систем с параллельным ходом лучей (рис. 10.5) смещение луча в главной плоскости основного объектива приемной части равно $bc = S \operatorname{tg} \varepsilon$. Из подобия треугольников kde и kbc следует, что в фокальной плоскости основного объектива луч сдвигается на величину

$$\delta = f \operatorname{tg} \varepsilon \quad (10.62)$$

Так как обычно углы отклонения малы, то можно заменить тангенс угла отклонения на сам угол:

$$\delta = f \varepsilon \quad (10.63)$$

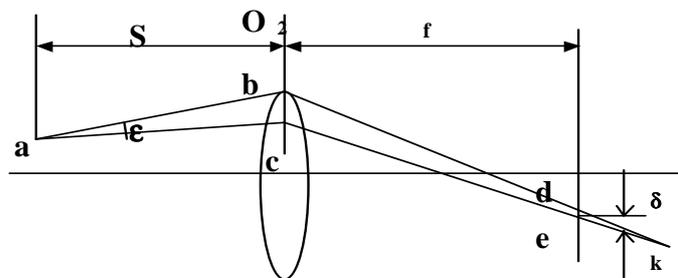


Рис. 10.5. Расчет смещения луча в фокальной плоскости основного объектива в системах с параллельным ходом лучей; $acek$ - не отклоненный луч, $abdk$ - отклоненный.

Видно, что величина смещения изображения щели, а вместе с ней и изменение освещенности изображения объекта, не зависят от положения неоднородности в параллельном пучке лучей и расстояния от изучаемой точки до оптической оси системы.

Если изучаемый объект помещается в сходящемся пучке лучей (рис. 10.6), то:

$$\delta = \frac{s \cdot \operatorname{tg} \alpha \left(1 + \frac{h^2}{s^2}\right)}{1 + \frac{h \cdot \operatorname{tg} \varepsilon}{s}} \quad (10.64)$$

Для малых углов отклонения формула (10.64) преобразуется следующим образом:

$$\delta = \varepsilon S \left(1 + \frac{h^2}{S^2}\right) \quad (10.65)$$

В этом случае δ зависит от положения исследуемой точки неоднородности в пространстве.

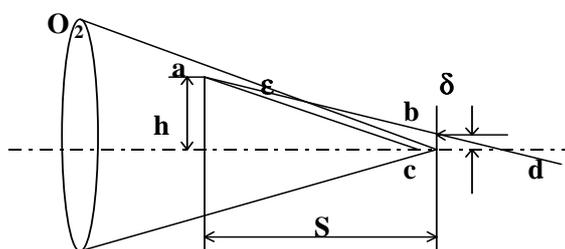


Рис. 10.6. Смещение луча в системах с непараллельным ходом лучей.

Первые попытки количественного применения теневых методов состояли в том, что при изучении какого-либо объекта постепенно уменьшалась чувствительность измерения. При этом устанавливался момент, когда неоднородность переставала быть видимой. Если контрастная чувствительность приемника была известной, то такая операция позволяла найти максимальный угол отклонения света. Этот метод полезен, если необходимо оценить качество изготавливаемых оптических деталей. К группе методов, позволяющих судить о свойствах оптических неоднородностей в целом, относятся иммерсионные методы.

Исследуемый предмет помещается в жидкость, представляющую собой раствор какой-либо соли или смесь двух веществ. Показатель преломления среды плавно изменяется путем варьирования количества растворенного вещества или соотношения между компонентами смеси. При этом показатели преломления жидкости и изучаемого предмета равны. Затем подбирается такой состав, при котором неоднородность становится невидимой. Показатель преломления жидкости определяется с помощью рефрактометрических приборов или теневым методом путем помещения ее в клинообразную кювету и определения смещения изображения осветительной щели, даваемого этим клином. Описанный метод применяется для определения показателя преломления прозрачных тел неправильной формы.

Метод нити, расположенной в фокальной плоскости.

Если в качестве источника света использовать узкую щель, расположенную перпендикулярно оси Oy , а в фокальной плоскости приемной части прибора параллельно ей установить нить на расстоянии δ , от оптической оси, то лучи, отклонившиеся в неоднородности на угол ε , будут задержаны нитью. Вследствие этого в изображении неоднородности появится тень, которая Шардиным была названа изофотой [42]. Если нить перемещать в фокальной плоскости параллельно самой себе, то тень также будет изменять свое положение на экране, определяя геометрическое место точек одинаковым

отклонением лучей света ε_i . Фотографируя тени при заданных смещениях нити от оптической оси δ_i , можно получить серию снимков, соответствующих различным углам отклонения ε_i . По смещениям δ_i легко подсчитать углы отклонения ε_i , по фотографиям теней - определить координаты точек, к которым эти отклонения относятся. Полученные экспериментальные данные дают возможность построить график $\varepsilon_i(y)$, который является основой для вычисления.

Согласно теории дифракции, в точках дифракционной тени, отвечающих ее геометрическому центру, всегда буде светлая полоса, поэтому ее удобно использовать при расшифровке тенеграм.

Для определения причин, влияющих на ширину тени на основании геометрической оптики была получена простая зависимость [42]:

$$\delta_{CH} = \frac{\mu \delta_H}{FL \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}} \quad (10.66)$$

Здесь δ_H - ширина нити, δ_{CH} - геометрическая ширина тени на снимке, L - ширина трубы, μ - масштаб фотографирования. В частном случае, когда $\partial^2 n / \partial^2 y = 0$, ширина тени равна бесконечности. Это может быть тогда, когда градиент показателя преломления равен нулю или имеет постоянную величину. Следует подчеркнуть, что выражение (10.66) было получено без учета дифракции от краев нити, поэтому оно не может быть использовано для количественных расчетов. Уместно также отметить, что метод нити, расположенной в фокусе, не дает возможности производить измерения вблизи границ исследуемых моделей, так как широкая темная тень сливается с темными контурами предмета, в то время как ее середина находится еще на относительно большом расстоянии от границы, вследствие чего не представляется возможным судить о координатах точек середины тени. Уменьшать толщину нити можно только до определенного предела, так как для получения наиболее четких теней, как показал опыт, щель коллиматора нужно брать порядка трети ширины нити. Это при работе с очень тонкими нитями значительно снижает освещенность в поле изображения, что не дает возможности производить фотографирование.

Интерференционно-теньевые приборы.

Очень интересным и перспективным является совместное употребление теньевых и интерференционных приборов. Интерферометры реагируют на изменение оптической длины пути луча, и это дает им преимущество перед теньевыми приборами при количественных измерениях. Теньевые же методы чувствительны к изменению градиента оптической длины пути, поэтому для одних задач более чувствительными являются теньевые приборы, для других выгоднее употреблять интерферометры.

Наиболее выгодным представляется одновременное употребление этих двух типов приборов. Часто используют интерферометры, в которых вспомогательная ветвь интерферометра перекрывается непрозрачной задвижкой, а в фокальной плоскости основного объектива приемной части ставится визуализирующая диафрагма. Если углы отклонения света в неоднородности невелики, то при этом получаются чисто теньевые картины. В приборах такого типа можно поочередно получать теньевое или интерференционное изображение.

В настоящее время широкое распространение получили схемы, в которых возмущенная неоднородностью волна расщепляется на две и одна из волн сдвигается на небольшое расстояние относительно другой. После этого волны совмещаются, и на экране наблюдается интерференция двух одинаково деформированных волн, сдвинутых на небольшое расстояние. В случае если сдвиг очень мал, определяется градиент показателя преломления. Эти схемы носят чисто интерференционный характер и не имеют ничего

общего с теневыми. Но осуществляются они на базе широко распространенных теневых приборов, значительно более дешевых, чем интерферометры, а их использование позволяет быстро превращать теневой прибор в интерферометр и обратно, что весьма удобно при практических измерениях, так как отпадает необходимость в наличии двух приборов у исследуемого объекта.

Также существуют схемы применения теневого прибора, в которых он действует как интерферометр. К таким схемам можно отнести использование тонкой нити в фокусе. Но это сходство, основанное на том, что дифракционная картина в некоторых случаях бывает очень похожа на интерференционную, только внешнее. Положение экстремумов интенсивности света не абсолютно соответствует приращению оптической длины пути света в неоднородности, кратному полуволновому числу длин волн. Но при определенных условиях этой неточностью можно пренебречь и расшифровывать картину как чисто интерференционную.

В настоящее время имеется ряд способов измерения, которые близки к теневым методам. Таковы, например, интерферометры с дифракционной решеткой, часто осуществляемые на базе теневого прибора. Однако кроме чисто внешнего сходства у этих методов нет общего. Дифракционная решетка служит здесь только для разделения световых пучков и создания двух когерентных источников света. Она с успехом может быть заменена системой полупрозрачных зеркал.

Первые попытки проведения теневых измерений в океане выявили невозможность использования традиционной техники в условиях изменяющихся гидростатического и гидродинамического давлений, резких перепадов температуры, а также вибраций основания, на котором закреплена аппаратура. Это приводило к настолько сильным смещениям одних деталей теневой системы относительно других, что изображение световой диафрагмы целиком уходило в сторону от ножа, и прибор становился неработоспособным. Обеспечить неизменность положения изображения диафрагмы относительно ножа при воздействии внешних факторов можно с помощью системы автоматического регулирования, исполнительный элемент которой при появлении сигнала рассогласования перемещает диафрагму, либо нож до положения, при котором этот сигнал равен нулю [47].

В тех модификациях приборов, в которых предусмотрено полное перекрытие изображения световой диафрагмы ножом в исходном положении, сигналом рассогласования служит напряжение на выходе прибора, а система автоматического регулирования действует таким образом, чтобы это напряжение достигло минимального значения. В приборах с частичным перекрытием изображения световой диафрагмы ножом сигнал рассогласования формируется как разность между выходным сигналом и постоянным опорным напряжением, значение которого выбирается исходя из заданного отношения площади не перекрытой части изображения, к площади всего изображения световой диафрагмы. Применение автоматической юстировки позволяет использовать теневые приборы при проведении океанологических исследований, но поскольку система автоматического регулирования по принципу своего действия одинаково реагирует на смещения изображения световой диафрагмы, как обусловленные отклонением зондирующего пучка при проходе через неоднородности среды, так и вызванные разъюстировкой теневой системы, то прибор становится нечувствительным к входным сигналам, частоты которых лежат в пределах полосы пропускания системы регулирования (от нуля до 1 Гц).

Совмещение положения изображения световой диафрагмы и ножа возможно не только с помощью системы автоматического регулирования, но и путем использования оптических элементов на основе фотохромизма - обратимого превращения вещества из одного состояния в другое, происходящего хотя бы в одном направлении под действием света и сопровождающегося изменением поглощения в видимой области спектра. Если в теневом приборе установить вместо ножа плоскопараллельную пластину, изготовленную

из фотохромного стекла, то в том месте, на которое проецируется изображение световой диафрагмы, пластина потемнеет и перестанет пропускать свет на экран [48]. Участки пластины, граничащие с изображением диафрагмы, сохраняют высокое светопропускание, так что световые пучки, отклоненные оптическими неоднородностями от первоначального направления, не попадают на потемневший участок пластины и проходят на экран. Время жизни фотоиндуцированной формы фотохромного материала зависит от типа материала и температуры и составляет при комнатной температуре от долей микросекунды до часов.

Следует подчеркнуть принципиальное отличие между изображениями, формируемыми традиционными оптическими системами, и теньевыми изображениями. Для создания традиционного изображения необходимо, чтобы лучи, исходящие из одной точки предмета в разных направлениях, собирались в одной точке плоскости изображений. Это условие может быть выполнено, если предмет располагается в плоскости, оптически сопряженной с плоскостью экрана. Для деталей предмета, находящихся вне сопряженной плоскости, это условие нарушается, и такие детали изображаются с искажением, снижением качества воспроизведения мелких деталей, причем ухудшение резкости будет тем большим, чем дальше отстоит деталь от сопряженной плоскости. Теневое изображение прозрачной неоднородности формируется световыми лучами, прошедшими через нее (а не отраженными от поверхности), а освещенность изображения определяется интегральной величиной, связанной со структурой поля показателя преломления вдоль всего пути распространения луча в неоднородности, но не несущей информации об особенностях распределения показателя преломления в той или иной плоскости, пересекаемой зондирующим пучком. В случае если углы отклонения светового пучка неоднородностью достаточно малы (в морской воде они обычно составляют доли минуты), можно пренебречь смещением точки падения луча на экран и считать, что гомоцентричный зондирующий световой пучок сохраняет после выхода из неоднородности свою гомоцентричность. Освещенность в каждой точке экрана характеризует распределение показателя преломления вдоль пути лишь одного пришедшего в нее луча, освещенность соседней точки соответствует распределению показателя преломления по ходу другого луча, не пересекающегося с первым, и теневая картина отображает мелкие детали структуры неоднородности. Это свойство - формирование резкого теневого изображения гомоцентричным пучком - сохраняется при удалении или приближении экрана к неоднородности. Эти особенности формирования теневого изображения необходимо учитывать как при разработке теневой аппаратуры, так и при анализе зарегистрированных теневого изображения.

Качественная и количественная расшифровка теневого изображений почти всегда базируется на использовании геометрической оптики. Известно, что соотношения геометрической оптики являются закономерностями первого порядка и не учитывают явления, связанных с волновой природой света. Эти соотношения справедливы далеко не во всех случаях применения теневого приборов. Имеющие место дифракционные явления нередко приводят к тому, что распределение освещенности в плоскости изображения существенно отличается от рассчитанного по геометрической оптики.

Дифракционные явления хорошо заметны при практической работе на теньевых приборах. Влияние дифракции изменяется в зависимости от формы и характера исследуемого объекта, от применяемой методики и настройки прибора. Изучение теневого изображений показывает, что дифракционные явления наиболее хорошо заметны при высокой чувствительности теневого прибора: чем больше перекрыто ножом изображение, тем ярче и шире становятся дифракционные максимумы и тем сильнее они мешают проведению качественных и количественных измерений.

Если при исследовании «сильных» оптических неоднородностей, отклоняющих световые лучи на сравнительно большие углы, учет дифракции необходим лишь для решения отдельных вопросов (например, исследования пограничного слоя), то при задачах, требующих настройки прибора на максимальную чувствительность, дифракция

начинает определять принципиальную возможность применения теневых приборов. Появляется необходимость в повышении чувствительности методов и разработке новых способов исследования слабых оптических неоднородностей.

Дифракционные явления, прежде всего, мешают применению теневых методов, основанных на геометрической оптике. С этой точки зрения расчет дифракционной картины проводится для определения предела применимости методов и выбора наилучших условий проведения эксперимента. С другой стороны, делается попытка использования дифракции для целей измерения, находится связь между параметрами дифракционной картины и характерными величинами неоднородности [44].

Прямой теневой метод характеризуется относительно малой чувствительностью к низкочастотным составляющим пространственно-частотного спектра поля показателя преломления, с наибольшим контрастом визуализируются границы неоднородности - области, в которых имеют место резкие перепады показателя преломления.

Примеры применения теневых методов представлены в §12.7.

Для усвоения данной главы рекомендуется выполнить следующие лабораторные работы, созданные в рамках Научно-образовательного центра физического факультета и Института проблем механики РАН «Потоки и структуры в жидкостях (физика геосфер)»:

1. Исследование термической и концентрационной конвекции.
2. Генерация и распространение пучков монохроматических внутренних волн.
3. Отражение пучков монохроматических внутренних волн.
4. Измерение поглощения света морской водой.

ГЛАВА 11. ДИСТАНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ И ДИНАМИКИ МОРСКОЙ СРЕДЫ

11.1. Основные проблемы и методы аэрокосмического изучения океана

Решение проблемы создания космических систем наблюдения Земли и интерпретации получаемых данных дистанционного зондирования объединяет все основные разделы физики: механики при создании космических аппаратов и их запуска на орбиты; оптики и радиофизики при создании измерительных комплексов, устанавливаемых на борт космических носителей; электроники и информатики при приеме, накоплении и обработке получаемых данных космического зондирования; математической физики при создании программных средств обработки и интерпретации получаемых данных, обычно представляемых в виде многоспектральных изображений [49].

В последние годы в отечественной и зарубежной космонавтике все больший вес набирают программы дистанционного исследования Земли из космоса, с помощью автоматических искусственных спутников Земли (ИСЗ) и с борта пилотируемых орбитальных космических станций (ОКС). Разнообразная исследовательская аппаратура, установленная на советских и американских ИСЗ «Космос», «Метеор», «Нимбус», «НОАА», «Лэндсат» и др., на космических кораблях «Союз», «Джемини», «Аполлон», на ОКС «Салют» и «Скайлэб», позволила получить важную «космическую» информацию об облике нашей планеты, ее атмосфере, твердой поверхности и водной оболочке [50].

Значительная часть этих космических аппаратов (КА) предназначалась для нужд метеорологии, на борту многих других был установлен довольно универсальный комплекс исследовательской аппаратуры, предназначенный для изучения природных ресурсов Земли. Причем весьма многоплановая информация, получаемая с помощью подобных КА, частично использовалась метеорологами, частично – геологами, географами, гляциологами, представителями других наук о Земле и лишь незначительная часть информации применялась океанологами – специалистами в области исследования Мирового океана.

Этот, на первый взгляд, неожиданный факт можно объяснить тем, что для океанологов требуется в подавляющем большинстве случаев весьма специфичная информация, отличная от той, которая необходима специалистам, изучающим атмосферу или твердую оболочку Земли. Это обстоятельство, а также и всевозрастающая необходимость во всестороннем комплексном исследовании Мирового океана, потребности мореплавания послужили толчком к разработке новых методов дистанционных исследований и привели к созданию в СССР и США в конце 70-х годов специализированных океанологических ИСЗ, т. е. предназначенных только для исследования океана.

Остается нерешенным и ряд важнейших практических проблем: безопасности мореплавания и судоходства, прогноза погоды, контроля загрязнения окружающей среды и зон повышенной продуктивности. Для судоводителей, рыбаков, работников портов, прогнозистов-океанологов особую ценность представляют научные сведения о таких слабо изученных явлениях как сейши, сулой, «мертвая вода», апвеллинг, меандрирование течений, фронтальные зоны, свечение моря. Сама постановка таких задач предусматривает различные масштабы охвата океана, включая глобальный, и высокую периодичность обновления информации. Однако традиционные методы исследования океана с использованием научно-исследовательских судов и автономных буев предоставить этого не могут, что связано, прежде всего, с невозможностью охватить постоянными измерениями акваторию всего океана и даже малых его частей. Используя традиционные методы исследования, океанологи не могли иметь полной картины пространственно-временной изменчивости океана.

Все это привело к пониманию того, что к исследованию процессов, протекающих в океане, должны быть привлечены принципиально новые средства и методы наблюдения, из которых наиболее перспективным оказалось дистанционное зондирование с борта космических аппаратов. На смену стали приходиться сначала наблюдения с самолетов, а затем – из космоса. А к 70-80-м годам прошлого века сформировалось целое научное направление – дистанционное зондирование океана. С 1970 г. стали доступны инфракрасные снимки океана со спутников NOAA с пространственным и термическим разрешением, достаточным для качественного оценивания горизонтального переноса в приповерхностном слое океана и визуализации динамических структур, проявляющихся в поле температуры поверхности воды. Первые радиолокационные изображения океана из космоса были получены радиолокатором с синтезированной апертурой SAR во время полета американского спутника Seasat в 1978 г., открыв возможность изучения волнения. В настоящее время дистанционное зондирование океана – одно из быстро развивающихся направлений исследований Земли [51].

Основной особенностью, отличающей дистанционные методы исследования океана от традиционных (контактных), является непрямой характер наблюдения физических процессов и измерения их параметров. Приборы, установленные на спутниках, регистрируют активный (отраженный) или пассивный (собственное излучение) сигнал в различных областях электромагнитного спектра, который необходимо преобразовать в интересующую океанологов физическую величину.

Дистанционное зондирование в видимом диапазоне основано на наблюдении яркости рассеянного и отраженного океаном солнечного света. Такую съемку ведут с помощью оптических камер и сканеров: из российских – это многозональные сканеры МСУ-М, МСУ-СК и МСУ-Э на спутниках «Ресурс-О» и «Метеор», «Океан»; из зарубежных – сканеры спутников NOAA, Landsat, Spot, IRS и многих других, а также специально созданные для изучения цвета океана системы CZCS (Coastal Zone Color Scanner) спутников Nimbus и SeaWiFS (Sea viewing Wide Field Sensor - сканер цвета моря) спутника SeaStar (Табл. 11.1).

Зондирование в тепловом инфракрасном диапазоне для определения температуры поверхности океана основано на измерении собственного теплового излучения поверхности океана. Наиболее известен сканирующий радиометр AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) на спутниках серии NOAA – его данные получили повсеместное признание и используются во всем мире; другой известный аналог – радиометр серии ATSR (Along Track Scanning Radiometer) на европейских спутниках ERS и Envisat [52].

Пассивное зондирование в микроволновом радиодиапазоне, который в отечественной литературе называют СВЧ-диапазоном, основано на регистрации собственного СВЧ и радиотеплового излучения океана (системы океан-атмосфера); активное (радиолокация) зондирование – на излучении со спутника и приеме отраженного/рассеянного морской поверхностью радиосигнала. Среди данных пассивных СВЧ-радиометров накоплены значительные массивы данных радиометров SSMR спутников Nimbus и SSM/I, спутников DMSP. С помощью пассивных радиометров можно получить информацию о температуре поверхности океана, сплоченности и толщине морских льдов и даже солености, а также влагозапасе облаков, интенсивности осадков, скорости ветра (Табл. 11.1). Основным средством активного зондирования стали радиолокаторы бокового обзора с реальной антенной (РЛСБО) и антенной с синтезированной апертурой (РСА или SAR). Наибольший вклад в исследование океана внесли SAR на спутниках Seasat, ERS-1, ERS-2, Radarsat и Envisat, среди российских – РЛСБО на спутниках серии «Океан» и РСА на спутнике «Алмаз».

Поля и явления Мирового океана	Параметры и характеристики	Датчик / Спутник
Температура поверхности океана	Температура поверхности океана	ИК-радиометры, спектрометрические AVHRR/NOAA, ATSR/ERS-1-2, AATSR/Envisat, MODIS/Terra, Aqua и др.
Соленость на поверхности океана	Соленость	СВЧ-радиометры в разработке
Морские течения, динамика водных масс	Скорость и направление течения, морфологическая структура	Тепловые ИК-радиометры AVHRR/NOAA, радиолокаторы PCA и радиовысотометры в разработке
Уровень моря	Аномалии поля уровня, колебания уровня	Радиовысотометры ALT/Topex-Poseidon, RA/ERS-1-2 и др.
Состояние поверхности моря, волнение	Длина, высота и направление распространения волн	Радиолокаторы PCA, СВЧ-радиометры, альтиметры SAR/ERS-1-2 и Envisat, SSM/I/DMSP, ALT/Topex-Poseidon, RA/ERS-1-2
Приводный ветер	Скорость и направление ветра	Скаттерометры и СВЧ-радиометры SCAT/ERS-1-2, NSCAT/ADEOS, QuickSCAT/SEAWIND, SSM/I/DMSP и др.
Цвет воды, биопродуктивность	Цвет воды, концентрация хлорофилла фитопланктона, концентрация взвеси	Многозональные сканеры и камеры CZCS/Nimbus, SeaWiFS/SeaStar, MERIS/Envisat, MODIS/Terra, Aqua, ADEOS и др.
Морские льды	Распространение, положение кромки, толщина, возраст, сплоченность, скорость и направление дрейфа льдов и т.п.	Радиолокаторы PCA, СВЧ-радиометры, радиовысотометры, сканирующие системы оптического диапазона Radarsat, Envisat, SSM/I DMSP, MODIS/Terra, Aqua, AVHRR/NOAA и др.
Рельеф дна	Формы рельефа дна мелководного шельфа, морфология дна Мирового океана	Многозональные камеры и сканеры, радиовысотометры ScaSat, ERS, EnviSat
Мезо/мелкомасштабные явления на морской поверхности	Параметры явлений	Радиолокаторы SAR, PCA Алмаз, ERS-1-2, Radarsat, Envisat и др.

Табл. 11.1. Поля и явления Мирового океана, исследуемые дистанционными методами [52].

На принципе активной локации работают также радиоальтиметры (для измерения уровня океана и высоты волн) спутников Topex/Poseidon, Jason и др., и скаттерометры (для измерения поля приповерхностного ветра) NSCAT, QuikScat и др. Большинство перечисленных датчиков позволяют вести глобальный мониторинг Мирового океана и их данные доступны через Интернет практически в реальном времени.

Работоспособность датчиков оптического диапазона (видимого и теплового инфракрасного) в значительной степени ограничена погодными условиями (в первую очередь наличием облачности), состоянием атмосферы и освещенностью. Датчики радиодиапазона SAR, РЛСБО, СВЧ-радиометры, альтиметры и скаттерометры могут работать независимо от облачности и освещенности. В настоящее время исследования океана радиолокационными методами являются одним из активно развивающихся направлений спутниковой океанографии.

Программы исследования Мирового океана во всех развитых странах расширяются стремительными темпами. По предварительным оценкам, информативность спутниковых систем исследования Земли (ИСЗ) такова, что она в ряде случаев намного выше традиционных контактных методов. Определение, например, температуры поверхности Мирового океана с использованием только одного океанологического ИСЗ эквивалентно синхронным измерениям на 20000 научно-исследовательских судах.

При наблюдении Земли из космоса даже обычным невооруженным глазом или с помощью специальной аппаратуры можно буквально одним взглядом окинуть огромную площадь. Конечно, детали земной поверхности хорошо различимы только в подспутниковой точке (в надире) или вблизи нее, поскольку при наблюдении областей, лежащих у линии горизонта, очень велики геометрические искажения и резко возрастает мешающее наблюдениям влияние атмосферы. Но если даже ограничиться углами 45 – 60° относительно вертикали, то все равно наблюдаемые из космоса площади поверхности Земли будут достаточно велики. На рис. 11.1 приведен график зависимости наблюдаемой площади поверхности Земли от высоты положения наблюдателя [53].

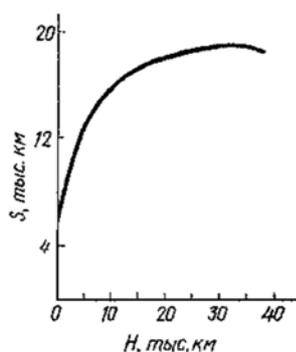


Рис. 11.1. Зависимость сферического диаметра зоны видимости поверхности Земли от высоты положения наблюдателя.

Особенно наглядно обзорность космических методов демонстрируют космические фотографии Земли, полученные с помощью космических аппаратов, движущихся по высоким околоземным или лунным траекториям, на которых отчетливо видны крупные реки и озера, заливы, моря и континенты, целые океаны и даже крупнейший из них – Тихий океан (Рис. 11.2).

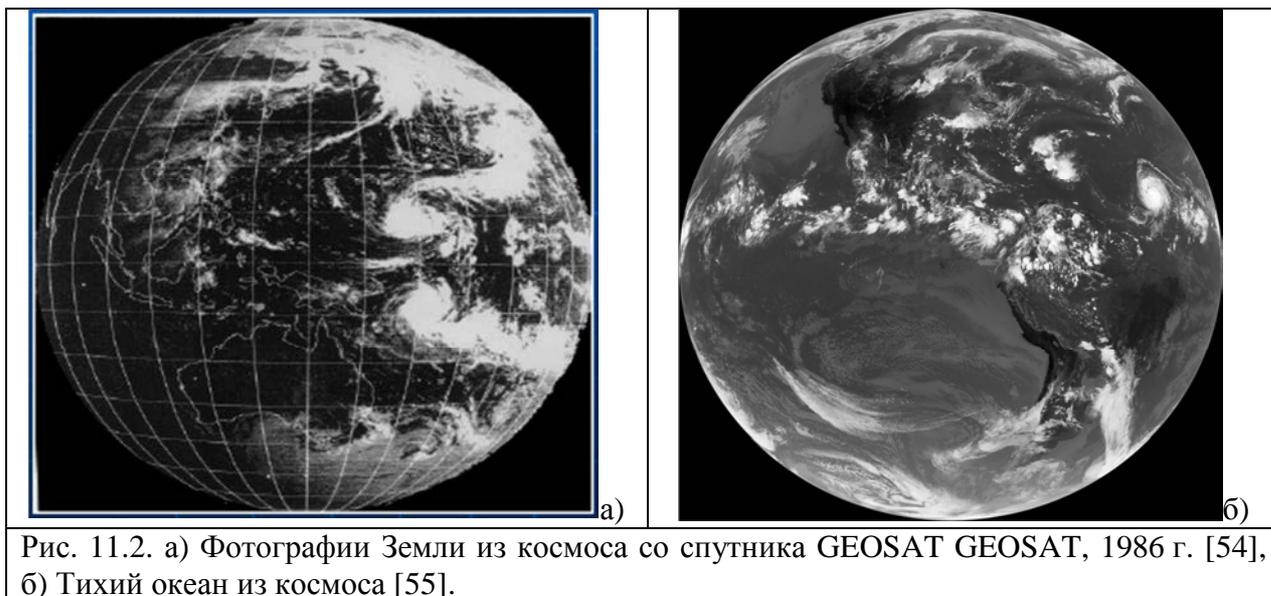


Рис. 11.2. а) Фотографии Земли из космоса со спутника GEOSAT GEOSAT, 1986 г. [54], б) Тихий океан из космоса [55].

На рис. 11.2 а видно появление волн Россби (характерные скорости десятки м/сек) в атмосфере в виде пары циклонов к северу и югу от экватора вдоль 160 в.д.

Во время движения ИСЗ по орбите проводится исследование поверхности Земли вдоль траектории полета, при этом информация от научных приборов может непрерывно или по заданной программе записываться на борту ИСЗ и передаваться на наземные пункты при пролете над ними. При запусках ИСЗ, предназначенных для исследования поверхности Земли и, в частности, Мирового океана, весьма серьезное внимание уделяется выбору параметров орбит ИСЗ, поскольку от этого зависит режим обзора тех или иных районов.

При выборе так называемых геосинхронных орбит обеспечивается регулярный пролет над одними и теми же районами Земли. Геосинхронные орбиты первого порядка обеспечивают ежесуточный пролет спутника над интересующими районами, а орбиты более высокого порядка обеспечивают двух-, трех- и более суточный цикл наблюдений. При создании космической системы, состоящей из нескольких геосинхронных спутников, интервалы наблюдений можно в соответствующее число раз уменьшить и добиться необходимой высокой периодичности получения информации.

Однако строго геосинхронные орбиты не совсем выгодны для построения космической системы исследования Земли. ИСЗ на таких орбитах проходят все время над одними и теми же районами Земли, в то время как другие районы могут выпасть из их поля зрения. Поэтому на практике многие ИСЗ, предназначенные для исследования Земли, выводят на квазигеосинхронные орбиты, на которых ИСЗ каждые новые сутки проходят над новыми районами Земли и обеспечивают, таким образом, систематический последовательный обзор всей поверхности Земли.

Постоянство временных условий наблюдения Мирового океана можно обеспечить при использовании для океанологических ИСЗ солнечно-синхронных орбит. На таких орбитах ИСЗ пролетают над одними и теми же районами всегда в одно и то же местное время, что позволяет проводить исследования при неизменных условиях освещения поверхности Земли Солнцем. Для обеспечения полного обзора всей поверхности Мирового океана ИСЗ должен выводиться на орбиту с большим углом наклона ее плоскости к плоскости экватора. Солнечно-синхронные околоземные орбиты имеют наклонения в диапазоне от 95 до 100°, что позволяет при их использовании исследовать и околополярные области Земли.

Океанологические ИСЗ, как и другие ИСЗ, предназначенные для изучения поверхности Земли, целесообразно выводить на круговые орбиты, что позволяет получать информацию в неизменном масштабе и существенно упростить алгоритмы ее обработки.

Высоты орбит запущенных и разрабатываемых океанологических ИСЗ лежат в интервале 600 – 1000 км. Нижняя граница выбирается обычно из условия обеспечения достаточно продолжительного (до одного года и более) времени существования ИСЗ, а верхняя – из условия обеспечения необходимого обзора поверхности Земли и заданного пространственного разрешения передаваемой информации. На орбитах такой высоты ИСЗ за сутки совершает 14 – 16 витков вокруг Земли, и поскольку Земля вращается, то на каждом витке ИСЗ проходит над новым районом ее поверхности. Таким образом, проекция его орбиты на поверхность Земли (трасса полета ИСЗ) покрывает поверхность земного шара равномерной сеткой. На рис. 11.3 в качестве примера приведена трасса полета за одни сутки исследовательского ИСЗ «Лэндсат» [53].

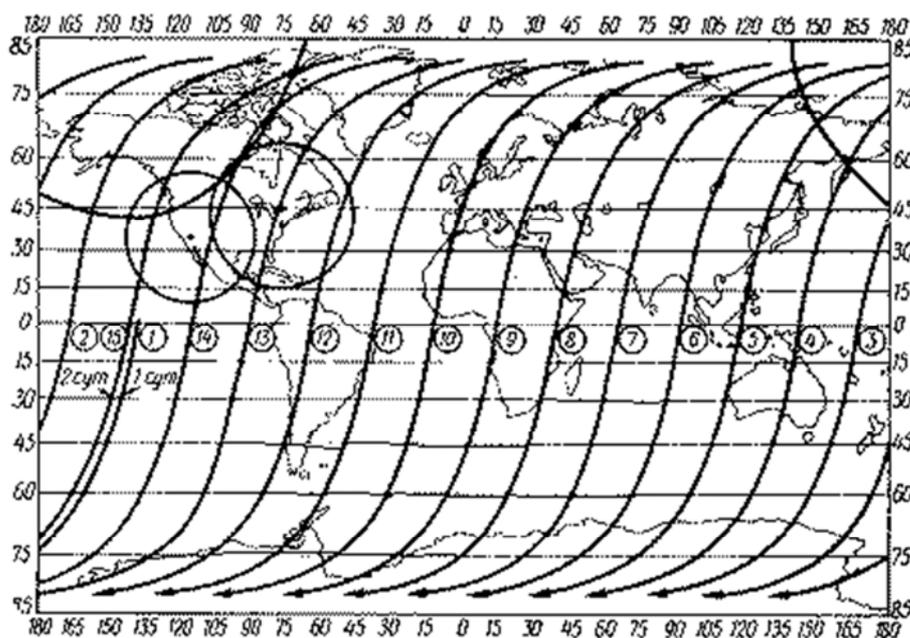


Рис. 11.3. Трасса полета ИСЗ «Лэндсат» за одни сутки (по вертикали – широта, по горизонтали – долгота в градусах) [53].

Межвитковый сдвиг трассы полета максимален на экваторе и достигает 2,8 тыс. км, поэтому для обеспечения ежесуточного наблюдения поверхности Земли без пропусков необходима исследовательская аппаратура именно с таким полем зрения. На высоких широтах трассы отдельных витков пересекаются, что позволяет повысить периодичность наблюдений этих районов Мирового океана. Суточный сдвиг трассы полета ИСЗ, как отмечено выше, выбирается из условия сплошного «покрытия» поверхности Земли с помощью бортовой аппаратуры, имеющей сравнительно узкое поле зрения. Для каждого конкретного ИСЗ он выбирается отдельно.

В последние годы некоторые экспериментальные ИСЗ, предназначенные для исследования Земли, стали выводиться на так называемые стационарные орбиты. Эти круговые орбиты имеют нулевое наклонение, т. е. лежат в плоскости экватора, а их высота над поверхностью Земли составляет около 36 тыс. км. На такой орбите ИСЗ совершает один оборот вокруг Земли ровно за одни сутки, поэтому для земного наблюдателя он кажется расположенным неподвижно относительно поверхности Земли. С борта такого ИСЗ несложно организовать наблюдения за одним и тем же районом Земли, но наблюдения районов самых высоких широт с этих ИСЗ невозможны. Все известные в настоящее время космические методы исследования Мирового океана основаны на регистрации на борту ИСЗ (с последующим анализом) собственного и отраженного электромагнитных излучений океана. В последнем случае предполагается зачастую наличие на борту ИСЗ мощного источника электромагнитного излучения, с помощью которого происходит зондирование океанских вод (так называемые активные методы).

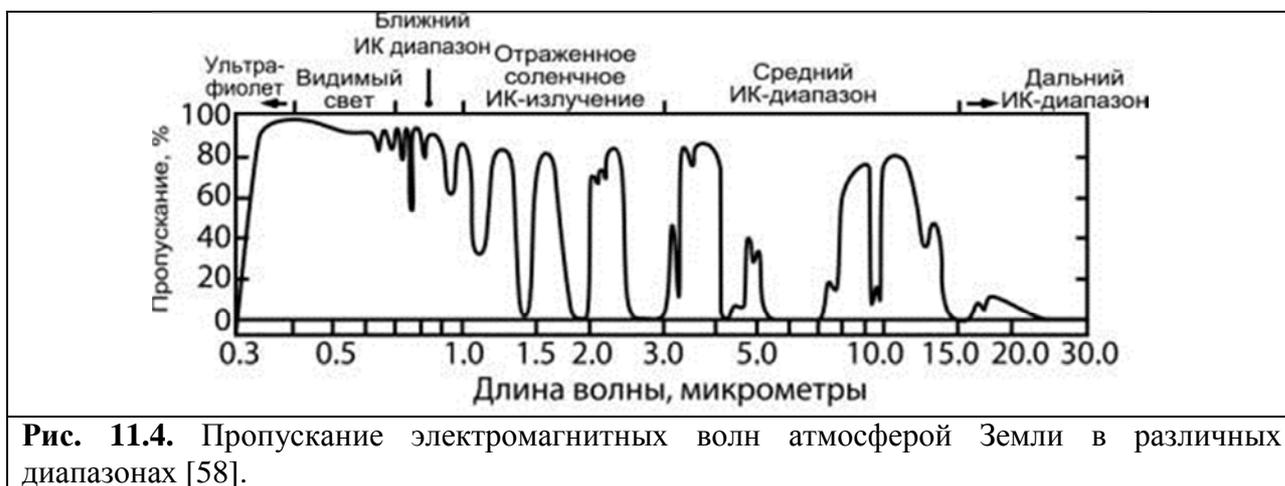
Электромагнитные волны, излучаемые в космос толщей или поверхностью Мирового океана, являются, таким образом, для космических океанологов единственным источником информации об океане.

Все космические методы исследования Мирового океана по своей сути дистанционные, или неконтактные методы. И еще одна, их особенность – они являются еще и косвенными, или непрямыми методами, когда по зарегистрированной на борту космического аппарата интенсивности электромагнитного излучения океана необходимо судить, например, о концентрации тех или иных примесей. При этом величины океанологических параметров, интересующие ученых, можно найти путем проведения сложных математических вычислений. Указанные особенности осложняют обработку данных, получаемых при зондировании океана из космоса, и принципиально ограничивают область применения космических методов в океанологии. Для обработки данных дистанционного зондирования необходимо привлекать, как правило, нетривиальный математический аппарат и вести обработку первичной информации с помощью быстродействующих мощных ЭВМ [56].

В ряде случаев для калибровки данных, полученных в ходе спутниковых исследований, необходимо привлекать результаты измерений, проводимых с обычных НИС или автономных буйковых станций. В общем, как правило, чтобы извлечь полезную информацию из данных зондирования Мирового океана из космоса, необходимо проделать большую подготовительную и вычислительную работу.

Следует также отметить, что информацию об океане, особенно о строении его дна, можно получить в принципе и при исследовании характеристик гравитационного или магнитного поля Земли с борта ИСЗ, но пока эти методы в космической океанологии применения не нашли [57].

Разработанные к настоящему времени космические методы изучения Мирового океана из космоса позволяют проводить исследования во всех известных «окнах прозрачности» (рис. 11.4) атмосферы – видимом и ближнем инфракрасном (на волнах с длиной от 0,4 до 1,2 мкм), тепловом инфракрасном (3 – 5, 8 – 13 мкм) и радиоокне (1 мм – 10 м).



Исследования океана из космоса в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах

В видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра электромагнитное излучение Мирового океана представляет собой отраженное поверхностью или рассеянное его водной толщей излучение Солнца. Температура океана не превышает нескольких десятков градусов Цельсия, поэтому в силу действия известных физических законов собственное излучение океана в рассматриваемых диапазонах практически отсутствует.

Активные оптические методы достаточного развития пока не получили, поэтому исследования Мирового океана из космоса в этом диапазоне спектра можно проводить

только на освещенной стороне Земли (когда, собственно, и возможно изучение солнечного излучения, отраженного океаном). Прозрачность чистой безоблачной атмосферы здесь довольно высока, и мешающее воздействие атмосферы при исследованиях в надир или вблизи от этого направления невелико.

Простейшим, но одним из наиболее информативных методов исследования Мирового океана из космоса в видимом диапазоне спектра, не требующим, по существу, никакого оборудования, является метод визуальных наблюдений с борта космического корабля или пилотируемой орбитальной станции. Результаты исследований при этом могут быть перенесены на специально подготовленные планшеты или просто зарисованы. В некоторых случаях наблюдаемые космонавтами явления могут быть сфотографированы с помощью фотоаппаратов и, таким образом, строго задокументированы.

Первыми визуальными наблюдениями Мирового океана из космоса были наблюдения космонавтов первых пилотируемых космических кораблей. Еще Ю. А. Гагарин после своего исторического полета говорил, что голубой цвет океана при наблюдении из космоса не кажется неизменным. При взгляде на океан с орбиты хорошо видны районы, имеющие различную окраску, отчетливо выделяется прибрежная полоса, можно разглядеть рельеф дна на мелководье. Опыт работы в космосе многих других советских и американских космонавтов также свидетельствует о высокой информативности визуальных наблюдений Мирового океана с космических высот.

Методика визуальных исследований Земли из космоса проста и не отличается существенно от методики обычных аэровизуальных наблюдений. Цветовые оттенки суши, облаков и экваторий приблизительно те же, что и при наблюдениях Земли с высоты 10 км. Хорошо различимы оттенки различных цветов, однако тестовые измерения зрения космонавтов, выполненные при полетах космических кораблей «Союз-3» – «Союз-5» и других, показали, что контрастная чувствительность зрения космонавтов во время полета снижается, как правило, на 10 – 20 %. В условиях космического полета на 20 – 25 % также снижается по сравнению с земными условиями восприятие яркости цветов, особенно красных оттенков.

Различают две разные группы орбит космических аппаратов: геостационарные спутники, которые, находясь на высотах около 40 тысяч километров, как бы «зависают» над определенными районами вблизи экватора и синхронно вращаются вместе с вращением Земли; солнечно-синхронные полярно-орбитальные спутники, которые, находясь на высотах порядка 500-1000 километров, вращаются в направлении с севера на юг или с юга на север, проходя экватор в определенное время таким образом, чтобы каждый последующий виток наблюдений покрывал территорию, примыкающую к территории предшествующего покрытия измерениями. На спутниках обычно используются измерительные системы двух типов: фотографические и многоспектральные сканирующие системы. В первом случае просто фиксируется наблюдаемая территория в виде системы отдельных кадров; во втором случае формируется цифровое многоспектральное изображение в виде строк и столбцов соответствующих матриц, относящихся к выбранным спектральным каналам дистанционного зондирования [49].

Поле зрения космонавта при наблюдении им Земли из космоса определяется размерами иллюминатора космического корабля и расстоянием от иллюминатора до глаза космонавта. Например, при диаметре иллюминатора 30 см и его расстоянии от глаза тоже 30 см поле зрения космонавта при наблюдении Земли составляет 60°. При необходимости космонавт может еще варьировать положением этого поля зрения (сканировать им), перемещаясь относительно иллюминатора.

При наблюдении Мирового океана из космоса особенно хорошо заметны большие изменения цветового тона океана в океанических фронтальных зонах – там, где соприкасаются водные массы разной степени насыщенности красящими взвесями, на границах крупных течений, на мелководье. Так, например, теплые воды тропиков бедны

жизнью и имеют насыщенный сине-зеленый цвет, а холодные воды умеренных широт имеют ярко выраженный зеленый оттенок, обусловленный высокой концентрацией различных микроводорослей, и поэтому зоны смешения этих вод отчетливо заметны.

Одним из первых установленных на спутнике в конце 1970-х годов измерительных приборов для определения цвета океана был «сканер цвета прибрежной зоны» (CZCS/Coastal Zone Color Scanner). Данная аппаратура позволяла регистрировать излучение в спектральных каналах шириной около 20 нм с центральными длинами волн 443, 520, 550, 670 нм. Отличительной чертой этих каналов является возможность получения измерений как в максимуме энергии солнечного спектра (550 нм), так и в области поглощения излучения хлорофиллом (670 нм) – основном пигментом фитопланктона морской воды. Последующие модификации сканеров цвета прибрежной зоны работали на тех же принципах выделения комбинаций длин волн, где существует поглощение солнечного излучения хлорофиллом фитопланктона и где это поглощение отсутствует.

Список наблюдаемых глазом из космоса явлений и объектов довольно велик. С высоты нескольких сотен километров уверенно определяются границы конусов выноса мутных речных вод в море, просматривается рельеф дна на мелководье, определяются характеристики мезомасштабных, т. е. имеющих размеры порядка нескольких сот километров, океанических вихрей, различается даже тип планктона в биопродуктивных районах, замечаются кильватерные следы судов и т. д.

При наблюдении Мирового океана из космоса исследования ведутся в широком, непрерывно изменяющемся диапазоне углов зрения и условий освещенности. Глаз космонавта при этом просматривает обширную площадь поверхности океана и выделяющиеся на его фоне объекты рассматриваются более детально. В силу высоких адаптационных характеристик человеческого зрения космонавту удается разглядеть и зафиксировать в памяти многие интересующие детали, даже если их время наблюдения не превышает нескольких секунд. Избирательная способность человеческого зрения и логический анализ данных наблюдений вооружают космонавта-исследователя такими возможностями комплексного восприятия наблюдаемых явлений, которые в настоящее время не могут быть достигнуты никакой аппаратурой.

Высокая ценность визуальных наблюдений Мирового океана из космоса определяется совершенством человеческого глаза как измерительного инструмента, а также способностью человека мгновенно перерабатывать воспринимаемые изображения, отделять существенное от несущественного, подмечать новые черты в хорошо известном, улавливать загадочные и необычные явления. Особенно резко увеличиваются наблюдательные способности космонавтов при их хорошей предварительной подготовке, и вполне вероятно, что в недалеком будущем в составе экипажей орбитальных станций появятся космонавты-океанологи.

Иногда космонавты при наблюдении океана замечали такие явления и объекты, что ставили в тупик специалистов по оптике океана. Еще при полетах на первых космических кораблях было замечено, что космонавты хорошо различают малоразмерные объекты на океанском фоне, даже такие небольшие, как отдельные корабли. Долгое время это казалось нереальным, но потом ученые разобрались в этом явлении и поняли, что недооценивали адаптационные характеристики человеческого зрения, выяснили, что в условиях космического полета острота зрения у космонавтов может заметно повышаться.

Несколько раз космонавты докладывали, что отчетливо видели в океане подводные океанические хребты на глубинах несколько сот или даже тысяч метров. Специалисты по оптике утверждают, что это невозможно, поскольку даже самая прозрачная океанская вода полностью поглощает солнечный свет в слое толщиной всего несколько сот метров (следовательно, напрямую видеть дно океана на больших глубинах невозможно). Анализ этих интересных данных показывает, что, по-видимому, в этом случае космонавты

наблюдают некоторое другое явление, связанное каким-то образом с рельефом океанского дна или просто на него похожее.

Возможно, так проявляются при наблюдении из космоса неровности рельефа океанской поверхности, связанные, как выяснилось, с рельефом дна и открытые в последнее время с помощью космических альтиметров. А может быть, это проявляются вертикальные движения океанских вод, отслеживающие подводный рельеф и делающие скрытое видимым при их выходе на поверхность. Вероятно и то, что с орбиты просто видны вариации пространственного распределения минеральных и органических взвесей, которые могут концентрироваться в океанском слое скачка плотности воды на глубинах 30 – 100 м. На этих глубинах в летнее время в океане развивается слой резкого изменения плотности воды и в нем могут накапливаться различные примеси. При наблюдении с большой высоты (из космоса) пространственное распределение этих взвесей, которое носит случайный характер, может иметь такую структуру, что воспринимается как изображение каких-то знакомых космонавтам объектов (в данном случае горных хребтов, которые они видят на каждом витке, пролетая над настоящими горами).

В самое последнее время стали развиваться так называемые визуально-инструментальные методы исследования Мирового океана из космоса, расширяющие возможности человеческого зрения. В самом простом случае при этом могут использоваться бинокли и зрительные трубы, например, для исследования небольших по масштабам явлений или объектов. Возможности наблюдения Мирового океана при низкой освещенности и на ночной стороне орбиты значительно расширяются с применением приборов ночного видения с оптико-электронным усилением света.

Для получения космонавтами точных колориметрических оценок исследуемых объектов можно также использовать соответствующие приборы. В простейшем случае ими могут быть обычные таблицы цветности морских вод или наборы кювет с водой различной окраски (типа широкоизвестных в классической океанологии шкал цветности Фореля–Уля). Для более точных измерений цвета вполне применимы оптико-электронные колориметры.

Одним из наиболее отработанных методов исследования поверхности Земли из космоса является космическое фотографирование. При получении информации о Мировом океане в виде фотоизображений дешифрируемость тех или иных океанических объектов зависит от величины их контраста (или относительного превышения яркости). На некотором фоне объект виден только тогда, когда его контраст больше некоторой пороговой величины, определенной для конкретных условий. Для различных наблюдательных систем величина этого порога существенно различна. Так, глаз человека, несмотря на некоторое снижение его контрастной чувствительности в условиях невесомости, различает объекты, имеющие контраст порядка 1 – 2 %. Фотографические же и телевизионные системы в этом смысле гораздо менее чувствительны и их пороговые значения контраста лежат в пределах 10 – 20 %. Это обстоятельство является причиной того, что на многих сделанных космонавтами фотографиях не дешифрируется ряд океанологических объектов, которые ими были замечены и сфотографированы в сеансах визуальных исследований Мирового океана.

Существующие космические фотографические системы имеют фокусные расстояния съемочных объективов порядка нескольких единиц или десятков сантиметров. Съемка производится на пленку шириной от 6 до 30 см, что позволяет на одном кадре запечатлеть с хорошим пространственным разрешением поверхность Мирового океана площадью до нескольких миллионов квадратных километров. Разрешающая способность современных фотографических систем довольно высока, и на полученных с их помощью фотографиях дешифрируются океанические объекты с линейными размерами порядка нескольких метров.

При черно-белой съемке на изопанхроматическую пленку как бы измеряется относительная яркость объектов в широком диапазоне длин волн (400 – 800 нм). При этом

объекты, имеющие одинаковую интегральную яркость, но различную цветность, например, с синим или красным оттенком, неразличимы, что хорошо известно всем знакомым с основами фотографии. Чтобы подчеркнуть различие в спектральных образах разных природных образований, можно проводить синхронную съемку в двух или трех зонах спектра. Например, при съемке в областях спектра, которые соответствуют чувствительности зрительных рецепторов человеческого глаза – синей, зеленой и красной, получается цветное изображение объекта в естественных цветах. На использовании этого принципа и трехслойных светочувствительных фотоматериалов построена вся обычная цветная фотография, которая является аналогом трехцветного человеческого зрения и по своим информационным характеристикам примерно ему соответствует. В последние годы при проведении фотосъемок Земли из космоса стали широко использоваться новые, более информативные методы исследования, в первую очередь спектрально-зональная и многозональная съемки.

Еще более высокими возможностями выделения тонких спектральных отличий различных природных образований обладают методы многозональной фотосъемки, основанные на проведении синхронной съемки природных объектов в нескольких узких спектральных интервалах. При его помощи съемка поверхности Земли может осуществляться одновременно в шести зонах спектра. Использование многозональных принципов фотосъемки Мирового океана позволяет регистрировать довольно тонкие вариации цвета океанской поверхности и решать, в частности, задачу изучения распределения зон повышенной биопродуктивности океана в масштабах всей Земли. Естественно, для решения этих задач многозональные космические фотоаппараты должны иметь высокие абсолютные (до 15 – 20 %) и относительные (до 3 – 5 %) точности фотометрических измерений, что вполне достижимо при современном развитии этого направления.

Однако при всех своих достоинствах фотографические методы исследования Земли из космоса имеют один существенный недостаток, связанный с необходимостью доставки экспонированных фотоматериалов на Землю для их последующей обработки. Особенно это касается методов исследования Мирового океана, которые из-за быстрой изменчивости протекающих в нем процессов должны иметь высокую оперативность и периодичность поступления информации.

Для решения многих задач океанологии и, что особенно важно, для прогноза тех или иных явлений в Мировом океане океанологам необходимо получать информацию с запаздыванием не более нескольких часов и с периодичностью до нескольких раз в сутки. Естественно, в этом случае фотографические методы помочь океанологам не могут, и данная проблема может быть решена только с использованием телевизионных систем.

Первые телевизионные изображения поверхности Земли из космоса были получены еще в начале 60-х годов, при запусках первых метеорологических ИСЗ. Хотя эти изображения имели низкое пространственное (порядка 1 – 2 км) и спектральное (8 – 16 градаций интегральной яркости в области спектра 500 – 800 нм) разрешение, они позволяли определять участки Мирового океана, покрытые льдом, выделять мелководные участки, изучать крупные океанские течения.

Наиболее широкое распространение за прошедшие годы получили так называемые телевизионные системы с механическим сканированием луча. В такой системе (рис. 11.5) развертка изображения поверхности Земли вдоль трассы полета ИСЗ осуществляется за счет движения самого ИСЗ, а в поперечном направлении – за счет качания приемной телевизионной трубки или специального зеркала.

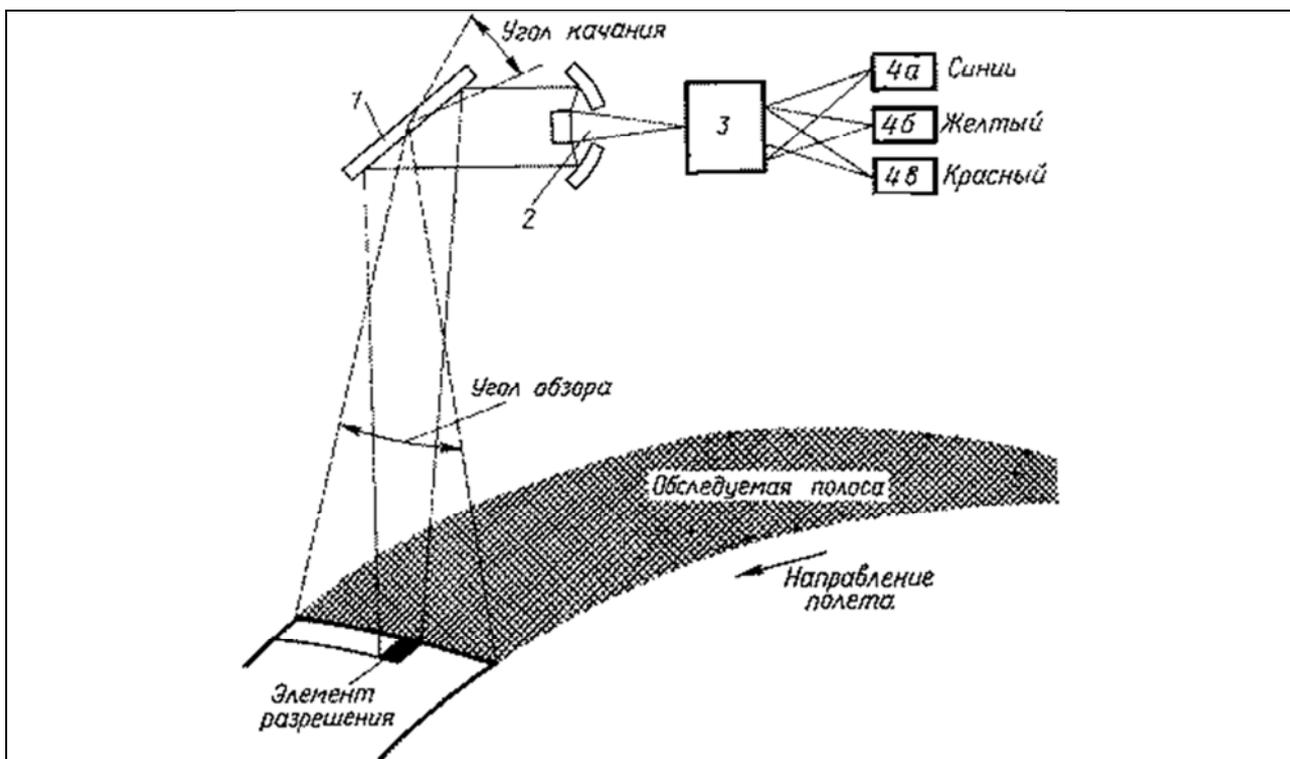


Рис. 11.5. Принцип работы многозональной телевизионной сканирующей системы: 1 – качающееся зеркало, 2 – зеркальный объектив, 3 – светофильтры, 4 – приемники излучения [53].

Пространственное разрешение в этой телевизионной системе определяется мгновенным полем зрения оптической системы, а спектральное – характеристиками разделительных фильтров и чувствительностью приемников излучения. Ширина полосы обзора зависит от высоты полета ИСЗ и угла качания поворотного зеркала. Информация с телевизионной системы может передаваться на Землю в реальном масштабе времени или записываться на бортовом магнитофоне для ретрансляции в подходящий момент при пролете ИСЗ над пунктом связи.

С применением космической фото- и телеинформации удалось уже решить ряд интересных задач океанологии. Одной из них является, например, задача обнаружения и исследования динамики упомянутых выше внутренних волн. Эти волны возникают в океане на глубинах несколько десятков метров, там, где происходит изменение плотности глубинных слоев воды. Внутренние волны определяют прохождение звука в толще океанских вод, безопасность плавания подводных судов. Изучение этих волн традиционными контактными методами требует больших затрат времени и привлечения многих НИС. На космических же фотографиях они иногда непосредственно видны и можно измерить их некоторые параметры (рис. 11.6). Внутренние волны развиваются в глубинах океана и непосредственно на поверхности не наблюдаются, но ряд связанных с ними специфических явлений позволяет обнаруживать их на космических фотографиях. Можно назвать по крайней мере три характерных вида взаимодействия внутренних волн с поверхностным слоем океана, которые делают их видимыми.

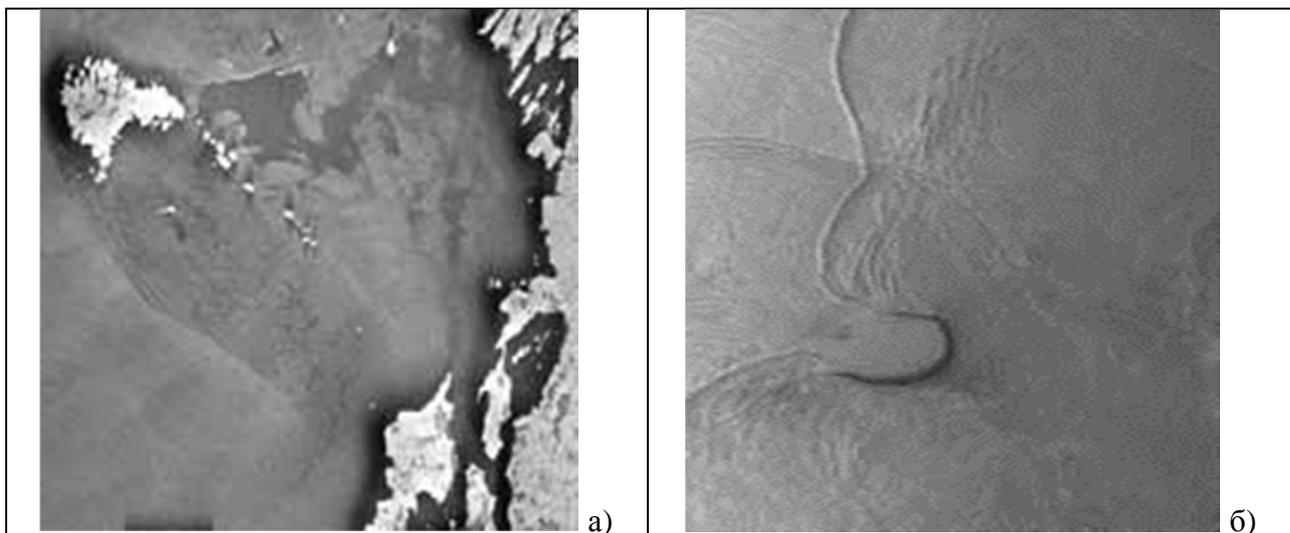


Рис. 11.6. а) Внутренние волны в Ладожском озере на радиолокационном снимке КА «Алмаз-1, б) Внутренние волны в Южно-Китайском море у атолла Донгша на радиолокационном снимке со спутника ERS-2 [52].

Колебательные перемещения частиц воды во внутренних волнах могут достигать поверхности океана и там, взаимодействуя с течением и ветром, способны влиять на форму и распределение ряби и мелких волн. При этом на поверхности океана будут наблюдаться перемежающиеся полосы ряби и гладкой воды. Такую картину на поверхности океана можно иногда видеть даже невооруженным глазом при наблюдении океана с высокого берега. Ширина таких полос может достигать нескольких сотен метров, а длина – многих километров. Измерения с помощью НИС показали, что под покрытыми рябью полосами находятся гребни внутренних волн, а под гладкими участками – впадины. Полосы ряби и гладкой воды по-разному отражают солнечные лучи, что и приводит к их проявлению на космических фотографиях. С движением частиц воды во внутренних волнах при их выходе на поверхность может быть связано неравномерное распределение поверхностно-активных веществ, влияющих на форму поверхностных волн и отражательные свойства поверхности океана.

В прибрежных районах, особенно там, где поверхностный слой океана сильно замутнен, обнаружение внутренних волн на фотографиях связано с тем, что на гребнях волн более прозрачные воды нижнего слоя поднимаются ближе к поверхности (на космических фотографиях эти гребни проявляются более темным тоном). В ложбинах внутренних волн слой мутной воды толще и поэтому выглядит на фотографиях светлее.

Исследования океана из космоса в тепловом инфракрасном диапазоне спектра

Инфракрасная радиометрия уже в первых спутниковых системах начала использоваться для определения температуры поверхности океана. Методы инфракрасной радиометрии продемонстрировали возможность прослеживания перемещения океанических вихревых образований, регистрации изменений поля температуры со временем, описания движения водных масс, гидрологических фронтов и наблюдения многих других динамических процессов, протекающих в океане. Были созданы эксплуатационные системы построения карт температуры поверхности океана. При общем отсутствии разделения между приборами океанологических и метеорологических спутников имеется и некоторая специфика соответствующих приложений. Реальная точность определения температуры поверхности океана по инфракрасным измерениям, включая измерения в относительном окне прозрачности атмосферы, достигает 0.5°K [49]. На точность определения температуры поверхности суши в значительной степени влияют пространственные неоднородности поверхности, приводящие к изменению ее излучательной способности в каждом конкретном случае.

В тепловом инфракрасном диапазоне спектра имеется два «окна прозрачности» атмосферы – в интервалах длин волн 3 – 5 и 8 – 13 мкм, где также можно проводить космические исследования Мирового океана. В первом из этих «окон» собственное тепловое излучение океана соизмеримо по интенсивности с отраженным солнечным, поэтому измерения температуры океана должны производиться только на теневой стороне орбиты. Во втором «окне» отраженная солнечная радиация практически отсутствует, и тепловые измерения не зависят от условий освещенности поверхности Земли Солнцем. Прозрачность атмосферы в этих «окнах» довольно высока, но при точных температурных измерениях требуется учитывать и поглощение излучения атмосферой Земли. Для точного определения передаточной функции атмосферы необходимо знать вертикальные профили (распределение с высотой) температуры и влажности воздуха, а также вертикальное распределение и оптические характеристики аэрозоля (облачности). Точная оценка этих величин возможна только с привлечением дополнительных данных зондирования атмосферы в видимом, ближнем инфракрасном и микроволновом диапазонах спектра. Для приближенных расчетов температуры подстилающей поверхности можно обойтись и простыми оценками атмосферных помех.

Набор гидрофизических параметров, определяемых при зондировании Мирового океана из космоса в этой области спектра, весьма ограничен, но зато среди них находится один параметр, представляющий большое практическое значение, – температура поверхностного слоя океана. Точное знание о распределении этой температуры позволяет определять границы океанских течений, положение фронтальных зон, следить за перемещениями океанических мезомасштабных вихрей, находить районы повышенной биопродуктивности, оценивать взаимодействие океана и атмосферы и решать ряд других важных задач.

Информацию о температуре поверхностного слоя океана несет инфракрасное тепловое излучение его поверхности, интенсивность которого связана с обычной (термодинамической) температурой известным законом Стефана–Больцмана. Поскольку эту интенсивность можно измерить с помощью установленной на борту ИСЗ аппаратуры, то, следовательно, таким образом можно определить и температуру океана. Основными приборами, спроектированными для исследования Мирового океана в тепловом инфракрасном диапазоне, являются сканирующие радиометры, с помощью которых получают информацию о температуре поверхности океана в удобном и наглядном виде.

По принципу действия сканирующие радиометры инфракрасного диапазона аналогичны обычным сканирующим приборам видимого диапазона, описанным ранее, и в последнее время их зачастую конструктивно объединяют в один прибор. Принятые на Земле сигналы спутниковых инфракрасных радиометров преобразуют в специальных устройствах в интенсивность источников света, с помощью которых на обычной черно-белой фотопленке регистрируется температура океана. Таким образом, космическая радиометрическая информация данного диапазона по внешнему виду соответствует обычной черно-белой космической фотографии, и на ней различными оттенками серого тона выделены участки Мирового океана, имеющие различную температуру поверхности (пример подобных изображений показан на последней странице обложки).

Подобный метод представления данных термического зондирования позволяет быстро строить карты температуры поверхности Мирового океана с дискретностью по температуре порядке 1–3°К. Для получения более детальной информации, поступающая с радиометров, может быть обработана на ЭВМ и представлена в любом удобном для дальнейшего использования виде.

Основными проблемами, возникающими при обработке радиометрической информации, являются проблемы устранения атмосферных помех и проблемы приведения информации к виду, удобному и привычному для океанологов. Дело в том, что океанологи за температуру поверхностного слоя океана принимают термодинамическую температуру воды, измеренную с помощью ртутного или другого контактного термометра

на вполне определенной глубине (0,5 м). А радиометры инфракрасного диапазона измеряют радиационную температуру тонкой излучающей поверхностной пленки (скинслоя, или пограничного слоя, или холодной пленки), толщина которой не превышает нескольких десятков микрометров. Но, как показали точные измерения, в тонком, толщиной всего несколько сантиметров, пограничном слое океана имеется всегда положительный или отрицательный перепад температур, достигающий, в зависимости от различных гидрометеоусловий, величины 2-3°К (рис. 11.7).

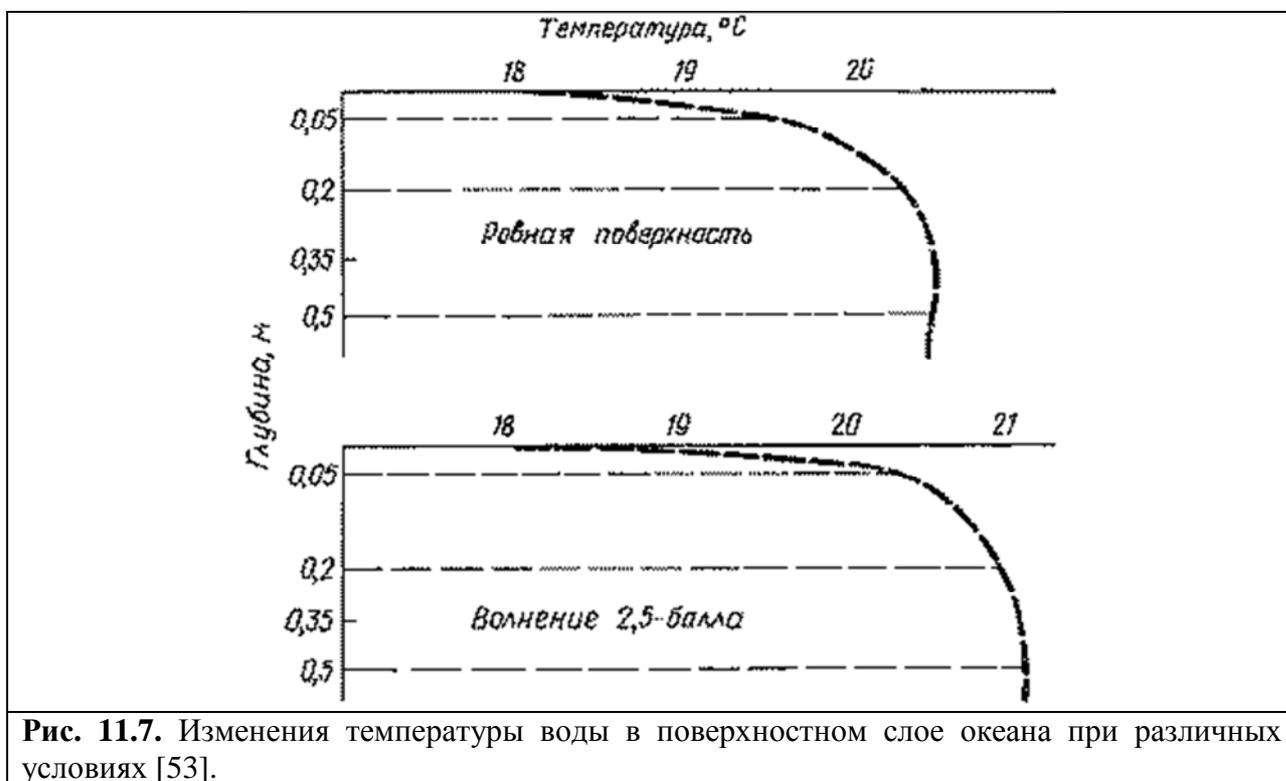


Рис. 11.7. Изменения температуры воды в поверхностном слое океана при различных условиях [53].

Таким образом, даже при отсутствии атмосферных помех, всегда наблюдается разница между показаниями обычного термометра, опущенного на глубину 0,5 м, и показаниями радиометра, измеряющего температуру поверхностной пленки толщиной несколько микрометров. Кроме того, при интерпретации данных дистанционного зондирования необходимо учитывать, что спутниковые измерения соответствуют интегральному потоку с некоторой площади, а традиционные измерения с помощью контактного термометра проводятся в одной точке, и это также может быть источником рассогласования в показаниях приборов.

Часто эту естественную разницу температур принимают за ошибку метода и говорят о низкой точности космической инфракрасной радиометрии, что совершенно неверно. Космические радиометры позволяют измерять радиационную температуру подстилающей поверхности с точностью до 0,1 К, и именно такая величина должна рассматриваться в качестве меры точности для космических инфракрасных методов измерения температуры океана. Влияние атмосферы и облачности при этом можно учитывать с помощью калибровки данных по измерениям на тестовых участках, а также применяя специальные методы обработки результатов дистанционного зондирования.

Одним из таких методов является метод гистограмм, впервые использовавшийся при обработке данных радиометров высокого разрешения, установленных на борту ИСЗ серии «Нimbus». В этом методе вся информация радиометров инфракрасного диапазона разбивается на небольшие массивы, соответствующие областям Мирового океана размером $2,5 \times 2,5^\circ$ по широте и долготе. Далее в пределах каждого массива данных строится гистограмма распределения интенсивности сигналов радиометра от каждого элемента изображения. Если при этом в какой-то момент времени в поле зрения

радиометра попадает облачность, то последнее приводит к снижению интенсивности выходного сигнала радиометра, поскольку температура облаков значительно ниже температуры океана. Образцы полученных таким образом гистограмм и приведены на рис. 11.8.

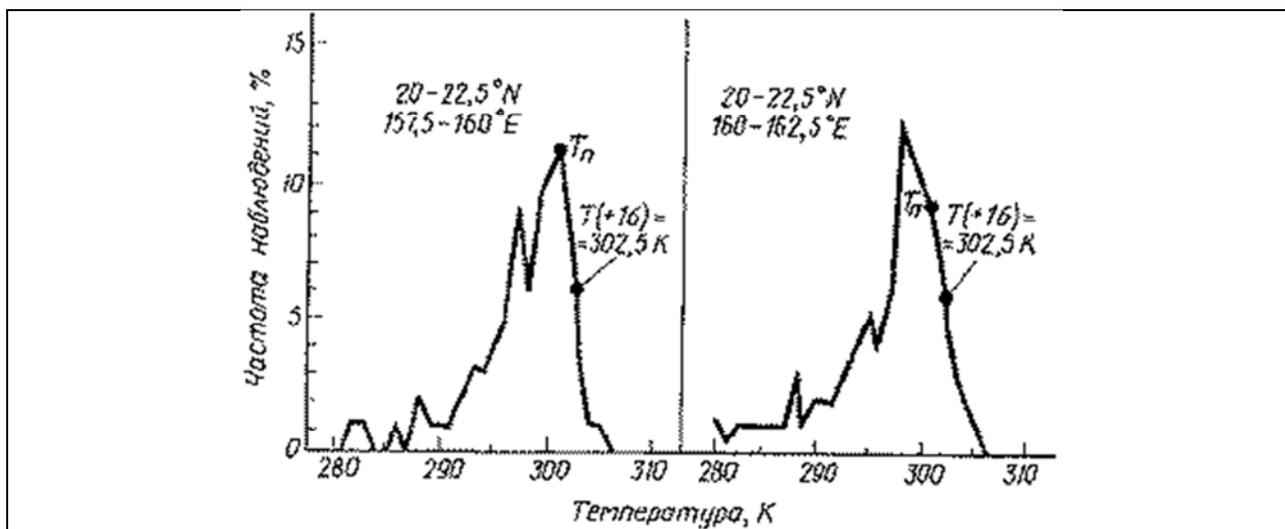


Рис. 11.8. Гистограммы распределения температуры поверхности двух районов океана по данным ИК аппаратуры ИСЗ «Нимбус-3» [53].

«Холодные» фронты этих гистограмм сильно растянуты и не годятся для определения температуры океана. Для решения этой задачи лучше всего подходят «теплые» участки гистограмм. Предварительный анализ ошибок измерений показал, что формы этих участков определяются только аппаратными шумами радиометров, которые можно определить при наземных испытаниях прибора (до запуска на орбиту). Среднеквадратичная величина шума радиометра ИСЗ «Нимбус» была известна и составляла 1,5 К. С учетом этих данных температура поверхности Океана может быть определена как температура точки максимального наклона кривой на «теплом» участке гистограммы минус среднеквадратичная величина шума радиометра. Таким образом, для обеих гистограмм измеренная радиометром температура поверхности океана составляет 301 К. В настоящее время этот метод широко используется для построения карт температуры поверхности Мирового океана, определенных по спутниковым данным.

В последние годы проведен ряд теоретических и экспериментальных работ по повышению точности перехода от радиационной к термодинамической температуре океанской поверхности. Большие перспективы связываются также с разработкой многозональных методов инфракрасных измерений, позволяющих экспериментальным путем определять параметры холодной пленки.

11.2. Радиофизические методы исследования океана из космоса

Радиофизические методы (наряду с оптическими и акустическими) исследования земной поверхности и атмосферы относятся к числу дистанционных. Они основаны на изучении структуры электромагнитных полей, взаимодействующих с окружающими средами.

Известно, что результат взаимодействия электромагнитных волн со средой проявляется в изменении амплитуды поля, его отражении и рассеянии, изменении поляризации, появлении фазовых сдвигов, модуляции волн. Любые из этих изменений зависят от электродинамических и геометрических свойств тел, и поэтому их анализ, в принципе, позволяет по характеристикам радиоволн судить о диэлектрической проницаемости и поглощающей способности веществ, форме изучаемых тел, скорости их движения и других параметрах.

В свою очередь, такие физические характеристики вещества, как диэлектрическая проницаемость и коэффициент поглощения, зависят от состава вещества, его плотности, температуры. Это позволяет по свойствам электромагнитных волн, взаимодействующих с веществом, судить о его характере и температуре.

Методы дистанционного радиозондирования сравнительно давно применяются геофизиками для изучения земных пород. Все знания об ионосфере до появления искусственных спутников Земли основывались на результатах дистанционного радиозондирования. Этот метод и в настоящее время играет решающую роль в изучении ионосферы, разработке ионосферных прогнозов. Методы дистанционного зондирования применяются также в астрономии, в частности в радиоастрономии. Изучение поверхности Земли дистанционными методами зондирования, особенно в СВЧ-радиодиапазоне, стало интенсивно развиваться в основном в последнее время в связи с созданием техники, позволяющей устанавливать приборы на летательные аппараты. Благодаря этому появилась возможность обзора больших пространств Земли вплоть до глобальных масштабов (с помощью спутников). Применяемые методы дистанционного зондирования существенно дополнили контактные методы, которые позволяют получать лишь локальные характеристики сред.

Для интерпретации данных об уходящем излучении системы «океан – атмосфера» широко используется также микроволновый диапазон. Участок спектра электромагнитных волн от 1 мм до 1 м, называемый СВЧ-диапазоном (сверхвысокие частоты) или микроволновым диапазоном, обладает весьма высокой информативностью при дистанционном зондировании океана из космоса [49]. В этом диапазоне применяются как активные, так и пассивные методы зондирования. Пассивные методы основаны на регистрации интенсивностей собственного теплового (радиотеплового) излучения системы «океан – атмосфера» для различных длин волн при разных поляризациях и направлениях наблюдения относительно надир. Можно выделить два основных преимущества радиодиапазона. Первое — радиоволны почти не поглощаются и не рассеиваются облаками. Поэтому радиометоды в отличие, например, от инфракрасных всепогодны. Это имеет особое значение в случае глобального обзора Земли со спутников, так как по крайней мере половина земного шара всегда покрыта облаками.

Второе преимущество радиометодов связано с большей, по сравнению с оптическими волнами, проникающей способностью радиоволн. Радиофизические методы исследования Мирового океана из космоса, включая и исследования атмосферы над океаном, проводятся в микроволновом или, иначе говоря, в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне спектра на радиоволнах с длиной от нескольких миллиметров до нескольких дециметров. Формирование собственного теплового излучения океана или отраженного его поверхностью определяется в радиодиапазоне обширным комплексом гидрофизических параметров, что позволяет в ряде случаев получать информацию, которую трудно или просто невозможно добыть при зондировании океана в оптическом диапазоне спектра.

Прозрачность земной атмосферы в радиодиапазоне велика, причем относительно прозрачна даже облачная атмосфера. Это позволяет с помощью радиометодов проводить исследования там, где трудно или просто невозможно использовать оптические методы. Конечно, в той или иной мере атмосфера Земли и в этом диапазоне влияет на излучение поверхности океана, регистрируемое на борту космического аппарата, однако в ряде случаев это влияние невелико и его можно учесть. По сравнению с видимым и инфракрасным диапазонами спектра, влияние атмосферы в радиодиапазоне значительно меньше, и передаточная функция атмосферы значительно ближе к единице.

Излучение в микроволновом диапазоне принято характеризовать радиояркостной температурой, равной температуре черного тела, излучение которого имеет наблюдаемую яркость. При умеренной облачности и отсутствии осадков для длин волн более 5 см атмосфера оказывает пренебрежимо малое влияние на радиотепловое излучение земных

покровов. В области вблизи длины волны 1.35 см (частота 22.2 ГГц) расположена резонансная линия поглощения излучения водяным паром, а вблизи длин волн 0.5 см и 0.25 см – линии поглощения излучения кислородом. Соответственно, влияние атмосферы для длин волн менее 2 см становится заметным, особенно для условий облачной атмосферы. В первых спутниковых системах использовались радиометры на длинах волн 0.8 и 1.35 см. Второй из этих каналов использовался для уточнения влияния водяного пара. Основными же длинами волн, несущими информацию о температуре поверхности океана и скорости приводного ветра, до освоения дециметрового диапазона оставались длины волн 3-10 см. Для длин волн более 10 см в радиоизлучении водных поверхностей начинает проявляться зависимость от солености воды. При значительных перепадах солености (например, между пресными и океаническими водами) эта зависимость должна учитываться и на более коротких волнах. Однако в открытом океане вариации солености невелики и не оказывают заметного влияния на радиояркостную температуру в рассматриваемом участке микроволновой области спектра. Загрязнения поверхности моря, в первую очередь нефтяные, могут проявляться в измеряемой радиояркостной температуре с учетом влияния морского волнения и пены, но непосредственное влияние на изменение диэлектрических свойств поверхности загрязнения сказывается только при достаточно большой толщине слоя - порядка 1 мм [49].

Общая тенденция здесь такова: более длинноволновое излучение океана свободнее проходит сквозь атмосферу, не ослабевая, и его целесообразней использовать при изучении Мирового океана из космоса. В то же время исследования в коротковолновой миллиметровой области спектра позволяют судить о водности облаков в приводном слое атмосферы, определять количество водяного пара, выделять районы осадков и решать другие задачи, связанные с комплексным исследованием процессов, протекающих в системе океан – атмосфера.

Кроме того, при выборе рабочего диапазона частот необходимо учитывать, что при использовании на борту ИСЗ одних и тех же приемных антенн для волн различной длины (а это часто обусловлено конструкцией ИСЗ) пространственное разрешение получаемой информации не будет постоянным. При работе на более коротких волнах можно получить информацию с повышенным пространственным разрешением, а при работе на более длинных волнах информация по своему разрешению будет хуже.

В космической океанологии при использовании волн радиодиапазона нашли широкое применение оба метода дистанционного зондирования – активный и пассивный. Активный метод исследования Мирового океана из космоса основан на использовании известных принципов и методов радиолокации, а пассивный – на регистрации собственного теплового радиоизлучения океанских вод с помощью чувствительных СВЧ-радиометров.

Микроволновой радиометр представляет собой радиоприемник тепловых электромагнитных волн, которые излучаются всеми без исключения нагретыми телами: почвами, растениями, облаками, воздушными массами, водными поверхностями и даже льдами. К микроволнам или, что то же самое, сверхвысокочастотным (СВЧ) радиоволнам относят электромагнитные волны с длиной примерно от 1 см до 1 м. Более короткие волны принадлежат миллиметровому диапазону, а более длинные - УКВ-диапазону [59].

Микроволновой радиометр измеряет интенсивность I тепловых электромагнитных колебаний, которая в соответствии с законом Кирхгофа пропорциональна физической температуре тела T и его поглощательной способности α :

$$I \sim \alpha T \quad (11.1)$$

Поглощательная способность α определяет долю энергии, поглощенной телом, а αT называют яркостной температурой, так что радиометрический приемник фактически измеряет яркостную температуру T_b по абсолютной шкале температур (в кельвинах):

$$T_b = \alpha T \quad (11.2)$$

Для абсолютно черного тела, которое, по определению, поглощает все падающее на него излучение, поглощательная способность равна единице: $\alpha = 1$, так что для черного тела яркостная температура совпадает с физической. Наоборот, непоглощающие тела ($\alpha = 0$) вовсе не излучают тепловые электромагнитные волны: для них $T_b = 0$. Формулу (11.1) часто записывают в эквивалентной форме:

$$T_b = (1 - R) T \quad (11.3)$$

где $R = 1 - \alpha$ - энергетический коэффициент отражения электромагнитной волны от тела.

Современные радиометрические приемники обладают высокой чувствительностью - до $0,1^\circ\text{K}$ и менее. Уникальные радиометры, предназначенные для измерения реликтового электромагнитного излучения, оставшегося после образования Вселенной, имеют чувствительность до $0,001^\circ\text{K}$.

Современные спутниковые СВЧ-радиометры позволяют с высокой точностью определять излучение океана одновременно на нескольких длинах волн и на двух видах линейной поляризации: горизонтальной и вертикальной. Строго говоря, принимаемый этими устройствами поток радиоизлучения Земли состоит из следующих основных слагаемых: потока излучения слоя атмосферы, расположенного между поверхностью и КА; потока излучения атмосферы, отраженного земной поверхностью, и потока излучения подстилающей поверхности, ослабленного поглощением в атмосфере. Для нужд космической океанологии интерес представляет, естественно, только третье слагаемое, а первые два являются помехами.

Еще первые, проведенные с использованием самолетов-лабораторий, эксперименты показали, что степень влияния различных океанологических параметров на интенсивность излучения (или, что тоже самое, на радиояркостную температуру) океанской поверхности сильно зависит от длины волн [53]. Кроме того, излучение океанской поверхности зависит и от угла, под которым ведется наблюдение. Результирующая информация, как правило, зависит одновременно от многих океанологических параметров, и поэтому чтобы точно и эффективно решать задачи космической океанологии, необходимо использовать многочастотные и поляризационные измерения, позволяющие разделять различные составляющие и определять все интересующие океанологические параметры.

Например, при исследовании нефтяного загрязнения Мирового океана используется то, что радиояркостная температура поверхности океана, покрытой нефтяной пленкой, выше яркостной температуры чистой воды. На волнах с длиной волны 10 см увеличение яркостной температуры примерно пропорционально толщине пленки и равно 1°K на 1 мм толщины пленки, что близко к величине чувствительности современных радиометров. Следовательно, такие пленки с помощью радиометодов могут быть надежно идентифицированы. При переходе в коротковолновую область, в область длин волн несколько миллиметров, возрастание радиояркостной температуры загрязненной поверхности достигает уже нескольких десятков градусов, т. е. еще более заметно.

Основой дистанционных измерений термодинамической температуры поверхностного слоя океана в СВЧ-диапазоне является то, что радиояркостная температура пропорциональна термодинамической. В диапазоне длин волн 8 - 10 см влияние атмосферы и других помех минимально, и поэтому этот диапазон волн наилучшим образом подходит для температурных измерений.

Используемая в радиометрии радиояркостная температура связана с обычной термодинамической температурой через коэффициент радиоизлучения морской воды. Величина этого коэффициента очень сильно изменяется в зависимости от условий наблюдения и от многих гидрометеорологических параметров. Излучательная способность воды для многих углов наблюдений значительно меньше единицы и сильно зависит от степени поляризации используемых радиоволн.

Поскольку космические исследования с помощью сканирующей аппаратуры ведутся в широком диапазоне углов наблюдений, то эту зависимость необходимо учитывать при обработке данных радиометров. На коэффициент излучения океанской поверхности сильно влияет и коэффициент ее шероховатости, т. е. величина волнения океана. А поскольку величина волнения тесно связана со скоростью ветра в приводном слое, то, таким образом, можно исследовать и этот параметр.

Особенно резкое возрастание излучательной способности океанской воды происходит при появлении на ее поверхности пены, образующейся при сильном ветре. Излучательная способность такой пены в радиодиапазоне близка к единице, поэтому в излучении океанской поверхности при появлении пены наблюдается резкий скачок, хорошо заметный на всех длинах волн. А поскольку пена на поверхности океана возникает при ветре более четырех баллов, в штормовых условиях, то это обстоятельство позволяет уверенно дистанционно определять границы штормовых районов, т.е. районы, опасные для мореплавания.

Аналогичным образом можно определить из космоса границы ледяных полей, толщину плавающих льдов, их сплоченность, возраст и направление дрейфа. Радиоизлучение ледяных покровов океана имеет свои отличительные характеристики и это позволяет решать перечисленные задачи.

Дистанционные измерения в СВЧ-диапазоне из космоса могут быть использованы и для определения вариаций солености воды в Мировом океане. Для решения этой задачи наиболее подходит длинноволновый диапазон с длинами волн 20 – 30 см. На более коротких длинах волн эффект солености, т. е. соответствующее изменение радиояркостной температуры поверхности, пренебрежимо мал, а на более длинных волнах сказывается влияние шумов от поглощения радиоизлучения океана в ионосфере и помех от активных радиолокаторов.

Численные оценки показывают, что для длины волны 20 см и температуры океана 15 °С изменение солености на 1‰ (а средняя соленость воды в Мировом океане около 35‰ и она изменяется при переходе от экватора к высоким широтам всего на 3 – 4‰) вызывает изменение радиояркостной температуры всего на 0,3 К. При существующей точности спутниковых радиометров (0,5 – 0,8 К) можно, следовательно, определять границы раздела пресных и соленых вод в районах впадения в Мировой океан крупных рек и другие подобные большие перепады солености [53].

Первые измерения собственного теплового радиоизлучения Земли из космоса были выполнены в 1968 г. с помощью советского ИСЗ «Космос-243» и продолжены затем в 1970 г. с использованием ИСЗ «Космос-384». В дальнейшем в СССР СВЧ-радиометрические исследования Земли выполнялись с помощью ИСЗ серии «Метеор», а также ИСЗ «Космос-669», «Космос-1076», «Космос-1151», ИСЗ серии «Интеркосмос», с борта ОКС «Салют». Аналогичные исследования в США начались в 1972 г., когда был выведен на орбиту ИСЗ «Нимбус-5». Продолжены они были затем на борту ОКС «Скайлэб» и с помощью ИСЗ «Нимбус-6», «Сисат» и др.

В перечисленных космических экспериментах были отработаны основные принципы использования дистанционных СВЧ-методов для исследования Земли из космоса, в частности, была показана перспективность применения космических пассивных радиометодов для изучения следующих характеристик Мирового океана и атмосферы Земли:

- содержания водяного пара в атмосфере и его распределения над океаном;
- влагосодержания облаков и оценки интенсивности осадков;
- исследования температуры поверхности океана;
- определения границ штормовых районов;
- определения границ и состояния плавающего льда;
- обнаружения нефтяных загрязнений океана.

В последние годы наряду с пассивными развиваются и активные методы исследования Мирового океана из космоса в радиодиапазоне. При активных методах на борту космического аппарата устанавливается мощный источник радиоизлучения, энергия которого направляется вниз, на океан. Отраженные поверхностью океана и рассеянные его водной толщей радиоволны возвращаются назад, где регистрируются специальными приемниками, и анализ принятых сигналов позволяет судить об интересующих океанологических параметрах.

Эти простые идеи исследований океана из космоса оказались чрезвычайно плодотворными, и к настоящему времени уже накоплен достаточно большой опыт применения активных радиометодов в космической океанологии. В последние несколько лет в космосе прошли испытания три типа приборов для активных исследований океана в радиодиапазоне: скаттерометры (или измерители коэффициента обратного рассеяния), высотометры (или альтиметры) и радиолокаторы бокового обзора.

Использование радиолокационных скаттерометров в космической океанологии основано на том, что статистические свойства отраженного радиосигнала, зависят от статистических свойств отражающей поверхности. Используя это явление, можно изучать дистанционными методами характеристики ветрового волнения на поверхности океана, поскольку именно волнение определяет степень неровности и шероховатости морской поверхности.

В основе этого метода лежит резонансный эффект: радиоизлучение с длиной волны λ , падающее на поверхность океана под углом θ , резонансно рассеивается компонентой поверхностного волнения с длиной волны:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (11.4)$$

Меняя длину волны облучения λ или угол наблюдения θ , можно настроиться в резонанс с той или иной спектральной компонентой поверхностного волнения и тем самым измерить весь спектр волнения.

С обнаружением резонансных (критических) явлений при тепловом излучении открылась принципиально новая возможность измерять спектр поверхностного волнения при помощи радиометров. Такая возможность была реализована Ю.Г. Трохимовский из Института космических исследований РАН предложил алгоритм измерения спектра [60] и на основе этого алгоритма провел обработку имеющихся данных, полученных с отечественных и зарубежных спутников. Мерой интенсивности рассеяния падающего излучения исследуемой поверхностью является так называемое поперечное сечение обратного рассеяния. Данная величина пропорциональна частоте падающего радиоизлучения и средней частоте волн на взволнованной поверхности океана. С учетом этого открывается принципиальная возможность изучения формы спектра рассеивающих элементов волнения океана по измеренной на борту КА величине сечения обратного рассеяния зондирующего радиосигнала. При этом также можно определить и среднюю высоту морских волн, так как амплитуда принятого скаттерометром обратного сигнала пропорциональна среднеквадратичной высоте волн.

Не менее важным является также и то, что характеристики ветрового волнения тесно связаны с силой ветра в приводном слое атмосферы и, следовательно, возможность дистанционного определения этого параметра из космоса делает измерения с помощью бортового скаттерометра КА особенно ценным. Вследствие быстрого перемещения КА по орбите принимаемый скаттерометром рассеянный сигнал будет иметь определенное доплеровское смещение, зависящее от угла излучения радиоволн по отношению к направлению полета. Это необходимо учитывать при использовании приемопередающих антенн с широкой диаграммой направленности.

Для лучшего выявления статистических свойств отражающих поверхностей в космической скаттерометрии применяется облучение поверхностей наклонными пучками. Как показали первые эксперименты, для исследования Мирового океана можно

использовать зондирующие радиоимпульсы с углами падения в диапазоне 30 – 60°. Это обстоятельство позволяет с помощью аппаратуры просматривать при полете КА довольно широкую полосу на поверхности Мирового океана, равную высоте орбиты ИСЗ или даже больше.

Большие возможности исследования океана из космоса открыло использование для этих целей радиовысотомеров, или радиоальтиметров. Если точно измерить время прохождения зондирующего радиоимпульса от КА до поверхности океана и обратно, то затем можно легко вычислить и расстояние от КА до поверхности океана. Применение этого метода долгое время ограничивалось недостаточной точностью измерений, но в настоящее время прогресс в области радиолокации позволяет определять расстояния с точностью до нескольких десятков или даже единиц сантиметров, а, с другой стороны, точность определения траекторных параметров с использованием специальных лазерных измерительных комплексов возросла также до указанных величин.

Таким образом, в радиоальтиметрии можно использовать орбиту КА в качестве опорной линии и относительно нее с помощью высотомера измерять профиль океанской поверхности. При этом можно обнаружить крупномасштабные неровности рельефа поверхности, вызываемые аномалиями гравитационного поля Земли, океанскими течениями, волнами цунами, штормовыми нагонами и другими явлениями. Помимо решения этих задач, с помощью космических альтиметров, как выяснилось, можно успешно решать задачи исследования распределения волнения океана вдоль траектории полета ИСЗ.

Если космический альтиметр излучает короткий радиоимпульс прямоугольной формы, то возвратившийся импульс, отраженный от океанской поверхности, будет значительно трансформирован. В первую очередь у отраженного импульса будут сильно размыты его фронты, причем размытие переднего фронта (наклон его передней кромки) определяется в основном величиной волнения океана в подспутниковой точке. Приход сигналов, отраженных от различных по высоте элементов взволнованной поверхности, происходит не одновременно. Чем сильнее волнение океана в подспутниковой точке, чем больше там высота волн, тем сильнее расширяется зондирующий радиоимпульс. Такую зависимость можно использовать для измерения высоты волн, и это второе, не менее важное применение космических альтиметров.

Для повышения точности измерений океанологических параметров с помощью космических альтиметров осуществляется посылка зондирующих импульсов короткими сериями с последующей статистической обработкой отраженных радиосигналов. Поскольку облученное пятно на поверхности океана имеет диаметр порядка нескольких километров, приходится при расчетах допускать, что поле волнения внутри него однородно. Наклон задней стороны зондирующего импульса, как показали данные экспериментов, определяется в основном ошибками ориентации КА относительно местной вертикали, и эти данные можно использовать для управления угловым положением КА.

Одним из наиболее перспективных приборов для космических исследований Мирового океана является, по оценкам многих экспертов, радиолокатор бокового обзора (РЛБО). Подобные приборы позволяют получать «радиоизображения» поверхности океана, на которых можно непосредственно видеть некоторые океанологические явления, например крупные волны. С помощью РЛБО можно определять границы ледяных полей, исследовать статистические характеристики волнения, определять загрязнения Мирового океана нефтепродуктами и решать ряд других океанологических задач. Все явления, которые приводят к трансформации поверхностного волнения в океане, могут быть исследованы с помощью этих приборов.

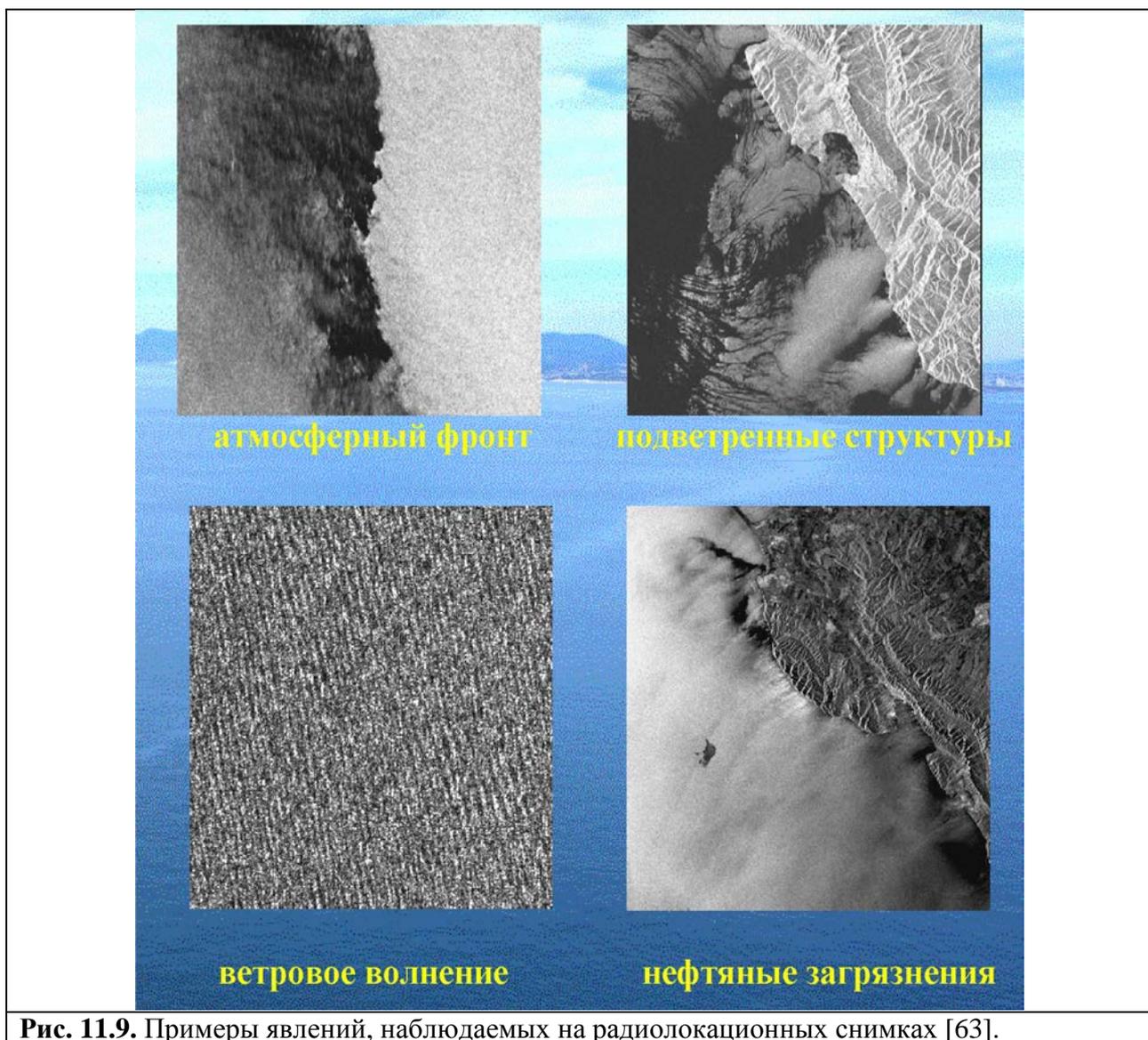


Рис. 11.9. Примеры явлений, наблюдаемых на радиолокационных снимках [63].

Поперечная развертка изображения океанской поверхности, формируемого с помощью космического РЛБО, осуществляется путем временной селекции и обработки отраженных радиоимпульсов, а продольная – за счет орбитального движения ИСЗ. С помощью РЛБО можно получать картину волнения океана сравнительно быстро и на больших площадях. Для того чтобы информация имела высокое пространственное разрешение (до 50 м), в РЛБО необходимо использовать короткие зондирующие импульсы и узкую диаграмму направленности излучающей антенны в горизонтальной плоскости. При реальных ограничениях на размеры антенн КА последнего можно достичь лишь с помощью РЛБО с синтезированной апертурой.

По внешнему виду радиоизображения поверхности океана, полученные с помощью РЛБО, несколько напоминают космические фотографии, полученные с помощью обычной фотоаппаратуры (рис. 11.9). Участки взволнованной океанской поверхности на таких радиоизображениях выделяются более светлым тоном, так как лучше рассеивают падающее радиоизлучение. А пятна нефтепродуктов на радиоизображениях, наоборот, выглядят более темными, поскольку в них происходит «выглаживание» поверхностного волнения и уменьшается доля энергии излучения РЛБО, рассеянная в обратном направлении. Особенно эффективна обработка информации РЛБО на ЭВМ. В этом случае могут быть выявлены явления, которые не видны на «необработанных» радиоизображениях океана.

Обработка спутниковых изображений

Изображения поверхности океана в каждом из диапазонов несут информацию как общего плана (позволяющую идентифицировать местоположение и элементы динамики), так и специфическую, характерную для данного параметра или физического процесса.

Обработка цифровых многоспектральных изображений объектов и отображение на тематических картах характерных признаков состояния соответствующих объектов составляет целую индустрию практических приложений. Процесс создания указанной информационной продукции включает в себя следующие этапы [49]:

- прием и регистрация данных спутникового дистанционного зондирования с помощью наземных станций;
- использование имеющегося и создание нового математического обеспечения обработки данных спутниковых наблюдений;
- обработка получаемых данных с помощью современных компьютерных систем;
- систематизация и архивация получаемых данных и производных от них продуктов для дальнейшего использования и обмена данными и информацией.

Идентификация изображений требует совместной работы довольно больших групп специалистов высокой квалификации. Как правило, оптические изображения отражают геометрию течений и требуют дополнительных измерений для получения количественной информации.

Среди вод океана принято выделять два вида, существенно различающихся по оптическим свойствам:

- воды открытого океана, в которых растворенные и взвешенные вещества имеют преимущественно биологическое происхождение;

- прибрежные воды, подверженные иным механизмам формирования их состава – выносам рек, замутнениям вследствие поднятия осажденного материала со дна, выносам загрязняющих веществ по рекам от источников, находящихся на суше, и т.д.

В прибрежных водах изменения состава водных масс удобнее всего наблюдать одновременно в зеленом и красном участках спектра, в которых различаются не только характеристики поглощения солнечного света, но и его рассеяния (оно более значительно для более коротких волн). Соответствующим образом изменяется цветовая гамма и интенсивности уходящего солнечного излучения от водной поверхности.

В таблице 11.2 приведена информация о возможности изучения дистанционными методами различных процессов и явлений в крупных озерах [62].

Измерение температуры воды поверхностного слоя может эффективно осуществляться дистанционными средствами: ИК-радиометрами с самолетов, судов и спутников. Первичная информация со спутников может приниматься как на собственных региональных центрах, так и из Интернета. Широко представлена информация с разных спутников, а также методика обработки и анализа данных на сайте Института космических исследований РАН [63], центра НОАА: [64, 65]. Получаемая первичная информация аппаратурой AVHRR со спутника НОАА представляет собой изображение подспутникового пространства радиометром в видимом (0,58-0,68; 0,725-1,1 мкм - каналы 1 и 2, в красном (3,55-3,93; 10,5-11,5; 11,5-12,5 мкм - каналы 3, 4 и 5 соответственно) диапазонах электромагнитного спектра с пространственным разрешением 0,8-1,1 км. Информация, получаемая по каналу радиометра в дневное время суток, содержит высокий процент рассеянной и отраженной от водной поверхности солнечной радиации, что приводит к зашумленности полезной информации о распределении температуры на поверхности моря.

Процесс, явление	Пространственные масштабы км.	Повторяемость съемки	Точность, пространственное разрешение, км	Возможность изучения по спутниковым данным, да или нет
Крупномасштабная циркуляция вод	10-200	1 день	1	да
Топографические волны, вихри	20-50	2-12 час	10	нет
Мезомасштабные волны, вихри, инерционные колебания	5-20	1 день	1	да
Апвеллинги	5-20	0.5 -день	0.5	да
Фронтальные разделы, термобар	1	1 день	0.5	да
Внутренние волны	1	3-4 час	0.5	да
Речные потоки	1	1 день	0.5	да
Ледовые поля	1	1 день	0.5	да
Ветровые волны, циркуляции Ленгмюра	0.01-0.001	0.1 час	0.001	нет

Табл. 11.2. Требования к точности и возможности использования дистанционных методов для изучения гидрофизических процессов и явлений в озерах.

Для коррекции спутниковых данных радиометром AVHRR с разрешением 1.1. км были проведены синхронные съемки, измерения температуры поверхности воды (ТПВ) ИК-радиометром с борта судна, а также контактными методами. Использование такого набора данных позволяет провести трансформацию, калибровку и атмосферную коррекцию спутниковых данных, оптимизировать алгоритм вычисления температуры. Процедура геометрической коррекции преобразует снимок таким образом, что координаты объектов на снимке соответствуют географическим координатам этих объектов. Коррекция может проводиться по разным программам, например Idris – это относительно недорогая геоинформационная программа или профессионального пакета программ Erdas Imagine фирмы ESRI, методом контрольных точек. В соответствии с этим методом на карте и на космическом снимке выбирают опорные точки, которые соответствуют хорошо заметным объектам. Это могут быть перекрестки дорог, устья рек, углы полей, мысы и заливы. На основе координат этих точек в новую систему трансформируются все остальные точки снимка. В качестве карты-основы для обработки снимков со спутников серии NOAA может использоваться векторная электронная карта масштаба 1 : 1 000 000. В Интернете можно найти карту такого масштаба, которая называется цифровая карта Мира (DCW), распространяемая фирмой MapInfo. Затем «привязанные» к карте снимки экспортируются в формат данных Idrisi для калибровки и вычисления температур [62].

Для вычисления радиояркостной температуры по данным спектральной яркости канала используют формулу:

$$T(E) = \frac{C_2 \nu}{\ln \left(1 + \frac{C_1 \nu^3}{E} \right)}$$

где T – температура (К) для яркости E, ν - центральное волновое число для данного канала (см-1), C1, C2 – константы (C1 = 1.1910659 * 10⁻⁵ мВт/(м²-ст-см-4) и C2 = 1.438833 см*К).

Температура поверхности воды является функцией радиоярких температур для этих инфракрасных каналов. Для ее вычисления используется полином, в который входят умноженные на коэффициенты значения радиоярких температур и свободный член. В общем виде формула имеет вид [62]:

$$T(BT_4, BT_5) = \sum_n C_{4n} * BT_4^n + \sum_n C_{5n} * BT_5^n + \sum_{n,m} C_{45nm} * BT_4^n * BT_5^m + C$$

где T – значение температуры воды при данных радиоярких температур 4го и 5го каналов BT_4 , BT_5 ; C_{4n} – коэффициенты для четвертого канала степени - n, C_{5n} – коэффициенты для пятого канала степени - n, C_{45} – коэффициенты для произведения четвертого и пятого каналов, C – свободный член. Однако практика показывает, что коэффициенты при членах в степени больше единицы практически равны нулю, поэтому формула приобретает вид:

$$T(BT_4, BT_5) = C_4 * BT_4 + C_5 * BT_5 + C_{45} * BT_4 * BT_5 + C .$$

Коэффициенты этого многочлена C_4 , C_5 , C_{45} , C зависят от многих факторов: времени съемки, сезона, степени волнения моря, и количества влаги в атмосфере. От снимка к снимку эти параметры могут значительно варьировать. Обычно используется два набора коэффициентов – для ночной и дневной съемки. Для уменьшения систематической ошибки, возникающей при вычислении температуры по одинаковым коэффициентам в разных условиях, была разработана методика оптимизации коэффициентов [62]. Она основывается на сравнении измеренной с судна контактным методом и вычисленной температуры в данной точке. Изменения коэффициентов, таким образом, должны быть минимальными. Усредненные коэффициенты для всего снимка получались при сравнении значений температур измеренных в нескольких разных точках. На этапе оптимизации коэффициентов необходимо нанести точки измерений станций на космический снимок и снять значения яркости пикселей в этих точках. Программа Erdas Imagine использует прямоугольную систему координат и работает с космическими снимками в проекции Гаусса-Крюгера. Для перевода координат из географической системы (градусы) в прямоугольную (метры) можно использовать программы ГИС ArcView или MapInfo. Координаты в формате CSV были экспортированы в таблицу программы ГИС MapInfo; с помощью команды CreatePoints были созданы опорные точки. По начальным значениям коэффициентов вычислялась температура воды для каждой точки и в отдельном столбце квадратичное отклонение вычисленной температуры от измеренной, в отдельной ячейке отклонения суммировались. На рис. 11.10 представлены примеры обработки снимка со спутника НОАА [62].

Для снимков, сделанных в разное время коэффициенты отличались, например для снимка 78695 сделанного 3.24 GMT 11.07.01, коэффициенты были $C_4=3.6729$, $C_5=-3.54232$, $C=4.39206$, $C_{45}=0.03996$, а для 78748, полученного в 9.45 GMT 11.07.01 – $C_4= -0.215557$, $C_5= -0.241679$, $C= 7.580226$, $C_{45}= 0.075969$. Но для одновременных снимков коэффициенты практически не отличались и составили $C_4=3.670069$, $C_5=-3.5449007$, $C=4.391821$, $C_{45}=0.0095810$.

Для маскирования облаков и суши на космических снимках используется алгоритм итерационного кластерного анализа снимка, при котором пиксели снимка разбивались на группы, одни соответствовали морской поверхности, другие - другим типам покрова.

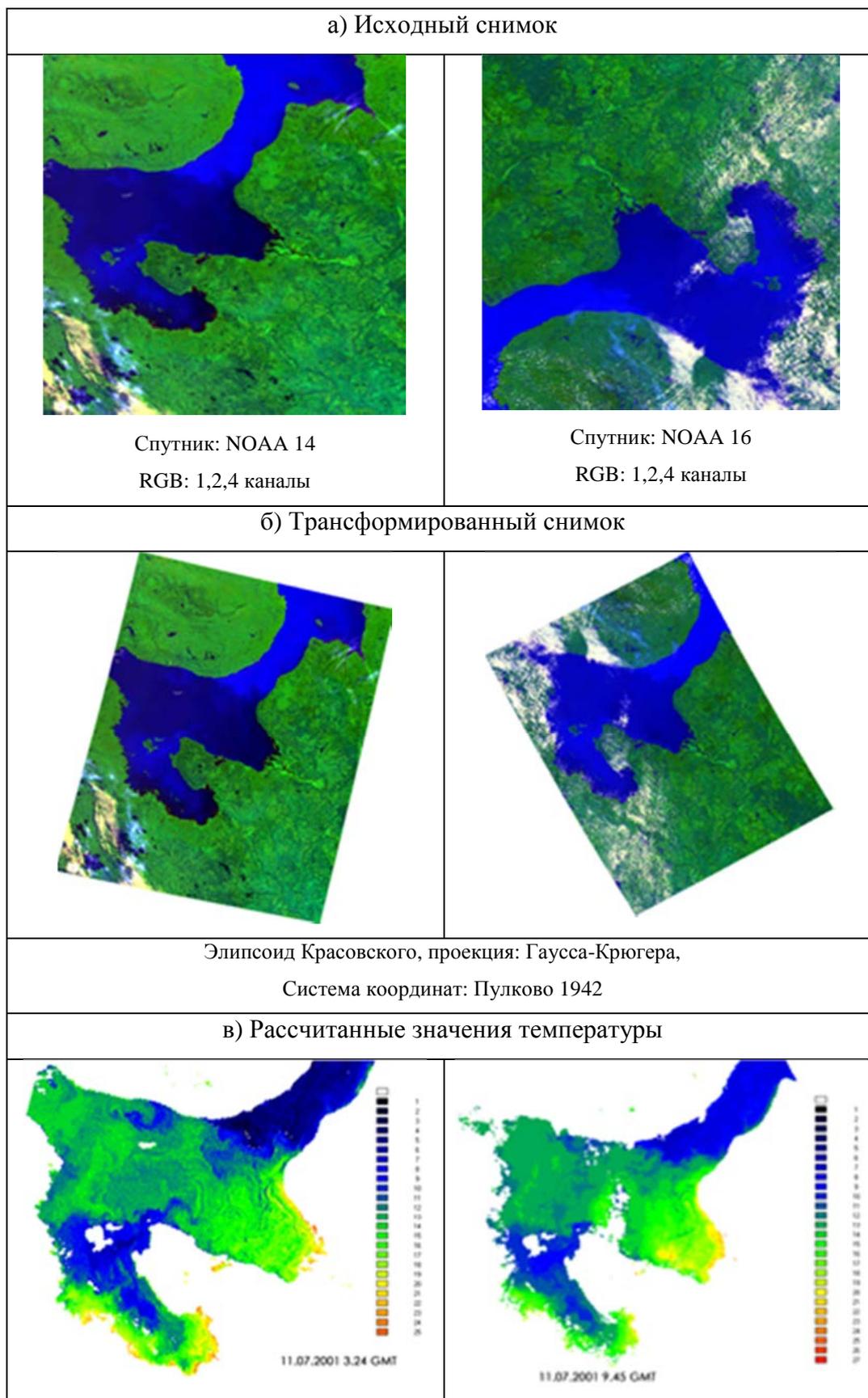


Рис. 11.10. Пример обработки снимка со спутника НОАА: а) исходный снимок, б) трансформированный, в) рассчитанные значения значения температуры поверхности воды, по вышеуказанной процедуре. Изображение дано в «ложных» (псевдо) цветах. Обычно градации цветов даются от 0 до 255.

В навигационный период наибольший интерес для изучения особенностей термогидродинамических процессов и полей представляют данные, полученные со спутника в тепловом диапазоне. Анализ ИК-изображений показал, поле температуры поверхности моря или крупного озера имеет существенную пространственно-временную изменчивость и может значительным образом отличаться от климатического. Анализ обработанных снимков позволяет выявить наличие струйных течений многочисленных вихревых образований циклонического и антициклонического характера, когерентных структур типа "грибовидные образования", а также неоднородностей, связанных с генерацией экмановских прибрежных апвеллингов (рис. 11.11). Наиболее отчетливо на ИК снимках выделяются фронты, в особенности фронт термобара и апвеллинга. Фронты испытывают динамическую неустойчивость, проявляющуюся в виде струй ("пальцев"). Выполненный авторами работы [62] анализ формирования зон прибрежного апвеллинга во внутренних водоемах показал их приуроченность к мысам и неоднородностям рельефа дна.



Рис. 11.11. Снимок Онежского озера со спутника «Алмаз» [62].

В зимний период наиболее эффективно исследование особенностей динамических процессов, таких как вихри, грибовидные образования, с использованием ледовых полей в качестве индикаторов. Это особенно эффективно в начале весеннего периода при разрушении основного ледяного покрова. Наиболее применима для слежения за ледяными поля информация видимого диапазона. Анализ снимков, полученных в зимне-весенний период, позволял обнаружить на границе разрушенного ледяного покрова образование вихревых структур с пространственными масштабами несколько километров. Возможной причиной генерации этих образований может быть неустойчивость, возникающая в результате горизонтальной неоднородности полей течений в прикромочной зоне [62]. Проследить особенности изменений во времени этих антициклонических вихрей по данным со спутников НОАА или Метеор не представлялось возможным из-за облачности. Для этих целей более эффективно представляется использование всепогодных спутниковых снимков, получаемых с помощью радаров с синтезированной апертурой (РСА, но обычно название этой аппаратуры дается в оригинале для европейского спутника как SAR). Очевидна необходимость комплексирования наблюдений со спутников в ИК - и видимом диапазонах с радиолокационными SAR данными, а также инструментальными измерениями для изучения механизмов формирования и эволюции вихревых образований, различных когерентных структур, существенным образом влияющих на режим вод.

Аэрокосмические системы дистанционного зондирования развиваются в направлении улучшения пространственного и спектрального разрешения аппаратуры, повышения точности ее абсолютной калибровки, уменьшения искажений приемников регистрируемого излучения. При интерпретации самых первых материалов аэрофотосъемки исходили из возможностей анализа пространственного распределения яркостей наблюдаемых объектов. В последнюю четверть XX века и в настоящее время

широкое распространение получили цифровые данные, представленные в форме многоспектральных изображений (multispectral images) сканирующих радиометров (сканеров) [66]. Обработка таких изображений с помощью вычислительных средств позволяет провести классификацию наблюдаемых объектов с визуализацией получаемой информационной продукции с помощью цветокодирования, выделения контуров этих объектов, совмещения полученных результатов с отдельными слоями имеющейся картографической продукции и т.д.

Появилась целая область обработки и интерпретации данных дистанционного зондирования - названная видеоспектрометрия. По мере увеличения спектрального разрешения аппаратуры стали говорить о гиперспектральных изображениях (hyperspectral images), когда наряду с пространственным распределением регистрируемых яркостей при интерпретации данных используется «третья координата» - длина волны уходящего излучения. В современных системах ДЗ разрешение по спектру достигает нанометров, что открывает уникальные возможности дистанционной нанодиагностики состояния объектов природно-техногенной сферы при анализе тонкой структуры данных гиперспектрального зондирования.

Развитие космических систем наблюдения Земли, методов обработки и интерпретации данных наблюдений и использование конечной информационной продукции для научных исследований и прикладных приложений происходит в направлении повышения пространственного и спектрального разрешения соответствующих измерительных комплексов, разработки алгоритмического и программного обеспечения обработки и интерпретации получаемых многоспектральных изображений [66].

Но, тем не менее, уже и сейчас имеется ряд примеров высокой эффективности космических методов не только для исследования Мирового океана, но и для решения важных народнохозяйственных задач.

Космическая фотоинформация, в том числе фотоинформация о Мировом океане, нашла применение сейчас во многих организациях и дает экономический эффект, исчисляющийся сотнями миллионов рублей в год.

Космические методы исследования Мирового океана убедительно продемонстрировали свою полезность и перспективность, но это совсем не значит, что они смогут в близком или отдаленном будущем полностью заменить традиционные судовые измерения. Будущее, очевидно, за разумным объединением этих различных методов океанологических исследований, и космические методы в комплексной перспективной системе исследования Мирового океана займут достойное место.

11.3. Использование лидаров для изучения оптических свойств морской воды

В последние годы все более широкое и разнообразное применение в технике для исследования океана находят лазеры. Использование лазерных источников в традиционных измерительных схемах во многих случаях позволяет существенно улучшить метрологические характеристики приборов. В то же время использование специфических особенностей лазерных источников позволило разработать ряд принципиально новых методов исследования океана. Важнейшее место занимает метод дистанционного лазерного зондирования (ЛЗ) [32]. Основной объем информации, получаемой с использованием средств дистанционного зондирования авиа и космического базирования, основан на регистрации электромагнитных волн рассеянных и отраженных морской поверхностью. Тонкая структура рельефа морской поверхности чувствительна к таким факторам, как ветер, внутренние волны, течение, концентрация поверхностно-активных веществ и т.д., что создает возможность дистанционного мониторинга процессов, протекающих в пограничных слоях атмосферы и океана [67].

Приборы для лазерного зондирования получили название лидаров (LIDAR – аббревиатура английских слов Light Detection and Ranging).

В формировании эхо-сигнала при ЛЗ океана в различных случаях могут участвовать отражение от поверхности океана, погруженных объектов и дна, упругое рассеяние и поглощение фотонов морской водой, флюоресценция растворенных и взвешенных в морской воде веществ и комбинационное рассеяние на молекулах воды и разных примесей. Информация о среде заключена во временных зависимостях параметров эхо-сигнала, его спектральном составе, состоянии поляризации и времени прихода.

К настоящему времени различными авторами предложены и опробованы методы ЛЗ для измерения характеристик поверхностного волнения, измерения первичных оптических характеристик морской воды, качественного и количественного определения состава фитопланктона, измерения температуры подповерхностной толщи воды, исследования течений и океанической турбулентности, определения рельефа дна на мелководье (лазерная батиметрия) [68].

У методов ЛЗ имеется ряд достоинств, который предопределил их развитие в последние годы. Во-первых, это дистанционность, дающая возможность проводить исследования объемов среды, отстоящих от лидара на десятки и сотни метров, и быстро просматривать с помощью лидара значительные области исследуемой среды. Во-вторых, неконтактный характер измерений, так как в исследуемый объем среды не требуется помещать датчики. В-третьих, экспрессность измерений, обусловленная возможностью эффективного преобразования световых эхо-сигналов в электрические сигналы, техника автоматической обработки которых хорошо развита.

С другой стороны, лидары могут давать информацию только о поверхности и приповерхностной толще океана, так как дальность действия лидаров в воде вследствие значительного ослабления света относительно невелика (от десятков сантиметров до десятков метров).

На основе опробованных методов измерения различных характеристик создаются лидары, предназначенные для использования в океанологических исследованиях. К таким лидарам предъявляется ряд дополнительных требований.

Лидар для океанологических исследований должен работать в автоматическом режиме, обеспечивать проведение достаточно длительных циклов измерений, как в темное, так и в светлое время суток. Необходима также синхронная регистрация координат, поступающих от навигационной системы. Кроме того, лидар должен быть достаточно компактным и легким.

Лидары для океанологических исследований могут быть разделены на две группы – авиационные лидары, предназначенные для установки на самолете, и судовые, устанавливаемые на борту научно-исследовательского судна [68].

Авиационные лидары используются для оперативной съемки для оперативной съемки пространственного распределения характеристик воды и для обнаружения местоположения загрязнителей в ограниченной районе океана. Благодаря высоким скоростям проведения съемки удается получать картину пространственного распределения без влияния временной изменчивости. В современных авиационных лидарах используют лазеры на органических красителях с мощностями $\sim 0,1 - 0,5$ МВт. Лидары предназначаются для измерений с высот $\sim 30-300$ м, при этом диаметр освещаемого лазером пятна на поверхности океана $\sim 0,2-10$ м. В состав лидаров вводится бортовая ЭВМ. Путем соответствующей настройки длины волны в таких лидарах обеспечивается возможность измерения показателей преломления, поглощения и рассеяния, а также регистрация загрязнений поверхности океана нефтью.

Судовые лидары предназначены для исследований мезомасштабной пространственной изменчивости физических полей в различных, в том числе и в открытых, районах океана. При проведении таких исследований целесообразно измерения, выполняемые с помощью лидара на полном ходу судна, сочетать с измерениями стандартными методами на станциях, положение которых выбирается в наиболее характерных точках по оперативным данным лазерного зондирования.

Излучатель и фотоприемники лидара располагаются под поверхностью воды в специальной шахте, проходящей через днище судна. Измерения, проведенные с лидаром в различных точках Мирового океана, позволили зарегистрировать различные типы распределения показателей ослабления и их корреляции с поверхностной температурой воды.

Лазерная батиметрия – измерение глубины с помощью специальных батиметрических лидаров, которые могут быть установлены как на борту судна, так и на самолете. В последнее время основное внимание уделяется разработке авиационных батиметрических лидаров.

В случае авиационного батиметрического лидара посылаемых вниз зондирующий лазерный импульс последовательно отражается от поверхности воды и от дна. Часть отраженного излучения попадает на вход фотоприемника лидара. Производится измерение временного интервала $\Delta t_{зд}$ между моментами прихода этих импульсов на фотоприемник, и по величине $\Delta t_{зд}$ рассчитывается глубина z ($z = c\Delta t_{зд} / 2$). В батиметрическом лидаре, расположенном под поверхностью воды, $\Delta t_{зд}$ отсчитывается от момента излучения зондирующего импульса. Максимальная глубина, которая может быть измерена батиметрическим лидаром, зависит от его технических характеристик (мощности зондирующего импульса, чувствительности), а также и от оптических характеристик воды, отражательной способности дна и уровня фоновой засветки. Если лидар находится в воздухе, то к этому можно добавить зависимости от высоты над поверхностью воды и от состояния атмосферы и поверхности моря.

Пусть излучатель и приемник расположены на высоте h над поверхностью воды, расстояние от поверхности воды до дна равно z . Излучатель дает узкий световой пучок с малой начальной расходимостью. Допустим, что освещаемый зондирующим излучателем участок дна имеет размеры много меньшие $h+z$ и отражает излучение в пространственный угол 2π равномерно. Тогда мощность отраженного от дна импульса, попавшая на фотоприемник, P_1 будет определяться соотношением [27]:

$$P_1 = P_0(1 - R_1)^2 R_2 \frac{A}{2\pi \left(h + \frac{z}{n_b} \right)^2} \exp[-2(Kh + \Gamma z)] \quad (11.5)$$

где P_0 - мощность зондирующего импульса; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения поверхности воды и дна; A - эффективная площадь входного зрачка приемника; K и Γ – эффективные показатели ослабления излучения в воздухе и в воде.

Считается, что ослабление излучения в воде – один из основных факторов, определяющих величину максимально измеряемой с помощью батиметрического лидара глубины. Эффективный показатель ослабления излучения в воде Γ учитывает, что часть рассеянного вперед излучения попадает в поле зрения приемника. Поэтому $\alpha < \Gamma < \varepsilon$. Для малых z , когда справедливо приближение однократного рассеяния, можно записать:

$$\Gamma = \alpha + 2\pi \int_0^\pi \sigma(\gamma) \sin \gamma d\gamma \quad (11.6)$$

При больших z , а также при малых z в очень мутных водах, сигнал формируется многократно рассеянным излучением. В этом случае расчет Γ – довольно сложная задача, требующая решения уравнения переноса (см. главу 9).

В каждом конкретном случае величина Γ может быть относительно просто определена из соотношения (11.2) по данным измерений мощности отраженного водой лазерного излучения, возвращающегося с двух различных подповерхностных горизонтов z_1 и z_2 .

Точность измерения z определяется в основном временным разрешением системы, так как размытие фронта зондирующего лазерного импульса в области ост пучка при

распространении в морской воде при дальности до 100 м не превышает 10^{-9} с [27]. Точность определения z , полученная рядом исследователей при испытаниях батиметрических лидаров, колеблется от 0,1 до 1 м в зависимости от конструкций лидара и условий наблюдения. Приведенные оценки относятся к случаю гладкой поверхности воды. Состояние поверхности практически не сказывается на результатах измерений при высотах волн до 30 см. Более сильное поверхностное волнение вызывает нестабильность амплитуды импульсного сигнала, отраженного от поверхности, что осложняет процесс измерения $\Delta t_{зд}$.

Основной областью батиметрических лидаров является картирование дна и оперативный промер глубин на мелководных (~70 – 100 м) участках континентального шельфа, озер и каналов.

Авторы работы [69] использовали портативные лазерные спектрометры для контактного дистанционного контроля выбранных горизонтов с борта судна в экспедициях на маломерных судах «Акванавт» на Черном море, «Ареал» на Рыбинском водохранилище, на экологическом патрульном судне «Россия» на Волге и Северном Каспии. Эти приборы оснащены световодным приемо-передающим зондом и прокачной кюветой. Заборное устройство погружается на заданный горизонт, и вода прокачивается через лазерный спектрометр, установленный в судовой лаборатории и регистрирующий эхо-сигнал.

На рис.11.12 представлен типичный вид получаемых спектров природных вод. В этих спектрах доминируют: линия рассеяния на взвеси (рассеяние Ми), полоса комбинационного рассеяния (КР) воды, полосы флуоресценции растворенного органического вещества (РОВ), в том числе, водного гумусового вещества (ВГВ) и нефтяных загрязнений (НЗ), фитопланктона (ФП). Столь высокие интенсивности полос флуоресценции органических примесей по сравнению с интенсивностью полосы КР воды характерны для внутренних водоемов (рек, водохранилищ). Длины волн возбуждающего лазерного излучения подбираются в зависимости от того, какую полосу необходимо использовать для диагностики.

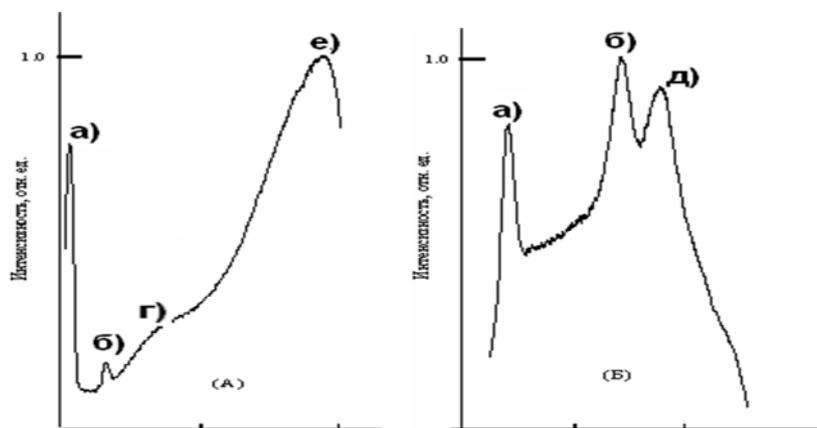


Рис.11.12. Типичные спектры флуоресценции природных вод при возбуждении лазерным излучением на А – 266 нм, Б – 532 нм: а) – рассеяние Ми, б) – КР воды, в) – флуоресценция РОВ, г) – флуоресценция НЗ, д) – флуоресценция фитопланктона [69].

Из спектров эхо-сигналов извлекается информация о различных параметрах водной среды, т.е. решаются обратные задачи лазерной спектроскопии. Такого рода спектры содержат следующую информацию о воде: типы и концентрации растворенных органических примесей (БС - белковых соединений, НЗ, ФП, ВГВ), типы и концентрация неорганических примесей (соленость морской воды), температура воды, концентрация взвеси т.д. Авторы работы [69] разработали алгоритмы распознавания спектральных образов и классификации объектов на этой основе и алгоритмы решения обратных задач с

количественным определением параметров среды, в том числе, молекулярных фотофизических параметров органических комплексов.

В основе разрабатываемых алгоритмов лежит влияние искомым величин на форму спектров комбинационного рассеяния и флуоресценции водной среды. Для решения обратных задач используются алгоритмы, управляемые данными - искусственные нейронные сети (ИНС) [70]. Характерной особенностью таких алгоритмов является тот факт, что выделение признаков, на основе которых происходит анализ спектров, осуществляется самим алгоритмом. При решении большинства задач ИНС "обучается на примерах", т.е. для подстройки внутренних параметров нейронной сети необходимо предъявить набор спектров с известными "правильными ответами". Такой набор данных называется тренировочным набором, а процесс адаптации внутренних параметров сети называется её тренировкой или обучением.

Авторы работ [71, 72] используют искусственные нейронные сети для решения следующих физических задач лазерной спектроскопии природных вод:

- Кластеризация спектров флуоресценции ВГВ.
- Выделение флуоресцентного вклада НЗ на фоне флуоресценции ВГВ.
- Идентификация неорганических солей по валентной полосе КР воды в однокомпонентных и двухкомпонентных растворах и определение их концентрации.
- Одновременное определение температуры и солёности морской воды по спектрам КР воды.
- Определение фотофизических параметров органических соединений с помощью кинетической флуориметрии, нелинейной флуориметрии и "матричного метода".

Применение этой технологии позволило ученым [69] получить качественно новые результаты, которые невозможно было получить с помощью традиционных методов обработки спектров.

При развитии лидарных методов океанологических исследований создаются лидары для измерения вертикального распределения различных характеристик, что дает возможность получения трехмерных картин. Важным направлением является также создание многоканальных лидаров, измеряющих целый комплекс характеристик. Такие лидары дают возможность регистрировать различного типа неоднородности и делать заключения по типам корреляционных связей между отдельными характеристиками о порождающих эти неоднородности океанологических процессах.

11.4. Дистанционные измерения топографии дна океана

Рельеф поверхности суши легко доступен изучению. Все, что находится на дне океана, скрыто от глаз человека толщей воды. Хотя моряки измеряли глубину моря с незапамятных времен, до последнего времени о рельефе морского дна имелись лишь самые общие представления.

Первые серьезные исследования морского дна начались после изобретения акваланга и научно-исследовательских подводных лодок. Ручной лот — тонкий линь (веревка) с узелками и грузом на конце — был первым прибором, позволявшим определять расстояние от поверхности воды до дна на мелких местах. Точность показаний и диапазон действия ручного лота до поры до времени удовлетворяли практические требования судовождения, но не давали никакого представления о том, что делается на глубине. Поэтому он был заменен стальным тросом со счетчиком и лебедкой. Однако механический лот тоже не идеальный прибор. Чтобы определить глубину дна, нужно остановить судно и только тогда начать измерение. Чем глубже, тем больше времени требуется для опускания и подъема лота.

При таком способе неизбежно одна точка далеко отстоит от другой, карта дна получается неполной. С увеличением глубины трос становится тяжелее груза, что мешает

определить момент касания грузом дна; течения прогибают трос, относят груз в сторону, поэтому измерения получаются неточными.

Теперь на всех судах, даже на небольших, устанавливается сложный прибор — эхолот, позволяющий производить на ходу измерение дна до любой глубины. Самописец этого прибора все время регистрирует истинные расстояния до дна. По данным измерений, сделанных на множестве судов, воссоздана карта рельефа дна Мирового океана [73], которая сильно отличается от обычных карт с обобщенными глубинами (рис. 11.13).

Материки, крупные острова и группы мелких островов имеют подводное продолжение до глубины 135—200 метров, называемое шельфом. Его средняя ширина (протяженность от берега) равна 70 километрам, но иногда достигает 800 километров. Таков шельф морей у берегов Сибири. На тихоокеанской стороне Америки шельф предельно укорочен или вовсе отсутствует.

Поверхность морского дна в области шельфа имеет небольшой уклон в сторону океана (в среднем 2 метра на каждый километр). На глубине 135—200 метров шельф резко обрывается, образуя материковый склон с крутизной порядка 70 метров на километр. Этот крутой склон отделяет континентальный блок от ложа океана.

Шельф наиболее богатая жизнью часть океанского дна. На глубине 100—150 метров, куда проникает достаточное количество солнечных лучей, дно обычно покрыто разнообразными водорослями. Здесь нет той постоянной низкой температуры, которая характерна для более глубоких частей океана, и это способствует развитию множества донных животных, служащих пищей огромным стаям рыб. Самые богатые рыбой промысловые районы расположены именно в пределах шельфа.

Средняя глубина океанского ложа около четырех километров. На нем возвышаются подводные хребты и отдельные горы. Во многих местах дно ложа понижается с образованием котловин и узких, но очень глубоких желобов. Через все океаны сложным зигзагом проходит система срединноокеанских хребтов. На физических картах мира, составленных по данным измерений глубин механическим лотом, хребты едва намечены. Только с помощью эхолота удалось изучить эту главнейшую горную систему Мирового океана и дать ее изображение.



Рис. 11.13. а) Рельеф дна Тихого океана, б) Рельеф дна Атлантического океана [73].

Подводный рельеф из космоса можно наблюдать и фиксировать на снимках в видимом диапазоне в редких случаях: неперенные условия – высокая прозрачность воды и штилевая погода. Водная толща ослабляет яркость, контраст и четкость наблюдаемых

подводных объектов. Интенсивность проникающего в воду солнечного излучения падает, а спектральный состав изменяется. Инфракрасное излучение полностью поглощается поверхностными слоями воды. Для прозрачных вод, когда практически отсутствуют взвеси и фитопланктон, красные лучи проникают на глубину до 10 м, желтые – 20 м, и только сине-голубые лучи достигают глубины 50 м. Интенсивность света здесь уменьшается в 100 раз [52].

На больших глубинах дно солнечным светом практически не освещается. Таким образом, просматриваемая зона ограничивается небольшими глубинами до 20 м в водах средней прозрачности (например, в Черном, Каспийском морях) и до 40 м в прозрачных водах, например, в Карибском море. Поэтому космические снимки обеспечивают изучение рельефа дна лишь в зоне мелководного шельфа (Рис. 11.14).

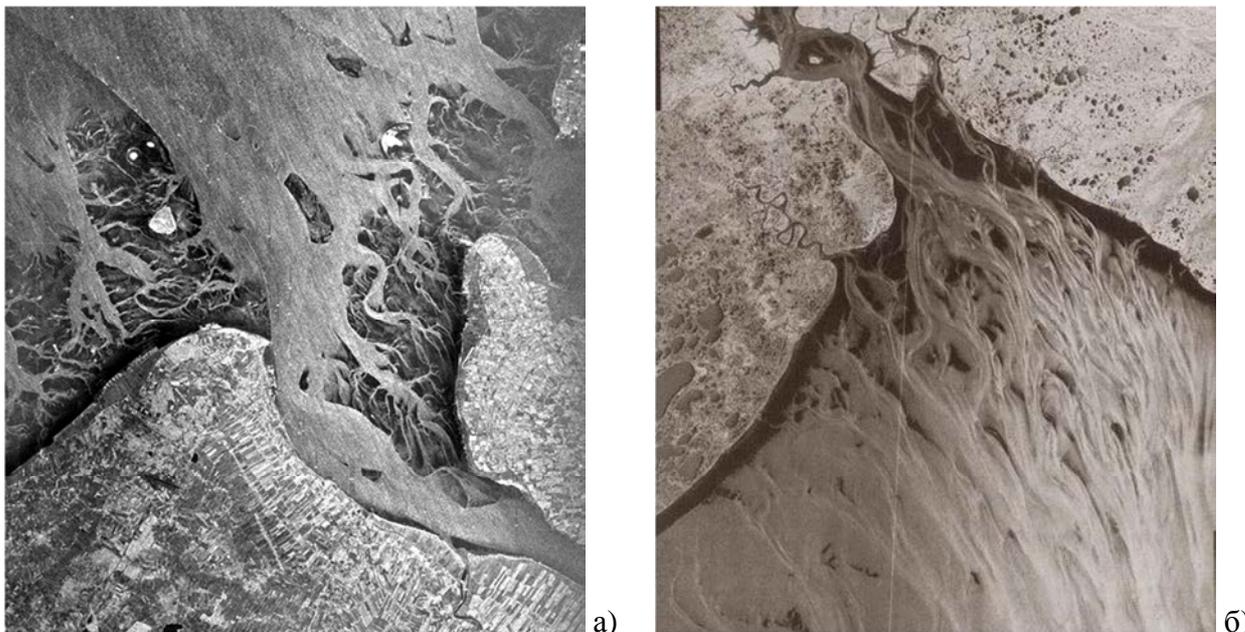


Рис. 11.14. а) Устье р.Эльба во время отлива на РЛИ «Алмаз-1», б) Песчаные банки, отмели и приливно-отливные желоба в устье реки Кускоквин на Аляске на РЛИ Seasat [74].

На космических снимках в видимом диапазоне хорошо отображается строение дна в мелководной зоне, отчетливо выделяются отмели и банки, лагуны внутри атоллов; видны формы донного рельефа: вдольбереговые валы, бары, гряды, приливные дельты, русла палеорек, эрозионные ложбины, карстовые воронки, коралловые рифы и др. Для такого изучения оптимальна многозональная съемка. Поскольку лучи разных спектральных диапазонов способны проникать в водную толщу на разную глубину, серия зональных снимков обеспечивает разноглубинные срезы дна и водной толщи, что открывает перспективы использования многозональных снимков для батиметрического и тематического картографирования мелководного шельфа.

Хорошие возможности для изучения и батиметрического картографирования мелководий в ряде случаев обеспечивает радиолокационная съемка. В конце 60-х гг. первые наблюдения подводной топографии в мелководных морях с помощью радиолокатора бокового обзора (РЛСБО) с самолета были проведены в Северном море. Во время полета океанографического спутника Seasat в 1978 г. была впервые показана возможность регистрации элементов подводного рельефа с помощью радиолокатора SAR и были получены радиолокационные изображения подводных песчаных банок (Рис. 11.15).

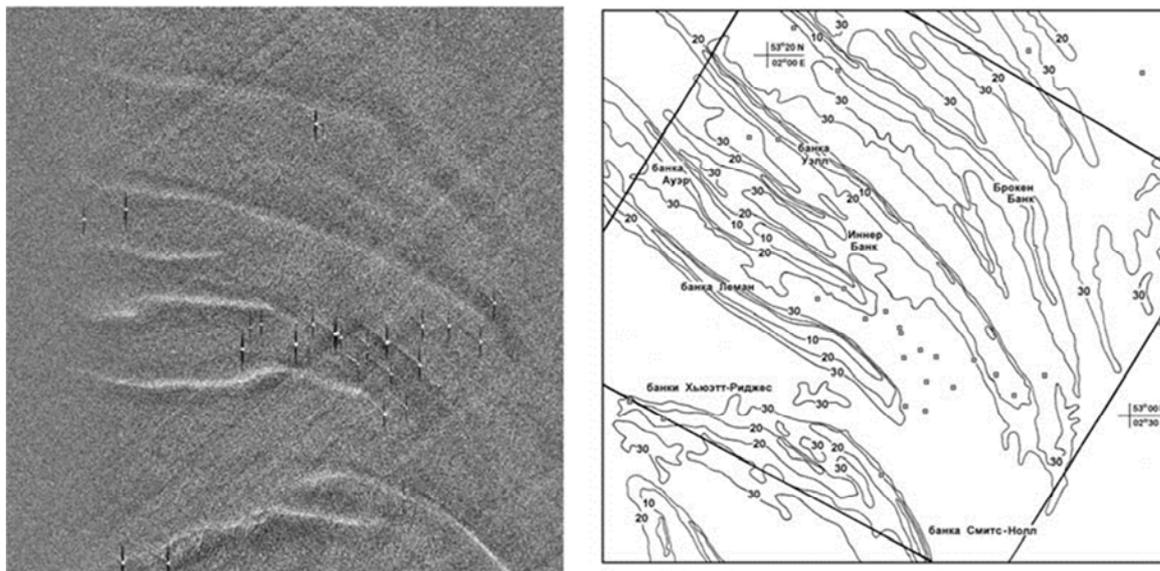


Рис. 11.15. Песчаные банки и нефтяные платформы в Северном море на радиолокационном изображении КА «Алмаз-1» и карта участка дна [52].

Подводный рельеф на радиолокационных снимках наблюдается именно в приливных морях и необходимым условием его наблюдения является сильное приливное течение и ветровое волнение на поверхности. Космический радиолокатор дает уникальную возможность исследования (мониторинга) донного рельефа мелководных участков шельфа с глубинами 5-40 м. Другими средствами дистанционного зондирования такую информацию в условиях повышенной мутности приливных вод получить практически невозможно. В приливно-отливной зоне шельфа во время отлива на снимках выделяются основные морфоструктуры и особенности геолого-геоморфологического строения дна, что позволяет оценить интенсивность прибрежных процессов.

Косвенно информацию о подводном рельефе можно получить, исследуя эффекты рефракции длинных волн в прибрежной зоне и над отдельными формами подводного рельефа, а также изучая внутренние волны и их поверхностные проявления в шельфовой зоне, особенности генерации, распространения и диссипации которых часто связаны с крупномасштабными формами подводного рельефа. Различные аномалии и неоднородности на морской поверхности являются следствием взаимодействия динамических или волновых процессов в толще океана с глубоководными формами подводного рельефа. При этом на космических снимках часто регистрируются два основных типа поверхностных проявлений - в виде чередующихся полос или одиночных полос-границ.

Уже первые опыты радиопрофилирования с орбитальной станции Skylab (1973) показали связь топографии водной поверхности с рельефом морского дна. Радиолокационная система спутника Seasat вместе с радиовысотометром подтвердила предположение о существовании сложного рельефа поверхности океана, обусловленного как неравномерностью распределения масс внутри земного шара, так и неровностями рельефа морского дна. Над возвышением дна высотой 3,2 км поверхность поднимается примерно на 1 м.

Таким образом, для изучения глубоководного рельефа приходится использовать косвенные методы, не обеспечивающие точного батиметрического картографирования, для которого применяют специальные виды дистанционной съемки с кораблей. Этому противоречат многочисленные утверждения космонавтов о том, что с орбитальных высот удастся рассмотреть крупные океанические хребты даже на километровых глубинах. Одно из объяснений этого феноменального явления состоит в том, что из космоса наблюдается не рельеф дна океана, а коррелирующие с ним постоянные зоны перемешивания теплых

поверхностных и холодных глубинных вод, в которых меняются физические и биологические характеристики верхних слоев океана, шероховатость его поверхности. Такие крупномасштабные явления в океане и воспринимает глаз человека с космической орбиты.

Спутниковая радиоальтиметрия впервые открыла возможность получения глобальной десятидневной картины топографии поверхности океана с точностью до 5-10 см. Это позволяет определять отклонения уровня водной поверхности от геоида, исследовать вихревую структуру общей океанической циркуляции, обнаруживать разрушительные волны цунами задолго до их приближения к берегу, следить за приливами в зонах континентальных шельфов, штормовыми нагонами и деформациями уровня, связанными с западными пограничными течениями и их меандрами.

Спутники *Torax/Poseidon* (запуск 1992 г.) и *Jason-1* (запуск 2001 г.), разработанные совместно NASA и космическим агентством Франции CNES, обеспечивают глобальную картину уровня поверхности океана каждые 10 дней с точностью около 4 см [75]. Эти данные используются для оперативного наблюдения и прогноза цунами, штормовых нагонов, мониторинга циркуляции вод Мирового океана. Радиолокатор спутника *Torax/Poseidon* измеряет время прохождения радиосигнала от спутника до поверхности океана и обратно. На основе полученных значений и точных данных об орбите вычисляется высота поверхности океана как разность между высотой орбиты и высоты спутника над поверхностью океана (Рис. 11.16).

Необычное наклонение орбиты (66°) позволяет спутнику видеть 95% свободной, не покрытой льдами поверхности Мирового океана. Через каждые 10 суток аппарат в точности повторяет свою трассу и вновь идет тем же маршрутом (Рис. 11.17).

Подготовлены анимации, воспроизводящие годовой цикл аномалий уровня океана. Данные об уровне океана входят в модели прогноза ураганов. Явление Эль-Ниньо в 1997-98 гг. было предсказано по альтиметрическим данным раньше, чем по метеорологическим.

Данные об уровне моря и топографии поверхности океана используются для восстановления картины рельефа дна океана.

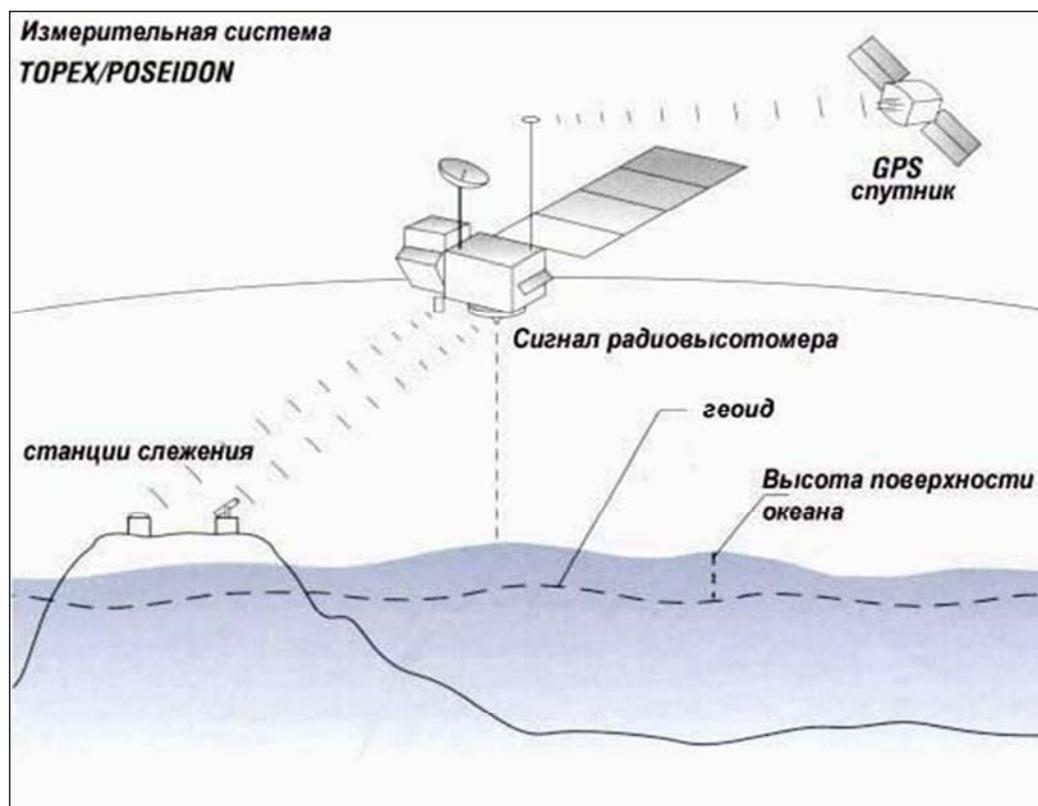


Рис. 11.16. Измерительная система Торех/Poseidon [75].

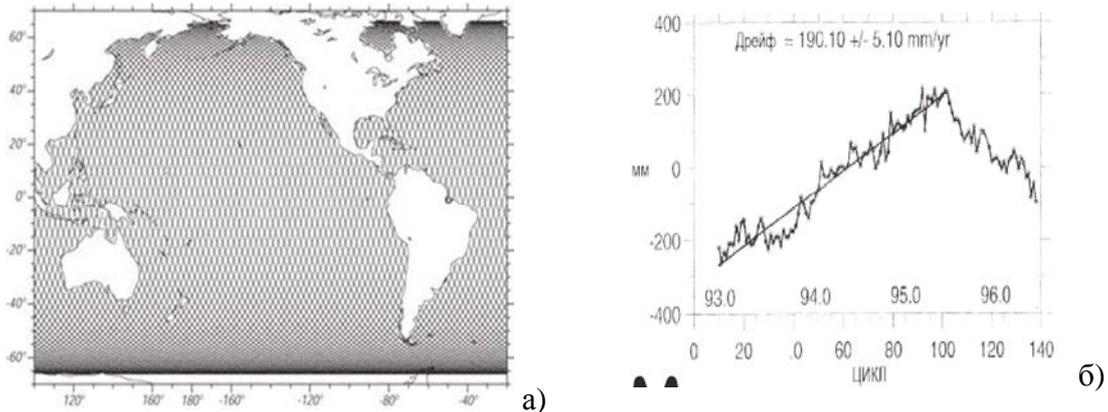


Рис. 11.17. а) Треки спутника Торех/Poseidon над Тихим океаном за 10 дней, б) Изменение уровня Каспийского моря по данным альтиметрии с ИСЗ Торех/Poseidon [76].

ГЛАВА 12. ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ И СТРУКТУРЫ ПРИРОДНЫХ СИСТЕМ

12.1. Краткая история лабораторного моделирования

По мере развития и глобализации мировой экономики усиление антропогенного воздействия на окружающую среду все большую ценность приобретают адекватные модели природных процессов и систем. Они необходимы не только для экономного описания состояния и динамики атмосферы и гидросферы, но и для надежного прогнозирования их эволюции на ограниченных (прогноз погоды) и продолжительных (оценка изменчивости климата) временных интервалах.

На современном этапе общепризнанна необходимость постоянного мониторинга физико-химического и биологического состояния атмосферы и гидросферы, включающей и гигантский Мировой океан, и мельчайшие реки и озера, обеспечивающие существование локальных экосистем. Одна из важных задач – контроль объемов и трассирование потоков вещества (в том числе и естественного переноса и распространения продуктов аварийных выбросов). Сохранение качества окружающей среды, – “здоровья Океана, всей гидросферы и атмосферы” – одно из необходимых условий устойчивого развития всей экосистемы Земли. В этой связи ускорилось развитие всех разделов наук о Земле, и наблюдательных, и теоретических.

На протяжении 20 века гидроаэродинамика окружающей среды активно развивалась в нескольких направлениях, иногда тесно связанных между собой, иногда практически независимых. Основным достижением считается создание и широкое распространение дистанционных методов наблюдения астрономических объектов, атмосферы, гидросферы и литосферы Земли. Регистрирующие системы располагаются на спутниках, размещаемых на ближних, гелио- или геостационарных орбитах, авиационных, наземных и корабельных носителях.

Развитие контактных (с закоренных и свободно дрейфующих буев, подводных аппаратов и судов) и дистанционных методов измерений (акустических, магнитных, электрических, электромагнитных, оптических и гравитационных) с помощью инструментов подводного, водного, наземного, авиационного и спутникового базирования, радикально изменили представление о структуре и динамике процессов в атмосфере, океане и мантии Земли. Панорамные наблюдения поверхности океана позволили выделить широкий класс устойчиво идентифицируемых объектов, отражающих топографию дна океана, физические процессы в его толще, а так же на границах с литосферой и атмосферой [77]. Собственно форма свободной поверхности

океана и распределения физических полей вдоль нее оказались информативными индикаторами, позволяющими судить о динамике течений, вихрей, внутренних волн не только на поверхности, но и в толще океана, оценивать характер взаимодействия атмосферы и гидросферы. Одновременно новые данные выявили неполноту традиционного описания течений в океане и атмосфере и необходимость разработки более полных физических и математических моделей, позволяющих решать с достаточно высокой точностью как прямые, так и обратные задачи.

Современные сенсоры позволяют устойчиво регистрировать картины течений и определять с погрешностью (иногда переменной) некоторые количественные характеристики. Однако в силу сложности процессов современные методики обработки данных не всегда позволяют производить однозначный пересчет регистрируемых параметров в физические переменные, входящие в фундаментальные уравнения и использовать данные для тестирования и дополнения численных моделей.

Следующим по важности достижением считается развитие вычислительной техники и методов расчета сложных процессов, протекающих в природных системах. В конце 80-х годов развитию данного направления уделялось наибольшее внимание. Многочисленные вычислительные центры, оснащенные сверхпроизводительными компьютерами, созданные и в промышленно развитых (США, Япония, Германия, Франция, Австралия, Россия), и в развивающихся (Индия, Китай, Корея, Сингапур, Мексика, Бразилия) странах, позволили решить ряд важных проблем по оптимизации размещения и управлению техническими объектами, снижению антропогенной нагрузки на природу.

Однако и их ресурсы оказались недостаточными для определения условий и расчета надежного прогноза эволюции катастрофических состояний атмосферы (траектории и интенсивности ураганов и торнадо), гидросферы (штормовые зоны и сверхсильные редкие волны), литосферы (землетрясения и извержения вулканов). В качестве одной из причин указывается пространственная и временная многомасштабность природных процессов и высокая чувствительность систем в переходном состоянии к действию “малых факторов” различной природы (астрономическим, взаимодействию с окружающей средой, нелинейным процессам в структурированной среде). Недостаточная точность компьютерного прогнозирования может быть связана с применением “конститутивных” моделей (различных версий теории турбулентности), инвариантные свойства которых не совпадают с симметриями фундаментальных систем [78].

Вследствие многообразия природных факторов и перехода одних типов течений в другие в естественных условиях не всегда удается установить вид источника или распределения сил, порождающих наблюдаемые явления. Осложняющими обстоятельствами также являются глобальное вращение и нестационарность среды. Поэтому наряду с непосредственным изучением природных систем интенсивно развиваются методы лабораторного моделирования, позволяющие изучить выбранный процесс или взаимодействие разных типов течений в контролируемых и воспроизводимых условиях.

Наиболее конструктивным является сочетание аналитических исследований природных процессов на основе полных систем уравнений и их лабораторное моделирование. Работы последних лет в данных направлениях, в которых широко используют достижения экспериментальной техники наблюдения природных систем и компьютерной техники, позволили сделать ряд важных выводов, касающихся природы формирования структуры атмосферы, гидросферы и даже литосферы, и механизмов ее влияния на выбор сценариев и эволюцию окружающей среды. Важным достоинством является универсальность развиваемого подхода, в котором специфические свойства объекта исследования (кинетические и термодинамические характеристики гидросферы и атмосферы) учитываются в полном объеме за счет введения дополнительных уравнений и выбора адекватного уравнения состояния среды.

Большинство природных систем (океан, атмосфера, озера, пресноводные и соленые водоемы) характеризуется устойчивым распределением плотности. Стратификация, создаваемая соответствующими распределениями температуры или концентрации растворенных веществ, оказывает существенное влияние на динамику и структуру гидрофизических процессов. В таких системах меняется динамика традиционных компонент течений – струй, следов, вихрей, волн – и возникают новые компоненты течения, в частности, внутренние волны.

В конце 60-х годов было установлено, что и океан, и атмосфера обладают “тонкой структурой”. И в вертикальной плоскости и в горизонтальных планах в распределениях физически параметров наблюдаются прослойки с большими градиентами. Реально в толще и океана, и атмосферы существуют наклонные фронты – резкие протяженные структуры, разделяющие водные или воздушные массы с различными физическими свойствами [79]. Пространственно упорядоченная тонкая термохалинная структура регистрируется как в виде вертикальной последовательности протяженных по горизонтали слоев, так и в форме тонких, вытянутых ячеек – “солевых пальцев” [80].

Долгоживущие высокоградиентные структуры наблюдаются в атмосфере Земли и других планет, в фотосфере Солнца. Механизмы и динамика их образования в деталях не ясны, в полной мере не изучено и влияние прослоек на естественные процессы, распространение электромагнитных, акустических и других типов волн, перенос энергии и вещества. В силу нестационарности остаются открытыми вопросы идентификации и параметризации таких структур, а также надежности измерений основных характеристик окружающей среды контактными приборами, отклик которых зависит и от состояния среды и от характера протекающих в ней процессов.

В силу значительного различия диапазона масштабов природных процессов и их лабораторных аналогов, перенос результатов на естественные условия представляет большие трудности. Однако возможность многократного воспроизведения изучаемого явления в заданном диапазоне параметров позволяет выделить даже слабые влияющие факторы. Сочетание лабораторных экспериментов и аналитических исследований позволяет не только уточнить математические модели природных систем и условия их применимости, но и сформулировать критерии качественной и количественной экстраполяции на природные условия.

В течение долгих лет основным объектом исследований в гидродинамике служило обтекание препятствий потоком однородной жидкости с целью определения действующих сил и моментов. В середине 19 века в Англии начало развиваться моделирование поверхностных волн с целью оптимизации формы корпусов судов, в том числе и с учетом действия пропульсивных механизмов.

Отдельные работы по изучению эффектов плавучести спорадически появлялись в литературе начиная с конца 18 века (опыты Б.Франклина, воспроизводящие колебания границы воды и слоя масла в корабельной осветительной лампе, Джевонса наблюдавшего “солевые пальцы” при попытке моделирования перистых облаков, У. Бревера и К. Баруса, открывших слоистые структуры боковой конвекции в суспензиях).

Систематическое применение лабораторного моделирования для изучения стратифицированных течений в геофизической гидродинамике началось с работ В. Экмана, который, по предложению Ф. Нансена изучал эффект “мертвой воды”. Во время своего знаменитого путешествия в Арктику в 1893-1896 годах Ф. Нансен несколько раз наблюдал “таинственное” уменьшение скорости хода судна “Фрама” с 6 до 1,5 узлов. До этого потеря скорости и управляемости парусных судов наблюдалась в норвежских фьордах. Наблюдаемый эффект, который связан с возбуждением движущимся судном внутренних волн на границе раздела пресных и соленых вод, был изучен и проанализирован В. Экманом во всех деталях [81]. Через двадцать лет начали появляться отдельные работы по изучению многокомпонентной конвекции [82], в середине 40-х годов – по моделированию внутренних волн.

Лабораторное моделирование стало систематически развиваться в 70-х годах нашего столетия как инструмент для решения экологических проблем. Теневая визуализация внутренних волн в непрерывно стратифицированных средах позволила существенно развить и дополнить теорию диспергирующих волн. Наблюдения ламинарных и турбулентных струй, следов, процессов термоконтрационной конвекции [83] способствовали углублению понимания физики гидросферы и решению ряда прикладных задач динамики окружающей среды.

В настоящее время в мире активно работают несколько центров моделирования геофизических течений. В России центры лабораторного моделирования геофизических течений располагаются в Москве (физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Институт океанологии им П.П. Ширшова Российской академии наук, Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской академии наук, Институте проблем механики Российской академии наук (ИПМех РАН), Санкт Петербурге, Новосибирске (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН), Нижнем Новгороде (Институт прикладной физики Российской академии наук).

12.2. Течения, индуцированные диффузией на топографии

Неоднородная по плотности среда, в которой существует постоянный поток стратифицированной по плотности компоненты, является термодинамически и механически неравновесной. Любое нарушение однородности фонового потока приводит к потере однородности плотности и формированию специфических течений даже в покоящейся жидкости в отсутствие возмущающих сил (т.н. течения, индуцированные диффузией на топографии). Существование таких течений, с которыми связываются “долинные и горные ветры” было замечено еще в начале 40-х годов [84]. Их свойства длительное время рассматривались в стационарном приближении, причем изучался только один компонент течения – одномасштабный пограничный слой, непосредственно примыкающий к наклонной границе. В нестационарной постановке пограничные слои для скорости и плотности расщепляются и характеризуются различными поперечными масштабами [85, 86]. Особый интерес представляет изучение течения такого типа около препятствия конечного размера.

Для визуализации картины течения, индуцированного прерыванием диффузионного потока на поверхности непроницаемой сферы численными методами, решена система фундаментальных уравнений течения неоднородных жидкостей полная нелинейная [87].

Картины течений, индуцированных диффузией на неподвижной сфере диаметром 2 и цилиндре диаметром 5 см в толще покоящейся неоднородной жидкости, приведены на рис. 12.1. Вблизи поверхности тела располагаются расщепленные пограничные слои в полях скорости (картина линий тока приведена в правой половине рис. 12.1 а) и плотности (в левой половине).

Теневые методы устойчиво визуализируют прослойки на уровнях полюсов неровностей топографии около взвешенного шара нейтральной плавучести, уравновешенного внутри бассейна, цилиндра или неподвижного диска на фоне излучаемых внутренних волн.

В естественных условиях неоднородности стратификации, вызванные течениями данного типа, регистрируются с помощью высокочувствительной аппаратуры около вершин подводных гор и других неровностей рельефа. Высокоградиентные прослойки играют роль фильтров, замедляющих скорость погружения (или всплытия) твердых частиц минеральной и биологической природы, а также скорость всплытия газовых пузырьков. Повышение концентрации питательных веществ в прослойках влияет как на биопродуктивность, так и на акустические свойства среды. Таким образом, неоднородности рельефа или непроницаемые тела формируют в толще неоднородной

жидкости тонкую структуру различных полей и в непосредственной окрестности, и на некотором удалении.

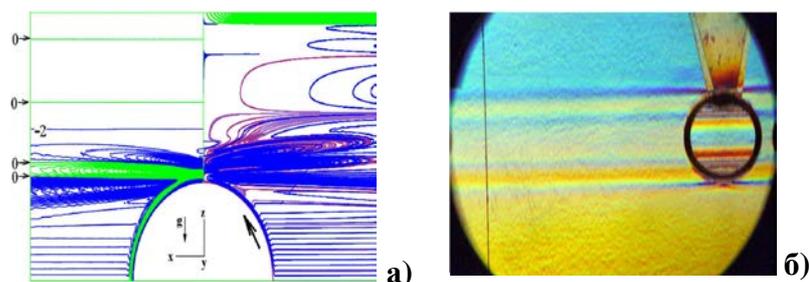


Рис.12.1. Картины течений, индуцированных диффузией на сфере (численное решение) а) и наблюдаемое на цилиндре, погруженных в покоящуюся непрерывно стратифицированную жидкость б).

12.3. Вихревые течения и их воздействие на окружающую среду

С вихревыми течениями мы сталкиваемся повсеместно, как при использовании различных технических устройств, так и в природных системах – в атмосфере и океане. Масштабы таких течений колеблются в самом широком диапазоне и могут достигать огромных размеров (рис. 12.2 а). Спиральные и вихревые структуры встречаются и вне Земли (рис. 12.2 б).

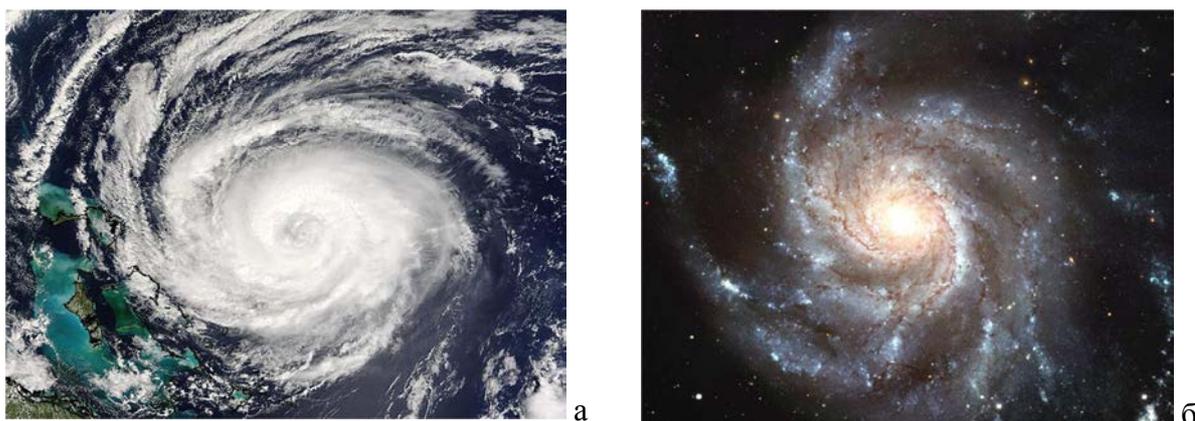


Рис.12.2. Спиральные структуры: а – циклон, общий вид (фотография из банка изображений NASA); б – гигантская спиральная галактика М101 (фотография получена телескопом Хаббл).

Образовавшиеся вихри могут взаимодействовать один с другим, а также с границами раздела различных сред. Взаимодействие вихря с границей раздела сред порождает пограничные течения. Природные вихревые системы, как правило, не сохраняют азимутальную симметрию, и состоят из отдельных спиралевидных рукавов [88].

Самыми крупными вихрями на нашей планете являются синоптические (рис. 12.3 а) – атмосферные циклоны средних широт, характерные поперечные размеры которых составляют 1500–2000 км; вихри в открытом океане, достигающие размеров 100 – 200 км в поперечнике (см. рис. 12.3 б). Более мелкие вихревые структуры могут развиваться вблизи препятствий, например, за особенностями рельефа, такими как горы на суше и острова в океане, а также, на границе раздела сред, например, на тропосферных фронтах – границах раздела в нижнем десятикилометровом слое атмосферы, которые отделяют воздушные массы с различными температурой и влажностью воздуха (рис. 12.4).

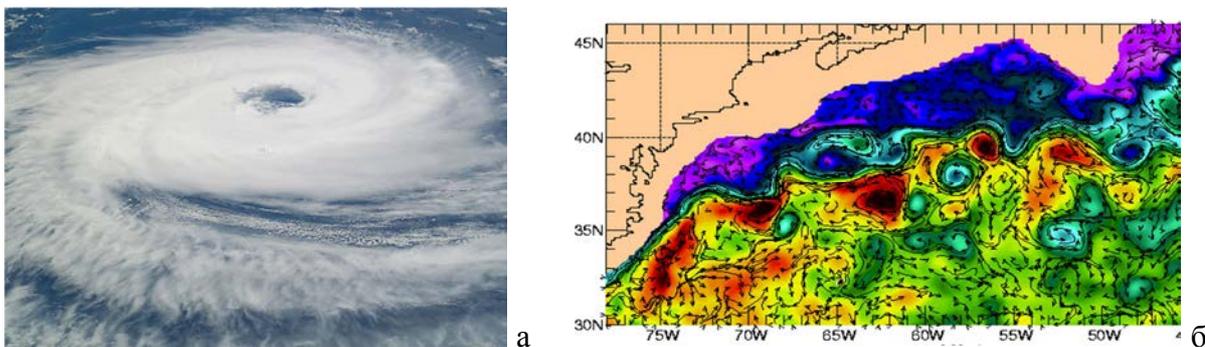


Рис. 12.3. Вихри, наблюдаемые на Земле: *а* – облачная пелена в центральной части циклона в атмосфере, вид из космоса; *б* – вихревая структура течения Гольфстрим.

В настоящее время, с появлением новых инструментов подводного, надводного, авиационного и спутникового базирования и развитием контактных и дистанционных методов измерений формы свободной поверхности и характеристик физических полей в океане стали появляться новые данные, существенно повлиявшие на представление о структуре и динамике процессов в атмосфере и океане. Получаемые данные могут давать информацию о динамике течений, вихрей и внутренних волн. Причем, не только на поверхности, но и в толще океана, что позволяет оценивать параметры взаимодействия атмосферы и гидросферы.

Благодаря получению новых данных стало понятно, что традиционное описание течений в океане и атмосфере неполно и совершенно необходимо разрабатывать более полные физические и математические модели [89].



Рис. 12.4. Интенсивные природные вихри: *а* – Севастополь; *б* – Миссисипи [90].

Одной из серьезных проблем антропогенного воздействия на окружающую среду, нарушающего экологическое равновесие, признано загрязнение акваторий нефтепродуктами, тяжелыми металлами и захоронение контейнеров с различными токсичными отходами на дне морей и океанов. В этих случаях особую важность приобретают оперативные методы контроля состояния морской среды, которые способные сочетать быстроту, информативность и доступность.

Вихревые и волновые структуры оказывают существенное влияние на структуру течений, перенос энергии и вещества, величину сопротивления и подъемную силу, действующие на обтекаемые препятствия. Важную роль в процессах переноса играют и диссипативные факторы. Несмотря на продолжительную историю теоретических и экспериментальных исследований вихревых движений, многие вопросы остаются нерешенными. В последние годы большое внимание уделяется исследованию формирования вихрей, их тонкой структуры, внутренней динамики и распада. Результаты экспериментальных исследований не укладываются в единую модель, что затрудняет их сравнение и выделение общих свойств. Одной из причин недостаточной изученности вихрей является их нестационарность и быстрое затухание движения или отдельных его компонент.

Особый интерес представляют вихревые течения, допускающие прямое сравнение с расчетами на основе фундаментальных уравнений, среди которых основным служит течение, генерируемое вращающимся диском в свободном пространстве [91], в узком неподвижном кожухе или в цилиндрической камере ограниченного объема, полностью заполненной жидкостью [92]. Измеряемыми параметрами здесь являются компоненты скорости и давление [93]. Внимание уделяется моделированию процесса «распада вихря» [94]. Выяснено, что в сосудах с вращающейся верхней крышкой [92] характер распада зависит от числа Рейнольдса, традиционно считающегося критерием подобия потоков, и соотношения горизонтального и вертикального размера контейнера, при этом картина течения в полностью заполненной камере практически не зависит от положения генератора вихревого течения, который в одних опытах служил верхней крышкой [92], а в других – нижней [95]. В этих работах приведены фотографии, на которых отражаются изменения, которые претерпевает течение при возрастании отношения высоты контейнера к радиусу и при увеличении числа Рейнольдса. Выяснилось, что существует неоднозначная зависимость между управляющими параметрами (числом Рейнольдса и отношением высоты цилиндра к радиусу) и параметрами потока. Внутри регулярного вихря на оси потока образуются дополнительные вихревые структуры – компактные области возвратного течения (т.н. «вихревые пузыри»). В условиях лабораторного эксперимента отмечено появление одного, двух и даже трех «пузырей», в поведении которых проявляется гистерезис при изменении числа Рейнольдса.

В то же время необходимо принимать во внимание, что использование полностью заполненного и закрытого контейнера ограничивает возможности экспериментального исследования вихревого течения. Твердые стенки затрудняют регистрацию картины течения, введение маркирующей краски и частиц, применение оптических и зондовых методов. Изучение течений в прозрачном цилиндрическом контейнере, частично заполненном жидкостью, индуцируемых вращающимся диском, существенно расширяет диапазон применения различных методов исследования. Форма свободной поверхности отражает картину распределения давления [93], ее возмущения – характеристики крупномасштабных (инерциальных) и коротких спиральных волн, особенно трудных для исследования в заполненных контейнерах, где они также устойчиво регистрируются, как на поверхности диска, так и в толще жидкости. Эти особенности вихревого течения могут оставаться незамеченными при использовании датчиков давления, т.к. бегущие волновые возмущения неотличимы от флуктуаций давления вихревой природы.

12.4. Простая модель вихря в жидкости со свободной поверхностью

Систематическое экспериментальное изучение вихрей в жидкости началось в XIX веке, с появлением уравнений Навье-Стокса, теоретическими работами Гельмгольца [96], Рэнкина [97], Пуанкаре [98], Рейнольдса [99]. Позднее в части исследований вихревых течений стало использоваться статистическое описание сложных течений и понятие турбулентности. Экспериментальное изучение в большей мере касалось распространения вихревых колец в свободном пространстве [100] и вихревых систем в замкнутых объемах.

Ряд работ, начиная с [96], посвящен исследованию крупномасштабных вихрей, отдельно стоит отметить изучение вихрей в жидкости со свободной поверхностью.

Основы теории вихревых движений были заложены в пионерских трудах [96, 98], полученные в них решения используются по сей день. На первой стадии исследований предметом обсуждения был поиск точных решений уравнений Навье-Стокса и возможность получения точных решений для непотенциальных течений, а также выяснялись основные закономерности поведения вихревых элементов течения.

Одним из важных элементов в теории вихрей является понятие вихревой линии и вихревой трубки. Вихревая линия – такая линия, во всякой точке которой вихрь (в современной терминологии – ротор) скорости направлен по касательной к этой линии [100]. Вихревая трубка – совокупность вихревых линий, проведенных через все точки малого замкнутого контура. Вихревой нитью называется вихревая трубка малой толщины. Касательные к вихревой нити определяют направление угловой скорости в точке касания [98, 101].

В ряде работ рассмотрена динамика одной или нескольких прямолинейных вихревых нитей и поведение вихревого кольца в толще жидкости [100]. В работах Г. Гельмгольца рассмотрено движение «вихревой пары» по поверхности жидкости, которая при пристальном изучении оказалась вихревым полукольцом, торцевые сечения которого опираются на свободную поверхность (рис. 12.5).

Современная аппаратура позволяет устойчиво регистрировать картины течений и определять их основные количественные характеристики. Хотя даже современные методики обработки данных не всегда дают однозначный результат при пересчете регистрируемых параметров в физические переменные, входящие в фундаментальные уравнения, использующиеся при тестировании и дополнении численных моделей.

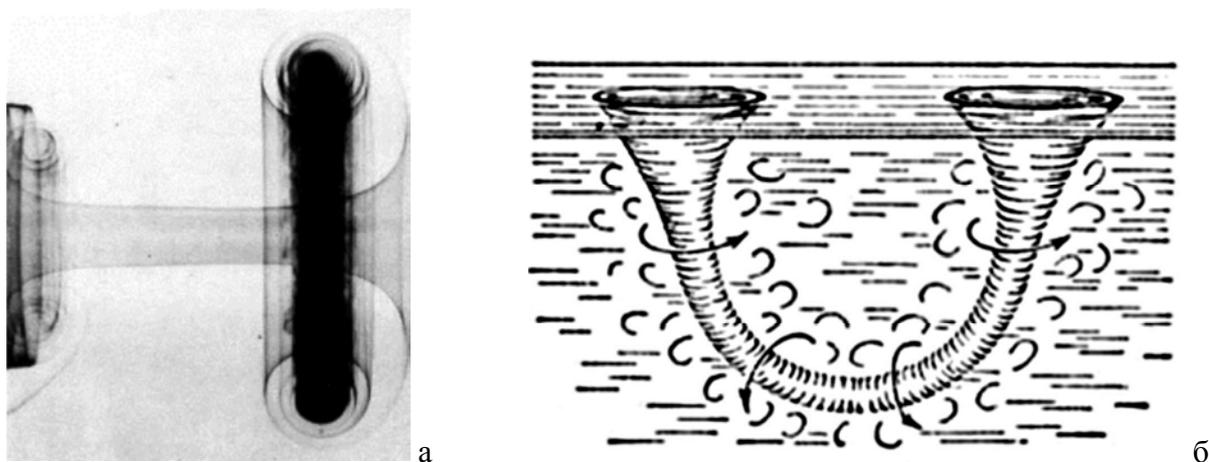


Рис. 12.5. Течение: *а* – в вихревом кольце [9]; *б* – схема вихревого полукольца опирающегося на поверхность жидкости [96].

Существенное достижение в области теоретического описания вихря, примыкающего к свободной поверхности полубесконечной идеальной жидкости, принадлежит В. Рэнкину [102]. Полученное решение для профиля давления на свободной поверхности в жидкости с заданной завихренностью является одним из немногих, которые включают в себя изменение формы свободной поверхности, в то время как большинство решений предполагает их пренебрежимо малыми.

Для более полного и точного описания вихревых течений приведем определение завихренности. Завихренность это характеристика течения жидкости или газа, при котором мгновенная скорость вращения элементарных объемов среды не равна нулю всюду. Количественной мерой завихренности служит вектор $\Omega = \text{rot } \mathbf{V}$, где \mathbf{V} – скорость жидкости.

Если в безграничной жидкости имеется цилиндрическая вихревая трубка, поперечным сечением которой является круг радиуса a , то сечение вихря плоскостью движения представляет собой круг. Область твердотельного вращения, где сохраняется постоянная завихренность, обычно называется ядром вихря, внешняя область потенциального течения – оболочкой вихря. В вихре такого вида все вихревые линии являются прямыми, параллельными друг другу; все вихревые трубки – цилиндрами, образующие которых перпендикулярны плоскости движения. Такие вихри называют прямолинейными вихрями. В плоскости, перпендикулярной вихревым линиям, такое течение можно рассматривать как круговой вихрь. В предположении, что завихренность Ω в области радиуса a имеет постоянную величину, а вне этой области равна нулю, решим уравнения для скорости движения жидкости.

$$(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\nabla p \quad (12.1)$$

$$\nabla\mathbf{v} = 0$$

где P – нормированное на плотность давление.

Решение для скорости является непрерывной функцией от координат, но состоит из двух частей:

$$\mathbf{v} = \frac{1}{2}\Omega r, \text{ при } r < a \text{ и, соответственно, } \mathbf{v} = \frac{1}{2}\Omega \frac{a}{r}, \text{ при } r > a$$

или
$$\mathbf{v} = \frac{1}{2}\left(\Omega r \theta(a-r) + \frac{\Omega a}{r} \theta(r-a)\right),$$
 где θ – функция Хэвисайда.

Следует заметить, что круговой вихрь не индуцирует скорости в своем центре. Таким образом, центр кругового вихря, существующего в покоящейся жидкости, остается неподвижным.

Следующий шаг к построению модели вихря в поле тяжести – комбинированный вихрь Рэнкина. Это стационарный вихрь, примыкающий к поверхности полубесконечной идеальной жидкости (течение считается независимым от азимутального угла, радиальная и вертикальная компоненты скорости сразу полагаются равными нулю, дополнительно накладывается условие потенциальности на течение в оболочке вихря). В этом случае, граничные условия системы уравнений (12.1) состоят из условия непрерывности давления и равенства нулю нормальной компоненты скорости на контактной поверхности.

Распределение тангенциальной компоненты скорости течения в вихре Рэнкина и профиль давления вдоль радиальной координаты, взятые из [102], приведены на рис. 12.6.

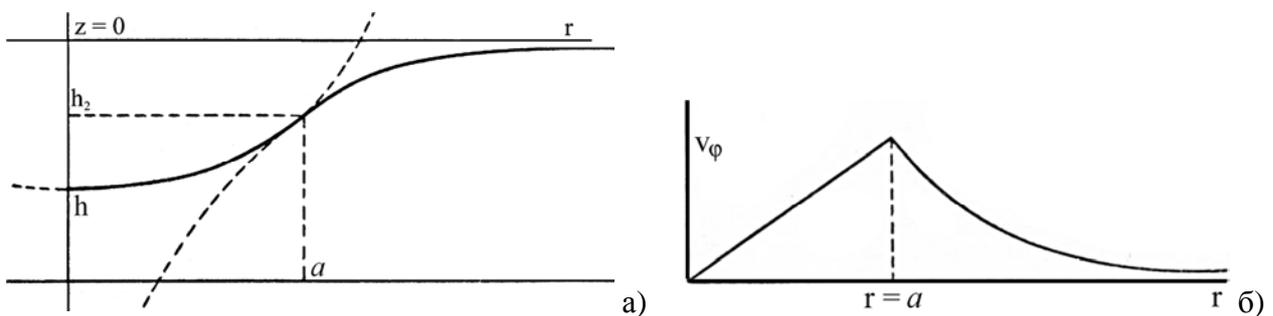


Рис. 12.6. Вихрь Рэнкина: a – профиль давления и форма поверхности; b – распределение тангенциальной скорости жидких частиц; от центра вращения вдоль радиальной координаты.

На рис. 12.7 введены следующие обозначения: h_2 – точка смены знака кривизны профиля давления, h – глубина прогиба свободной поверхности, a – радиус ядра вихря. Редуцированный вид уравнения для давления в оболочке такого вихря ($r > a$):

$$p = p_0 + gz - \frac{\Omega^2 a^4}{2r^2} \quad (12.2.)$$

В то время как в ядре вихря ($r < a$) уравнения движения

$$\frac{\partial p}{\partial r} = r\Omega^2 \quad \text{и} \quad \frac{\partial p}{\partial z} = g \quad (12.3)$$

Для выполнения условия непрерывности давления необходимо, чтобы в точке $r = a$ давление во внешней и внутренней частях вихря совпадало. Исходя из этого условия давление в ядре вихря можно записать в виде:

$$p = p_0 + gz - \Omega^2 a^2 \left(1 - \frac{r^2}{2a^2} \right) \quad (12.4)$$

Следовательно, форма свободной поверхности, где $P = P_0$, определяется по профилю давления:

$$z = \frac{\Omega^2 a^2}{g} \left(\left(1 - \frac{r^2}{2a^2} \right) \theta(a - r) + \frac{a^2}{2r^2} \theta(r - a) \right) \quad (12.5)$$

Соответственно, над центром вихря свободная поверхность проседает на глубину $h = \Omega^2 a^2 / g$.

Форма свободной поверхности жидкости над вихрем

Выполнение закона сохранения массы и учет условий непрерывности определяют необходимые константы и задают окончательный вид нулевого приближения формы поверхности жидкости. В глубокой жидкости и относительно медленно вращающийся диск формирует каверну, форма которой имеет вид [103]:

$$\zeta \approx b \left\{ 1 - \frac{(R/\rho_*)^2}{3/2 + \ln(R/\rho_*)^2} \left[\left(2 - \left(\frac{\rho}{\rho_*} \right)^2 \right) \vartheta(\rho_* - \rho) + \left(\frac{\rho_*}{\rho} \right)^2 \vartheta(\rho - \rho_*) \right] \right\} \quad (12.6)$$

где ρ^* – эмпирически определяемая величина, разграничивающая вогнутую и выпуклую части поверхности, b – параметр, характеризующий интенсивность течения, значение которого при неизменных параметрах задачи определяется угловой скоростью вращения диска. Полученное выражение применимо, когда глубина каверны меньше половины толщины слоя жидкости.

Из оценки геометрии свободной поверхности вращающейся жидкости в цилиндрическом контейнере, с учетом влияния капиллярных эффектов, характеризуемых коэффициентом поверхностного натяжения σ , следует выражение для формы свободной поверхности в виде [103]:

$$\zeta = b(1 - \kappa f(r)) \quad (12.7)$$

где

$$\kappa = \frac{(R/\rho_*)^2}{3/2 + \ln(R/\rho_*)^2 + \frac{2\tilde{\rho}^2}{\lambda^2 \rho_*^4} \left(\frac{\lambda \tilde{\rho} I_0(\lambda \tilde{\rho})}{I_1(\lambda \tilde{\rho})} - \frac{\lambda^2 \tilde{\rho}^2}{4} - 2 \right)},$$

$$f(r) = \left[\frac{2\tilde{\rho}}{\lambda \rho_*^2 I_1(\lambda \tilde{\rho})} (I_0(\lambda \tilde{\rho}) - I_0(\lambda r)) + \frac{r^2 - \tilde{\rho}^2}{\rho_*^2} \right] \vartheta(\tilde{\rho} - r) + \left(2 - \frac{r^2}{\rho_*^2} \right) \vartheta(\rho_* - r) + \frac{\rho_*^2}{r^2} \vartheta(r - \rho_*)$$

в то время как $\lambda^2 = g/\sigma$ (в выражении для капиллярного масштаба учтена нормировка уравнений на плотность жидкости, обычно $\lambda^2 = g\rho/\sigma$), $I_n(x)$ – модифицированная функция Бесселя, ρ^* и $\tilde{\rho}$ – эмпирические параметры, b – свободный параметр, характеризующий интенсивность течения.

12.5. Лабораторные установки для моделирования эффектов стратификации и вращения

Для моделирования природных процессов во всем диапазоне параметров создаются комплексы лабораторных установок, с учетом требований, вытекающих из масштабного анализа определяющих уравнений. В Институте проблем механики РАН создан лабораторный гидрофизический комплекс, который состоит из пяти установок различной конструкции для моделирования эффекта стратификации и двух установок для исследования динамики вихревых течений.

Для оценки влияния масштабных факторов эксперименты проводятся по единой методике в бассейнах различного размера, что позволяет оценивать влияние среды на точность динамических измерений. Методика предусматривает возможность одновременного применения эффективных дистанционных методов (оптических и акустических) и контактных измерителей параметров стратифицированных течений в выбранных точках пространства. Все бассейны оборудованы сходными вспомогательными, регистрирующими и измерительными системами, к которым относятся: система заполнения бассейнов стратифицированной жидкостью с заданным законом распределения плотности, механизм протяжки моделей, перемещения контактных измерительных преобразователей, волнопродукторы внутренних волн, инструменты визуализации на основе интерференционно-теневых приборов, а также система сбора и обработки информации на базе компьютерной техники.

К измерительной аппаратуре, работающей в стратифицированной среде, предъявляются особые требования, связанные с особенностью взаимодействия чувствительных элементов с окружающей средой и существенным изменением их динамических характеристик. Для визуализации профиля скорости применяются подкраска среды, плотностные метки, взвешенные частицы, которые оказывают некоторое возмущающее воздействие на течение и не всегда строго отслеживают контролируемые параметры.

Минимальное возмущение в исследуемую среду вносят бесконтактные оптические теневые методы. Теневые приборы типа ИАБ (измеритель аберрации) позволяют реализовать различные методики: нож-щель, щель-нить, наклонная щель-нить, цветной теневой метод и шпирен-интерферометрию. Различные методики раскрывают фазовую картину поля внутренних волн, выявляют структуры в поле течения, позволяют провести количественные и качественные оценки градиента оптического коэффициента преломления и линейно связанного с ним градиента плотности. Система установки теневого прибора предусматривает возможность его полной юстировки в ходе каждого эксперимента для компенсации влияния начальной линейной стратификации.

В силу надежности основных элементов и высокого уровня автоматизации комплекс поддерживается в рабочем состоянии и эксплуатируется небольшим числом экспериментаторов. Отдельные установки комплекса эксплуатируются более десяти лет,

при этом дополняются и совершенствуются. Наиболее важные научные направления, в которых используется комплекс: моделирование волновых процессов, изучение стратифицированных течений, термоконцентрационной конвекции, распространения акустических волн.

На начальном этапе значительное внимание уделялось обоснованию выбора размеров бассейна. Компактный бассейн проще заполнять стратифицированной жидкостью и удобнее эксплуатировать. Большой бассейн необходим для контроля выявленных закономерностей в диапазоне параметров, когда значения не только определяющих, но и вспомогательных безразмерных параметров приближаются к характерным для изучаемого явления в природных условиях.

Наименьшая установка, размеры которой выбирались из условия $L \gg h_c$, $L \gg \lambda_i$ (здесь h_c и λ_i - характерные масштабы конвективных течений и внутренних волн), изготовлена в двух однотипных вариантах с бассейнами размером 0,5 x 0,5 x 0,15 м (ТСТ –1) (рис. 12.7) и 0,7 x 0,7 x 0,25 м (ТСТ – 2). Малый вес бассейнов позволяет легко перемещать их в случае необходимости, в частности, использовать в опытах теневые приборы, входящие в другие стенды. Корпус бассейнов ТСТ изготовлены из алюминия, в их боковые стенки вставлены иллюминаторы из правленного кварца для наблюдения и фотосъемки моделируемых процессов в средах с большими температурными градиентами.

Система заполнения бассейна обеспечивает как создание двухслойной, многослойной и непрерывной стратификации методом непрерывного вытеснения. В нее входят два сообщающихся друг с другом бака, расположенных на одном горизонте. Один из них заполняется раствором $NaCl$ нужной концентрации, а другой – пресной водой. В баке для пресной воды установлена мешалка. При заполнении бассейна соленая вода постепенно подается в бак с пресной, перемешивается мешалкой и далее поступает снизу в бассейн. Пресноводный бак все время подпитывается раствором большей концентрации, поэтому концентрация раствора, подаваемого в бассейн, постепенно возрастает. Регулируя разность расходов в магистралях, можно варьировать величину градиента солености.

Контроль стратификации проводится оптическими методами и при помощи датчика удельной электропроводности. Основная масса экспериментов проводится в однородной и линейно стратифицированной жидкости с периодом плавучести $T_b = 5 \pm 13$ с, причем погрешность измерения периода плавучести не превышает 5%.

Установка оснащена блоками контактных измерителей удельной электропроводности для измерения локальных характеристик поля электропроводности. Размер области пространственного осреднения используемого датчика составляет $0,5 \pm 5$ мм, что позволяет измерять параметры тонкой структуры и внутренних волн. Установка оборудована также блоком измерителей температуры.

Для установки датчиков в заданную точку пространства, а также измерений характеристик жидкости, изменяющихся по глубине, используется двухкоординатное устройство, обеспечивающие скорость движения датчиков в диапазоне от 0,03 до 0,5 см/с. Позиционирование датчиков осуществляется с точностью до сотых долей миллиметра.

Для визуализации течений используется интерференционно – теневой прибор ИАБ-458 с диаметром поля зрения 230 мм. Осветительная и приемная части прибора располагаются в одной вертикальной плоскости. Настройка теневого прибора при изменении стратификации проводится без дополнительных оптических устройств: подбором угла наклона частей прибора, их высоты, взаимности пространственного и углового положения оптических осей в точках выхода луча из осветительной части и входа в приемную часть. Юстировка сохраняется в течение серии однородных опытов. Регистрация теневых картин осуществляется с помощью фотоаппаратов и видеокамер, устанавливаемых регулируемой платформе, которая размещается на оптической скамье.

Линейные и угловые степени свободы платформы позволяют настраивать и закреплять положение регистрирующей аппаратуры с необходимой точностью. Расчеты, подбор и изготовление согласующей оптики выполнены непосредственно в лаборатории.

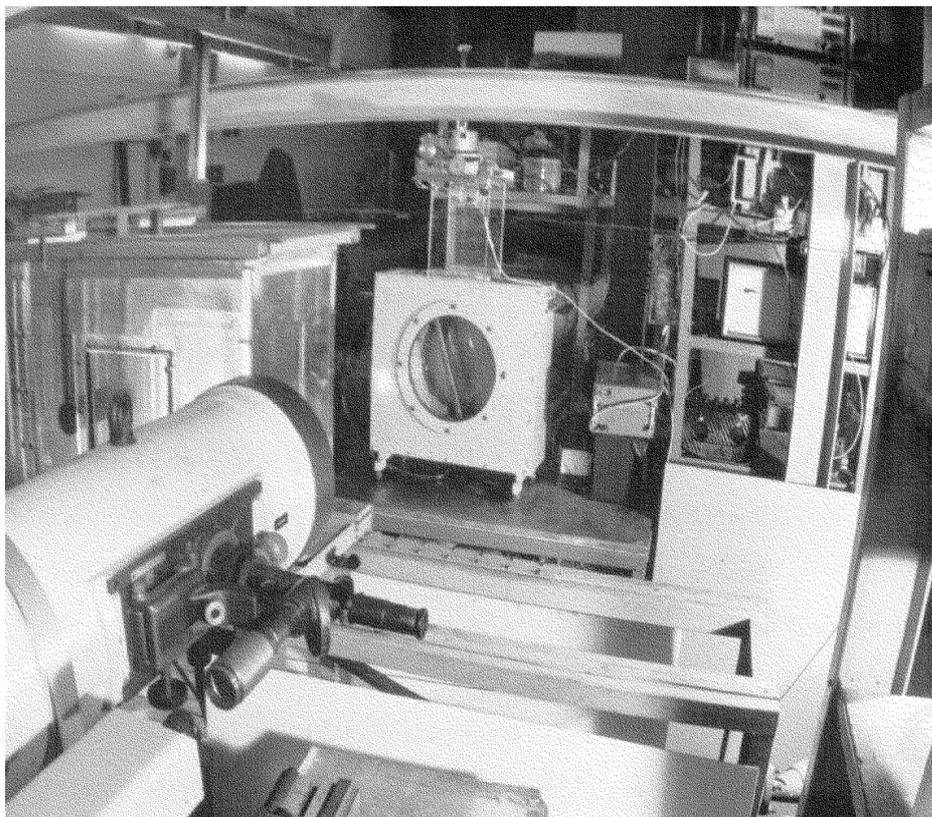


Рис. 12.7. Общий вид экспериментальной установки ТСТ–1.

Для исследования обтекания препятствий изготовлен стенд «Лабораторный передвижной бассейн» (ЛПБ), рабочий бассейн которого можно сдвигать относительно теневого прибора непосредственно в ходе опытов. Его размеры составляют $2,2 \times 0,4 \times 0,6 \text{ м}^3$ (рис. 12.8). Корпус бассейна выполнен из оргстекла, а по длинным боковым сторонам вставлены по три иллюминатора из оптического стекла. Бассейн установлен на подвижной раме, которая может перемещаться по неподвижному основанию.

ЛПБ оснащен эхолотами, излучателями и приемниками звука для проведения одновременных гидрофизических и гидроакустических работ. Трёхкоординатное устройство перемещения датчиков имеет дистанционное управление. Контроль за всеми электромеханическими устройствами осуществляется с единой приборной стойкой, которая может перемещаться вокруг бассейна для удобства эксперимента.

Возможна установка дополнительного оборудования, такого как волнопродукторы, нагреватели и холодильники, а также исследование обтекания самодвижущихся и пассивных моделей жидкости с тонкой структурой.

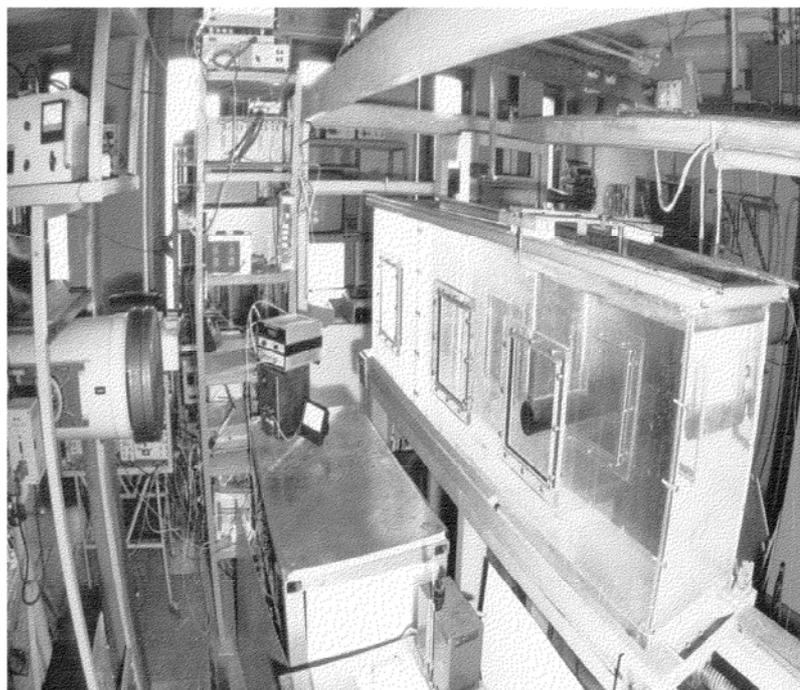


Рис. 12.8. Лабораторный передвижной бассейн (ЛПБ).

Для изучения турбулентных пятен, турбулентных струй и следов, дискретных вихрей и вихревых систем, а также для повторения отдельных экспериментов, выполненных в бассейнах меньшего размера с целью оценки масштабных факторов, используется наиболее сложная установка – Большой Лабораторный Измерительный Комплекс (БЛИК) (рис. 12.9).

Как и все предыдущие установки, БЛИК включает бассейн размером 7,0 x 1,2 x 1,2 м, боковые стенки которого частично изготовлены из оптического стекла, систему создания стратификации, трехкоординатное устройство перемещения датчиков, отдельные электромеханические генераторы поверхностных и внутренних волн, механизмы протяжки моделей, систему оптической визуализации, а также устройство генерации кольцевых и примыкающих вихрей. Оптические иллюминаторы высокого качества позволяют использовать все известные оптические методы (прямой теневой, шпирен-интерферометрический, теневой) по всей высоте бассейна.

Система заливки бассейна предусматривает как непрерывную заливку методом непрерывного вытеснения, так и послойную. В систему входят баки, центробежный насос, соединительные шланги, клапаны и вентили. Общий объем бассейна составляет 8,4 м³, время его заполнения – 11 часов.

Система заполнения позволяет создавать линейно стратифицированную жидкость с периодом плавучести $T_b=6\div 25$ с, а также другие типы стратификации – двухслойную, многослойную, с произвольным законом изменения плотности по высоте. При разрушении стратификации раствор из нижних слоев перекачивается в баки для повторного использования.

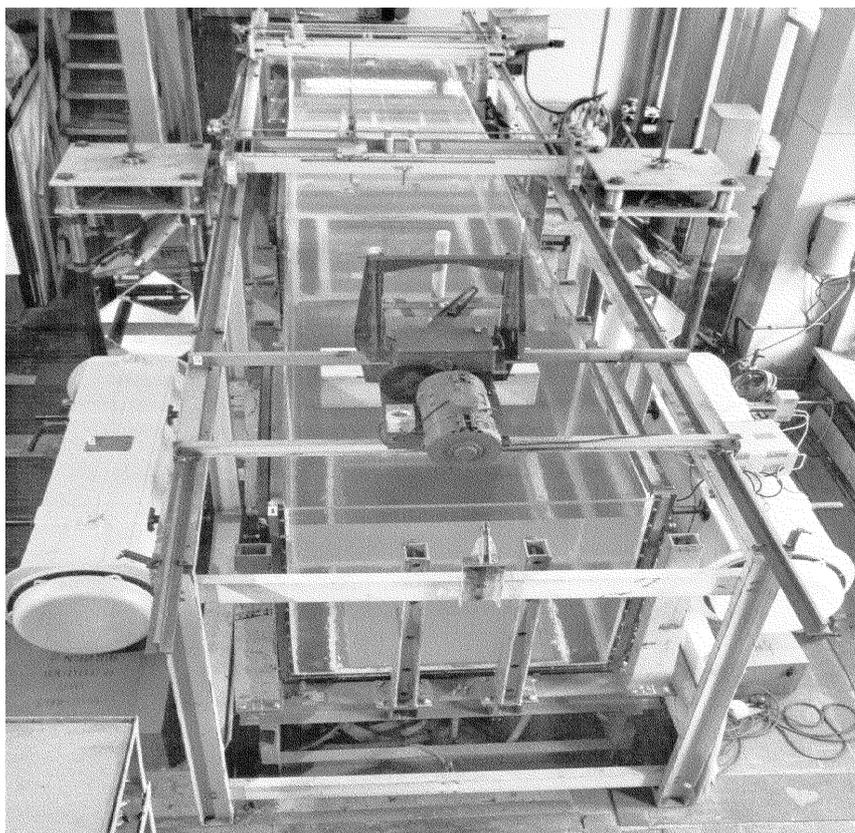


Рис. 12.9. Установка БЛИК.

Установка БЛИК, так же как и остальные стенды, оснащена устройством трехкоординатного позиционирования контактных датчиков для установки их в заданную точку внутри бассейна, сканирования датчиками по трем координатам при измерении пространственных профилей гидрофизических параметров, или их перемещения на заданном расстоянии от модели. Погрешность установки датчиков составляет около 1 мм, скорость их перемещения находится в пределах $0,1 \div 1$ см/с. Бассейн позволяет применять как лабораторные приборы, так и малогабаритные типы измерителей параметров и процессов в морской среде (в частности зонды и буксируемые датчики).

Системы буксировки обеспечивают перемещение моделей по направляющей или на ноже, закрепленном на каретке на определенном горизонте. Диапазон скоростей буксировки моделей составляет $0,1 \div 10$ см/с. Измерения могут осуществляться как в фиксированных точках бассейна, так и на заданном расстоянии от модели. Буксировка модели может осуществляться не только по линейной, но и по сложной пространственной траектории. Управление всеми электроприводами сведено в единый блок управления исполнительными механизмами, имеющий выход на ЭВМ.

С целью проверки эффективности различных методов возбуждения внутренних волн в комплект бассейна включены два генератора внутренних волн: вытеснительный и осциллирующий. Волнопродукторы работают в диапазоне частот $0,03 \div 1$ Гц, амплитуда смещений излучателя устанавливается в диапазоне $0,2 \div 15$ см.

Для визуализации поля плотности используется интерференционно-теневого прибор ИАБ-463 с диаметром поля зрения 400 мм, позволяющий реализовать все основные методы исследований оптических неоднородностей. Ввиду того, что приемная и передающая части прибора ИАБ - 463 громоздкие и весят 450 кг каждая, разместить их по классической схеме невозможно, в том числе и вследствие трудности его перенастройки при изменении стратификации. При толщине слоя исследуемой жидкости 1,2 м лучи могут отклоняться на значительные углы (до 6°) в зависимости от величины градиента плотности среды. Вследствие этого к механизмам юстировки теневого прибора

предъявляются противоречивые требования: они должны быть достаточно мощными, но в, то, же время обеспечивать необходимую точность.

В состав экспериментального комплекса Лаборатории Механики Жидкости ИПМех РАН входит еще один стенд, предназначенный для изучения формы свободной поверхности жидкости над вихревым течением в вертикальном цилиндрическом контейнере, вблизи нижнего торца которого вращается индуктор, приводя в движение жидкость.

Экспериментальный стенд представляет собой бассейн из прозрачного полиметилметакрилата, выполненный в виде параллелепипеда размерами 636x446x700 мм без верхней грани (рис. 12.10). Все грани параллелепипеда выполнены из листового органического стекла толщиной 20 мм. Сквозь геометрический центр нижней грани проходит вал, соединенный напрямую с электромотором, ось вала совпадает с осью вращения электромотора. Для сохранения жесткости всей конструкции, она заключена в раму из металлического швеллера. Бассейн закрепляется внутри рамы при помощи винтов. Электромотор может вращать индуктор равномерно с различными угловыми скоростями в пределах от 200 до 2300 об/мин. Измерение частоты вращения вала двигателя (соответственно и диска) проводится с помощью оптического датчика, соединенного с частотомером. Плавная регулировка частоты вращения вала двигателя осуществляется с помощью кругового реостата, рычаг регулировки которого располагается на передней панели блока управления двигателем. Там же находится тумблер включения двигателя.

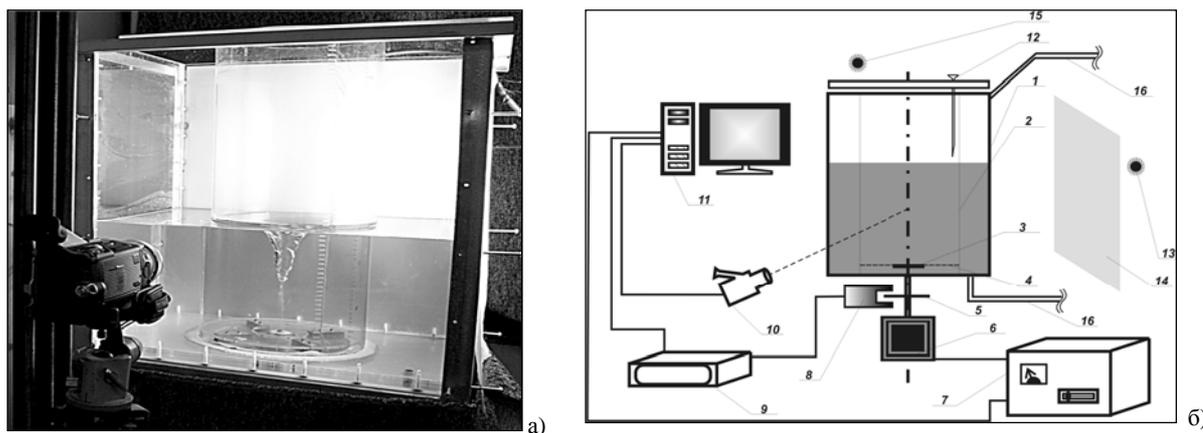


Рис. 12.10. Общий вид (а) и схема (б) экспериментальной установки «Вихревые течения с кручением».

Бассейн заполняется отстоянной водопроводной водой комнатной температуры. Уровень жидкости задается отдельно для каждой серии экспериментов. Для сохранения постоянного объема жидкости внутри обечайки нижний ее торец устанавливается на резиновое кольцо-прокладку, исключаящую переток между внутренним объемом обечайки и остальной частью бассейна. Верхний фиксирующий механизм обеспечивает герметичность данного соединения. Освещение рабочего объема жидкости производится галогеновым прожектором мощностью 500 Вт. Условия освещения (угол и высота расположения прожектора) подбираются так, чтобы при дальнейшей обработке изображения все детали свободной поверхности жидкости были видны и различимы (граница свободная поверхность – воздух должна быть видна очень четко на всем своем протяжении).

Регистрация формы свободной поверхности жидкости на всем протяжении эксперимента ведется с помощью цифровой видеокамеры, ось зрения которой проходит перпендикулярно поверхности передней стенки бассейна на уровне половины глубины жидкости, залитой в экспериментальный бассейн. При съемке на каждом кадре виден

контур образующегося возмущения поверхности жидкости в проекции на вертикальную плоскость, проходящую через ось вращения жидкости (она же – ось вращения индуктора). Управление экспериментом, сбор и обработка информации осуществляется с помощью блока управления и регистрации на базе ЭВМ, позволяющем автоматизировать измерения, решать различные модельные задачи, устанавливать соответствие теоретических моделей и экспериментальных данных.

В настоящее время эксплуатируется большое число бассейнов с температурной и солевой стратификацией. Данный комплекс отличается от них несколькими особенностями:

- наличием масштабного ряда бассейнов, позволяющих проводить опыты при одной и той же стратификации с моделями различного размера;
- возможностью реализовать все виды высокоразрешающих оптических методов, включая теневые и интерферометрические;
- широким набором вспомогательных устройств и механизмов, позволяющих создавать основные формы свободных движений стратифицированных сред (струи, вихри, следы, турбулентные пятна, внутренние волны, конвективные течения) и их комбинации.

Возможности комплекса с его уникальным оборудованием далеко не исчерпаны и могут быть расширены, например, путем проведения динамических и статических градуировок океанических приборов, проведения интеркалибровок измерительных преобразователей, применяемых для натуральных исследований, дооснащения оптическими и радиолокационными приборами, моделирующими авиационные и спутниковые системы дистанционного зондирования океана.

12.6. Примеры применения теневых методов для исследования процессов в стратифицированных средах

В 30 годы прошлого века теневой метод, разработанный для исследований астрономической оптики, стал широко применяться в газовой динамике, где коэффициент преломления меняется незначительно, а вариации его градиента велики [44]. В конце 60 годов прошлого века теневые приборы стали применяться для визуализации стратифицированных течений, где и коэффициент преломления, и его производные не являются медленно меняющимися величинами [42]. При этом изменилась процедура настройки теневого прибора. Угловое положение осветительной и приемной частей выбирается с учетом величины отклонения луча в исследуемой среде, которая в свою очередь зависит от величины стратификации. Среда является эквивалентом оптической призмы, разлагающей белый свет на спектральные компоненты, что используется для получения цветного теневого изображения, обладающего повышенной информативностью по сравнению с черно-белым [104].

В качестве примера на рисунке 12.11 приведены теневые изображения картин внутренних волн, излучаемых наклонной полосой, колеблющейся вдоль своей поверхности и вертикальным цилиндром, осциллирующим в вертикальном направлении. В теневом изображении, полученном методом “щель-нож” с помощью теневого прибора ИАБ-458 в лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН, представлены два типа волн – одномодальные, лежащие в плоскости излучателя и бимодальные, распространяющиеся, в данном случае, по нормали к нему [47].

Наряду с наклонными волновыми пучками в картине присутствуют почти горизонтальные полосы, касающиеся кромок излучателя, которые можно трактовать как элемент тонкой структуры среды. С учетом полной теории гармонических движений, создаваемых колебаниями твердого тела в жидкости, эти возмущения можно интерпретировать как внутренние пограничные течения, которые образуются вследствие отрыва внутренних пограничных слоев от поверхности тела.

В шлирен-интерферометрическом изображении картины стратифицированных течений около колеблющегося горизонтального цилиндра отчетливо выражены четыре пучка бимодальных внутренних волн и область неволновых возмущений в окрестности излучателя. Тонкослоистые структуры в изображении отсутствуют, что является

следствием существенно худшего пространственного разрешения данного высокочувствительного метода, которая определяется расстоянием между мнимыми источниками, формирующими интерферометрическое изображение.

Если вместо визуализирующей диафрагмы используется регулярная решетка, то вследствие естественной дисперсии света в изображении стратифицированной среды, формируется система окрашенных полос. Их смещения пропорциональны вариациям вертикальной компоненты градиента коэффициента преломления. Метод сохраняет чувствительность и пространственное разрешение, типичное для теневых методов, и характеризуется расширенным динамическим диапазоном.

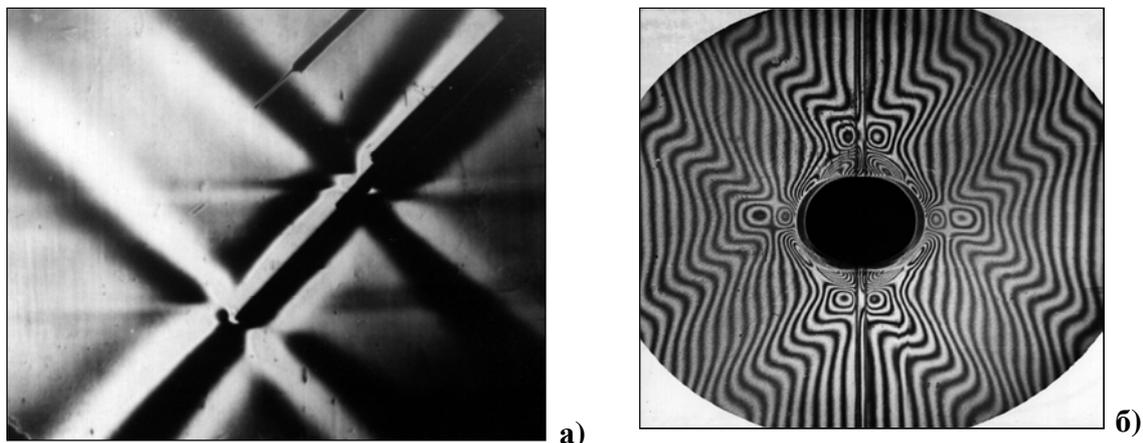


Рис. 12.11. Теневое (а) и интерферометрическое (б) изображения пучков двумерных внутренних волн, возбуждаемых осциллирующей наклонной пластиной и горизонтальным цилиндром.

Черно-белые изображения цветной теневой картины течения за наклонной пластиной приведены на рис. 12.12. Визуализация течения выполнена методами “щель-нить” (рис. 12.12 а) и “щель-нож” (рис. 12.12 б). В верхней части кадра виден чувствительный элемент датчика электропроводности, мимо которого движется пластина [105]. В методе нити изображение волн не затеняет картину, видны все тонкоструктурные элементы, гребни волн обозначены темной линией, впадины – серой. В методе ножа изображения гребней и впадин неразличимы.

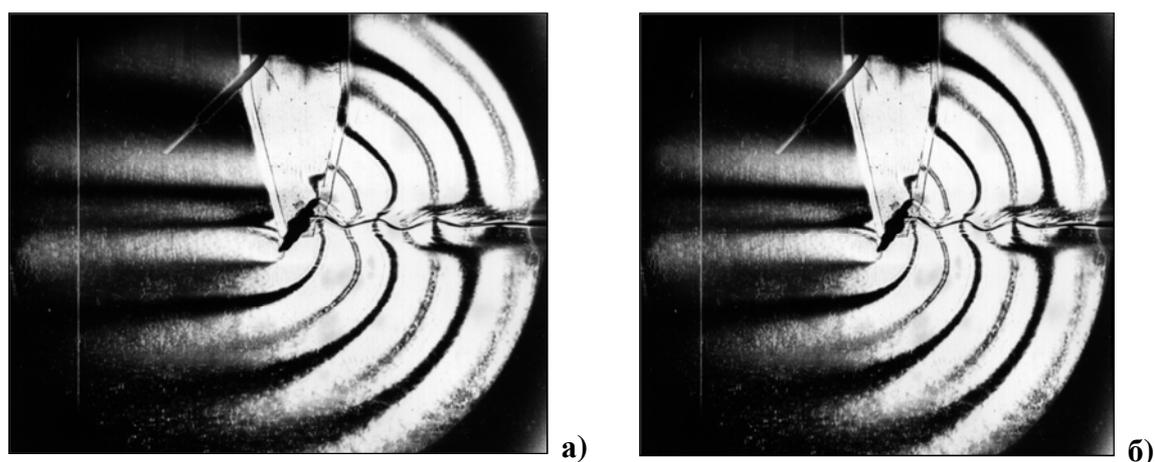


Рис. 12.12. Симметричное поле присоединенных внутренних волн позади наклонной пластины, движущейся справа налево: (а) - метод “щель-нить”, (б) - метод “щель-нож”. Ширина пластины $a = 1,5$ см, скорость движения $V = 0,21$ см/с, угловое положение пучка $\theta = 53^\circ$.

Теневые картины, полученные различными методами, не являются подобными [104]. Метод ножа является наиболее чувствительным, но изображения волн, попадающие за границы рабочего диапазона прибора, затемняют менее контрастные мелкомасштабные элементы течения. Метод нити визуализируют только линии гребней и впадин волн и позволяют на их фоне регистрировать более тонкие структуры. Чувствительность и разрешение цветного теневого метода можно регулировать, меняя шаг и тип визуализирующей решетки. Таким образом, применение трех независимых методов повышает достоверность и надежность результатов.

Высокоразрешающие теневые методы позволяют выделить в поле внутренних волн новые структурные элементы – уединенные висячие разрывы, изображения которых приведены на рис. 12.13. Специфические вихревые слои образуются непосредственно в поле внутренних волн и не контактируют с препятствием или стенками бассейна.

Волновые возмущения позади цилиндра на рис. 12.13 настолько велики, что в ряде областей отклоненный луч виньетируется конструктивными элементами теневого прибора и в изображении появляются темные пятна, идентифицирующие геометрическое место точек областей максимальных амплитуд волн. Некоторые из областей максимальных амплитуд (в частности визуализированные группой пятен, лежащих на наклонном луче позади препятствия), описываются существующей теорией внутренних волн, некоторые (вблизи следа и уединенных разрывов) требуют дополнительного изучения.

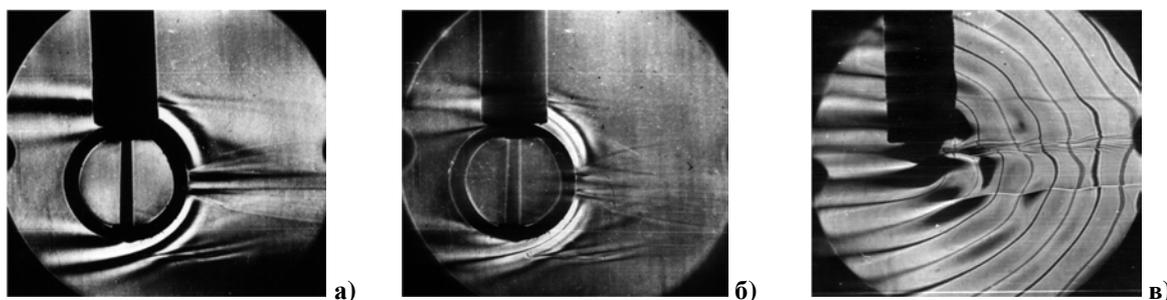


Рис. 12.13. Теневые изображения картины течения непрерывно стратифицированной жидкости около горизонтального цилиндра, буксируемого с постоянной скоростью: метод “вертикальная щель-нож” (а), “вертикальная щель-нить” – (б, в).

С увеличением скорости препятствия в течении появляются вихревые компоненты, как в гидродинамическом следе, так и в поле присоединенных внутренних волн. Их число и внутренняя структура зависят от параметров движения препятствия. Теневые изображения показывают, что внутри всех вихрей выражены тонкоструктурные прослойки (рис. 12.14). С каждым из вихрей связана собственная система внутренних волн.

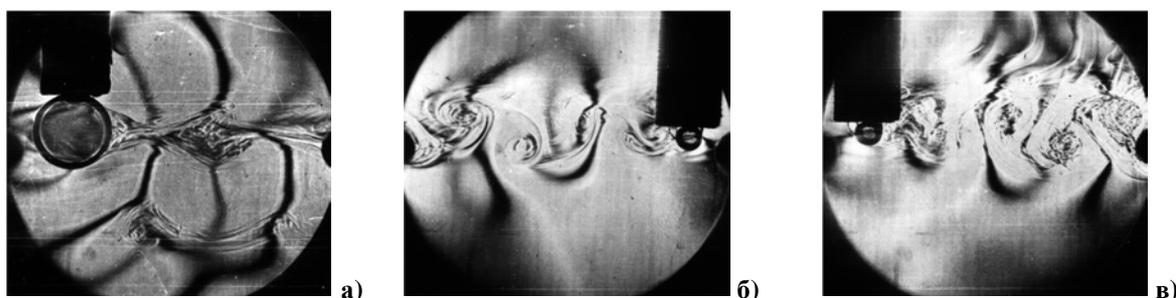


Рис. 12.14. Система висячих вихрей и вихревых пузырей (а), ламинарных (б) и турбулентных (в) вихревых сборок и внутренних волн в следе за горизонтальным цилиндром (метод щель-нить).

В работе [106] аналитическими и численными методами исследовалась тонкая структура пучков трехмерных периодических внутренних волн. С учетом симметрии

внутренних волн в качестве источника выбран лежащий на твердой горизонтальной поверхности диск радиуса R , который совершает вертикальные колебания с частотой ω и малой амплитудой скорости V . Модальная структура конического пучка периодических внутренних волн при различных диаметрах излучающего диска показана на рис. 12.15 (частота плавучести, частота и амплитуда скорости вертикальных осцилляций источника во всех случаях поддерживаются постоянными). Диск малого радиуса ($R = 1,7$ см) излучает одномодальный пучок с максимумом смещений в центре (рис. 12.15 а). В картине распределения абсолютного значения скорости в вертикальной плоскости в пучке внутренних волн, излучаемых широким диском ($R = 4$ см), выделяются два максимума на краях пучка (рис. 12.15 б), распределения вертикальной компоненты и модуля скорости поперек пучка и в этом случае остаются симметричными.

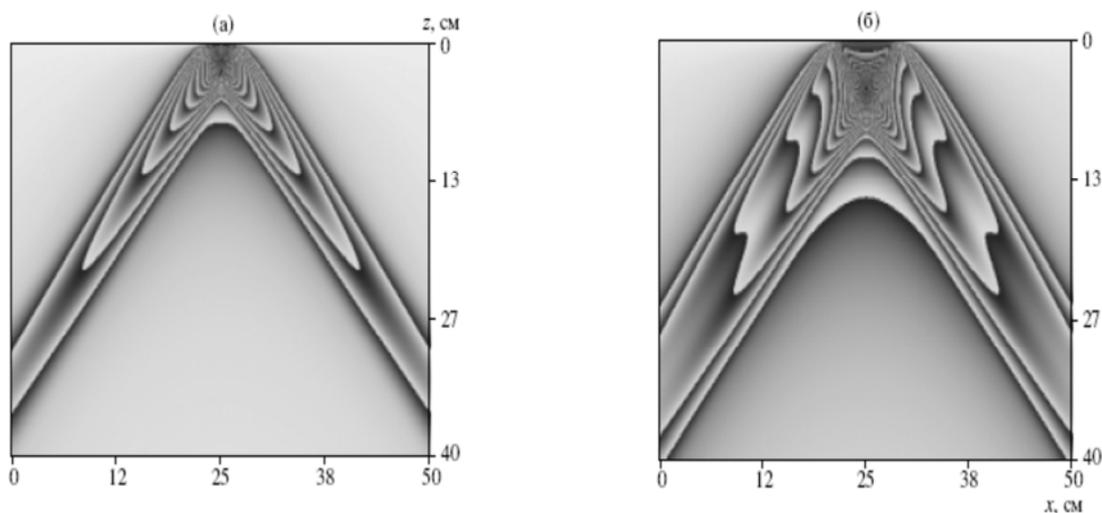


Рис. 12.15. Модальная структура конических пучков периодических внутренних волн, генерируемых горизонтальным диском малого $R = 1,7$ см; а) и большого радиуса $R = 4$ см; б). Показано распределение модуля вертикальной компоненты скорости в центральном сечении пучка ($V = 0,25$ см/с, $\omega = 0,998$ с⁻¹, $t = 0$).

Пограничные слои на плоскости выходят за границу источника, возмущения в них сфазированы с волновыми. В силу малости поперечных размеров картина тонкоструктурных элементов быстро эволюционирует во времени синхронно по всей области наблюдения [106].

Достоинством теневых методов является высокая информативность, связанная с получением данных о полевых характеристиках исследуемого физического параметра, однако, при исследовании явлений в сильно стратифицированных средах возникает погрешность, связанная с несоблюдением условий малой рефракции световых лучей и их переналожением при формировании теневой картины [107].

12.7. Моделирование морских разливов нефти в лабораторных условиях

Загрязнение акваторий нефтепродуктами, как показали недавние события в Мексиканском заливе, является серьезной проблемой и особую важность приобретают оперативные методы контроля состояния морской среды и ликвидация последствий таких аварий (рис. 12.16 а).

Наблюдения показали, что нефть, вытекающая из компактных источников естественной (месторождений под дном океана) [108] и техногенной природы (танкеры, нефтяные платформы) [109, 110], собирается на поверхности океана в протяженные тонкие полосы, имеющие как нерегулярную, так и правильную дуговую форму (рис. 12.16 б).

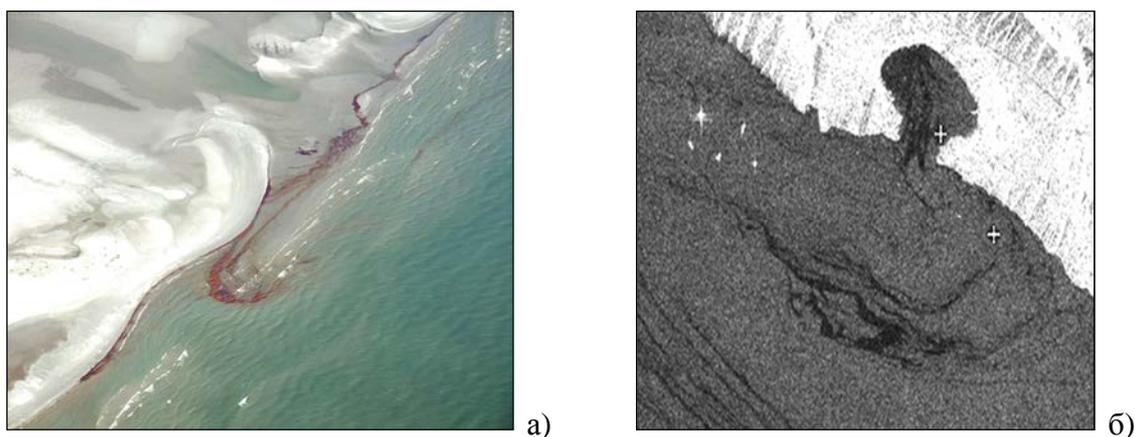


Рис. 12.16. Спутниковый мониторинг загрязнения океана: *а* – разлив нефти в Мексиканском заливе [111]; *б* – плёночные загрязнения в районе Геленджикской бухты на фрагменте радиолокационного изображения спутника Envisat (2.09.2004.); крестиками показаны возможные места сброса хозяйственно-бытовых вод и канализации [109].

Для реализации условия стационарности вихревого течения в качестве объекта исследования выбран составной вихрь, образующийся при равномерном вращении диска, установленного на дне цилиндрического контейнера. В данных исследованиях свободная поверхность жидкости оставлена открытой, что позволяет реализовать различные способы дозированного введения маркирующей примеси и контролировать ее перенос и вдоль свободной поверхности, и в толще жидкости.

Несмотря на простоту геометрии эксперимента, течение является достаточно сложным и включает как вихревую, так и волновые компоненты и в толще, и на свободной поверхности жидкости. Равномерно вращающийся диск закручивает жидкость вокруг вертикальной оси и отбрасывает к стенке контейнера. В целом жидкость поднимается вдоль стенок контейнера, смещается вдоль свободной поверхности и погружается в окрестности оси вращения, формируется подтекающее течение, компенсирующее постоянный перенос вещества вдоль поверхности диска. Совместное действие центробежных и кориолисовых сил создает в контейнере составное вихревое течение с неравномерным распределением угловой скорости. Силы тяжести и градиента давления неравномерно деформируют свободную поверхность, создавая поверхностную каверну.

В качестве важного достоинства такого течения стоит выделить его стационарность. При поддержании постоянной угловой скорости вращения диска устанавливается картина течения, которая не меняется на всем протяжении эксперимента (в которой могут присутствовать и периодические компоненты, например инерциальные, гравитационные и капиллярные волны).

В работе [112] рассматривается установившееся вихревое течение, индуцируемое вращающимся диском в цилиндрическом контейнере. Установка, на которой проводились опыты, входит в состав комплекса установок Лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН (рис. 12.10).

В качестве несмешивающейся примеси использовались жидкие ненасыщенные жирные кислоты – распространенные виды масел (касторовое, рафинированное подсолнечное масло). Все эксперименты с маслом выполнены в слое жидкости глубиной $H = 40$ см, с диском-активатором радиуса $R = 7.5$ см. В покоящейся среде плавающее на поверхности масло собиралось в линзоподобное пятно неправильной формы.

Регистрация формы свободной поверхности жидкости велась с помощью цифровой видеокамеры, ось зрения которой проходит перпендикулярно поверхности передней стенки бассейна на уровне половины глубины исследуемого слоя жидкости. При съемке на каждом кадре виден контур образующегося возмущения поверхности жидкости в

проекции на вертикальную плоскость, проходящую через ось вращения жидкости (она же – ось вращения индуктора).

Вихревое течение, направленное вблизи поверхности от стенок к оси контейнера, переносит масло в центр каверны и затягивает его внутрь рабочей жидкости, где оно принимает форму вытянутого тела вращения в широком диапазоне параметров, при этом форма свободной поверхности (границы воздух-вода или масло) зависит от объема примеси.

Картина распределения масла в толще составного вихря и обозначения его основных геометрических параметров представлены на рис. 12.17. На поверхности вращающейся рабочей жидкости – воды – образуется каверна, глубина которой достигает максимального значения в центре. Основная часть масла собирается в окрестности центральной вертикальной оси в компактный объем, имеющий форму тела вращения, который примыкает ко дну каверны. Здесь H – максимальная толщина слоя вращающейся жидкости (отсчитывается около стенки), h_t – разность высот свободной поверхности и нижней кромки вращающегося объема масла, h_k – высота тела вращения, $h = h_t - h_k$ – стрелка прогиба свободной поверхности, R_k – радиус линии контакта объема масла с кромкой каверны. Визуально и на фотографиях сбоку хорошо различаются все контактные поверхности – вода-масло, масло-воздух, вода-воздух.

При умеренных угловых скоростях вращения диска ($\Omega < 750$ об/мин) картина течения, представленная на рис. 12.17, в целом стабилизировалась в течение 10-12 мин. При данных условиях опыта основная часть касторового масла из линзообразного пятна на поверхности покоящейся жидкости с характерным поперечным размером 3.5 см и толщиной около 4 мм, собирается в компактный объем высотой $h_k = 4.94$ см в центре поверхностной воронки, который вращается вместе с окружающей жидкостью. Касательные к боковой поверхности масляного тела и поверхности воды изменяются при переходе через линию контакта воды и масла на поверхности каверны. При этом объем тела вращения, содержащего касторовое масло, составляет $V_k \approx 29.5$ мл, $h_t = 10.91$ см, $R_k = 2.76$ см, $h = 5.97$ см. Оставшаяся часть масла ($V_k \approx 0.5$ мл) остается в тонком слое на поверхности каверны и образует спиральные рукава на свободной поверхности, которые будут представлены ниже.

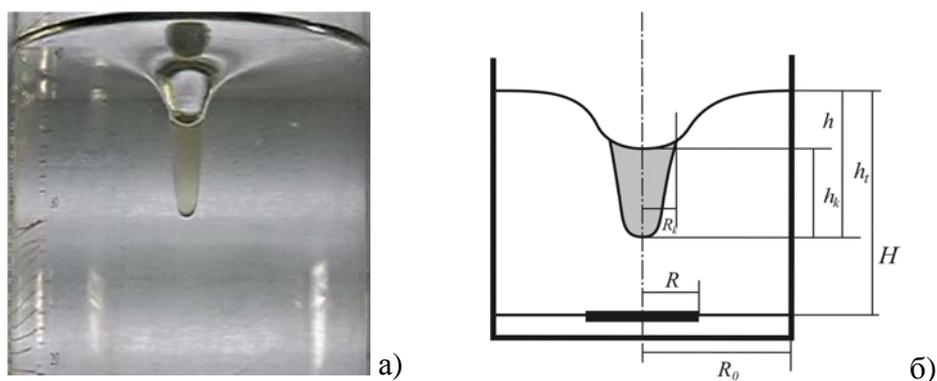


Рис. 12.17. Составной вихрь с порцией касторового масла ($V_k \approx 30$ мл, $H = 40$ см, $R = 7.5$ см, $\Omega = 640$ об/мин): а, б) – фотография (вид сбоку) и схема течения.

Проведенные опыты также показали, что добавление даже небольшого объема масла (30 грамм на рабочий объем 54 литра) существенно меняет картину вихревого течения и форму свободной поверхности в целом.

Масляное пятно в центре каверны составного вихря деформируется в несимметричную структуру, из которой вытягиваются спиральные рукава. Размеры рукавов, скорость их образования также зависят от всех параметров эксперимента.

На рис. 12.18 представлена форма пятна подсолнечного масла на поверхности составного вихря в цилиндрическом контейнере. Угловые точки контура пятна масла на рис. 12.18, а практически совпадают с вершинами правильного треугольника, длины сторон которого $a = 7,7$ см, $b = 7,7$ см, $c = 8,8$ см и углы $\alpha = 55,3^\circ$, $\beta = 61,2^\circ$, $\gamma = 63,5^\circ$. Наибольшая сторона c располагается внизу фигуры. Центр треугольника находится в окрестности оси вращения, положение которой легко определяется по совокупности нормалей – тонких светлых штрихов на рис. 12.18, б – траекторий мелких газовых пузырьков, зафиксированных на границе вода-масло. Такая форма нестационарна и легко трансформируется в структуру с двумя симметрично расположенными спиральными рукавами, которые в свою очередь трансформируются в многоугольник. В дальнейшем с внешних кромок угловых точек также вытягиваются тонкие спиральные рукава, окружающие несколькими витками центральное пятно.

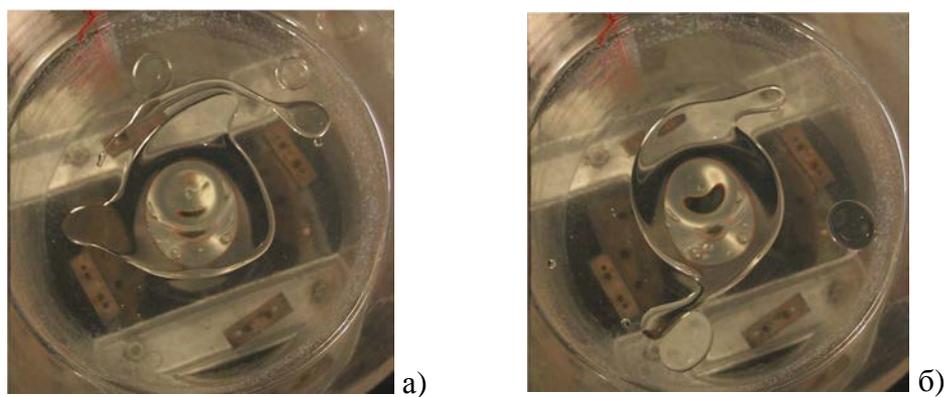


Рис. 12.18. Форма пятна подсолнечного масла на поверхности составного вихря в цилиндрическом контейнере ($H = 40$ см, $\Omega = 120$ об/мин, $R = 7.5$ см, $V_k = 90$ мл): а, б) – $t = 1, 10$ с.

Проведенные опыты [112] показали, что компактное пятно несмешивающегося (подсолнечное и касторовое масло) маркера на поверхности каверны составного вихря, трансформируется в спиральные рукава.

В толще жидкости масло собирается в тело вращения. Положение и форма тела определяется балансом между силами плавучести, выталкивающими легкое масло, и сопротивления, обусловленными положением масляного тела в основном циркуляционном течении составного вихря. Поверхность масляного пятна может быть гладкой или возмущаться спиральными волнами, которые переходят в спиральные рукава на периферии течения. Направление развития спиральных рукавов противоположно направлению вращения основного течения на поверхности вихря.

Во всех проведенных экспериментах масло не ведет себя как пассивная примесь, увлекаемая основным течением. Геометрия спиральных рукавов и смещения отдельных капель масла, не соответствуют направлениям средней скорости течения основной жидкости. Аналогичные картины наблюдаются в природных водных системах, которые подверглись загрязнению легкими несмешивающимися примесями, такими как мазут, нефть и другие.

Для усвоения данной главы рекомендуется выполнить лабораторную работу: «Экспериментальное исследование вихревого течения со свободной поверхностью, индуцированного вращающимся диском в цилиндрическом контейнере».

ГЛАВА 13. ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

13.1. Методы молекулярной спектроскопии в анализе объектов окружающей среды

Все методы анализа объектов окружающей среды основаны на зависимости физико-химического свойства вещества, называемым аналитическим сигналом или просто сигналом, от природы вещества и его содержания в анализируемой пробе. В классических методах химического анализа в качестве такого свойства используется или масса осадка (гравиметрический метод), или объем реактива, израсходованный на реакцию (титриметрический анализ). Однако химические методы анализа не в состоянии были удовлетворить многообразные запросы практики, особенно возросшие как результат научно-технического прогресса и развития других отраслей науки и техники.

Все вещества, атомы которых находятся в возбужденном состоянии, излучают световые волны, энергия которых определенным образом распределена по длинам волн. Поглощение света веществом также зависит от длины волны. Так, красное стекло пропускает волны, соответствующие красному свету, и поглощает все остальные. Если пропускать белый свет сквозь холодный, неизлучающий газ, то на фоне непрерывного спектра источника появляются темные линии. Газ поглощает наиболее интенсивно свет как раз тех длин волн, которые он испускает в сильно нагретом состоянии. Темные линии на фоне непрерывного спектра - это линии поглощения, образующие в совокупности спектр поглощения.

Существуют непрерывные, линейчатые и полосатые спектры излучения и столько же видов спектров поглощения. Линейчатые спектры играют особо важную роль, потому что их структура прямо связана со строением атома. Ведь эти спектры создаются атомами, не испытывающими внешних воздействий. Наблюдая эти спектры, ученые получили возможность «заглянуть» внутрь атома. Здесь оптика вплотную соприкасается с атомной физикой [113].

Главное свойство линейчатых спектров состоит в том, что длины волн (или частоты) линейчатого спектра какого-либо вещества зависят только от свойств атомов этого вещества, но совершенно не зависят от способа возбуждения свечения атомов. Атомы любого химического элемента дают спектр, не похожий на спектры всех других элементов: они способны излучать строго-определенный набор длин волн. На этом и основан спектральный анализ - метод определения химического состава вещества по его спектру.

Подобно отпечаткам пальцев у людей линейчатые спектры имеют неповторимую индивидуальность. Благодаря индивидуальности спектров имеется возможность определить химический состав тела. С помощью спектрального анализа можно обнаружить данный элемент в составе сложного вещества. Количественный анализ состава вещества по его спектру затруднен, так как яркость спектральных линий зависит не только от массы вещества, но и от способа возбуждения свечения. Так, при низких температурах многие спектральные линии вообще не появляются. Однако при соблюдении стандартных условий возбуждения свечения можно проводить и количественный спектральный анализ.

Атом, ион или молекула, поглощая квант света, переходит в более высокое энергетическое состояние. Обычно это бывает переход с основного, невозбужденного уровня на один из более высоких, чаще всего на первый возбужденный уровень. Вследствие поглощения излучения при прохождении его через слой вещества интенсивность излучения уменьшается и тем больше, чем выше концентрация светопоглощающего вещества.

Закон Бугера – Ламберта – Бера связывает уменьшение интенсивности цвета, прошедшего через слой светопоглощающего вещества, с концентрацией вещества и толщиной слоя. Чтобы учесть потери света на отражение и рассеяние, сравнивают

интенсивности цвета, прошедшего через исследуемый раствор и растворитель. При одинаковой толщине слоя в кюветах, из одинакового материала, содержащих один и тот же растворитель, потери на отражение и рассеяние света будут примерно одинаковы у обоих пучков и уменьшение интенсивности света будет зависеть от концентрации вещества.

Уменьшение интенсивности света, прошедшего через раствор, характеризуется коэффициентом пропускания (или просто пропусканием) T , где I и I_0 – соответственно интенсивности света, прошедшего через раствор и растворитель.

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (13.1)$$

Взятый с обратным знаком логарифм T называется оптической плотностью A :

$$A = -\lg T = -\lg \frac{I}{I_0} \quad (13.2)$$

Уменьшение интенсивности света при прохождении его через раствор подчиняется закону Бугера – Ламберта – Бера:

$$I = I_0 \exp^{-\varepsilon l c} \quad (13.3)$$

где ε - молярный коэффициент поглощения, l – толщина светопоглощающего слоя, c – концентрация раствора.

Физический смысл молярного коэффициента поглощения сразу становится ясным, если мы принимаем $c = 1$ моль/л и $l = 1$ см. Тогда $A = \varepsilon$. Следовательно, молярный коэффициент поглощения равен оптической плотности одномолярного раствора при толщине слоя 1 см.

Оптическая плотность раствора, содержащего несколько окрашенных веществ, обладает свойством аддитивности, которое называют свойством аддитивности светопоглощения. В соответствии с этим законом поглощение света каким-либо веществом не зависит от присутствия в растворе других веществ. При наличии окрашенных веществ в растворе каждое из них будет давать свой аддитивный вклад в экспериментально определяемую оптическую плотность. Т.е. можно получить:

$$A = l(\varepsilon_1 c_1 + \varepsilon_2 c_2 + \varepsilon_k c_k) \quad (13.4)$$

В соответствии с уравнением:

$$-\lg T = A = \varepsilon l c \quad (13.5)$$

получается, что зависимость оптической плотности от концентрации графически выражается прямой линией, выходящей из начала координат. Опыт же показывает, что линейная зависимость наблюдается не всегда. При практическом применении закона необходимо учитывать следующие ограничения [114]:

1. Закон Бугера – Ламберта – Бера справедлив для монохроматического света. Чтобы отметить это ограничение в уравнение вводят индексы и записывают в виде: $A_\lambda = \varepsilon_\lambda l c$. Индекс λ указывает, что величины A и ε относятся к монохроматическому свету с длиной волны λ .

2. Коэффициент ε зависит от показателя преломления среды. Если концентрация раствора сравнительно невелика, его показатель преломления остается таким же, каким он был у чистого растворителя, и отклонений от закона по этой причине не наблюдается. Изменение показателя преломления в высококонцентрированных растворах может явиться причиной отклонений от основного закона поглощения света.

3. Температура при измерениях должна оставаться постоянной хотя бы в пределах нескольких градусов

Уравнение (13.4) соблюдается для систем, в которых светопоглощающими центрами являются частицы только одного сорта. Если при изменении концентрации будет изменяться природа этих частиц вследствие, например, кислотно-основного

взаимодействия, полимеризации, диссоциации, то зависимость A от c не будет линейной, так как молярный коэффициент поглощения вновь образующихся частиц не будет в общем случае одинаковым.

Свет поглощается раствором избирательно: при некоторых длинах волн светопоглощение происходит интенсивно, а при некоторых свет не поглощается. Интенсивно поглощаются кванты света, энергия которых равна $h\nu$ энергии возбуждения частицы и вероятность их поглощения больше нуля. Молярный коэффициент поглощения при этих частотах (или длинах волн) достигает больших значений. Распределение по частотам (или по длинам волн) значений молярного коэффициента поглощения называется спектром поглощения.

Обычно спектр поглощения выражают в виде графической зависимости оптической плотности A или молярного коэффициента поглощения ε от частоты ν или длины волны λ падающего света. Вместо A или ε нередко откладывают их логарифмы.

Кривые в координатах $\lg A(\lambda)$ при изменении в концентрации или толщины слоя перемещаются по ординате вверх или вниз параллельно самим себе, в то время как кривые в координатах $A(\lambda)$ этим свойством не обладают.

Таким образом, наибольший интерес представляют следующие характеристики спектра: число максимумов (число полос поглощения) и их положение по шкале длин волн (или частот), высота максимума, форма полос поглощения.

Для точного исследования спектров такие простые приспособления, как узкая щель, ограничивающая световой пучок, и призма, уже недостаточны. Необходимы приборы, дающие четкий спектр, т. е. приборы, хорошо разделяющие волны различной длины и не допускающие перекрытия отдельных участков спектра. Такие приборы называют спектральными аппаратами.

Появление полос поглощения обусловлено дискретностью энергетических состояний поглощающих частиц и квантовой природы электромагнитного излучения. Интенсивно поглощаются кванты света, которые соответствуют энергии возбуждения частицы, которая складывается из энергии вращения частицы как целого, энергии колебания атомов и движения электронов:

$$E = E_{вр} + E_{кол} + E_{эл} \quad ; \quad (13.6)$$

Вращательную энергию молекул обычно рассматривают с помощью модели жесткого ротатора, который представляет собой две массы, находящиеся одна от другой на фиксированном расстоянии. Возбуждение вращательных уровней энергии происходит уже при поглощении далекого инфракрасного (ИК) и микроволнового излучения, имеющих длину волны $\lambda > 10^2 \text{ см}^{-1}$. В настоящее время чисто вращательные спектры в аналитических целях не используют. Их применяют, главным образом, для исследования строения молекул и определения межъядерных расстояний.

Полосы, связанные с возбуждением колебательных уровней энергии, расположены в области спектра от 200 .. 300 до 4000 ... 5000 см^{-1} , что соответствует энергии квантов от 3 до 60 кДж. Поэтому, при обычных температурах, энергетическое состояние молекул характеризуется, как правило, основным колебательным уровнем. Применение квантовой теории показывает, что энергия такой системы может быть найдена по уравнению:

$$E_{кол} = (V + 1/2)h\nu_0 \quad (13.7)$$

Колебательные спектры интерпретируют на основе учения о симметрии молекул и теории групп. Математический аппарат теории групп позволяет вычислить число частот и правила отбора для молекул различной симметрии. Такая информация, чрезвычайно ценная для определения молекулярных констант, изучения строения молекул, находит относительно узкое применение для решения химико-аналитических задач.

Верхней энергетической границей колебательного спектра обычно считают энергию фотонов примерно 5000 см^{-1} , или около 60 кДж. Дальнейшее увеличение энергии облучающих квантов чаще всего будет приводить к возбуждению электронов и

появлению в спектре полос, характеризующих электронные переходы, хотя, естественно, эта граница может смежаться немного в ту или иную сторону. Интерпретация электронных спектров может быть сделана на основе квантово-механических представлений, например метода молекулярных орбиталей (МО). В соответствии с положениями этого метода, электроны в молекулах могут находиться на связывающих, несвязывающих и разрыхляющих орбиталях. Различные электронные переходы требуют неодинаковой энергии, поэтому полосы поглощения располагаются на разных длинах волн.

Интенсивность полос в спектре поглощения характеризуют интегралом поглощения или силой осциллятора, определяемой выражением:

$$f = \frac{3\hbar m \gamma B}{\pi e^2} \quad (13.8)$$

где B – коэффициент Эйнштейна, характеризующий вероятность перехода. Коэффициент Эйнштейна связан с электрическим дипольным моментом перехода и может быть рассчитан из уравнения:

$$B = \frac{K}{\nu \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu) d\nu} \quad (13.9)$$

Соотношение уравнений (13.8) и (13.9) позволяет вывести зависимость в интегральной форме:

$$f = 4,33 \cdot 10^{-9} \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu) d\nu \quad (13.10)$$

Уравнение (13.10) показывает, что чем более вероятным является переход, тем больше сила осциллятора. В частности, разрешенные переходы характеризуются величиной f которая близка к 1, как это наблюдается у окрашенных красителей, а у запрещенных переходов, к примеру, у переходов с изменением мультиплетности терма, сила осциллятора составляет примерно 10^{-7} .

Для аналитической характеристики соединений имеет значение не столько интегральное поглощение, сколько светопоглощение при определенной длине волны. Важными аналитическими характеристиками является молярный коэффициент поглощения в точке максимума ε_{\max} и полуширина полосы поглощения $\delta = \Delta\nu' / 2$.

При анализе растворов сложного состава применяют метод добавок, так как он позволяет автоматически учесть влияние третьих компонентов. Сущность его заключается в следующем. Сначала определяют оптическую плотность A_x анализируемого раствора, содержащего определяемый компонент неизвестной концентрации c_x , а затем в анализируемый раствор добавляют известное количество определяемого компонента (c_{cm}) и вновь измеряют оптическую плотность A_{x+cm} . Оптическая плотность анализируемого раствора равна:

$$A_x = \varepsilon l c_x \quad (13.11)$$

а оптическая плотность анализируемого раствора с добавкой стандартного:

$$A_{x+cm} = \varepsilon l (c_x + c_{cm}) \quad (13.12)$$

Простое сравнение этих уравнений и их преобразований дает концентрацию анализируемого раствора:

$$c_x = c_{cm} \frac{A_x}{A_{x+cm} - A_x} \quad (13.13)$$

Фотометрические и спектрометрические методы анализа применяются для определения многих (более 50) элементов периодической системы, главным образом металлов. Методами абсорбционной спектрометрии анализируются руды, минералы, объекты окружающей среды, продукты переработки обогатительных и гидрометаллургических предприятий. Большое значение они имеют в аналитическом контроле окружающей среды и решении экологических проблем. Значительно расширились области практического применения методов абсорбционной спектроскопии благодаря более широкому использованию инфракрасной области спектра и приборов на базе ЭВМ. Это позволило разработать методы анализа сложных многокомпонентных систем без их химического разделения. Простые, быстрые и точные методы анализа имеют огромное значение для исследования различных реакций, установления состава и исследования различных химических соединений. Успехи химии координационных соединений, достижения микроэлектроники, приборостроения дают все основания ожидать дальнейшего повышения точности и чувствительности этих методов.

13.2. Спектроскопия комбинационного рассеяния

Оптические методы широко применяются для исследования разнообразных физических процессов, получающих развитие в сложных молекулярных системах. Последние десятилетия характеризуются бурным вторжением в биохимию и молекулярную биологию новейших физических методов исследования, которые обеспечили переход от качественных к точным количественным измерениям и в значительной мере обеспечили последние успехи этих наук. Среди таких методов важное место занимает колебательная спектроскопия, которая дает информацию о строении молекул, природе химической связи, межмолекулярных взаимодействиях. Инфракрасная спектроскопия (ИК) и спектры комбинационного рассеяния (КР) несут информацию об одних и тех же фундаментальных характеристиках молекул - их колебательных частотах, однако из-за различия в физической природе этих методов получаемая информация не совпадает полностью, и методы взаимно дополняют друг друга. Биохимики быстро поняли, что в применении к биологическим объектам спектроскопия КР имеет ряд важных преимуществ перед ИК спектроскопией. Главное из них - возможность исследования методом КР водных растворов, что позволяет изучать биологические молекулы в естественной для них среде. Температура воды, взаимодействие молекул жидкой воды с неорганическими и органическими соединениями проявляется в изменении колебательных характеристик связанных молекул воды, что может быть зафиксировано методом КР спектроскопии. В спектре КР жидкой воды присутствуют несколько полос, которые по-разному реагируют на температуру и взаимодействие молекул воды с примесями. Особенно привлекательным является использование наиболее интенсивной валентной полосы КР воды для решения обратных задач КР спектроскопии: измерения параметров водной среды, определения степени взаимодействия различных примесей с молекулами воды и т.д [115]. Поэтому проникновение методов колебательной спектроскопии в биохимию резко ускорилось с развитием спектроскопии КР. За короткий срок был накоплен огромный фактический материал по спектрам КР биологических молекул. В последние годы к этим данным добавились результаты исследования спектров резонансного КР (РКР).

Эффект комбинационного рассеяния (КР) света был открыт в 1928 году индийским ученым Раманом, который вместе с Кришнаном обнаружил изменение длины волны для части рассеянного в жидкости света. Этот свет с измененной длиной волны называют комбинационно-рассеянным светом.

С физической точки зрения комбинационное рассеяние обусловлено неупругими столкновениями квантов света (фотонов) с молекулами. Под неупругим столкновением понимают процесс, в ходе которого происходит обмен энергией между фотоном и молекулой, что вызывает изменение энергии и, следовательно, длины волны фотона (рис. 13.1). Кроме того, поскольку полная энергия в ходе процесса столкновения не меняется,

энергия, приобретаемая или теряемая фотоном, должна совпадать с энергией, теряемой или приобретаемой молекулой. Таким образом, по изменению энергии фотона можно судить об изменении молекулярной энергии. Изменения энергии молекулы носят название переходов между ее энергетическими уровнями. При работе с биохимическими объектами спектроскопия комбинационного рассеяния дает информацию в первую очередь о переходах между колебательными энергетическими уровнями молекулы. Поэтому спектр комбинационного рассеяния - это колебательный спектр молекулы, который очень хорошо характеризует ее химические свойства. Колебательный спектр дает информацию о расположении атомных ядер и химических связей в молекуле, а также о взаимодействиях молекулы с ее ближайшим окружением.

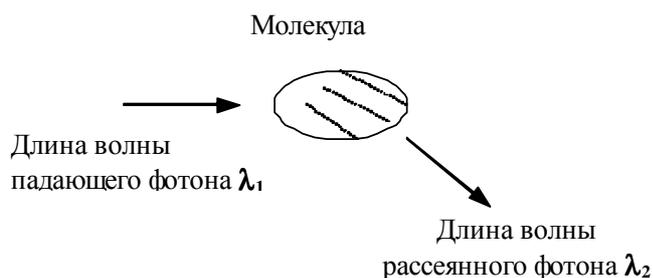


Рис. 13.1. Неупругое столкновение фотона с молекулой.

В современных экспериментальных устройствах, предназначенных для исследования КР, в качестве источника света применяются лазеры [16]. Монохроматическое лазерное излучение с длиной волны λ_1 фокусируется внутри образца, что создает там высокую плотность световых квантов. Затем анализируют интенсивности и длины волн рассеянного излучения. Эффект КР очень слаб, лишь незначительная часть падающего света при рассеянии меняет длину волны до λ_2 , λ_3 и т.д. Поэтому для получения достаточно интенсивных световых потоков необходимо использовать относительно мощные лазеры, а для регистрации рассеянных фотонов необходимо иметь совершенное оптическое и электронное оборудование.

Спектры КР дают подробную информацию о колебательных движениях атомов в молекулах. А так как эти колебания подвержены влиянию химических превращений, то с помощью колебательного спектра можно изучать молекулярную химию. По существу, тот тип колебательного движения, который обуславливает появление линий в спектре КР, приводит также к появлению полос поглощения в ИК спектре. Поэтому большая часть информации, полученной с помощью ИК спектроскопии, может быть использована при интерпретации спектров КР и наоборот.

С физической точки зрения эффект комбинационного рассеяния и процесс ИК поглощения имеют совершенно различную природу, так как спектр КР возникает в результате процесса рассеяния, в котором фотоны взаимодействуют с молекулой очень короткое время, и линии в спектре КР соответствуют фотонам, которые «отскочили» от молекулы после неупругого столкновения с ней. Напротив, полосы в ИК спектре соответствуют энергиям поглощенных молекулой ИК фотонов. Существенное различие ИК спектроскопии и спектроскопии КР состоит в том, что эффект резонансного КР (РКР) возникает в том случае, когда длина волны возбуждающего лазерного излучения попадает в область интенсивной полосы поглощения в электронном спектре хромофора. В этих условиях может происходить значительное увеличение интенсивности отдельных линий в

спектре КР, так что абсолютная интенсивность этих линий может возрастать в 10^3 - 10^5 раз. Благодаря резонансному увеличению интенсивности отдельных линий в спектре КР появляется возможность селективно регистрировать колебательный спектр одного хромофора, даже если он находится в многокомпонентной биологической системе.

В большинстве случаев преимущества и недостатки спектроскопий КР и РКР при биохимических исследованиях одни и те же. Они перечислены ниже.

ПРЕИМУЩЕСТВА

Спектроскопия КР может быть использована применительно к водным растворам, поскольку интенсивность спектра КР воды невелика, и он лишь незначительно мешает наблюдению спектра растворенного вещества. Напротив, инфракрасное излучение (ИК) вода поглощает очень сильно, и это весьма затрудняет излучение ИК спектров водных растворов.

Спектроскопия КР в равной степени пригодна для исследования жидкостей, растворов, газов, пленок, поверхностей, волокон, твердых веществ и монокристаллов. Для исследования необходимы небольшие количества вещества. «Активный объем» КР определяется поперечными размерами сфокусированного лазерного луча. Образец должен быть таким, чтобы лишь заполнить этот объем.

Спектроскопия КР позволяет широко варьировать экспериментальные условия. Поскольку луч лазера легко направить в любую сторону, то можно очень легко приспособлять оборудование к конкретным условиям эксперимента.

С помощью обычного спектрометра КР за одно сканирование можно получить весь колебательный спектр от 10 до 4000 см⁻¹. В этом также заключается большое преимущество спектроскопии КР по сравнению с ИК спектроскопией, поскольку, чтобы исследовать ИК спектры в области частот ниже 600 см⁻¹, необходимо иметь специальное оборудование.

Временную шкалу КР и РКР можно считать мгновенной. Поэтому спектр КР молекулы представляет собой как бы мгновенный ее снимок. Спектр КР системы, в которой происходит быстрый химический обмен, представляет собой наложение спектров всех участвующих в обмене частиц, причем интенсивность этих спектров прямо пропорциональна концентрациям частиц.

НЕДОСТАТКИ

Высокая плотность лазерного излучения может вызывать нежелательные фотохимические эффекты.

КР и даже РКР относятся к числу маловероятных физических процессов, и регистрации спектров КР мешают конкурирующие процессы, такие, как, например, флуоресценция.

Обычно для регистрации спектров КР необходимы концентрации веществ, которые биохимики считают достаточно высокими.

При регистрации спектров КР растворов обычно необходима высокая оптическая однородность (гомогенность) жидкости.

Положение линии в спектрах КР и РКР зависит исключительно от основного электронного состояния, однако интенсивность линии в спектрах РКР дает информацию и о возбужденном электронном состоянии. В этом заключается специфическое достоинство метода для фотобиологических исследований, поскольку такие молекулы, как хлорофилл и родопсин, реагируют в возбужденных состояниях. При иницировании фотосинтеза основную роль играют возбужденные электронные состояния хлорофилла, в то время как возбужденное состояние родопсина, возникающее при поглощении фотона, запускает последовательность событий, которые обеспечивают процесс зрения.

13.3. Флуоресценция как метод химического анализа воды

Свечение атомов, молекул, ионов и других более сложных комплексов, возникающее в результате электронного перехода в этих частицах при их возвращении из возбужденного состояния в нормальное, называется люминесценцией [116]. Первое

описание люминесценции как специфического свечения раствора оставил в 1577 г. испанский врач и ботаник Николас Монардес. В 1852 г. Стокс установил связь между интенсивностью флуоресценции и концентрацией. Он же предложил использовать флуоресценцию как метод химического анализа. Первый пример практического определения Al (III) по люминесценции его комплексов с морином опубликовал Гоппельшредер в 1867 г. Он же вел и термин - «люминесцентный анализ».

Сегодня люминесцентный анализ охватывает широкий круг методов определения разнообразных объектов от простых ионов и молекул до высокомолекулярных соединений и биологических объектов. Детектируется люминесценция самого объекта или его производных, возможно также использование изменения люминесценции специфичных агентов. Для сложных проб люминесцентное детектирование сочетается с химическим разделением (хроматография, электрофорез) или с биологическим выделением (иммуноанализ, метод полимеразной цепной реакции - ПЦР).

В реальных условиях наблюдается одновременно свечение огромного числа молекул, которые излучают свет независимо друг от друга, давая некогерентное излучение. При этом происходит полное преобразование поглощенной энергии в собственное излучение, что отличает люминесценцию от явлений рассеяния и отражения света. Существует большое количество разнообразных, как органических, так и неорганических веществ, обладающих люминесцентной способностью, которая может быть существенно неодинаковой. Это вызывает необходимость в классификации явлений люминесценции.

В основу первой попытки такой классификации была положена продолжительность процесса излучения. В результате все известные виды люминесценции были разделены на два больших класса, получивших название флуоресценции и фосфоресценции. Под флуоресценцией понималось свечение, мгновенно ($\sim 10^{-9}$ с) затухающее после прекращения возбуждения; фосфоресценцией стали считать свечение, продолжающее заметный промежуток времени ($> 10^{-6}$ с) после прекращения возбуждения. Классификация носила чисто качественный характер и не позволяла установить четкую границу между этими двумя видами свечения.

В основу второго типа классификации были положены различные виды возбуждения люминесценции. В случае возбуждения вещества световыми квантами возникающее свечение стали называть фотолюминесценцией. В настоящее время выделяют особый вид фотолюминесценции - атомную флуоресценцию, соответствующую световому возбуждению свечения атомов веществ, находящихся в газообразном состоянии. Свечение, возникающее под действием катодных лучей, было названо катодолуминесценцией. При возбуждении свечения рентгеновскими лучами возникает рентгенолюминесценция.

В основу третьего вида классификации, предложенного С.И.Вавиловым, положена кинетика самого процесса люминесценции. Согласно ему свечения разделяют на резонансное, спонтанное, вынужденное и рекомбинационное. Резонансной флуоресценцией называется процесс излучения фотонов той же энергии, что и у поглощенных фотонов возбуждающего света (рис. 13.2, а). Этот тип флуоресценции имеет место в газах и молекулярных кристаллах. Резонансная флуоресценция лежит в основе процесса атомной флуоресценции.

При спонтанной люминесценции (рис. 13.2, б) после возбуждения осуществляется переход молекулы с невозбужденного уровня E_0 на высокий возбужденный электронный уровень E_1 , откуда молекула, растрчивая безызлучательным путем избыток сообщенной ей энергии, переходит на более низкий возбужденный уровень E_2 . Возвращение на исходный уровень E_0 происходит с излучением кванта люминесценции. Излучаемый квант оказывается меньше поглощенного. Спонтанная люминесценция наблюдается у паров и растворов сложных молекул, молекулярных кристаллов, а также у примесных

центров твердых тел. При резонансной и спонтанной люминесценции вероятность возвращения молекул из возбужденного состояния в нормальное определяется ее внутренними свойствами и не зависит от температуры.

Развитие вынужденной люминесценции происходит более сложным путем (рис. 13.2, в). В этой схеме кроме уровней E_0 , E_1 , E_2 существует метастабильный уровень M , непосредственный переход с которого на уровень E_0 является запрещенным. При возбуждении молекула попадает с уровня E_0 на E_1 , с которого безызлучательным путем может перейти на уровень E_2 , а затем и на уровень M .

На метастабильном уровне M молекуле приходится находиться достаточно долго, пока за счет внутренней колебательной энергии или тепловой энергии, сообщенной извне, она не перейдет обратно на уровень E_2 , с которого спонтанно возвратится на уровень E_0 , излучая квант люминесценции. Длительность излучения, в отличие от спонтанной люминесценции, в этом случае будет существенно зависеть от температуры. Спонтанное и вынужденное излучения наиболее характерны для молекулярных систем. Поэтому эти виды свечения часто объединяют одним понятием молекулярной люминесценции.

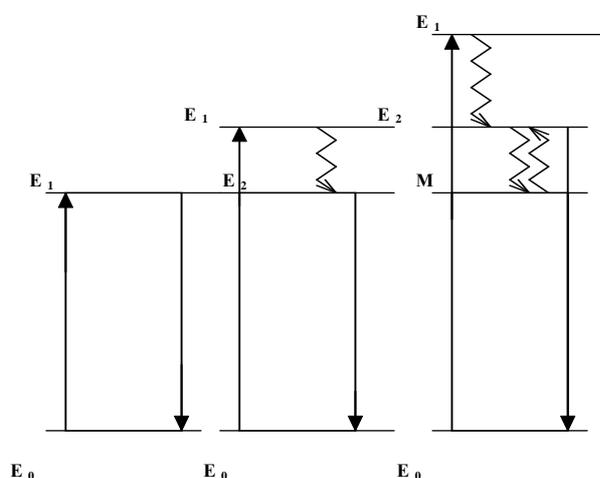


Рис. 13.2. Схема энергетических уровней и электронных переходов между ними при резонансной (а), спонтанной (б) и вынужденной (в) люминесценции.

Рекомбинационная люминесценция имеет более сложный характер. Она возникает при воссоединении двух противоположных заряженных частей центра свечения, отделенных друг от друга в момент возбуждения.

Спектр люминесценции - это функция распределения излучающей веществом энергии по длинам волн или частотам. Каждой полосе поглощения соответствует полоса флуоресценции. Спектр возбуждения - это функция распределения излучаемой веществом энергии в зависимости от длины (или частоты) возбуждения. Спектры поглощения и возбуждения могут отличаться из-за различия химических и физических свойств молекул в возбужденном состоянии по сравнению с основным. Например, молекулы в возбужденном состоянии характеризуются иной геометрией и иными межатомными расстояниями (а значит, и другими дипольными моментами).

Зависимость параметров люминесценции молекул и ионов от свойств матрицы, рассматривавшееся ранее как помеха к внедрению люминесцентного анализа, стало в последнее время активно использоваться при создании высокочувствительных люминесцентных зондов. Показателен пример полимеразной цепной реакции (ПЦР) с изменением спектра люминесценции зонда за счет изменения условий переноса энергии при определении искомой ДНК. Это же свойство в некоторых случаях позволяет повысить селективность анализа за счет подбора условий (температура, растворитель, структура ближайшего окружения), оптимальных для индивидуального объекта. Так,

например, собственная люминесценция свинца регистрируется в галоидных комплексах при низких температурах, а люминесценция актиноидов - в низкомолекулярных комплексах.

Применимость к разнообразным объектам, высокая чувствительность и селективность методов люминесцентного анализа сочетаются с возможностью реализации их на относительно недорогой и компактной аппаратуре.

В работе [117] были исследованы спектры вторичного излучения проб воды, водных растворов некоторых органических соединений и взвесей микроорганизмов при ультрафиолетовом лазерном возбуждении. Авторами был использован разработанный в последние годы лазер на парах меди, характеризующийся сравнительно высоким коэффициентом полезного действия [118]. Схема экспериментальной установки, использованной в данных исследованиях, приводятся на рис.13.3.

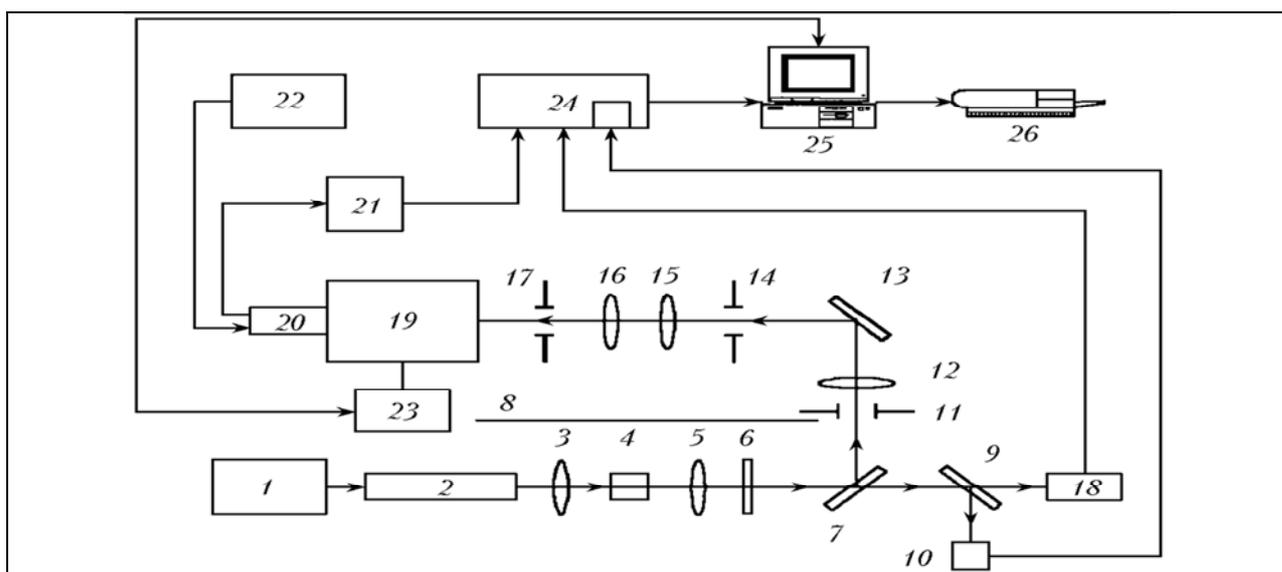


Рис. 13.3. Блок-схема экспериментальной установки для наблюдения вторичного излучения в водных растворах ароматических соединений: 1 – блок питания лазера; 2 – активный элемент лазера; 3, 5, 12, 15, 16 – кварцевые линзы; 4 – нелинейно-оптический кристалл; 6, 7, 9 – диэлектрические зеркала; 8 – экран; 10 – блок формирования строб-импульса; 11, 14, 17 - диафрагмы; 13 – кювета с исследуемым веществом; 18 – фотодиод; 19 – монохроматор; 20 – фотоумножитель; 21 – усилитель; 22 – блок питания ФЭУ; 23 – шаговый двигатель; 24 – система регистрации; 25 – компьютер; 26 – принтер.

Для исследования спектров КР воды авторами работы [117] были подготовлены различные пробы, полученные путем очистки исходной воды с помощью фильтрующих систем, разработанных к настоящему времени промышленностью. Применение метода задержки в системе регистрации вторичного излучения позволило отделить сигнал флуоресценции от сигнала комбинационного рассеяния, синхронного с импульсом возбуждения. Для сравнения эффективности различных коммерческих фильтров были проанализированы спектры ФЛ проб воды, прошедших очистку с помощью этих фильтров. Рис. 13.4 иллюстрирует результаты анализа спектров ФЛ таких проб воды для различных фильтров. На этом рисунке слева присутствует возбуждающая линия ($\lambda = 255,3$ нм); затем виден резкий пик (показан стрелкой), соответствующий КР в воде на полносимметричном колебании $\nu_1 = 3450$ см⁻¹; при больших значениях длин волн проявляются полосы ФЛ, обусловленные присутствием ароматических хромофоров в пробах воды. Как видно из этого рисунка, кривая 1 (фильтр «Аквафор Модерн») соответствует наименьшей концентрации ароматических компонентов. Для проведения количественного анализа были приготовлены образцы с различным содержанием ароматического компонента – флуорена.

На рис. 13.5 приводится сопоставление спектров ФЛ пробы воды, прошедшей через фильтр «Аквафор Модерн» (кривая 4), водного раствора флуорена с концентрацией 1 мкг/л (кривая 5) и других проб воды (кривые 1, 2, 3), взятых из природных источников. Из этого рисунка следует, что концентрация ароматических компонентов в пробе, соответствующей кривой 4, находится на предельно низком уровне – 1 нг/л. Для пробы 1 уровень концентрации превышает ПДК (1 мкг/л). В пробах 2, 3 концентрация ароматических компонентов ниже уровня ПДК.

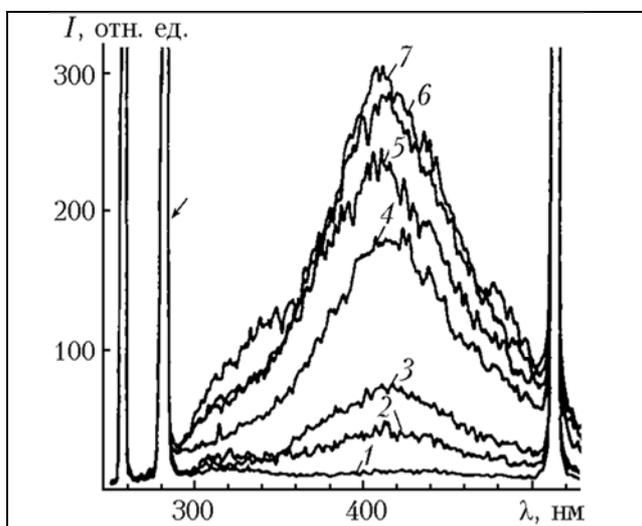


Рис. 13.4. Спектры КР и ФЛ различных проб воды: 1 – «Аквафор Модерн», 2 – «Барьер», 3 – «Спринг», 4 – «Парагон», 5 – «Бриз», 6 – «Гейзер», 7 – исходная вода из водопроводной сети г. Москвы. Стрелка соответствует положению линии КР валентного колебания ν_1 (A1) молекулы воды [117].

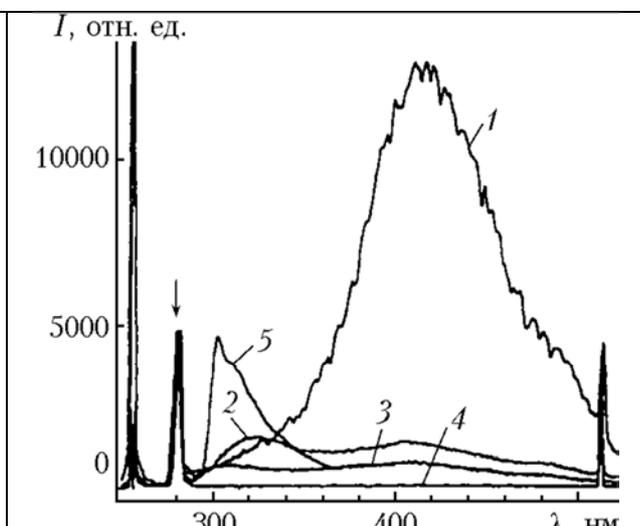


Рис. 13.5. Спектры КР и ФЛ водных проб: 1, 2 – вода из водопроводной сети г. Москвы, 3 – «чистая» вода из Подмоскovie, 4 – вода, очищенная с помощью фильтра «Аквафор Модерн», 5 – водный раствор флуорена с концентрацией 1 мкг/л. Возбуждение линией 255,3 нм. Стрелка показывает положение линии КР полносимметричного колебания ν_1 (A1) молекулы воды [117].

Присутствие межмолекулярных мод либрационного и трансляционного типа в спектрах КР чистой воды свидетельствует об образовании квазикристаллической сетки молекулярных кластеров, т.е. характеризует степень структурированности воды. Структурированность воды является важным фактором, связанным с эффективностью усвоения воды клетками живых организмов. Интенсивность низкочастотных полос КР, обусловленных межмолекулярными кластерными колебаниями, может служить дополнительным критерием качества воды. Анализ вида спектров КР воды в низкочастотной области позволяет оценить степень структурирования воды, связанную с ее вкусовыми качествами и эффективностью усвоения организмами. Разработанная методика позволяет также установить присутствие в пробах тяжелой воды.

В работе [119] приводятся первые результаты исследования, направленного на создание лазерного метода определения парциальных концентраций уранила и его комплексов в водных средах. Этот метод может использоваться для оперативного прогноза экологически опасных явлений, связанных с добычей урана.

Образующаяся в результате добычи урана смесь представляет из себя сильнорассеивающую мутную яркоокрашенную среду. Применение стандартной схемы зондирования здесь невозможно. Для решения этой проблемы авторами работы [119] нами был применен алюминат-неодимовый лазер с длиной волны 447 нм (третья гармоника его основной частоты). Данная длина волны попадает в полосу поглощения

урана в видимой области и лучше проходит через окрашенную среду. Для оптимального светосбора использовался приемо-передающий оптоволоконный зонд. С помощью этой техники удалось зарегистрировать сигналы флуоресценции при разных задержках строга приёмника, соответствующих разным формам.

В работе [119] был предложен и реализован алгоритм определения парциальных вкладов различных форм урана в их смеси в водной среде, что открывает возможность создания флуоресцентного онлайн сенсора для контроля технологического процесса добычи урана и экологического мониторинга водоёмов, подверженных риску загрязнения урансодержащими примесями.

13.4. Загрязнение морских вод

Нельзя не отметить всё увеличивающееся негативное воздействие хозяйственной деятельности на окружающую среду. Морские воды загрязняются в результате захоронения различных отходов, выброса мусора и нечистот с кораблей, к сожалению, частых аварий. В Тихий океан ежегодно сбрасывается около 9 млн. тонн отходов, в воды Атлантики - свыше 30 млн. тонн. Океаны и моря загрязняются такими вредными для них веществами, как нефть, тяжелые металлы, пестициды, радиоизотопы. В марте 1995 года в Калифорнийском заливе было обнаружены трупы 324 дельфинов и 8 китов. По мнению специалистов, главной причиной трагедии стало воздействие именно этих веществ. Газообразные токсические вещества, как окись углерода, двуокись серы, поступают в морскую воду из атмосферы. По подсчетам Калифорнийского технологического института, в Мировой океан с дождями ежегодно осаждается 50 тыс. тонн свинца, попадающего в воздух с выхлопными газами автомобилей. В городах близ береговой линии в морской воде нередко обнаруживается патогенная микрофлора. Степень загрязненности постоянно растет. Способности воды к самоочищению порой оказывается недостаточной, чтобы справиться с постоянно увеличивающимся количеством сбрасываемых отходов. Под влиянием течений загрязнения перемешиваются и очень быстро распространяются, оказывая вредное воздействие на зоны, богатые животными и растительностью, нанося серьезный ущерб состоянию морских экосистем.

К числу наиболее вредных химических загрязнений относятся нефть и нефтепродукты. Ежегодно в океан попадает более 10 млн. т нефти. Загрязняют поверхность танкеры, утечка сырья при бурении. После взрыва на нефтедобывающей платформе Бритиш Петролеум (BP), который произошел 20 апреля 2010 года, ежедневно в воды Мексиканского залива продолжало выливаться около 800 тысяч литров нефти в течение нескольких месяцев. Обеспокоенность общественности нефтяным загрязнением обусловлено неуклонным ростом экономических потерь в рыболовстве, туризме и других сферах деятельности. Только 1 тонна нефти способна покрыть 12 км² поверхности моря. В моря и океаны через реки, непосредственно с суши, а также с судов и барж попадают жидкие и твердые бытовые отходы. Кроме растворенных веществ, сточные воды несут взвеси, которые могут быть как активными, так и пассивными примесями (то есть иметь плотность, близкую к воде, двигаться вместе с ее частицами, всплывать или осаждаться и т.д.) [120]. Присутствие взвесей в воде вызывает изменение оптических свойств, а также температуры воды. Часть этих загрязнений оседает в прибрежной зоне, а часть под влиянием морских течений и ветра рассеивается в разных направлениях. Бытовые отбросы очень опасны, так как являются переносчиками болезни человека: брюшного тифа, дизентерии, холеры. Они также содержат значительное количество кислородопоглощающих веществ.

Твердые бытовые отбросы являются причиной аварий в судоходстве, опутывая гребные винты судов, засоряя трубопроводы систем охлаждения двигателей. Известны случаи гибели крупных морских млекопитающих из-за механической закупорки легких кусками синтетической упаковки.

В море нефтяное загрязнение имеет различные формы. Оно может тонкой пленкой покрывать поверхность воды, а при разливах толщина нефтяного покрытия вначале может составлять несколько сантиметров. С течением времени образуется эмульсия нефти в воде или воды в нефти. Позже возникают комочки тяжелой фракции нефти, нефтяные агрегаты которые способны долго плавать на поверхности моря. К плавающим комочкам мазута прикрепляются разные мелкие животные, которыми охотно питаются рыбы и усатые киты. Вместе с ними они заглатывают и нефть. Одни рыбы от этого гибнут, другие насквозь пропитываются нефтью и становятся непригодны для употребления в пищу из-за неприятного запаха и вкуса.

Все компоненты нефти токсичны для морских организмов. Нефть влияет на структуру сообщества морских животных. При нефтяном загрязнении изменяется соотношение видов и уменьшается их разнообразие. Так, обильно развиваются микроорганизмы, питающиеся нефтяными углеводородами, а биомасса стих микроорганизмов ядовита для многих морских обитателей. Доказано, что очень опасно длительное хроническое воздействие даже небольших концентраций нефти. При этом постепенно падает первичная биологическая продуктивность моря. У нефти есть еще одно неприятное побочное свойство. Ее углеводороды способны растворять в себе ряд других загрязняющих веществ, таких, как пестициды, тяжелые металлы, которые вместе с нефтью концентрируются в приповерхностном слое и еще более отравляют его. Ароматическая фракция нефти содержит вещества мутагенной и канцерогенной природы, например бензопирен. Сейчас получены многочисленные доказательства наличия мутагенных эффектов загрязненной морской среды. Бензопирен активно циркулирует по морским пищевым цепочкам и попадает в пищу людей.

Однако последствия загрязнения опасны, прежде всего, для всех живых обитателей морей и океанов. Эти последствия разнообразны. Первичные критические нарушения в функционировании живых организмов под действием загрязняющих веществ возникают на уровне биологических эффектов: после изменения химического состава клеток нарушаются процессы дыхания, роста и размножения организмов, возможны мутации и канцерогенез; нарушаются движение и ориентация в морской среде. Морфологические изменения нередко проявляются в виде разнообразных патологий внутренних органов: изменений размеров, развития уродливых форм. Особенно часто эти явления регистрируются при хроническом загрязнении. Все это отражается на состоянии отдельных популяций, на их взаимоотношениях. Таким образом, возникают экологические последствия загрязнения.

Не меньше чем нефть опасно загрязнение тяжелыми металлами. Французские исследователи установили, что дно Атлантического океана загрязнено попадающим с суши свинцом на расстоянии 160 км от берега и на глубине до 1610 м. Более высокая концентрация свинца в верхнем слое донных отложений, чем в более глубоких слоях, свидетельствуют о том, что это следствие человеческой деятельности, а не природных процессов.

Еще одним губителем океана являются пестициды. Их мировое производство достигает 200 тыс. тонн в год. Относительная химическая устойчивость, а также характер распространения способствовали их поступлению в моря в больших объемах. Постоянное накопление в воде хлорорганических веществ представляет серьезную угрозу для жизни людей. Пестициды обнаружены в различных районах Балтийского, Северного, Ирландского морей, в Бискайском заливе, у западного побережья Англии, Исландии, Португалии, Испании. На основании анализа снежного покрова Антарктиды было определено, что на поверхности этого, весьма удаленного материка осело около 2300 тонн пестицидов, хотя они там никогда не применялись.

Загрязнение Мирового океана приводит к постепенному снижению первичной биологической продукции. По оценкам ученых, она сократилась к настоящему времени на 10%. Соответственно этому снижается и ежегодный прирост других обитателей моря.

13.5. Лидарные методы обнаружения загрязнения Мирового океана

Актуальнейшим вопросом гидроэкологии является борьба с загрязнением Мирового океана методами дистанционного обнаружения и оконтуривания пятен нефти и нефтепродуктов на поверхности акваторий. В настоящее время разработаны радиофизические методы для решения указанной задачи, основанные на принципе различия контрастности оптических, тепловых и радиоактивных свойств гидроповерхности "чистой" воды и загрязненной нефтью и нефтепродуктами. Созданные методы, помимо высокой оперативности, позволяют выявлять и оконтуривать загрязнения вскоре после разлива нефти, когда еще при малых затратах реально осуществить очистку акватории.

При разливе нефти, как показывают исследования, на поверхности акватории образуется нефтяной слой толщиной несколько сантиметров (2-6 см), который затем в течение нескольких часов расплывается на значительную площадь (литр нефти на 1 гектар), при этом толщина пленки достигает 0,1-0,01 мм. Через несколько суток толщина пленки уменьшается до молекулярного слоя и при этом часть нефти эмульгирует и находится в толще воды в виде включений [121].

Образовавшийся нефтяной слой изменяет условия термодинамического равновесия и приводит к возникновению температурной аномалии - температурному контрасту между чистой водой и водой, загрязненной нефтепродуктами. Эта аномалия обусловлена [32]:

- 1) уменьшением скорости испарения с поверхности воды из-за подавления нефтяной пленкой высокочастотных водяных волн;
- 2) изменением излучательной способности загрязненной поверхности воды из-за более высокого коэффициента отражения нефтепродуктов;
- 3) более низкой теплопроводностью нефти и нефтепродуктов (в 3-6 раз) и теплоемкостью (1,5-2,5 раза) по сравнению с "чистой" водой.

Оптические свойства чистой воды также существенно отличаются от свойств воды, загрязненной нефтепродуктами. Для чистой воды в океане длина волны максимально рассеянного света в видимой области спектра равна 470 нм, коэффициент преломления $n \sim 1,3$, угол Брюстера 53° .

В загрязненной нефтепродуктами воде за счет электронных переходов легкие фракции нефти, присутствующие в нефтяных пленках на поверхности воды и поглощающие излучение в области ~ 300 нм, могут давать люминесценцию в диапазоне 360-460 нм; более тяжелые фракции поглощают в области ~ 370 нм и люминесцируют ~ 520 нм. В инфракрасной области коэффициент преломления нефти больше, чем у воды, что обуславливает более высокие коэффициенты отражения от нефтяных пленок. Существенно отличаются и поляризационные характеристики.

Естественная радиоактивность нефти, обусловленная главным образом гамма-излучением урана и радия, значительно выше естественной радиоактивности морской воды. Контраст (отношение концентраций радиоактивных элементов в нефти к воде) колеблется в пределах для урана 0,5-10, для радия - 1-100, что обуславливает возможности выявления нефтяных загрязнений, используя собственное гамма-излучение нефтяных пленок и загрязненных акваторий.

Согласно существующим методам дистанционного обнаружения нефтяных (и не только нефтяных) загрязнений их подразделяют на три типа: пассивные, полуактивные и активные. Пассивные методы основаны на регистрации теплового излучения (ИК и СВЧ) и естественного гамма-излучения; полуактивные методы основаны на облучении естественными (Солнце, Луна) и искусственными источниками электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне и в анализе сопоставления изменения спектрального состава принятого сигнала загрязненных и незагрязненных участков поверхности акватории; при использовании активных методов исследуемая водная поверхность облучается источниками излучения заданного спектрального состава

(лазером) с регистрацией или отраженного излучения, или флуоресценции, или комбинационного рассеяния.

При измерении отраженного излучения можно зафиксировать сырую нефть и тяжелые нефтепродукты, прозрачные нефтепродукты фиксируются несколько сложнее. Максимальный контраст нефть-вода наблюдается при толщинах пленки до 1 мкм. Метод отражения на мелководье существенно осложняется из-за ухудшения соотношения сигнал/шум в результате роста фона от песка и ракушечника.

Метод регистрации собственного теплового излучения микроволновым радиометром позволяет определять толщину пленок d (при $d > 100$ мкм) путем измерения двух или более частот и может применяться в любое время суток и при любых погодных условиях. Основное ограничение связано с влиянием волнения моря.

Использование активной радиолокации для обнаружения нефтяных загрязнений основано на эффекте изменения рассеянного сигнала нефтяной пленкой по сравнению с чистой водой. Существенное ограничение применению этого метода создают сильные ветры (скорость не более 5-8 м/с), при которых характер волнения не определяется наличием на поверхности воды нефтепродуктов.

Методика на базе отраженного лазерного излучения является весьма перспективной, поскольку, как показали исследования [122], при использовании CO_2 -лазера, генерирующего на длине волны 10,6 мкм, контраст в отражательной способности воды, покрытой пленкой нефтепродуктов толщиной менее 30-40 мкм, и чистой водой составляет 4,7-4,9. Соленость морской воды и изменение температуры поверхности в интервале 10-50°C практически не влияет на отражательную способность пленки, более того пена и волнение моря в пределах 5-6 баллов также не влияют на контраст.

Обнаружение нефтяных загрязнений можно осуществлять и с помощью He-Ne-лазера на длине волны $\lambda = 633$ нм, лазера на $GaAs$ ($\lambda = 900$ нм), лазера на рубине ($\lambda = 690$ нм) и неодиме ($\lambda = 1,06$ мкм). Однако для этих длин волн контраст меньше (~2). Эксперименты проводились, в частности, на пленках дизельного топлива и автотоплива на спокойной и взволнованной морской поверхности в различное время суток. Установлено, что пленки дизельного топлива увеличивают отражательную способность на длине волны $\lambda \sim 900$ нм в зависимости от толщины пленки и состояния поверхности акватории. Для $d \sim 0,07-0,1$ мм и поверхности с рябью 3-5 см отражательная способность η (по отношению к отражательной способности чистой воды) равна $\sim 3,5-4$; при $d \sim 0,2$ мм $\eta \sim 1$; при $d > 0,7$ мм остается практически постоянной - $\eta \sim 2,5$.

На спокойной морской поверхности при толщине пленки $d < 0,1$ мм $\eta \approx 5-7$, с увеличением толщины значение η падает и, начиная с $d \sim 0,15$ мм, становится ниже, чем для чистой воды. Для автотоплива при $d = 0,05-0,12$ мм на взволнованной поверхности $\eta \sim 2-3$, с ростом толщины падает, но остается больше единицы. Для спокойной водной поверхности при $d \sim 0,2$ мм, $\eta \sim 7,5$.

Согласно экспериментальным данным наибольший контраст яркостей нефтяная пленка-вода имеет место в спектральных областях 700-800 нм, 1 мкм и 10 мкм, причем в области 10 мкм величина контраста максимальна. Поэтому следует ориентироваться при проектировании аппаратуры по методике отражения на CO_2 -лазер ($\lambda = 10,6$ мкм).

При учете ослабления лазерного излучения в атмосфере и волнения моря имеет место следующее соотношение для расчетной высоты над уровнем моря, на которой возможно дистанционное обнаружение нефтяных пленок методом отражения:

$$P = P_0 \frac{S_0}{h^2} q \cos^3 \theta \quad (13.14)$$

где P - мощность сигнала, приходящего на приемную антенну, P_0 - мощность излучения лазера, S_0 - площадь антенны, $q = r T^2$ - геофизический фактор (r - коэффициент яркости

моря, T - функция пропускания атмосферы), h - высота точки измерения над уровнем моря, θ - угол визирования. Условие наблюдения сигнала на высоте h определяется соотношением $h/P > Q$, где Q - пороговая чувствительность системы.

Коэффициент отражения от пленки R_n зависит от ее средней толщины \bar{d} , показателя преломления n , поглощения A нефти (нефтепродукта) и от длины волны λ зондирующего излучения. Установлено, что независимо от параметров распределения пленки по толщине сохраняется зависимость:

$$R_{\text{отн}} = \frac{R_n}{R_e} \quad (13.15)$$

где R_e - коэффициент отражения от воды [122].

Для $\lambda \sim 10$ мкм этот интервал соответствует толщинам пленок 0,1 мкм. Используя зависимость $R_{\text{отн}} = f(d)$ можно оценивать толщину пленки.

Согласно экспериментальным результатам при постоянной скорости дрейфа пленки и отсутствии резких неоднородностей толщина пленки изменяется по закону L^{-1} , где L - расстояние от источника вдоль трассы. По такому же закону изменяется мощность и отраженного сигнала, согласно эксперименту это имеет место при $L \sim 600$ м от источника. В максимуме сигнала $R_{\text{отн}} = 50$, это соответствует $d \sim 2$ км. Таким образом, можно оценивать толщину пленки по всей поверхности загрязнения.

В качестве демонстрации в табл. 13.1 приведены расчетные значения высот, с которых производится локация пятна на примере CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) при следующих параметрах: $P_0 = 2$ Вт, $Q = 10^{-6}$ Вт, $S_0 = 1200$ см² и $\eta = \frac{Q}{P} \cdot 5 \cdot 10^{-9}$.

Расчеты выполнены для двух углов визирования $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 20^\circ$.

Из табл. 13.1 следует, что при $\theta = 0^\circ$ условия регистрации выполняются для высот 200 и 500 м, а для $\theta = 20^\circ$ только для значения $h = 200$ м. Поскольку отражение от нефтяной пленки в пять раз выше, чем от чистой поверхности моря, то полученные оценки будут справедливы и в случае нефти и нефтепродуктов. Большим недостатком метода отражения является ограниченность угла приема отраженного сигнала [122].

h , км	$\theta = 0^\circ$		$\theta = 20^\circ$	
	$q \cdot 10^{-3}$	η	$q \cdot 10^{-3}$	η
1	33	$4,14 \times 10^{-9}$	5,05	$5,26 \times 10^{-10}$
0,5	53	$2,66 \times 10^{-8}$	8,30	$3,33 \times 10^{-9}$
0,2	72	$2,26 \times 10^{-7}$	11,2	$2,92 \times 10^{-8}$

Табл. 13.1. Значения расчетных высот, на которых надежно принимается нормированный сигнал отражения лазерного излучения от чистой поверхности моря при указанных геофизических факторах [122].

Огромную роль в мониторинге природных вод играют флуоресцентные методы, позволяющие *in situ* и экспрессно фиксировать количественные и качественные изменения загрязняющих веществ, находящихся в водной среде.

Задача определения флуоресцентных параметров нефтяных загрязнений осложняется неизменным присутствием в воде растворенных гуминовых веществ (ГВ) [123]. Спектр флуоресценции ГВ представляет собой широкую (порядка 100 нм на полувысоте) бесструктурную полосу и является "флуоресцентным фоном", на который накладывается спектр флуоресценции нефти и нефтепродуктов (вообще, нефтяных углеводородов – НУ). Для выделения сигнала флуоресценции НУ на фоне ГВ необходимо

располагать информацией о флуоресцентных свойствах, как нефтепродуктов, так и гуминовых веществ.

В работе [123] было проведено исследование взаимодействия растворенных в воде гуминовых веществ с наиболее распространённым классом загрязняющих веществ – нефтяными углеводородами (нефтями и нефтепродуктами) флуоресцентным методом. Результаты, полученные авторами работы [123] в экспериментах по лазерной флуориметрии, показали, что взаимодействие ГВ с ПАУ (на примере пирена) приводит к изменению фотофизических параметров ГВ. Результаты экспериментов позволили авторам сделать предположение, что молекулы ПАУ, переходя из свободного состояния в связанное, перестают флуоресцировать, но участвуют в процессах переноса энергии внутри молекулярных комплексов гуминовых веществ, что влечет за собой изменение величин фотофизических параметров ГВ.

Методов обнаружения поверхностных нефтяных загрязнений гидросферы на основе тех или иных аномалий достаточно много, что отмечалось выше. Однако ни один из этих методов не может конкурировать с люминесцентным методом, более того только методы, основанные на флуоресценции и комбинационном рассеянии, позволяют классифицировать тип нефти. Результаты исследования 29 проб сырой нефти показали, что каждую пробу можно однозначно охарактеризовать, измеряя длину волны максимума испускания, время жизни и квантовый выход флуоресценции. Более того, эффективность люминесценции вполне достаточна для того, чтобы проводить измерения с борта летательного аппарата (~0,5-1 км). Для характеристики "пятна" используются спектральные и временные (время жизни спектральных компонент) характеристики принятого сигнала.

Особо следует подчеркнуть, что метод флуоресценции является весьма эффективным для выявления сточных вод, органических природных веществ, в частности определения изменения наличия хлорофилла с высоты 100 м при использовании He-Ne-лазера с импульсной мощностью в 20 кВт. Лазерные локаторы позволяют в реальном масштабе времени определять распространения загрязняющих веществ.

Одними из уникальных космических средств для обнаружения нефтяных разливов являются радиолокаторы с синтезированной апертурой, которые формируют радиолокационные изображения поверхности моря. В настоящее время возможно использование радиолокаторов на европейских спутниках ERS-2 и Envisat и канадском Radarsat. С их помощью при любой погоде и освещенности можно получать практически мгновенную картину пространственного распределения нефтяных загрязнений и отслеживать ее трансформацию во времени (Рис. 13.4).

Использование естественных компонентов экосистемы в качестве индикаторов ее состояния является наиболее современной стратегией экологического мониторинга. Фотосинтезирующие организмы, благодаря высокой чувствительности их физиологического состояния к изменениям в окружающей среде — присутствию загрязнителей, климатическим изменениям, изменению светового режима и т. д. предоставляют большие возможности для биоиндикации [124].

В настоящее время все большее внимание привлекает возможность использования флуоресценции в качестве средства получения экспресс-информации об изменении состояния фитопланктона под действием факторов среды.

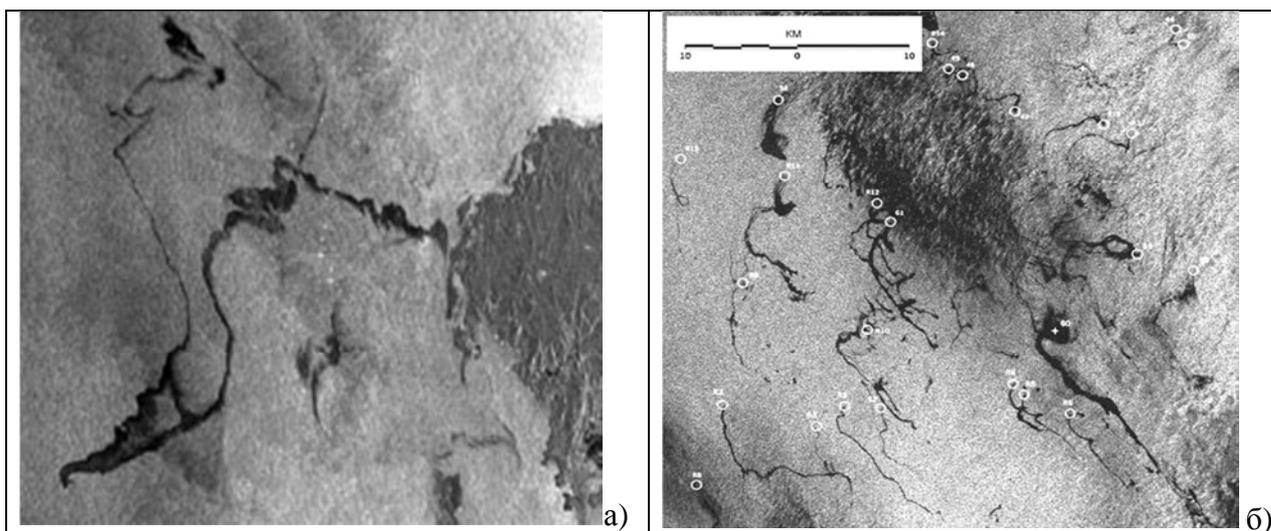


Рис. 13.4. а) радиолокационные изображения района аварии танкера «Престиж» у берегов Испании (ноябрь 2002 г.) [125]; б) Многочисленные пятна грифонного происхождения в юго-западной части Каспийского моря на радиолокационном изображении спутника ERS-1; белыми кружками показаны места всплытия/аккумуляции нефти на поверхности моря [126].

Классические методы флуоресцентной спектроскопии фотосинтезирующих организмов позволяют определять фотофизические характеристики фотосистемы в целом, в то время как методы лазерной флуориметрии [127-129] позволяют получать информацию об объекте на молекулярном уровне.

В работе [130] предлагается объединить эти два подхода, чтобы в комплексе значительно увеличить возможности флуоресцентной спектроскопии применительно к диагностике состояния фитопланктона и его использованию в качестве флуоресцентного биоиндикатора присутствия экотоксикантов в природных водах. В качестве одного из первых шагов в реализации этой идеи должно быть сравнение чувствительности биосенсоров на основе фитопланктона при использовании классических (линейных) и лазерных методов флуориметрии.

Метод нелинейной флуориметрии, используемый в работе [130], состоит в следующем. Регистрируется нелинейная зависимость числа фотонов флуоресценции N_f от плотности потока фотонов в возбуждающем излучении F . Основными эффектами, ответственными за насыщение флуоресценции, являются синглет-синглетная аннигиляция возбужденных состояний молекул хлорофилла а и динамическое обеднение их основного состояния. Эти процессы проявляются только при достаточно большой плотности потока фотонов возбуждающего излучения ($F > 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) и определяются значениями молекулярных фотофизических параметров флуорофоров и их локального окружения. В клетках фотосинтезирующих организмов скорости указанных процессов в большой мере зависят от состояния фотосинтетического аппарата. Фотофизические параметры определяют вид экспериментальной кривой насыщения и могут быть определены из нее в результате решения обратной задачи.

Малопараметрическая модель флуоресцентного отклика фитопланктона на импульсное лазерное возбуждение включает четыре обобщенных фотофизических параметра [131]:

- σ — сечение возбуждения молекул хлорофилла а, учитывающее как прямое поглощение света, так и перенос энергии со вспомогательных пигментов;
- τ — время жизни возбужденного состояния молекул хлорофилла а, учитывающее все канала дезактивации, за исключением синглет-синглетной аннигиляции;

- M_0 — максимальная скорость синглет-синглетной аннигиляции возбужденных состояний молекул хлорофилла
- Φ_0 — нормированная интенсивность флуоресценции в отсутствие эффекта насыщения.

Авторы работы [132] экспериментально определили два параметра: Φ_0 (ненасыщенный флуоресцентный параметр, пропорциональный концентрации хлорофилла a) и $A = \sigma \tau^2 \gamma n_0$ — параметр насыщения, свертку фотофизических параметров используемой модели и показали, что параметр насыщения обладает высокой чувствительностью к состоянию фотосинтетического аппарата и таксономической принадлежности исследуемой водоросли. Далее, этими же учеными был предложен алгоритм раздельного определения указанных выше фотофизических параметров молекул хлорофилла a [130], основанный на том, что вклад различных процессов, отвечающих за насыщение флуоресценции, меняется в зависимости от выбранного участка кривой насыщения (диапазона плотностей потока фотонов лазерного возбуждения F). Это позволяли при решении обратной задачи не учитывать вклады одних процессов в эффект насыщения по сравнению с другими для заданного участка кривой насыщения. При этом появилась возможность разделить четырехпараметрическую обратную задачу на две двухпараметрические, решаемые на более широком по сравнению с предыдущими реализациями диапазоне изменений F .

Поскольку измерение абсолютного числа фотонов флуоресценции N_f затруднительно, используется нормировка флуоресцентного отклика на сигнал в реперном канале N_r , который линейно зависит от мощности возбуждающего излучения, например, сигнал комбинационного рассеяния воды. Таким образом, экспериментальные результаты представляются в форме $N_r(F)/N_f(F)$.

Чувствительность метода биоиндикации с использованием указанных четырёх фотофизических параметров фитопланктона исследована в лабораторных экспериментах с микроводорослью *Chlorella rupeoidosa* в различных функциональных состояниях: для нативного образца, в присутствии гербицида диурона (DCMU) и в присутствии ионов меди Cu^{2+} . Перед экспериментом образцы проходили темновую адаптацию в течение 30 минут, использовались концентрации каждого из экотоксикантов на порядок ниже предельно допустимых.

Характерные экспериментальные кривые насыщения флуоресценции приведены на рис. 13.5 [130].

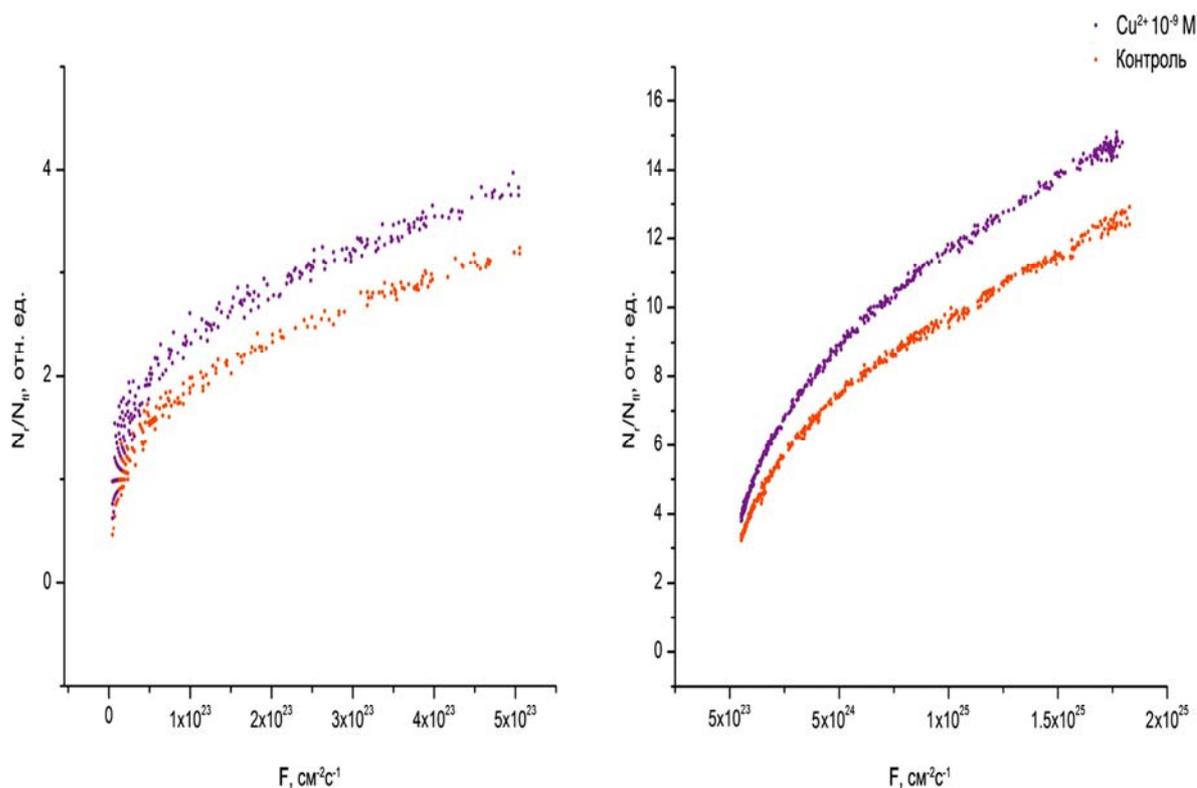


Рис. 13.5. Экспериментальные кривые для двух образцов, разделенные на два диапазона плотностей потока фотонов: $F \approx 5 \cdot 10^{21} \sim 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ и $F \approx 5 \cdot 10^{23} \sim 2 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Результаты определения фотофизических параметров из экспериментальных данных в ходе решения обратной задачи приведены в Таблице 13.1 [130].

Образец	τ , нс	σ , 10^{-16} см^2	μ_0 , 10^{12} с^{-1}
Контроль	0,18	2,2	2,6
Cu^{2+} , 10^{-9} М	0,21	2,1	1,6
DCMU, 10^{-7} М	0,46	1,8	0,8

Таблица 13.1. Экспериментально определенные значения параметров микроводоросли *Chlorella pyrenoidosa* в различных состояниях: нативный образец (контроль), в присутствии ионов меди Cu^{2+} и диурона (DCMU).

Полученные результаты показали, что фотофизические параметры молекул хлорофилла *a* зависят от физиологического состояния фитопланктона, и их изменение коррелирует с наличием различных загрязняющих веществ: присутствие ионов меди в воде, даже в столь низкой концентрации, заметно сказывается на величине скорости синглет-синглетной аннигиляции, но лишь немного меняет значения двух остальных параметров; диурон вызывает сильное изменение как времени жизни возбужденного состояния хлорофилла *a* (что является известным фактом, имеющим установившуюся трактовку), так и скорости синглет-синглетной аннигиляции [130].

Таким образом, фитопланктон является перспективным материалом в качестве флуоресцентного биосенсора для определения присутствия в воде ионов тяжелых

металлов и гербицидов в концентрациях ниже предельно допустимых, если информационными характеристиками являются молекулярные фотофизические параметры, определяемые методом лазерной флуориметрии, при этом возможна биоиндикация и в дистанционном режиме [128].

В работе [133] рассмотрена возможность лазерного зондирования поверхностного микрослоя водной среды (ПМС) и предложен вариант осуществления такого зондирования.

Используемые в настоящее время средства отбора проб воды из ПМС (в том числе и лучший из них – капиллярный пробоотборник Лапшина) не обеспечивают измерение вертикальных профилей характеристик водной среды, разрешение которых в ПМС должно, по-видимому, составлять 1 мкм и меньше. Кроме того, механический отбор пробы разрушает структуру микрослоя, «уничтожает» ценную информацию об особенностях фотофизических процессов в связанных молекулах воды и примесях, в том числе таких, которые диагностируются методами флуоресцентной спектроскопии (гуминовых веществах, водорослях, белках, нефтяных углеводородах и др. органических соединениях).

Поэтому развитие техники лазерного зондирования ПМС крайне важно как для натуральных, так и для модельных исследований.

В работе [133] была проведена лазерная флуоресцентная диагностика приповерхностного слоя воды от границы раздела вода-воздух до глубины 1 см, с разрешением 1 мкм, достаточным для выявления ПМС и определения его толщины. Для одновременного получения наибольшего количества информации авторами был выбран способ регистрации, позволяющий снимать двумерное распределение интенсивности сигнала в зависимости от длины волны и от пространственной координаты протяженного объекта. Лазерный луч направлялся перпендикулярно поверхности исследуемого объема воды, объектом исследования являлся вертикальный столб жидкости, в котором возбуждается флуоресценция растворенных гуминовых веществ. При таком способе зондирования можно регистрировать одновременно спектры флуоресценции как из поверхностного микрослоя, так и из приповерхностного объема воды.

В качестве источника излучения использовался ИАГ:Nd лазер со светодиодной накачкой. После каскадного преобразования во вторую и четвертую гармоники на выходе фильтром выделялось излучение с длиной волны 266 нм. Исследуемый объем воды заливался в кварцевую кювету (рис. 13.6).

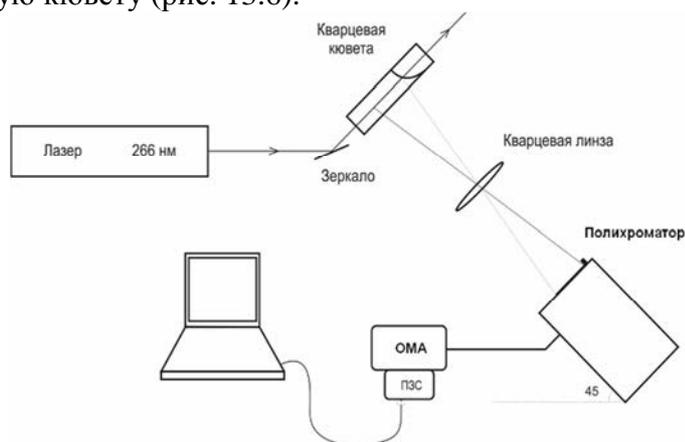


Рис. 13.6. Схема эксперимента по лазерному зондированию ПМС [133].

В качестве проб использовалась водопроводная вода, которая содержит достаточное для чувствительности метода флуоресцентной спектроскопии количество растворенных гуминовых веществ. Пробы разбавлялись в различном соотношении дистиллированной водой и помещались в исследуемую кювету.

На рис. 13.7 приведены спектры эхо-сигналов, полученных из слоев толщиной около 50 мкм, приведены спектры эхо-сигналов, полученных из слоев толщиной около 50

мкм, расположенных на разной глубинах. Спектры нормированы так, что интенсивность в максимуме полосы КР воды была одинаковой для всех спектров.

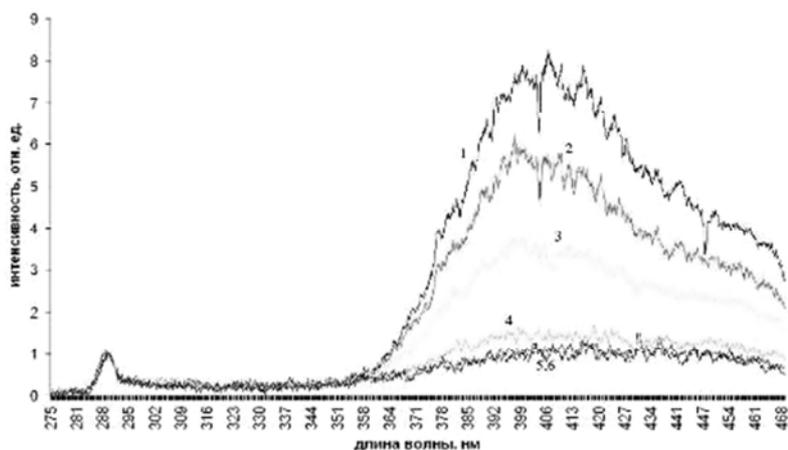


Рис. 13.7. Спектры эхо сигналов из слоев толщиной около 1 мкм из ПМС: 1 – слой на границе вода-воздух; 2 – слой на глубине 150 мкм; 3 – слой на глубине 250 мкм; 4 – слой на глубине 350 мкм; 5 – слой на глубине 450 мкм; 6 – слой на глубине 600 мкм [133].

На рис. 13.8 представлена зависимость флуоресцентного параметра Φ_0 от вертикальной координаты.

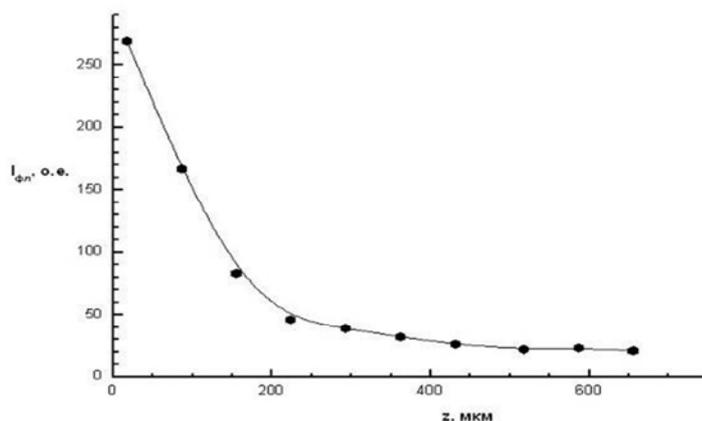


Рис. 13.8. Зависимость интенсивности флуоресценции (нормированной на интенсивность КР воды от глубины горизонта [133].

Из рис. 13.8 видно, что сигнал флуоресценции максимален на поверхности. Толщину слоя, в котором наблюдается резкое возрастание сигнала, можно оценить как 200 – 300 мкм. Результатами такого исследования могло бы быть создание основы для дистанционного лазерного зондирования ПМС в моностатической схеме (в частности, с борта судна). Зная, как меняются характеристики флуоресценции ГВ по глубине (в микронном масштабе), можно решать обратную задачу, входными данными в которой будут зарегистрированный спектр эхо-сигнала, а выходными - толщина ПМС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Матвеев А.Н., Оптика, М.: Высшая школа, 350 с., 1985.
2. Краснушкин П.Е., Яблочкин Н.А., Теория распространения сверхдлинных волн, 2-е изд. М., 1963.
3. Физическая Энциклопедия/Phys.Web.Ru
4. Доронин Ю.П., Физика океана, Л.: Гидрометиздат, 296 с., 1978.
5. Хиппель А., Диэлектрики и волны, Издательство: Иностранной литературы, 438 с., 1960.
6. Шулейкин В.В. Краткий курс физики моря. Л.: Гидрометиздат. 1959. 477 с.
7. Фонарев Г. А. Электрическое поле морских волн, «Геоманнитные исследования:», № 13, с. 39—42, 1971.
8. Городницкий А.М., Разность потенциалов между жизнью и смертью, Журнал «Химия и жизнь» (электронное издание), Выпуск, АНО ЦЕНТР "НаукаПресс", 1967.
9. Богоров В.Г., Деменицкая Р.М., Городницкий А.М., Казанский М.М., В. Конторович В.М., Литвинов Э.М., Трубяччинский Н.Н., В. Д. Федоров В.Д., О характерных причинах изменения естественного электрического поля водной толщи океана по вертикали, «Океанология:», т. 9, вып. 5, с. 767—771, 1969.
10. Бэтчелор Дж. К., Введение в динамику жидкостей, Москва, Издательство: НИЦ "РХД", 768 с., 2004 г.
11. Трайбус М. Термостатика и термодинамика, Пер. с англ. М., «Энергия:», 501 с., 1970.
12. Алексеенко С.В. Феноменологическая теория процессов переноса в сплошных средах: Учеб. пособие, Красноярск: Красноярский госуниверситет, 1988.
13. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло-массообмен, Кн. 1: Пер. с англ. - М.: Мир, 1981.
14. Бурков В.А., Кошляков М.Н., Степанов В.Н. Общие сведения о мировом океане // Океанология. Физика океана, т.1, с.11-84, М.: Наука, 1978.
15. Иванов В.А., Показеев К.В., Шрейдер А.А., Основы океанологии: Учебное пособие для вузов, СПб, Лань, 576 с., 2008 год.
16. Мамаев О. И., Г5-анализ вод Мирового океана. Л., Гидрометеиздат, 364 с., 1970.
17. Океанографические таблицы. Изд. 4-е. Л., Гидрометеиздат, 475 с., 1975.
18. Зори А.А., Коренев В.Д., Хламов М.Г., Методы, средства, системы измерения и контроля параметров водных сред. – Донецк: РИА ДонГТУ, 388 с., 2000.
19. Попов Н.И., Федоров К.Н., Орлов В.М., Морская вода, Справочное руководство, М.: Наука, 1979.
20. http://www.scor-int.org/Working_Groups/wg127.htm,
21. http://iapso.sweweb.net/_db/index.425.c.php
22. Ландсберг Г.С., Оптика. М.: Наука. 1976.
23. Брамсон М.А., Красовский Э.И., Наумов Б.В. Морская рефрактометрия. Л.: Гидрометеиздат, 240 с., 1986.
24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 719 с., 1975.
25. Монин А.С. Оптика океана. т. 1. М.: Наука. 1983.
26. Википедия, <http://ru.wikipedia.org/>
27. Иванов А.А. Введение в океанографию. М.: Мир. 1978.
28. Большая советская энциклопедия (в 30-ти томах) т.18 – 633 с., 1978
29. Ильичев В.И., Петрухин А.А. Световой фон океана. М.: Наука, 110 с., 1990.
30. Ерлов Н.Г. Оптическая океанография. М.: Мир, 280 с., 1970.
31. <http://tapemark.narod.ru/more/20.html>
32. Шифрин К.С., Копелевич О.В., Козлянинов М.В. Оптика океана. М.: Наука, 346 с., 1978.

33. Муллама Ю.А. Влияние взволнованной поверхности моря на видимость подводных объектов. – Изв. АН СССР. ФАО, т. 11, №2. 1972.
34. Иванов А.П. Физические основы гидрооптики, Москва, изд. «Наука и техника», Минск, 478 с., 1975.
35. Абросимов Д., Зеленогорский В., Крюков М., Численное моделирование изображения водной поверхности, тезисы конференции GraphiCon 99, Москва.
36. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 145 с., 1982.
37. Островский Ю.Н., Бутусов М.М., Островская Г.В. Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 338 с., 1977.
38. Маньковский В.И., Соловьев М.В., О возможности восстановления спектрального распределения показателя ослабления излучения в поверхностных водах Черного моря по измерениям на одной длине волны. Система контроля окружающей среды. Сборник науч. трудов. НАН Украины. МГИ Севастополь, 303 с., 1999.
39. Маньковский В.И., Пеньков М.Н., Бондаренко А.С. прозрачномер для морской прибрежной станции Система контроля окружающей среды. Сборник науч. трудов. НАН Украины. МГИ Севастополь, 320 с., 2004.
40. Маньковский В.И. Возможные ошибки в определении показателя ослабления света автоколлимационными прозрачномерами с трипель призмой Система контроля окружающей среды, Сборник науч. Трудов, НАН Украины, МГИ Севастополь, 1998.
41. Кукушкин А.С., Прохоренко Ю.А., Шугаев А.В., «Прозрачность вод в прибрежных и глубоководных районах черного моря», Физические проблемы экологии №16, Москва, Макс-Пресс, 2009.
42. Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука, 400 с., 1968.
43. Максудов Д.Д. Теневые методы исследования оптических систем. Серия «Проблемы новейшей физики». Л-Д, М.: ГТТИ, Выпуск XXIII, 172 с., 1934.
44. Скотников М.М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука. 160 с., 1976.
45. Наумов Б.В., Шахрай О.Г., Эйдук В.И. Об особенностях исследования турбулентности прямым теневым методом//ПМТФ. №4. с. 75-76, 1981.
46. Зеликсон Д.Л., Трохан А.М. Теневой метод фотохромного ножа и щели//ПТЭ. №6, с. 152-154, 1973.
47. Чашечкин Ю.Д., Кистович Ю.В. Геометрия и энергетика пучков внутренних волн//Доклады АН. Т. 344, №5, с. 684-686, 1995.
48. Wells C. Knife-edge controller for a schlieren system//Appl. Opt. N 7, p. 815-818 1965.
49. Козодеров В.В., Кузьмин Р.Н., «Интерпретация наблюдений земли из космоса как проблема экологической физики», Физические проблемы экологии № 14, Москва, Макс-Пресс, 2007.
50. Лазарев А. И., Николаев А. Г., Хрунов Е. В. Оптические исследования в космосе. – Л.: Гидрометеиздат, 1979.
51. Спутниковая гидрофизика. – Севастополь, Изд-во МГИ, 1980.
52. http://www.geogr.msu.ru/science/aero/acenter/int_sem7/sem7_1.htm
53. Большаков А.А., Космические методы в океанологии. – М.: Знание, 64 с., 1982.
54. Козодеров В.В., Кузьмин Р.Н. Глобальные проблемы геофизики в контексте наблюдений Земли из космоса // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. - М.: ООО "Азбука-2000", , вып.3, т. 1, с.13-21, 2006.
55. <http://bigpicture.ru/?p=10867>
56. Козодеров В.В., Кузьмин Р.Н., Топчиев А.Г. Аэрокосмический мониторинг природно-техногенной сферы // Инновации в экологии. М., изд. Группы «Эксперт» (Аналитический центр и инновационное бюро). с. 96-98, 2006.

57. Топчиев А.Г., Кондранин Т.В., Козодеров В.В. Комплексный космический и локальный мониторинг природно-техногенной сферы // Экология и промышленность России, № 11, с. 4–6, 2006.
58. http://www.zivert.ru/about/docs/trohan_book/g1.php
59. Кравцов Ю.А. Наблюдения океана из космоса при помощи микроволновых радиометров // Соросовский образовательный журнал, №7, с. 103-107, 1999.
60. Трохимовский Ю.Г. Модель радиотеплового излучения взволнованной водной поверхности // Исслед. Земли из космоса, № 1, с. 39-49, 1997.
61. http://d33.infospace.ru/d33_conf/2007_pdf/plenar/Bulatov.pdf
62. Показеев К.В., Филатов Н.Н., Гидрофизика и экология озер, том I, Гидрофизика, Москва, Физический факультет МГУ, 2002.
63. <http://smis.iki.rssi.ru/welcome.html>
64. <http://www.saa.noaa.gov/>
65. <http://www.nesdis.noaa.gov/>
66. Козодеров В.В., Кузьмин Р.Н., «Интерпретация данных многоспектральных и гиперспектральных аэрокосмических измерений для дистанционной нанодиагностики природно-техногенных объектов», Физические проблемы экологии № 15, Москва, Макс-Пресс, 2008.
67. Запевалов А.С., Показеев К.В., «Контроль состояния морской поверхности средствами лазерного зондирования», // Физические проблемы экологии № 12, Москва, Макс-Пресс, 2005.
68. Фадеев В.В. Лазерный мониторинг морских экосистем // Физические проблемы экологии № 5, Москва, Макс-Пресс, 1999.
69. Т.А. Доленко, В.В.Фадеев, Лазерная спектроскопия природных вод: задачи классификации, обратные задачи, Физические проблемы экологии № 13, Москва, Макс-Пресс, 2006.
70. M.H. Hassoun. Fundamentals of Artificial Neural Networks. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1995.
71. Dolenko T.A., Fadeev V.V., Gerdova I.V., Dolenko S.A., Reuter R. Fluorescence diagnostics of oil pollution in coastal marine waters using artificial neural networks. Applied Optics, V.41, №24, p.5155-5166, 2002.
72. Dolenko T.A., Churina I.V., Fadeev V.V., Glushkov S.M. Valence band of liquid water Raman scattering: some peculiarities and applications in the diagnostics of water media J. of Raman Spectroscopy, V. 31, №8-9, p.863-870, 2000.
73. Ю. Н. Голубчиков, Следы гигантской катастрофы в строении материков//География: Прил. к газ. "Первое сентября", № 45, с. 3-11, 2004.
74. http://oceanfromspace.org/e107_plugins/content/content.php?content.32
75. Коровин В.П., Океанологические наблюдения в прибрежной зоне моря, Учебное пособие - Санкт-Петербург: РГГМУ, 434 с., 2007.
76. http://www.wdcb.ru/ALTIM/Russian/Presentation/Isadb_ru.pdf/
77. Oceanography. An illustarting guide. Editors Summerhyers C.P., Thorpe S.A. Manson Publishing Ltd, 352 p. 1996.
78. Chashechkin Yu.D., Baydulov V.G., Kistovich A.V. Basic properties of free stratified flows // J. of Engineering Mathematics, V. 55. No. 1-4, May-August. p. 313-338, 2006.
79. Федоров К.Н. Тонкая термohалинная структура вод океана. Л-д.: Гидрометеoиздат, 184 с. 1976.
80. Schmitt R.W. Mixing in a thermohaline staircase. In J. Nihole and B. Jamart (Eds.), Small-scale turbulence and mixing in the ocean, Elsrvier, New-York, p. 435-452, 1988
81. Ekman H.W. On dead water // The Norvegian North Polar Expedition 1883-1886. Christiania, V.V. Ch. XV., 1904.
82. Mendelhall C.E., Mason M. The stratified subsidence of fine particle // Proc. of Natl. Acad. of Sci. of the USA, V.9, № 6. p. 199-207, 1923.

83. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир, 598 с., 1981.
84. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. Иностран. Лит. М., 520 с., 1949.
85. Linden P.F., Weber J.E. The formation of layers in a double diffusive system with sloping boundary. *J. Fluid Mech.*, V.81. Pt. 4. p. 757-773, 1977.
86. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде // Доклады АН.. Т. 25, № 4, с. 833-837, 1992.
87. Байдулов В.Г., Матюшин П.В., Чашечкин Ю.Д. Структура течения, индуцированного диффузией, около сферы в непрерывно стратифицированной жидкости // Доклады АН, Т. 401, № 5, с. 613-618, 2005.
88. Наливкин Д.В. Ураганы, бури и смерчи. Л.: Наука, 487 с, 1969.
89. Будников А.А., Показеев К.В., Степанова Е.В., Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д. Экспериментальное исследование вихревого течения со свободной поверхностью, индуцированного вращающимся диском в цилиндрическом контейнере//Москва: Препринт ИПМех РАН № 908, 2009.
90. <http://www.rusnovosti.ru/news/87069>
91. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, ГРФМЛ, 742 с, 1969.
92. Escudier M.P. Observations of the flow produced in a cylindrical container by a rotating endwall // *Experiments in fluids* 2, p. 189-196, 1984.
93. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе. Новосибирск, 504 с., 2003.
94. Lugt H.J. Introduction to vortex theory, Potomac Maryland: Vortex Flow Press, p. 627, 1996.
95. Lopez J.M., Perry A.D. Axisymmetric vortex breakdown. Part 3. Onset of periodic flow and chaotic advection // *J. Fluid Mech*, V. 234, p. 449, 1992.
96. Гельмгольц Г. Основы вихревой теории. М.: ИКИ, 82 с, 2002.
97. Rankine W.J.M. Miscellaneous scientific papers, London. Charles Griffin and company, p. 567, 1881.
98. Пуанкаре А. Теория вихрей. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». Ижевск, 160 с, 2000.
99. Reynolds O. On the dynamic theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion // *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, V.186. p. 123-161, 1895.
100. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В., Теоретическая гидромеханика, Ч. 1, М.: ФизМатГиз, 584 с., 1963.
101. Вилля Г. Теория вихрей. М.: КомКнига.. 264 с. ISBN 5-484-00419-5, 2006.
102. Милн-Томсон Л.М. Теоретическая гидродинамика, М.: Мир, 1964.
103. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Геометрия спиральных вихрей в однородной идеальной жидкости // Доклады АН, Т. 372, № 1, с. 46-49. 2000.
104. Чашечкин Ю.Д., Попов В.А. Цветной теневой метод // Докл. АН СССР. Т. 269, № 3, с. 1130-1133, 1981.
105. Chashechkin Y.D., Schlieren Visualization of Stratified Flow around a Cylinder, *Journal of Visualization*, V.1, No.4, p. 345-354, 1999.
106. Чашечкин Ю.Д., Васильев А.Ю., Бардаков Р.Н., Тонкая структура пучков трехмерных периодических внутренних волн, Доклады АН, Т.397, №3, с.1-4, 2004.
107. Чашечкин Ю.Д., Байдулов В.Г., Гуменник Е.В., Ильиных Ю.С., Кистович А.В., Левицкий В.В., Миткин В.В, Прохоров В.Е. «Лабораторное моделирование свободных стратифицированных течений». М.: ИПМ РАН., Препринт №683, 98 с., 2001.
108. Hu C., Li X., Pichel W.G. and Muller-Karger F.E. Detection of natural oil slicks in the NW Gulf of Mexico using MODIS imagery. *Geophysical Research Letters*, V. 36. L01604, 2009.

109. <http://oceanfromspace.org/>
110. http://envisat.esa.int/asar_oil_spill/
111. <http://forum.sea-kayak.ru/viewtopic.php?p=1378/>
112. Степанова Е.В., Т.О. Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д., «Моделирование морских разливов нефти в лабораторных условиях, Физические проблемы экологии .№ 17, Москва, Макс-Пресс, 2010 (в печати).
113. Сидоренко В.М. Молекулярная спектроскопия биологических сред, Москва Высшая школа, 191 с., 2004.
114. Беляева Т.В., Волынец Н.Ф. Аналитическая химия и физико-химические методы анализа, Санкт-Петербург, СЗТУ, Препринт № 63, 2001.
115. Буриков С.А., Доленко Т.А., Сугоняев А.В., Новые возможности диагностики морской воды методом лазерной спектроскопии комбинационного рассеяния света, Физические проблемы экологии .№ 12, Москва, Макс-Пресс, 2005.
116. Левшин Л.В., Салецкий А.М. Оптические методы исследования молекулярных систем. Ч. 1. Молекулярная спектроскопия. М.: Изд-во МГУ, 1994.
117. Горелик В.С., Козлова Г.В, Ультрафиолетовая лазерная спектроскопия водных сред, Физические проблемы экологии .№ 13, Москва, Макс-Пресс, 2006.
118. Горелик В.С., Агальцов А.М., Моро Р.А. Лазерный анализатор молекулярной структуры и состава воды, «Наука – производству», №6, с.7–12, 2000.
119. Е.А. Ширшин, В.Г. Петров, Г.С. Будилин, Б.Л. Обморошев, С.Н. Калмыков, В.В. Фадеев, «Лазерная флуориметрия уранила и его комплексов в водной среде», Физические проблемы экологии .№ 16, Москва, Макс-Пресс, 2009.
120. Иванов В.А., Показеев К.В., Совга Е.Е. Загрязнение Мирового Океана, Учебное пособие, Москва, Макс-Пресс, 164 с., 2006.
121. Козинцев В.И., Белов М.Л., Городничев В.А., Смирнова О.А., Федотов Ю.В., Хрусталева А.М. Дистанционное обнаружение нефтяных загрязнений на взволнованной морской поверхности с помощью двухспектрального метода "Оптика атмосферы и океана", том 19, вып.10, с. 865-871, 2006.
122. Коротков П.А. Состояние и перспективы КР-лидарной диагностики Квантовая электроника, вып.43. с.99-111. 2003.
123. Волков П.А., Гречищева Н.Ю., Кравцов В.А., Перминова И.В., Фадеев В.В., «Исследование взаимодействия нефтяных углеводородов и гуминовых веществ в воде методами классической и лазерной флуориметрии», Физические проблемы экологии .№ 15, Москва, Макс-Пресс, 2008.
124. S. Mishra, S. Agrawal. Effects of supplemental ultraviolet-B and cadmium on growth, antioxidants and yield of *Pisum sativum* L. *Ecotoxicology and environmental safety*, V.72(2), 2009.
125. <http://www.ekomir.crimea.ua/>
126. Williams A. and Huntley A. Oil from space - detecting the sleeping giants of the deep-water Caspian by satellite / Proc. PETEX-98 Conference, London, 1998.
127. V. Fadeev, T. Dolenko, E. Filippova, V. Chubarov. Saturation spectroscopy as a method for determining the photophysical parameters of complicated organic compounds. *Optics Communications*, V.166, p. 25-33. 1999.
128. V. Fadeev. Non-linear fluorimetry as diagnostics method for natural organic complexes. *EARSel Advances in Remote Sensing*, V. 5, p. 96-103, 1998.
129. V. Fadeev, T. Dolenko, A. Banishev, P. Litvinov, D. Maslov, E. Ostroumov. Matrix method in laser fluorimetry of organic compounds. Proc. of SPIE, Opto Ireland, Optical Sensing and Spectroscopy, V.5826, p. 44-55, 2005.
130. Т. С. Гостев, Ф. И. Кузьминов, Е.Г. Максимов, В. З. Пашенко, В. В. Фадеев, «Фитопланктон как флуоресцентный биосенсор экотоксикантов в природных водах», Физические проблемы экологии .№ 15, Москва, Макс-Пресс, 2008.

131. Д.В. Маслов, С. А. Буриков, П. Н. Литвинов. Трехпараметрическая модель формирования флуоресцентного отклика фитопланктона — шаг к созданию метода биоиндикации качества воды *in situ*. Физические проблемы экологии .№ 9, Москва, Изд. физического ф-та МГУ, 2002.
132. D. Maslov, V. Fadeev, E. Ostroumov, S. Burikov. Non-linear fluorimetry for diagnostics of the phytoplankton. *EARSeL e-Proceedings*, V. 3, № 3, p. 306-315, 2004.
133. Волков П.А., Кравцов В.А., Фадеев В.В., «Лазерная диагностика поверхностного микрослоя водных сред», Физические проблемы экологии .№ 15, Москва, Макс-Пресс, 2007.