

УДК 551.465

И.М.Левин¹

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ ОПТИЧЕСКИХ ДИСТАНЦИОННЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКЕАНА

В статье содержится обзор основных задач и направлений оптики океана. Приводятся сведения об истории гидрооптики, о первичных гидрооптических характеристиках (ПГХ), методах их измерения и о физических и эмпирических моделях, позволяющих установить связь между различными ПГХ. Рассматриваются методы решения уравнения переноса излучения, дающие количественные сведения о световых полях естественного и искусственного, в том числе импульсного, излучения в море. Особое внимание уделяется дистанционным методам исследования океана, наиболее перспективным с точки зрения практического применения. Это – определение концентрации оптически активных веществ (фитопланктона, минеральной взвеси и растворенного органического вещества) при мультиспектральном зондировании океана; восстановление глубинных профилей ПГХ и обнаружение внутренних волн с помощью океанических лидаров; индикация нефтяных загрязнений поверхности моря; видение подводных объектов и морского дна с помощью систем наблюдения, расположенных на подводных, авиа и космических носителях. Приводится простая оптическая модель океанической атмосферы, необходимая для расчета видимости при авиа и спутниковом наблюдении. Рассматривается влияние взволнованной поверхности моря на видимость подводных объектов и методы устранения искажений изображения, вызванных поверхностным волнением.

Оптические дистанционные методы исследования океана являются частью раздела гидрофизики, который обычно называют оптикой океана, или гидрооптикой. Настоящая обзорная статья ставит своей целью познакомить читателя, работающего в других областях гидрофизики, с содержанием, задачами и основными направлениями гидрооптики. Особое внимание будет уделено дистанционным методам исследования океана и внутренним водоемов, наиболее перспективным с точки зрения практического применения. В основном это относится к задачам получения информации о растворенных и взвешенных в воде веществах, определяющих биопродуктивность и экологическое состояние водоема, о морском дне и находящихся на нем объектах и о физических процессах, происходящих в толще воды. Средствами получения этой информации являются мультиспектральные фотометры, подводные и авиационные системы видения и лазерные локационные системы (лидары).

Оптика океана: основные направления исследований, история, современное состояние. Оптика океана – это наука, изучающая взаимодействие света с водой естественных водоемов (океанов, морей, рек и озер). Солнечное излучение поддерживает биологическую продуктивность моря, определяет температуру воды и делает возможным наблюдение за подводным миром. Обратное рассеяние света в воде и отражение от поверхности моря дает информацию о растворенных и взвешенных в воде веществах, турбулентных процессах и внутренних волнах, скорости приповерхностного ветра и нефтяных загрязнениях. Искусственные источники света делают возможным исследование морского дна на больших глубинах с помощью систем видения. В целом, гидрооптика помогает нам понять многие жизненные процессы, происходящие в океане, и оптимально построить средства для изучения экологического состояния океана и его природных ресурсов.

¹ Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им.П.П.Ширшова РАН (Санкт-Петербург)
© И.М.Левин, 2008

С теоретической точки зрения гидрооптика родственна астрофизике, оптике атмосферы, теории рассеяния элементарных частиц в веществе: математической основой всех этих наук является теория переноса излучения, описывающая перенос энергии в среде, поглощающей, рассеивающей и переизлучающей энергию. Основными объектами экспериментальной гидрооптики традиционно являются оптические свойства естественных вод и распространение света в море. Экспериментальная гидрооптика развивалась в тесной связи с геофизикой, биологией (особенно с проблемами фотосинтеза), экологией, техникой подводных исследований. Все эти свойства гидрооптики, ее многоплановость и разносторонность дали основание Спинрэду, редактору специального выпуска журнала «Limnology and Oceanography», посвященного гидрооптике [1], начать этот выпуск словами: «И красота, и ущербность гидрооптики состоят в том, что она есть и всегда будет эклектической наукой».

Основателем гидрооптики считают Аристотеля [2], который обратил внимание на то, что вода в море голубая и прозрачная, а в реках – желтая и мутная, и объяснил это различие влиянием взвешенных частиц. Тем не менее, гидрооптика – относительно молодая наука. Первые измерения подводного светового излучения были проведены в 1885 г. Однако до середины XX столетия экспериментальная гидрооптика развивалась медленно, главным образом из-за несовершенства измерительных приборов.

В то же время, первые фундаментальные работы по теоретической гидрооптике появились уже в 1939 г. Основателем теоретической гидрооптики справедливо считается А.А.Гершун (1903 - 1952). В его классической монографии «Световое поле» [3] впервые было введено понятие светового вектора, широко применяемое в гидрооптике. Уравнение Гершуна, связывающее поглощение в мутной среде с дивергенцией светового вектора, считается наиболее фундаментальной аксиомой теоретической гидрооптики, и, как кажется, до сих пор является наиболее цитируемой работой в области гидрооптики в мировой литературе. Более того, Гершун дал первое правильное описание распространения света в море и через взволнованную поверхность и предложил первую теорию видимости подводных объектов [4].

После Гершуна большой вклад в гидрооптическую науку внесли ученые следующего поколения: С.Дантли, Н.Ерлов, Дж.Тайлер, А.Иванов, Р.Прайзендорфер на Западе, Г.В.Розенберг, В.А.Тимофеева, М.В.Козлянинов, Г.Г.Неуймин, К.С.Шифрин в СССР.

Начиная с 1960-х г., наблюдается быстрый рост количества исследований и публикаций, как в теоретической, так и в экспериментальной гидрооптике. Причина этого – резко возросший интерес к исследованию и освоению Мирового океана и появление новых технических средств, в частности, лазеров. В 1963 г. была опубликована получившая широкую известность обзорная статья Дантли «Свет в море» [5], а с 1976 по 1994 г. вышло 14 (!) монографий по гидрооптике [6 - 19]. В 1996 и в 2004 г. были опубликованы две большие обзорные статьи «Optics, Underwater» и «Underwater Optics» в Энциклопедии по прикладной физике [20] и в Оптической Энциклопедии [21]. По-видимому, наиболее полной и не потерявшей актуальности монографией на русском языке является двухтомная коллективная монография Института океанологии им.П.П.Ширшова (ИО РАН) и Института прикладной физики (ИПФ РАН) «Оптика океана» [10].

В 1973 г. при Академии наук СССР была создана Рабочая группа по оптике океана. Эта рабочая группа организовывала регулярные конференции, называвшимися «Пленумами по оптике океана». Состоялось 11 таких пленумов – в Москве, Севастополе, Калининграде, Иркутске, Баку, Таллинне, Ялте, Батуми, Ростове и Красноярске. Пленумы собирали свыше 200 участников, которые представляли более 100 организаций, из них 16 только из Ленинграда. Наиболее крупные гидрооптические исследовательские центры: лаборатория оптики океана ИО РАН, руководитель М.В.Козлянинов, сейчас О.В.Копелевич; отдел гидрофизики ИПФ РАН, руководитель Д.М.Браво-Животовский,

сейчас Л.С.Долин; лаборатория оптики океана и атмосферы Ленинградского (Санкт-Петербургского) филиала ИО РАН (СПбФ ИО РАН), руководитель – К.С.Шифрин, сейчас И.М.Левин; отдел гидрооптики Севастопольского морского гидрофизического института (МГИ), руководитель Г.Г.Неуймин, сейчас М.Ли; лаборатория оптики светорассеивающих сред Минского института физики АН Беларуси (ИФ АНБ), руководитель А.П.Иванов; кафедра МГУ (руководитель В.В.Фадеев), 3-й филиал ГОИ (руководитель Е.А.Цветков). Представительные гидрооптические группы были в Томске, Владивостоке, Иркутске, Красноярске, Баку, Ростове, Таллинне и Архангельске.

После распада СССР в 1991 г. ситуация изменилась. Число морских экспедиций резко сократилось, часть советских гидрооптиков оказалась на Западе. Гидрооптических организаций стало гораздо меньше, хотя многие, в частности, все перечисленные выше центры, кроме 3-го филиала ГОИ, сохранились. Но одновременно ученые из бывшего СССР и их западные коллеги стали общаться, обмениваться идеями и результатами; возникли российско-американские проекты, показавшие высокую эффективность совместных исследований. Начиная с 2001 г., в России организовано и проведено четыре (три в Петербурге, одна в Нижнем Новгороде) международные конференции «Современные проблемы оптики естественных водоемов» («Current problems in Optics of Natural Waters» – ONW'2001, ONW'2003, ONW'5 и ONW'2007). В них участвовали ученые из России, Украины, Беларуси, США, Англии, Франции, Италии, Канады, Польши, Израиля, Японии, Норвегии, Мексики и Китая. Доклады, представленные на конференциях, были опубликованы в сборниках трудов [22 - 24], а избранные статьи из трех конференций – в специальном выпуске трудов SPIE [25].

Среди множества проблем и аспектов, которыми занимается гидрооптика, можно выделить четыре основных направления (рис. 1).

1. Изучение первичных гидрооптических характеристик (ПГХ).
2. Изучение распространения света в море и параметров подводного светового поля (ПСП) от естественных и искусственных источников излучения.
3. Дистанционные методы исследования океана.
4. Видение подводных объектов.

При работе систем дистанционного зондирования и видения, установленных на авиалинии или космических носителях, большое влияние оказывает океанская атмосфера. Поэтому необходимы также сведения об оптических характеристиках и закономерностях распространения света в океанской атмосфере.

Далее в статье будут рассмотрены указанные на схеме (рис. 1) основные направления гидрооптики. Более подробно будут изложены результаты исследований, отмеченных на схеме звездочкой. Эти исследования, которые мы считаем наиболее перспективными для дальнейшего изучения и освоения Мирового океана, были предметом двух работ, выполнявшихся в течение ряда последних лет.

Первая работа (российско-американская) была посвящена теории видения дна через взволнованную поверхность моря и методам восстановления концентрации оптически активных веществ (ОАВ) в океане по спектрам яркости, измеряемым мультиспектральным приемником. Она проводилась в течение 2000-2006 гг. Ее участники: ИПФ РАН, СПбФ ИО РАН, Морской институт в Сан-Диего и Мичиганский Университет. Вторая работа посвящена методам восстановления глубинных профилей ПГХ и обнаружения внутренних волн с помощью океанических лидаров. Она выполнялась в течение 2001-2006 гг. большой группой ученых, объединяющей четыре коллектива: Санкт-Петербургский научный центр РАН (СПбНЦ РАН), ИПФ РАН, СПбФ ИО РАН и ИО РАН.

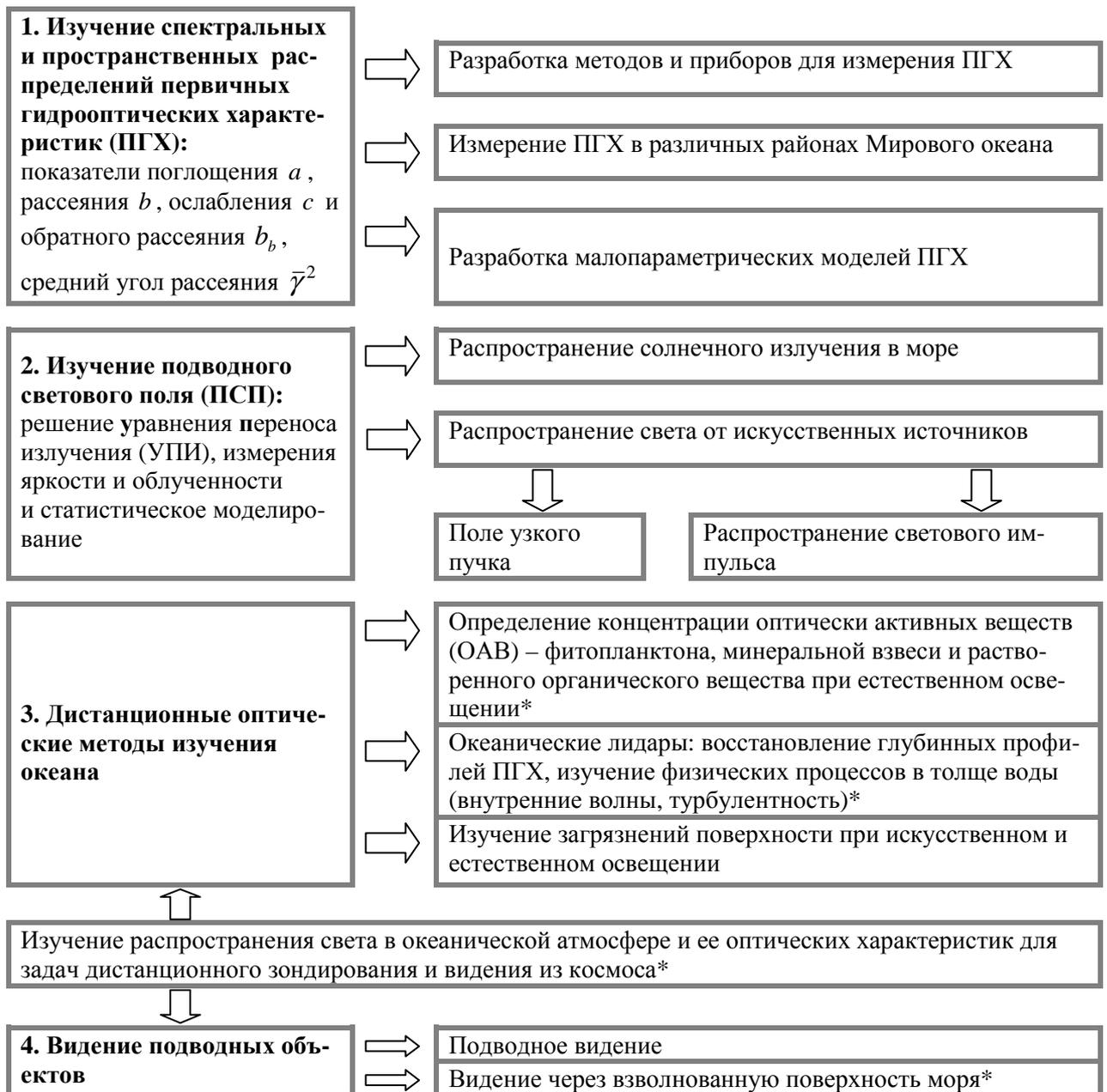


Рис. 1. Основные направления гидрооптики

Первичные гидрооптические характеристики (ПГХ)

Определения. ПГХ являются первичными в том смысле, что их величина для каждой длины волны зависит только от содержащихся в воде веществ и не зависит от условий освещения. ПГХ – это основа гидрооптики. Их знание необходимо при решении всех гидрооптических задач. При этом необходимо и достаточно знать три характеристики: два числа – показатели поглощения (a) и рассеяния (b) и одну функцию – индикатрису рассеяния ($x(\gamma)$).

Показатели поглощения и рассеяния определяются из дифференциальной формы закона Бугера:

$$dP_a = -aPdl, \quad dP_b = -bPdl, \quad (1)$$

где dP_a и dP_b - уменьшение светового потока P , проходящего элемент объема среды длиной dl , из-за поглощения и рассеяния соответственно. Индикатриса рассеяния $x(\gamma)$

описывает относительную интенсивность рассеяния в зависимости от угла γ между направлениями падения света на элементарный объем среды и рассеяния этим объемом.

Кроме трех основных ПГХ, используются производные от них – показатель ослабления $c = a + b$ и вероятность выживания фотона $\omega = b/c$. Кроме того, часто достаточно знать не всю индикатрису, а только некоторые ее интегральные параметры. Это, в первую очередь, показатель рассеяния назад b_b или вероятность рассеяния назад (доля света, рассеянного в заднюю полусферу в элементарном акте рассеяния) $\tilde{b}_b = b_b/b$.

Показатель b_b (или \tilde{b}_b) играет важную роль в задачах дистанционного зондирования и видения, так как свет, рассеянный в заднюю полусферу, определяет полезный сигнал в случае дистанционного зондирования толщи воды и паразитный сигнал помехи в системах видения.

Кроме b_b и \tilde{b}_b , при расчете светового поля в воде используются и другие интегральные характеристики индикатрисы – средний косинус, средний угол рассеяния, средний квадрат угла малоуглового (до 45°) рассеяния $\langle \gamma^2 \rangle$, эффективные показатели поглощения $a_1 = a + 2b_b$ и рассеяния $b_1 = b - 2b_b$, коэффициент угловой диффузии $d = b_1 / \langle \gamma^2 \rangle$.

Основные задачи рассматриваемого направления гидрооптики: разработка методов и приборов для измерения ПГХ; изучение пространственных, глубинных и спектральных распределений ПГХ в естественных водоемах; исследование связи ПГХ с концентрациями растворенных и взвешенных в воде веществ; создание малопараметрических моделей морской воды. Кратко остановимся на основных аспектах этих задач.

Методы измерения ПГХ. Несмотря на многочисленные измерения ПГХ в морских экспедициях, стандартных приборов для их измерения не существует. Наиболее распространены приборы для измерения показателя ослабления – прозрачномеры. Различные схемы прозрачномеров описаны в монографии [10]. Принцип измерения показателя ослабления c , казалось бы, прост – он определяется на основе интегральной формы закона Бугера:

$$P = P_0 \exp(-cl), \quad (2)$$

где P_0 и P – мощности излучения, упавшего на слой воды толщиной l и прошедшего через этот слой без поглощения и рассеяния, которая следует из дифференциального уравнения (1) и справедлива, когда $l \leq c^{-1}$. Тем не менее обеспечить высокую точность определения c достаточно трудно из-за погрешностей измерения сигналов P и P_0 .

Индикатриса рассеяния обычно измеряется с помощью приемника с узким углом зрения, вращающегося вокруг малого рассеивающего объема.

Показатели рассеяния b и обратного рассеяния b_b могут определяться интегрированием излучения, рассеянного под разными углами [там же]. Более простой метод измерения b в прибрежных водах предложен и реализован в виде погружаемого двулучевого фотометра «Гурбидо» [26, 27]. Наиболее точный прибор для измерения b предложен Л.С.Долиным [28].

Показатель поглощения a измеряют с помощью интегрирующей сферы [29] или зеркальной цилиндрической полости, как в американском приборе АС-9 [30]. Показатель поглощения может быть определен также из измерений подводного тела яркости [31] или ослабления подводной облученности сверху и снизу [32] при естественном освещении.

Изучение ПГХ в естественных водоемах. Наибольший вклад в изучение ПГХ реальных вод внесла лаборатория оптики океана ИО РАН. Коллективом лаборатории под руководством О.В.Копелевича в многолетних морских экспедициях собран огромный материал по пространственным, глубинным и спектральным распределениям ПГХ в различных районах Мирового океана [10]. Дополняют эти данные результаты измерений ПГХ,

особенно в Черном море, выполненных МГИ (Г.Г.Неуймин) и Южным отделением ИО РАН (В.П.Николаев).

Больше всего данных по наиболее легко измеряемому показателю ослабления c и глубине видимости диска Секки z_d (называемой также относительной прозрачностью). Величина z_d не является, строго говоря, ПГХ, поскольку она зависит от условий освещения. Но эта зависимость относительно слабая, поэтому z_d относят к так называемым квазипервичным характеристикам. Ниже будет показано, как по z_d можно приближенно определить показатель ослабления c . Простота измерения z_d , не требующая ничего, кроме размеченного фала и белого диска диаметром 300 мм, определила наибольшее количество данных о распределении z_b в Мировом океане, представленных в картах и атласах [10, 33, 34]. В открытом океане в основном z_d равно 15 - 35 м (максимальная величина $z_d = 62$ м зарегистрирована в Саргассовом море), в прибрежных водах – 3 - 7 м.

Показатель рассеяния $b = 0.1 - 0.2 \text{ м}^{-1}$ в поверхностных слоях океана и $0.05 - 0.1 \text{ м}^{-1}$ в глубинных. На больших глубинах в самых чистых водах величина b может быть и меньше, в прибрежных водах может повышаться до $2 - 3 \text{ м}^{-1}$ [10], а в очень мутных водах заливов и рек – до $10 - 12 \text{ м}^{-1}$ [35]. Показатель рассеяния мало меняется по спектру, медленно увеличиваясь с уменьшением длины волны.

Показатель поглощения, наоборот, имеет резко селективный спектральный характер, определяемый спектрами поглощения составляющих морской воды. Минимальные значения $a = 0.005 - 0.01 \text{ м}^{-1}$ встречаются в области длин волн $\lambda = 420 - 490 \text{ нм}$ в чистых водах на больших глубинах, $a = 0.01 - 0.04 \text{ м}^{-1}$ при $\lambda = 510 \text{ нм}$ в поверхностных водах открытого океана, $a = 0.04 - 0.07 \text{ м}^{-1}$ при $\lambda = 550 \text{ нм}$ в прибрежных водах, и $a = 0.15 - 0.25 \text{ м}^{-1}$ в мутных водах (Балтийское море).

В результате суммарного действия поглощения и рассеяния показатель ослабления c в видимой области спектра имеет минимум при длине волны 490 нм для самых чистых вод, 500 - 550 нм для промежуточных и 560 - 570 нм для мутных ($z_d = 1 - 3 \text{ м}^{-1}$). В коротковолновой области спектра величина c возрастает в основном за счет увеличения поглощения хлорофиллом и растворенной органикой, в длинноволновой – за счет поглощения «чистой морской водой». (Под этим термином понимается вода, содержащая растворенные соли, но лишенная минеральной и органической взвеси и растворенных органических веществ). Для подавляющего большинства природных вод максимум пропускания (минимальная величина c) соответствует спектральной области 500-550 нм. Именно в этой области излучают искусственные источники света, в частности, лазеры, используемые в системах локации (лидары) и видения.

Индикатриса рассеяния в естественных водах сильно вытянута вперед. Более 95 % света рассеивается в переднюю полусферу (на углы $\gamma = 0-90^\circ$), а $x(1^\circ) / x(90^\circ) = 104 - 105$. Индикатриса в задней полусфере примерно изотропна.

Кроме поглощения и рассеяния (без изменения длины волны), в природных водах присутствует комбинационное (Рамановское) рассеяние, флуоресценция растворенного органического вещества и биолюминесценция, излучаемая бактериями и фитопланктоном. Флуоресценции в океане посвящена монография [15].

Малопараметрические модели ПГХ. Малопараметрические модели ПГХ, как мы увидим в дальнейшем, играют важную роль в задачах дистанционного зондирования и видения. Различаются два типа моделей: физические (структурные) модели и эмпирические (корреляционные) модели.

Физические модели ПГХ. Физические модели выражают ПГХ через концентрации оптически активных веществ (ОАВ), взвешенных и растворенных в морской воде. Основ-

ные ОАВ, дающие наибольший вклад в ПГХ, это чистая морская вода с растворенными в ней солями, пигменты фитопланктона, минеральная взвесь и растворенная органика (главным образом, так называемое желтое вещество). Концентрация пигментов фитопланктона $C < 0.1 \text{ мг}\cdot\text{м}^{-3}$ в чистых океанских (олиготрофных) водах, $C = 0.1 - 1 \text{ мг}\cdot\text{м}^{-3}$ в промежуточных (мезотрофных) водах, и $C > 1 \text{ мг}\cdot\text{м}^{-3}$ в продуктивных (эвтрофных) водах. Концентрация минеральной взвеси (X) обычно выражается показателем рассеяния взвеси $X = b_x(550)$ на длине волны $\lambda = 550 \text{ нм}$, а концентрация желтого вещества – его показателем поглощения $Y = a_y(440)$ при $\lambda = 440 \text{ нм}$.

В литературе широкое распространение получило разделение вод Мирового океана на два типа: Case 1 и Case 2 (классификация Мореля). В водах Case 1 концентрация фитопланктона превышает концентрацию минеральной взвеси, в Case 2 – наоборот. Чаще всего к Case 1 относятся воды открытого океана, к Case 2 – прибрежные воды.

Существует множество физических моделей ПГХ, разработанных разными авторами. Мы здесь приведем наиболее распространенную модель. Согласно этой модели, основные для задач дистанционного зондирования и видения ПГХ (a , b и b_b) представляются в виде:

$$\begin{aligned} a(\lambda) &= a_w(\lambda) + a_c(\lambda) + a_x(\lambda) + a_y(\lambda), \\ b(\lambda) &= b_w(\lambda) + b_c(\lambda) + b_x(\lambda), \\ b_b(\lambda) &= 0.5b_w(\lambda) + \tilde{b}_{bc}b_c(\lambda) + \tilde{b}_{bx}b_x(\lambda), \end{aligned} \quad (3)$$

где индексами w , c , x и y отмечаются соответственно показатели поглощения и рассеяния чистой морской воды, пигментов фитопланктона, минеральной взвеси и желтого вещества, \tilde{b}_{bc} и \tilde{b}_{bx} – вероятности обратного рассеяния фитопланктона и взвеси, для чистой воды вероятность обратного рассеяния $\tilde{b}_{bw} = 0.5$, рассеянием желтого вещества пренебрегается.

Значения a_w и b_w табулированы соответственно в [36] и [37]. Другие входящие в (3) составляющие показателей поглощения и рассеяния выражаются через концентрации C , X и Y следующим образом:

$$a_c(\lambda) = 0.06C^{0.602}a'_c(\lambda) \text{ или } a_c(\lambda) = A(\lambda)C^{1-B(\lambda)}, \quad (4a, b)$$

$$a_x(\lambda) = 0.42Xa'_x(\lambda) \text{ или } a_x(\lambda) = 0, \quad (5a, b)$$

$$a_y(\lambda) = Y \exp[-0.014(\lambda - 440)], \quad (6)$$

$$b_c(\lambda) = b_c(550)a'_c(550)/a'_c(\lambda), \quad b_c(550) = 0.3C^{0.62}, \quad (7a, b)$$

$$\tilde{b}_{bc} = 0.002 + 0.1(0.5 - 0.25 \log_{10} C) \text{ или } \tilde{b}_{bc} = 0.01 + (0.78 - 0.42 \log_{10} C), \quad (8a, b)$$

$$b_x(\lambda) = X(550/\lambda), \quad \tilde{b}_{bx} = 0.019. \quad (9a, b)$$

Формулы (4a), (5a), (7a), (9a) даны в [38], (4b) – в [39], (5b) – в [40], (6) – в [10], (7b) – в [12], (8a) – в [41], (8b) – в [42], (9b) – в [43]; $a'_c(\lambda)$ и $a'_x(\lambda)$ табулированы в [37]), $A(\lambda)$ и $B(\lambda)$ – в [39].

Кроме выше приведенной, существует отличающаяся от нее модель О.В.Копелевича [44], в которой показатель рассеяния выражается через рассеяние чистой водой, крупными (более 1 мкм) частицами органической взвеси и мелкими (менее 1 мкм) – минеральной взвеси.

Эмпирические модели ПГХ. Эмпирические модели создаются на основе больших серий измерений ПГХ в естественных условиях, позволяющих установить корреляционные связи между значениями данной характеристики в различных точках спектра (спектральные модели) или между значениями различных ПГХ в фиксированной точке спектра. Из-

вестно несколько спектральных моделей:

В 1 модели (О.В.Копелевича) [44] спектр показателя поглощения $a(\lambda)$ представляется в виде разложения по собственным векторам его ковариационной матрицы:

$$a(\lambda) = \bar{a}(\lambda) + k_1 u_1(\lambda). \quad (10)$$

Здесь $\bar{a}(\lambda)$ и $u_1(\lambda)$ – среднее значение $a(\lambda)$ и первый собственный вектор ковариационной матрицы. Измерив $a(\lambda)$ в одной точке спектра, определяем по (10) и приведенным в [44] значениям $\bar{a}(\lambda)$ и $u_1(\lambda)$ коэффициент разложения k_1 , после чего распределение $a(\lambda)$ может быть восстановлено по всему спектру.

2 модель (Burnard, Pegau, Zaneveld) [45] разработана на основе 2000 измеренных спектров в 8 экспедициях. Авторы представили измеренные значения $a_c(\lambda)$, $a_y(\lambda)$, $[b_x(\lambda) + b_c(\lambda)]$, $[c_x(\lambda) + c_c(\lambda)]$ в виде линейных регрессий на значение каждой из ПГХ в точке 488 нм и привели значения коэффициентов регрессий для $\lambda = 412, 440, 510, 532, 555$ и 650 нм.

3 модель (Voss) [46]:

$$(c - c_w)(\lambda) = (1.563 - 0.00115\lambda) \cdot (c - c_w)(490). \quad (11)$$

4 модель (Gould, Arnone, Martinolich) [43]:

$$b(\lambda) = (1.62517 - 0.0013\lambda)b(555). \quad (12)$$

Вторая группа эмпирических моделей позволяет, измерив показатель ослабления c в области 500-550 нм, приблизительно определить другие ПГХ в той же области спектра:

$$b(550) = 0.944c(550) - 0.048, \quad (13)$$

$$b_b(550) = 0.018c(550), \quad b_b(550) = 0.0183c - 0.0094b, \quad (14a, b)$$

$$\langle \gamma^2 \rangle = 0.021 + 0.7656b_b / b. \quad (15)$$

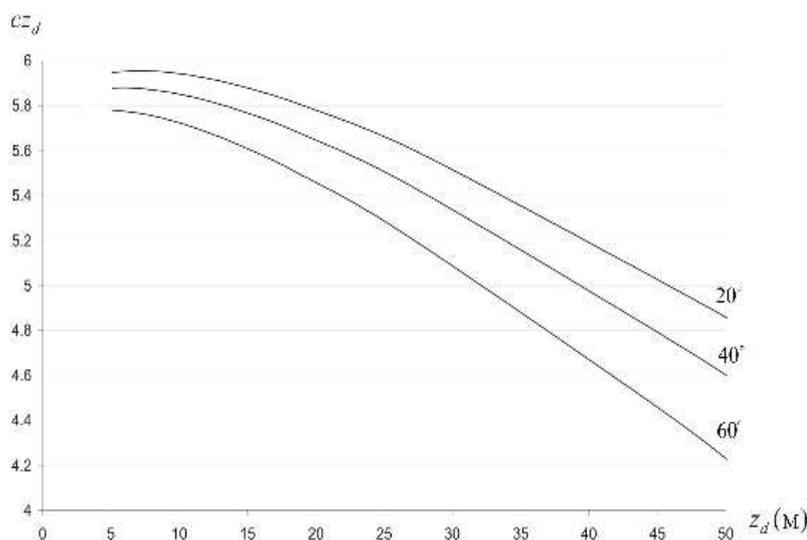


Рис. 2. Зависимость $c z_d$ от z_d (c – показатель ослабления, z_d – глубина видимости диска Секки) для трех зенитных углов Солнца, показанных цифрами на рисунке

На рис. 2 показаны зависимости $c z_d(z_d)$ для трех высот Солнца для вод типа Case 2.

Данные рис. 2 и соотношения (13) – (15) позволяют найти ПГХ в области 500 – 550 нм по имеющимся картам z_d [10, 33, 34]. Они представляют особый интерес для расчета систем видения и дистанционного зондирования, которые работают чаще всего в области 500 - 550 нм.

Формула (14a) относится к прибрежным водам типа Case 2, (14 b) – к Case 1; формула (13) пригодна для обоих типов вод. Соотношения (13) - (15) получены на основе измерений О.В.Копелевича в 70-ти районах Мирового океана и измерений Национального института Океанографии (Индия) в Аравийском море [47].

На основе соотношений (13), (14) была также разработана модель, связывающая показатель ослабления c с глубиной видимости диска Секки z_d [48].

Световые поля в море

Уравнение переноса излучения и методы его решения. Распространение света в воде количественно может быть выражено спектральными пространственными и угловыми распределениями яркости от естественных и искусственных источников излучения. Эти распределения составляют понятие «подводного светового поля» (ПСП). ПСП зависит от свойств и расположения источников излучения, ПГХ и состояния поверхности моря. Расчет светового поля от заданных источников сводится к решению с соответствующими граничными условиями интегро-дифференциального уравнения переноса излучения (УПИ) для спектральной яркости $L_\lambda(t, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$, которая в общем случае есть функция времени t , точки пространства \mathbf{r} (с координатами x, y, z) и направления $\mathbf{\Omega}$:

$$\left(v^{-1} \frac{d}{dt} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla + c\right)L_\lambda = L_* + Q_\lambda . \quad (16)$$

Левая часть УПИ содержит производные яркости по времени и направлению (v – скорость света в воде); $Q_\lambda(t, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ – спектральная плотность источников излучения; поглощение и рассеяние света в направлении $\mathbf{\Omega}$ учитывается членом cL_λ , а вклад света из других направлений $\mathbf{\Omega}'$ – «функцией пути»

$$L_*(t, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \oint L_\lambda(t, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}') x(\gamma) d\Omega' , \quad (17)$$

где γ – угол между $\mathbf{\Omega}$ и $\mathbf{\Omega}'$, $\Omega' = \sin \gamma' d\gamma' d\phi'$ – элемент телесного угла вокруг направления $\mathbf{\Omega}'$ (ϕ' – азимутальный угол), интегрирование производится по телесному углу 4π .

Важными параметрами светового поля, кроме яркости, являются функции яркости – подводные облученности сверху (E_d) и снизу (E_u).

Главные вопросы, которые должна решать теория ПСП: как естественная облученность меняется с глубиной и сколько света выходит из моря в результате обратного рассеяния? Как мощность излучения от узкого пучка и распределение облученности в его поперечном сечении меняется с увеличением расстояния от источника? Как трансформируется лазерный импульс при распространении в воде? Ответы на эти вопросы необходимы для решения задач фотосинтеза, подводного видения, локации и связи.

Наиболее важной проблемой теории переноса является разработка математических моделей поля мононаправленного точечного источника (МТИ), так как ПСП от произвольного источника может быть выражено через поле МТИ [49].

Теория ПСП в основном базируется на приближенных решениях УПИ, которые находят с учетом особенностей ПГХ и ПСП, в частности, малой вероятности обратного рассеяния и значительного поглощения, следствием чего является сильная вытянутость подводного тела яркости. Это различные варианты малоуглового приближения и приближения однократного рассеяния на большие углы. Наиболее распространенным численным методом изучения ПСП является метод Монте-Карло, который, в отличие от натуральных экспериментов, позволяет варьировать в широких пределах значения ПГХ, параметров источников излучения и геометрию эксперимента. Поэтому расчеты методом Монте-Карло очень удобны для проверки точности приближенных решений УПИ, и в этом смысле в последние годы они все в большей степени заменяют измерения параметров ПСП в море. Далее мы рассмотрим некоторые наиболее распространенные приближенные решения УПИ.

Поле солнечного излучения в море. Наиболее важными для задач фотосинтеза, дистанционного зондирования и видения параметрами естественного ПСП является ослабление нисходящей подводной облученности с глубиной и угловое распределение яркости рассеянного назад и выходящего из моря света.

Ослабление подводной облученности с глубиной z происходит по закону

$$E_d(z) = E_d(0) \exp\left[-\int_0^z K_d(z) dz\right], \quad (18)$$

где $K_d(z)$ - коэффициент «вертикального ослабления», который несколько больше, чем показатель поглощения a , но меньше показателя ослабления c . Если среда однородна (ПГХ не меняется с глубиной), $K_d(z) \equiv K_d$.

Наиболее простым и относительно точным выражением для K_d является решение УПИ в так называемом «квазиоднократном» приближении (КОП), предложенным независимо американским [50] и российскими [51] авторами и подробно проанализированным в [52]:

$$K_d = D_d(a + b_b). \quad (19)$$

Для прямого солнечного излучения коэффициент $D_d \cong 1.04 / \cos \theta'_0$, где θ'_0 - угол преломления солнечного света в воде ($\sin \theta'_0 = \sin \theta_0 / n$, θ_0 - зенитный угол Солнца, n - показатель преломления воды). Для диффузного освещения светом неба $D_d \approx 1.16$ [52].

Как показали расчеты методом Монте-Карло [16] точность КОП достаточно высока до оптических глубин $\tau = cz = 5 - 7$, а с увеличением τ его погрешность возрастает. Тем не менее, ввиду его простоты, формула (19) часто применяется для ориентировочных расчетов, особенно в приповерхностном слое.

Наиболее точное решение УПИ для нисходящей подводной облученности получено Долиным [53] в автомодельном (или малоугловом диффузионном) приближении (АМП):

$$T(t) = \frac{E_d(z)}{E_d(0)} = \frac{1}{\cosh \xi + u_1 \sinh \xi} \exp\left[-a_1 z - \frac{u_2 \tanh \xi}{1 + u_1 \tanh \xi}\right], \quad (20)$$

$$\xi = 0.5a_1 D_\infty z, \quad (21)$$

где ξ - безразмерная глубина, ($a_1 = a + 2b_b$ - эффективный показатель поглощения); $u_1 = D_0 / D_\infty$, $u_2 = (\theta_0^*)^2 / D_\infty$; $D(0)$ - начальная дисперсия распределения яркости, для направленного излучения $D(0) = 0$, для диффузного $D(0) = 0.35$; θ_0^* - угол между максимумом начального распределения яркости и надиром, для направленного освещения $\theta_0^* = \theta'$ (угол преломления солнечных лучей), для диффузного $\theta_0^* = 0$;

$$D_\infty = \sqrt{2 \langle \gamma^2 \rangle b_1 / a_1}, \quad (22)$$

где D_∞ - дисперсия глубинного распределения яркости, $b_1 = b - 2b_b$ - эффективный показатель рассеяния, $\langle \gamma^2 \rangle$ - средний квадрат угла малоуглового (до $\gamma = 45^\circ$) рассеяния.

Таким образом, АМП позволяет рассчитать подводную облученность для направленного и диффузного освещения, если известны ПГХ - a , b , b_b и $\langle \gamma^2 \rangle$. Для длины волны в области $\lambda = 500 - 550$ нм эти характеристики могут быть выражены через показатель ослабления соотношениями (13) - (15). Формула (20), как показали расчеты методом Монте-Карло, дает высокую точность на любых глубинах.

Согласно теореме оптической взаимности [54], формула (20) при $D(0) = 0$, $\theta_0^* = 0$ пригодна для расчета ослабления яркости диффузного дна $T = L(Z) / L(0)$ (Z - отстояние точки измерения от дна).

Вторая характеристика естественного ПСП, необходимая в задачах дистанционного зондирования и видения - коэффициент яркости воды $\rho = \pi L_u / E_d$ (в англоязычной литературе называемый RSR - «Remote Sensing Reflectance»). Здесь L_u - восходящая яркость в

точке наблюдения, E_d - нисходящая облученность в той же точке. Как показали расчеты методом Монте-Карло и натурные эксперименты, величина ρ может быть с достаточно высокой точностью рассчитана в квазиоднократном приближении по формуле:

$$\rho = A_\rho \frac{b_b}{a + b_b}. \quad (23)$$

Коэффициент A_ρ зависит от направления наблюдения, высоты солнца и доли молекулярного рассеяния в показателе рассеяния назад b_b . Формула для A_ρ , учитывающая все эти факторы и проверенная расчетом методом Монте-Карло, приведена в [55]. Однако, как показано там же, среднее значение $A_\rho = 0.275$ с разбросом $\pm 5\%$ справедливо для любых условий освещения. Другие авторы нашли близкие средние значения A_ρ : 0.298 [56], 0.295 [35]. При наблюдении из воздуха используется коэффициент яркости восходящего излучения над поверхностью $\rho' = \pi L_s / E_s$, где L_s и E_s - яркость восходящего и облученность нисходящего излучения над поверхностью. Разница между $\rho' \approx 0.5\rho(1 - 0.5\rho)$ и ρ определяется главным образом уменьшением в $\approx (n^2) \approx 1.8$ раз яркости при переходе излучения из воды в воздух.

Световое поле искусственных источников

Функция рассеяния точки (ФРТ). Основной характеристикой ПСП от искусственных источников излучения является распределение облученности $\varepsilon(\vartheta, r)$ на сфере радиуса r от точечного мононаправленного источника, помещенного в центр сферы (ϑ - полярный угол точки на сфере, отсчитываемый от направления излучения). В соответствии с теоремой оптической взаимности, эта же функция описывает угловое распределение яркости от точечного изотропного источника, находящегося на расстоянии r от точки наблюдения. В отечественной литературе функция $\varepsilon(\vartheta, r)$ обычно называется Функцией Рассеяния Точки (ФРТ), а в англоязычной - Beam Spread Function (BSF). ФРТ (ее называют также функцией Грина УПИ) замечательна тем, что ПСП любого излучателя может быть рассчитано интегрированием ФРТ. Она также непосредственно описывает поле лазерного излучателя, используемого в лидарах и лазерных системах видения, а преобразование Фурье от ФРТ представляет собой важнейшую характеристику подводных систем видения – частотно-контрастную характеристику (ЧКХ).

Решающий вклад в теорию распространения узких световых пучков в воде внес Л.С.Долин. Еще в шестидесятых годах он впервые предложил модель ФРТ [57 - 59], которая была подтверждена экспериментально и до сих пор широко используется. Однако в ряде проблем (например, в задаче видения через взволнованную поверхность моря) при использовании этой модели, которая выражается в виде производной от интегрального решения УПИ в малоугловом приближении, возникают трудности, в частности, её расчет требует длительного машинного времени. Позднее Долин разработал новую модель ФРТ для однородной [60] и стратифицированной [61] сред. Её важнейшим преимуществом является то, что, почти не уступая в точности «интегральной» модели, она выражается через комбинации элементарных функций и в вычислительном отношении оказывается гораздо более эффективной. Для однородной среды эта модель ФРТ имеет вид:

$$\varepsilon(\vartheta, r) = P_0 (q/r)^2 G(\vartheta_q, \tau_b) \exp(-a_1 r), \quad (24)$$

где P_0 - начальная мощность пучка, $q = 2 / \langle \gamma^2 \rangle$, $\tau_b = b_1 r$, $\vartheta_q = q \vartheta$; $a_1 = a + 2b_b$, $b_1 = b - 2b_b$ - эффективные показатели поглощения и рассеяния,

$$G = \frac{\delta(\vartheta_q)}{\pi\vartheta_q} \exp(-\tau_b) + 0.525 \frac{\tau_b}{\vartheta_q} \exp(-2.6 \cdot \vartheta_q^{0.7} - \tau_b) +$$

$$+ \frac{\beta_2^2}{2\pi} [1 - (1 + \tau_b) \exp(-\tau_b)] \exp[-\beta_1(\beta_2\vartheta_q)^{1/3} - (\beta_2\vartheta_q)^2 + \beta_3],$$

$$\beta_1 = \frac{6.857 - 1.5737\tau_b + 0.143\tau_b^2 - 6.027 \cdot 10^{-3}\tau_b^3 + 1.069 \cdot 10^{-4}\tau_b^4}{1 - 0.1869\tau_b + 1.97 \cdot 10^{-2}\tau_b^2 - 1.317 \cdot 10^{-3}\tau_b^3 + 4.31 \cdot 10^{-5}\tau_b^4},$$

$$\beta_2 = \frac{0.469 - 7.41 \cdot 10^{-2}\tau_b + 2.78 \cdot 10^{-3}\tau_b^2 + 9.6 \cdot 10^{-5}\tau_b^3}{1 - 9.16 \cdot 10^{-2}\tau_b - 6.07 \cdot 10^{-3}\tau_b^2 + 8.33 \cdot 10^{-4}\tau_b^3},$$

$$\beta_3 = \frac{6.27 - 0.723\tau_b + 5.82 \cdot 10^{-2}\tau_b^2}{1 - 0.072\tau_b + 6.3 \cdot 10^{-3}\tau_b^2 + 9.4 \cdot 10^{-4}\tau_b^3}.$$

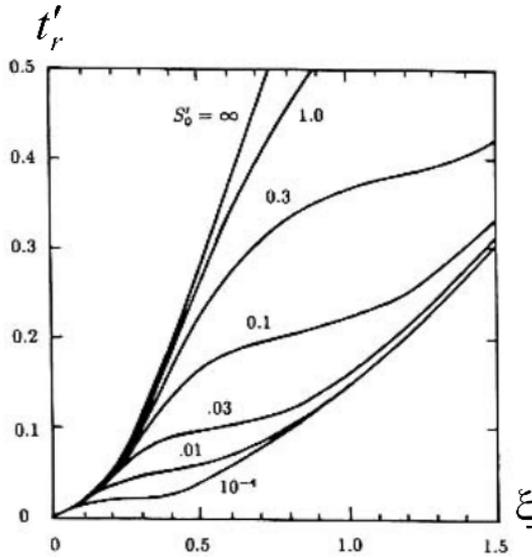


Рис. 3. Безразмерная эффективная длительность импульса $t'_r = 2vat_r$ как функция безразмерной оптической глубины ξ . Безразмерное сечение пучка $S'_0 = 0.25a^2 D_\infty S_0$ (S_0 - первоначальное сечение пучка); ξ и D_∞ - см. (20) и (21). Приемник широкоугольный и расположен на оси пучка

тем быстрее растет длительность импульса. Величина t_r ограничивает максимальную частоту ($1/t_r$) сигнала, передаваемого по подводной оптической линии связи и точность лидарного зондирования дна и водной толщи.

Дистанционные оптические методы исследования океана. Дистанционное зондирование океана может производиться с подводных, корабельных, воздушных и космических носителей. Если высота, с которой ведется наблюдение, больше, чем несколько сотен метров, слой атмосферы между поверхностью и приемником является источником помехи, обусловленной обратным рассеянием света в атмосфере. Начнем этот раздел с краткого анализа модели океанической атмосферы.

Простая модель яркости океанической атмосферы и её оптические параметры. В течение последних нескольких десятков лет, в связи с развитием спутниковых «датчиков цвета», было разработано много моделей восходящей яркости атмосферы, от самой простой, учитывающей только однократное рассеяние [64], до очень сложных [65-67], осно-

Распространение светового импульса. При распространении лазерного импульса в воде его длительность увеличивается в результате случайных изменений длины пробега фотона от источника до приемника. В морских экспериментах [62] при коаксиальном расположении источника и приемника и при начальной длительности импульса $t_0 = 6$ нс длительность принимаемых импульса t_r была 7, 8.5 и 10 с на расстоянии 50, 75 и 100 м соответственно. Если излучатель и приемник не соосны, принимаемые импульсы меньше по амплитуде и больше по длительности.

На рис. 3 взятом из [63], показаны теоретические зависимости, позволяющие рассчитать длительность t_r на разных расстояниях r от δ - импульсного излучателя ($t_0 = 0$) для пучка с нулевой начальной расходимостью и разными начальными поперечными сечениями S_0 . Из рисунка видно, что чем шире пучок (больше S_0),

ванных на модели аэрозоля Шеттла и Фенна, требующей послойного задания относительной влажности и распределения аэрозольных частиц по размерам.

Мы предлагаем использовать для расчета обратно рассеянной яркости атмосферы значительно более простую, но достаточно точную модель, учитывающую многократное рассеяние и пригодную для решения задач видения и дистанционного зондирования. Эта модель основана на классической формуле Соболева [68], уточненной эмпирическими коэффициентами, полученными обработкой результатов расчетов методом Монте-Карло [69].

По этой модели яркость восходящего излучения на высоте H над поверхностью моря (для простоты приведем здесь случай наблюдения в надир):

$$L_A(H) = \pi^{-1} E^0 \mu_0 T_A (\tau_A - \tau_H) M_1 \{ \rho_{A1}^0 [x_A(\theta_0) - 3\mu_0^2 + x_{A1}\mu_0] + [0.25(3 - x_{A1})T_A(\tau_H)\tau_H \exp(-\tau_H)] + [0.5(1 + 1.5\mu_0 - T_A(\tau_H)) - 0.75T_A(\tau_H)][1 - \exp(-\tau_H)] \}, \quad (26)$$

где $\rho_{A1}^0 = 0.25(1 + \mu_0)^{-1} \{ 1 - \exp[-\tau_H(1 + \mu_0^{-1})] \},$

$$T_A(\tau_H) = \frac{2.5 - 0.5 \exp(-\tau_H)}{2 + 0.5(3 - x_{A1})\tau_H},$$

$$M_1 = 1 + 0.37(1 - \mu_0^3)\tau_a, \quad M_2 = \frac{1 + 0.715\tau_a(1 - \sqrt{\mu_0})}{1 + 0.12\tau_a}$$

- эмпирические коэффициенты, полученные из данных моделирования методом Монте-Карло, E^0 - солнечная постоянная, табулированная для разных длин волн, например, в [70], $\mu_0 = \cos \theta_0$ (θ_0 - зенитный угол Солнца), $x_A(\gamma)$ - индикатриса рассеяния атмосферы, x_{A1} - первый член разложения индикатрисы по полиномам Лежандра, $\tau_H = \tau_a + \tau_r$ - оптическая толщина слоя атмосферы толщиной H (сумма аэрозольной и рэлеевской компонент). Таким образом, для расчета яркости слоя атмосферы высотой H , надо знать аэрозольную и оптическую толщину этого слоя и индикатрису рассеяния, которая выражается как

$$x_A(\gamma) = x_a(\gamma)\tau_a / \tau_H + x_r(\gamma)\tau_r / \tau_H, \quad (27)$$

где $x_r(\gamma) = 0.75(1 + \cos^2 \gamma)$ - рэлеевская индикатриса рассеяния, а в качестве аэрозольной индикатрисы используется индикатриса Хензи-Гринштейна, рекомендованная [71] для океанической атмосферы,

$$\left. \begin{aligned} x_a(\gamma) &= \alpha^* f(\gamma, g_1) + (1 - \alpha^*) f(\gamma, g_2) \\ f(\gamma, g_i) &= \frac{1 - g_i^2}{(1 + g_i^2 - 2g_i \cos \gamma)^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

с параметрами $\alpha^* = 0.983$, $g_1 = 0.82$, $g_2 = -0.55$.

Параметр $x_{A1} = x_a \tau_a / \tau_h$, а x_a для индикатрисы (28) равен 2.39.

Оптические величины τ_a и τ_r определяются по экспоненциальной модели Шифрина-Минина [72]:

$$\tau_a = \tau_{0a} [1 - \exp(-H/H_a)], \quad \tau_r = \tau_{0r} [1 - \exp(-H/H_r)], \quad (29)$$

где $H_a = 1$ км и $H_r = 8$ км - эффективные высоты аэрозольной и рэлеевской атмосферы, τ_{0a} и τ_{0r} - аэрозольная и рэлеевская компоненты оптической толщины всей атмосферы $\tau_A = \tau_{0a} + \tau_{0r}$. Величина $\tau_{0r} = [(116.64\lambda^4 - 1.335\lambda^2)]^{-1}$ (λ в микронах [70]). Таким образом, чтобы рассчитать яркость $L_A(H)$, остается определить аэрозольную оптическую

толщину атмосферы τ_{0a} .

Спектральные распределения τ_{0a} над Мировым океаном изучались в течение многих лет в экспедициях группой сотрудников СПб ФИО РАН под руководством О.А. Ершова. Результаты измерений обобщены Шифриным в работе [73]. Кратко эти результаты можно представить так: в точке спектра 550 нм $\tau_{0a} = 0.07 \pm 0.02$ в открытом океане и 0.20 ± 0.10 в прибрежных районах и внутренних морях. Среднее значение показателя Ангстрема α , описывающего спектральную зависимость $\tau_{0a}(\lambda) = \tau_{0a}(550)(550/\lambda)^\alpha$, составляет 0.40 в открытом океане и 0.90 в прибрежных районах и внутренних морях.

Определение концентрации оптически активных веществ в океане при естественном освещении. Оптически активные вещества (ОАВ) – вещества, присутствие которых в воде влияет на спектры яркости океана. Это, главным образом, пигменты фитопланктона, минеральная взвесь и растворимая органика. Проявление ОАВ в ПГХ рассмотрено выше.

Задача определения концентрации ОАВ в воде важна для проблем экологии, фотосинтеза, оценки биопродуктивности, динамики примесей, рыбного промысла. Работы, посвященные этой задаче, главным образом, определению концентрации фитопланктона из космоса, занимают основное место в современной литературе по гидрооптике. Начиная с 1978 года, когда был запущен на спутнике Нимбус-7 так называемый «сканер цвета» CZCS (он находился на орбите по 1986 год), ряд сканеров цвета был введен в действие: американские (NASA) MOS, OCT и POLDFR в 1996 г., SeaWiFS в 1997, MODIS в 1999, а также индийские, корейские, аргентинские сканеры.

Все сканеры представляют собой фотометры, измеряющие яркость океана в нескольких (обычно 6 - 8) длинах волн, выделяемых спектральными фильтрами. Особенно много работ посвящено сканеру SeaWiFS (8 спектральных полос, покрывающих область 402 - 885 нм, разрешение на поверхности 1100 м). Для SeaWiFS разработано много различных алгоритмов восстановления концентрации фитопланктона из измеряемых спектров яркости (см., например, [67]). Кроме фильтровых фотометров, для определения концентрации ОАВ используется и мультиспектральные приемники на основе матрицы, в которой «по строке» сканируется поверхность океана, а «по кадру» производилось спектральное разложение. Детальный анализ алгоритмов восстановления ОАВ для мультиспектральных сенсоров содержится в работах [38, 74]. К сожалению, во всех алгоритмах восстановления, используемых в фильтровых и мультиспектральных фотометрах, не учитываются шумы приемника, которые при работе в видимой области спектра могут оказывать существенное влияние на точность восстановления.

Метод учета шумов приемника в оптических обратных задачах впервые был предложен выдающимся математиком и физиком В.П.Козловым (1935 - 1993) [75] в его теории оптимального планирования оптического эксперимента. Эта теория была применена к задаче восстановления фитопланктона в океане в серии работ Козлова, Левина и Золотухина (см., например, [76 - 79]). В последние годы теория оптимального планирования с учётом шумов была применена к задаче восстановления концентрации ОАВ при мультиспектральном зондировании [80 - 82]. В разработанном алгоритме находится наилучшая линейная оценка (НЛО) концентрации θ из вектора сигналов $y = [y_1, y_2 \dots y_r]$ измеряемых мультиспектральным сенсором:

$$\theta = \alpha_0 + \mathbf{y}^T \mathbf{a} = \alpha_0 + \sum_{i=1}^r y_i \alpha_i, \quad (30)$$

где $y_i = Poisson(u_i + v_i)$ - число электронов, попадающее за время t на i -й спектральный канал фотодетектора, представляющее собой пуассоновскую случайную величину со средним $(u_i + v_i)$, u_i - полезный сигнал, v_i - темновые шумы фотодетектора, не зависящие от

поступающего на него светового потока. Коэффициенты α_0 , α_i регрессии (30) и остаточная дисперсия восстановления θ с учетом (h) и без учета (h_0) шумов выражаются через первые два статистических момента совместного распределения ($u_i(\lambda_i), \theta$): среднее значение $\langle \theta \rangle$ и дисперсия (σ^2) величины θ , ковариационную матрицу $\mathbf{K} = \|K_{ij}\| = \text{cov}(u_i, u_j)$ полезного сигнала u_i и ковариацию $q_i = \text{cov}(u_i, \theta)$ между $u_i(\lambda_i)$ и θ

$$\alpha_0 = \langle \theta \rangle - \sum_{i=1}^r \alpha_i (f_i + v_i), \quad \mathbf{a} = [\mathbf{K} + \text{diag}(\mathbf{f} + \mathbf{v})]^{-1} \mathbf{q}, \quad (31)$$

$$h = \sigma^2 - \mathbf{q}^T [\mathbf{K} + \text{diag}(\mathbf{f} + \mathbf{v})]^{-1} \mathbf{q}, \quad h_0 = \sigma^2 - \mathbf{q}^T \mathbf{K}^{-1} \mathbf{q}. \quad (32)$$

Нужные для расчета моменты совместного распределения (u_i, θ) определялись следующим образом. Методом Монте-Карло разыгрывались концентрации фитопланктона C , минеральной взвеси X и желтого вещества Y , скорость V ; предполагалось, что логарифм каждой из концентраций распределен равномерно в некоторых пределах; пределы эти менялись. Разыгрывалась также скорость ветра, распределенная по закону Рэлея со средним значением 5 м/с. Азимут ветра φ_v , оптическая толщина атмосферы $\tau_{0A}(550)$, показатель Ангстрема α , аэрозольная и рэлеевская толщины атмосферы H_a и H_r считались равномерно распределенными в интервалах $\varphi_v = 0 - 180^\circ$, $\tau_{0A}(550) = 0.05 - 0.3$, $\alpha = 0.4 - 0.9$, $H_a = 0.9 - 1.1$, $H_r = 7.2 - 8.8$. Аэрозольная индикатриса рассеяния $x_a(\gamma)$ разыгрывалась как равномерно распределенная в интервале $\pm 40^\circ$ вокруг значения, определяемого по формуле (28). Затем по формулам, связывающим концентрации с ПГХ, а ПГХ – с яркостью моря (3), (4а), (5а), (6), (7), (8б), (9), (23), и с использованием оптической модели атмосферы (см. выше) рассчитывались спектры яркости $L_i(H)$ на разных высотах H над поверхностью. По этим спектрам определялся полезный сигнал u_i (число электронов на i -м элементе) с учетом параметров конкретного мультиспектрального приемника типа LASH (диаметр входного зрачка $d_{зр}$, время наблюдения t , телесный угол приема излучения ω на один элемент, квантовый выход фотодетектора и темновые шумы на каждом элементе) данных в [81].

Таким образом, была сформирована база данных, содержащая 1000 смоделированных спектров $u(\lambda)$ с шагом 1 нм в интервале от 400 до 700 нм, которая и была использована для расчетов моментов распределения (u_i, θ), коэффициентов регрессии α_i для оценки концентраций и остаточных дисперсий этой оценки с учетом (h) и без учета (h_0) шумов фотодетектора. Расчет велся для четырех режимов работы приемника: (1) – используется 5 спектральных каналов, соответствующих длинам волн, рекомендованных в [38] (400, 445, 520, 560 и 640 нм), (2) – 6 каналов, используемых в SeaWiFS (412, 443, 490, 510, 555 и 670 нм), (3) – 28 каналов и (4) – 54 канала. Последние два варианта соответствуют двум реальным режимам работы LASH-приемника.

Расчеты показали следующие закономерности.

1. Во всех случаях точность оценки концентраций X , Y значительно выше, чем C .
2. Во всех случаях, если учитываются шумы приемника, точность оценки концентраций для 5 и 6 каналов значительно ниже, чем для 28 и 54, которые различаются мало.
3. Учет шумов приемника дает значительно более реалистичную оценку точности восстановления и необходим практически всегда.

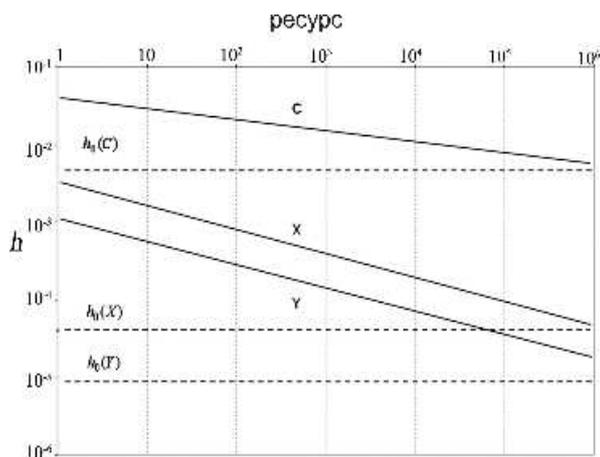


Рис. 4. Зависимость дисперсии h от ресурса приемника для случаев восстановления концентраций фитопланктона C , минеральной взвеси X и желтого вещества Y (28 каналов). Пунктир – дисперсия без учета шумов (h_0). Ресурс LASH-приемника принят за единицу

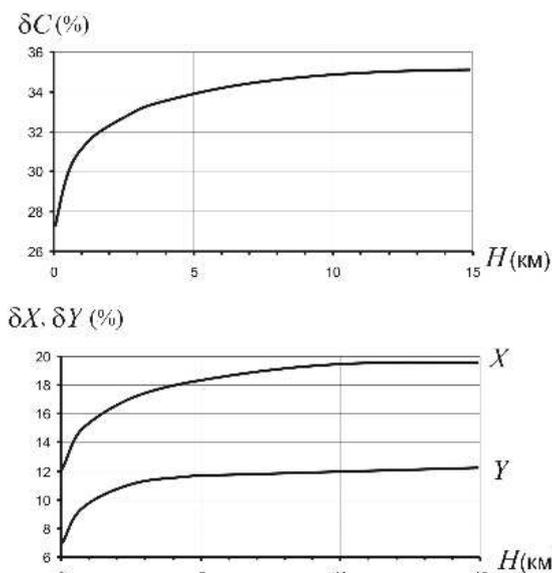


Рис. 5. Средняя относительная ошибка оценки концентраций C , X , и Y в зависимости от высоты наблюдателя над поверхностью моря

4. Точность восстановления может быть повышена за счет увеличения объема информации о диапазоне изменения концентраций в предполагаемом районе наблюдения и за счет увеличения ресурса приемника $S = A\omega t$ (произведение апертуры $A = \pi d_{zp}^2 / 4$ на телесный угол приема и на время наблюдения).

Рис. 4 показывает зависимость дисперсии восстановления от ресурса приемника (видно, что даже если увеличить ресурс приемника LASH в 1000 раз, дисперсия h значительно превосходит h_0 , а чтобы достичь равенства h и h_0 , надо увеличить ресурс в 106 раз, что нереально).

На рис. 5 показана зависимость точности оценки концентраций ($\delta\theta \approx \ln 10 \sqrt{h}$) от высоты наблюдения над поверхностью моря. Видно, что только первые несколько километров атмосферы заметно влияют на точность восстановления.

Океанические лидары: восстановление глубинных профилей ПГХ и обнаружение внутренних волн. Океанический лидар состоит из импульсного излучателя (лазера), посылающего короткий световой импульс длительностью Δt и приемника (объектив и фотодетектор, обычно ФЭУ), сигнал которого (фототок P) в момент времени t пропорционален яркости излучения, приходящего с глубины $z_t = vt/2$ от слоя с толщиной $\Delta z = v\Delta t/2$ (v - скорость света в воде). Зависимость $P(t)$ всегда в большей или

меньшей степени отражает глубинное распределение ПГХ и определяется, главным образом, показателем обратного рассеяния b_b на глубине z и поглощением во всем слое $[0, z]$.

Океанические лидары могут быть как подводными, так и расположенными над поверхностью (на корабле или авиа-носителе). Первым океанологическим применением лидаров было определение глубины дна z_0 по интервалу времени между приходом импульсов, отраженных от поверхности и дна ($t = 2z_0 / v$). Лидары используются также для индикации содержащихся в воде органических веществ и нефтяных примесей путем возбуждения и регистрации флуоресценции (см., например, [83]). Авиационный лидар, излучающий в дальней ИК-области спектра, успешно использовался для определения толщины нефтяных пленок по поверхности [84].

Одной из самой распространенных областей применения лидаров является изучение

физических процессов, происходящих в толще воды, в частности, регистрация внутренних волн (ВВ), температурных фронтов, границ морских течений, турбулентности. Мы здесь остановимся подробнее на задачах обнаружения ВВ подводным океаническим лидаром.

Лидарным изображением мы называем эхо-сигнал $P(r, z, t)$ как функцию горизонтальных координат лидара r и глубины $z_t = vt/2$, с которой приходит сигнал. При фиксированном положении лидара он формирует одномерное изображение водной среды $P(z_t)$, которое несет определенную информацию о вертикальной неоднородности ПГХ. При горизонтальном перемещении лидара в направлении x и фиксированной ориентации его диаграммы направленности формируется двумерное изображение $P(x, z_t)$, позволяющие рассчитывать горизонтальную изменчивость профилей ПГХ. В отсутствие гидрофизических возмущений функция $P(x, z_t)$ на данной глубине z_t - константа (прямая линия).

Внутренние волны и другие гидрофизические возмущения могут наблюдаться лидаром благодаря тому, что под их влиянием вертикальные неоднородности ПГХ трансформируются в горизонтальные. На рис. 6 показаны изменения интенсивности сигнала, прошедшего с данной глубины при продвижении лидара в поле внутренних волн, полученные в Тихом океане. Ясно, что если бы стратификация ПГХ отсутствовала, вертикальное смещение жидкости не привело бы к изменению сигнала при движении лидара, и ВВ были бы не видны. Если $\sigma(z)$ - исходное (невозмущенное ВВ) вертикальное распределение некоторой ПГХ (например, показателя обратного рассеяния $b_b(z)$), а $\zeta(x, z, t)$ - поле вертикального смещения жидкости, то пространственное распределение этого параметра в поле ВВ будет иметь вид:

$$\sigma'(x, z, t) \approx \sigma[z - \zeta(x, z, t)], \quad (33)$$

то есть, воздействие ВВ на распределение σ проявляется в «искривлении» изолиний этого распределения. А искривление изолиний ПГХ, в свою очередь, проявляется в лидарном изображении - мощности эхо-сигнала P как функции координаты лидара x и глубины z , с которой приходит сигнал. Таким образом, чтобы восстановить поле ВВ ζ , надо из лидарного сигнала P найти распределение некоторой ПГХ $\sigma'(z)$, а затем решить уравнение (33) относительно ζ . Однако, для решения этой обратной задачи необходимо сначала решить прямую задачу: моделирование лидарных уравнений ВВ по заданным распределениям ПГХ и

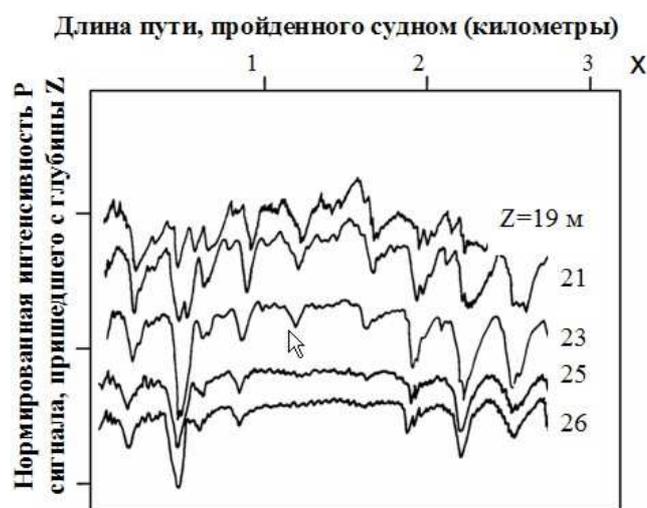


Рис. 6. Изменение интенсивности сигнала, прошедшего с данной глубины при продвижении лидара в поле внутренних волн, полученные ИПФ РАН в Тихом океане

функции $\zeta(x, z, t)$. Поэтому перед исполнителями работы «Исследование возможностей применения лидаров для гидрофизических измерений», выполняемой объединенным коллективом из четырех организаций РАН, упомянутом в начале статьи, стояли три самостоятельные задачи: 1. Разработать модель лидарного сигнала. 2. Исследовать методы восстановления ПГХ из лидарного сигнала. 3. Провести моделирование лидарных изображений ВВ. На этих трёх проблемах мы остановимся далее.

Модель лидарного сигнала. Модель лидарного сигнала, разработанная Л.С.Долиным

и учитывающая параметры лидара, поле внутренней волны $\zeta(z, x)$ и ПГХ, выглядит следующим образом [85]:

$$P(x, z_t) = (vW\Sigma_r\Omega_r / 4\pi)b'_b(x, z_t, t)F(x, z_t, t) \exp\left[-2\int_0^{z_t} c'(x, z, t) dz\right],$$

$$F = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \exp\left[-\left(\Sigma_r + \Omega_r z_t^2\right) \frac{k^2}{4\pi} + 2\int_0^{z_t} b'_1(x, z, t) \left[1 + \langle \gamma^2 \rangle'(x, z, t)(z_t - z)^2 k^2 / 2\right]^{-1/2} dz\right] k dk, \quad (34)$$

где W - энергия лазерного импульса, Σ_r - площадь второго зрачка приемного объектива лидара, Ω_r - телесный угол приема, функции смещения b'_b , c' , b'_1 , $\langle \gamma^2 \rangle'$ связаны со статическими ПГХ $b_b, c, b_1, \langle \gamma^2 \rangle = 2/q^2$ соотношением (33) (c , b_b , b_1 , и q определены выше), t - момент, когда лидар находится в точке x .

Если лидар имеет очень узкое поле зрения Ω_r или, наоборот, достаточно широкое, уравнение (34) упрощается. При соосном излучении и приеме в отсутствие ВВ для малых и больших углов зрения Ω_r [86]:

$$P_1(z_t) = \frac{vW\Sigma_r\Omega_r}{4\pi(\Sigma_r + \Omega_r z_t^2)} b_b(z_t) \exp[-2\tau(z_t)], \quad P_2(t) = \frac{vW\Sigma_r}{4\pi(z_t)^2} b_b(z_t) \exp[-2\tau_a(z_t)], \quad (35)$$

где $\tau(z_t) = \int_0^{z_t} c(z) dz$, $\tau_a(z_t) = \int_0^{z_t} a_1(z) dz$ - оптические глубины.

Методы восстановления ПГХ из лидарного сигнала. Если использовать корреляционные связи между ПГХ (13) - (15), то для малоуглового приемника можно найти простую связь между показателем ослабления c и сигналом P . Однако погрешность такого определения относительно мала только на начальном интервале дальностей, а с ростом z она сильно возрастает. В то же время, если хотя бы одну из ПГХ измерить или определить из лидарного сигнала без использования корреляционных связей, то остальные ПГХ могут быть определены по этим же корреляциям с достаточно высокой точностью [86]. Поэтому лучше всего было бы сопровождать все лидарные измерения измерениями профиля $c(z)$. К сожалению, это далеко не всегда возможно, поэтому важно разработать алгоритмы, которые восстанавливали бы одну ПГХ из лидарного сигнала без использования корреляционных связей. Несколько таких алгоритмов были предложены Долиным [там же]. Приведем два из них (двухканальный и двухбазовый лидары).

Двухканальный лидар включает два приемника с разными диаграммами направленности (зависимостями мощности излучения, попадающего на фотодетектор под углом ϑ к его оси, от этого угла). Первый приемник имеет ступенчатую диаграмму: $D_1(\vartheta) = 1$ в пределах поля зрения $2\vartheta_r$ ($\vartheta \leq \vartheta_r$) и $D_1(\vartheta) = 0$ при $\vartheta > \vartheta_r$; второй - диаграмму $D_2(\vartheta) = \vartheta / \vartheta_r^2$ при $\vartheta \leq \vartheta_r$ и $D_2(\vartheta) = 0$ при $\vartheta > \vartheta_r$. Обеспечить диаграмму D_2 можно, поместив на фотодетектор транспарант с переменной прозрачностью. Коэффициент угловой диффузии d , связанный с введенными выше ПГХ соотношением $d = b_1 \langle \gamma^2 \rangle$, выражается через сигналы двух каналов P_1 и P_2 соотношением

$$d(z_t) = \frac{1}{4} \vartheta_r^2 \frac{d^3}{dz_t^3} \left[z_t^2 \frac{P_1(z_t)}{P_2(z_t)} \right]. \quad (36)$$

Двухбазовый лидар включает два одинаковых приемника, расположенных на разных базах (r_1 и r_2) от излучателя. Для этого случая

$$d(z_t) = \frac{1}{4}(r_2^2 - r_1^2) \frac{d^3}{dz_t^3} \left[\ln^{-1} \left(\frac{P_1(z_t)}{P_2(z_t)} \right) \right]. \quad (37)$$

Таким образом, в двухканальном и двухбазовом лидарах по отношению сигналов в двух приемниках можно определить коэффициент угловой диффузии, а по нему - и все остальные необходимые ПГХ, используя соотношения, следующие из (13), (14а), (15):

$$c = 30.9d + 0.034, \quad b = 29.17d - 0.016, \quad b_b = 0.556d + 6 \cdot 10^{-4}. \quad (38)$$

Моделирование лидарных изображений внутренних волн. Исходные данные для моделирования – результаты одновременных измерений показателя ослабления, температуры и солености. В качестве примера рассмотрим такие измерения на трех станциях в Баренцевом море, выполненных сотрудниками лаборатории оптики ИО РАН в рейсе НИС «Академик Сергей Вавилов» [87] – рис. 7. Измеренные температура и соленость пересчитывались в профиль плотности воды, который с помощью модели Грена [88], содержащей три параметра (глубина h и толщина p пинноклина и максимальное значение частоты Вьяйсяля N_0) по заданным амплитуде ζ_0 , частоте ω и номеру моды ВВ пересчитывался в поле вертикальных смещений жидкости $\zeta(x, z, t)$.

Расчеты [86] проводились для $\omega = 0.6 N_0$, $\zeta_0 = 2$ м. Параметры модели для выбранных 3 станций 1124, 1138 и 1190: частоты Вьяйсяля $N_0 = 0.13, 0.047$ и 0.026 , глубина пинноклина $h = 8.5, 20.5$ и 41 м, толщина пинноклина $p = 1.5, 3$ и 6 м, длина ВВ $\lambda = 31, 20$ и 126 м.

Все необходимые ПГХ (b , b_b , b_1 и $\langle \gamma^2 \rangle$) определялись из измеренных профилей $c(z)$ по корреляционным зависимостям (13), (14а), (15), после чего рассчитывался лидарный эхо-сигнал по формуле (34) для лидара с параметрами: энергия импульса $W = 0.4$ Дж, диаметр объектива $d_r = 2\sqrt{\Sigma_r / \pi} = 20$ см, угол зрения $2\vartheta_r = 2\sqrt{\vartheta_r / \pi} = 4^\circ$. Структура изображения ВВ на трех станциях (в предположении, что $t = 0$, то есть лидар движется по оси x с гораздо большей скоростью, чем ВВ) показана на рис. 8.

Из рисунка видно, что изображение ВВ даже простейшего вида имеет довольно сложную структуру. Изолинии сигнала имеют синусоидальную форму только в области линейной зависимости $c(z)$. Заметим, что ВВ видны в сигнале даже с глубин, где градиент равен нулю. Результаты моделирования показывают, что высококонтрастные изображения ВВ малой амплитуды в Баренцевом море могут наблюдаться в присутствии выраженного пинноклина и стратификации ПГХ. Поскольку длины ВВ в области пинноклина не велики (десятки или сотни метров), они могут легко выделяться на фоне естественной горизонтальной изменчивости.

Отношение сигнал/шум и энергетическая дальность видимости внутренних волн. Кроме выраженной стратификации ПГХ, для наблюдения ВВ необходима достаточная энергетическая чувствительность лидара, то есть отношение сигнал/шум должно быть достаточным для уверенного приема сигнала из области пинноклина.

Отношение сигнал/шум при подводном наблюдении определяется в основном фотонными (дробовыми) шумами и может быть выражено соотношением [16]:

$$\delta = K \sqrt{2P\Delta t_0 s' / e}, \quad (39)$$

где K - контраст лоцируемой структуры, P - мощность принимаемого сигнала, t_0 - длительность импульса, s' - чувствительность фотокатода детектора, e - заряд электрона.

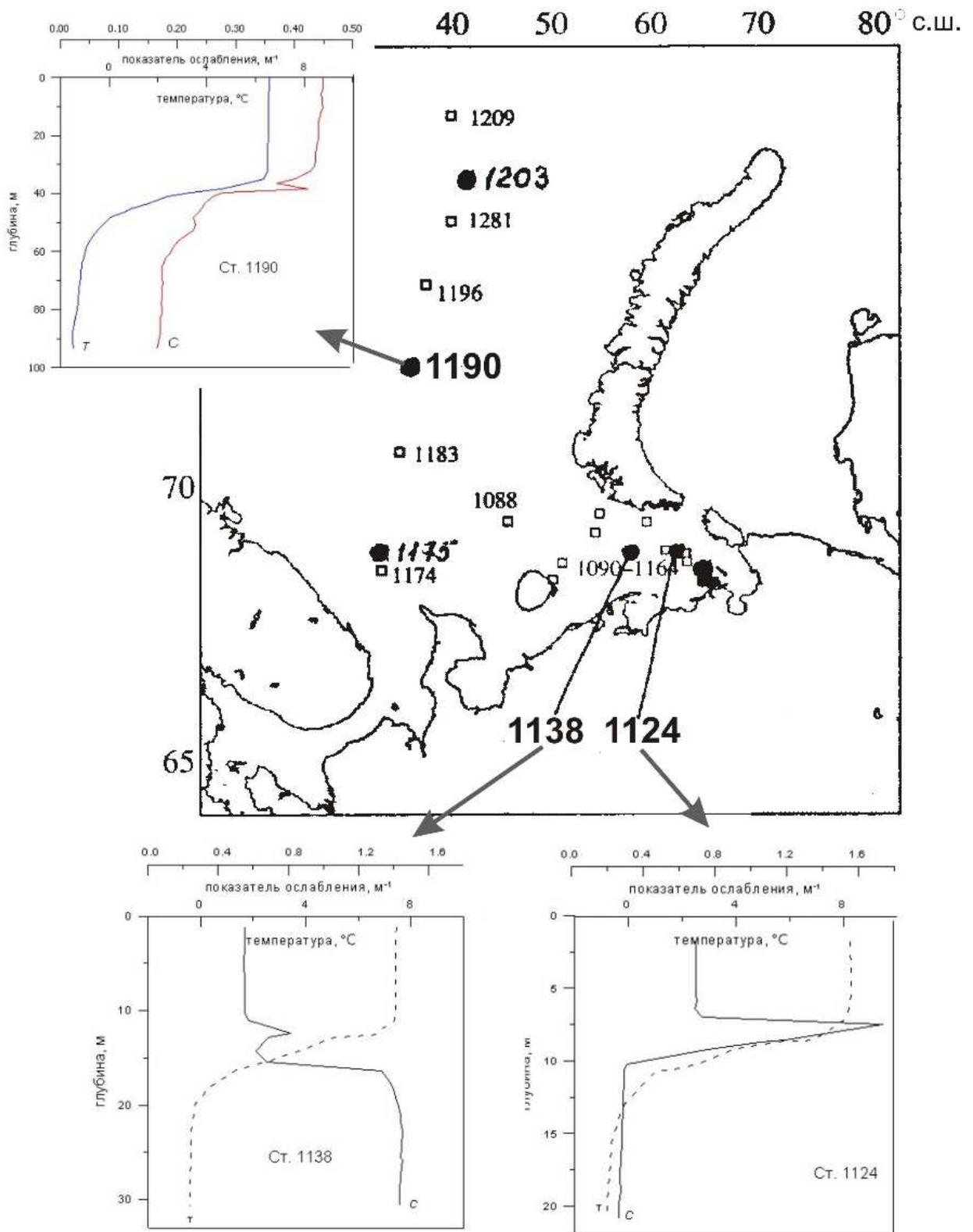


Рис. 7. Измерения глубинных профилей температуры и показателя ослабления в Баренцевом море с борта судна «Академик Сергей Вавилов» [105]

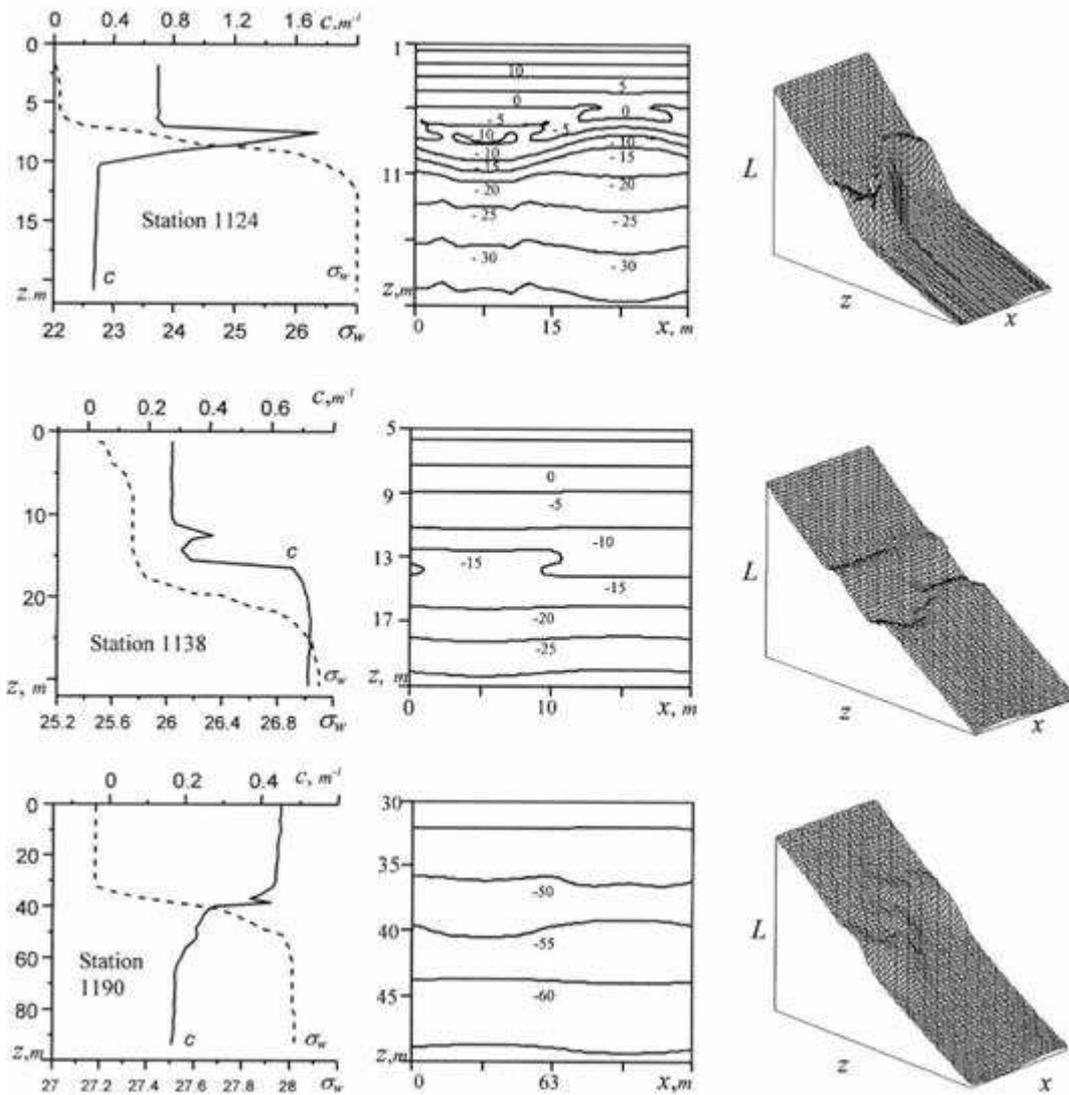


Рис. 8. Моделирование изображений внутренних волн. Слева: вертикальные распределения условной плотности воды σ_w и показателя ослабления света c ; в центре: лидарные изображения ВВ в виде линий уровня величины $L(x, z) = 10 \log P(x, z)$, где P – мощность эхо-сигнала в ваттах; справа: представление $L(x, z)$ в форме рельефа

Расчет отношения сигнал/шум для тех же трех станций в Баренцевом море проводился для параметров реального лидара, указанных выше. ($\Delta t_0 = 7$ нс, $s' = 0.04$ А/Вт).

Мощность P определялась по (34), а контраст, который, как следует из формул (34) и (14а), равен $K = \Delta P / P \approx \Delta c / c$ – по данным об относительном изменении показателя ослабления под влиянием ВВ на заданной глубине z залегания пиноклина. Результаты расчета показаны в таблице.

Станция	z , м	$K = \Delta P / P$	Δz_c , м	Δz , м	P , Вт	δ
1124	12	2	1	0.9	$1.3 \cdot 10^{-3}$	18000
1138	17	0.5	1	0.8	$5 \cdot 10^{-3}$	600
1190	45	0.25	2	3.1	$1.5 \cdot 10^{-6}$	16

В таблице указаны также характерный вертикальный масштаб наблюдаемой лидаром

неоднородности показателя ослабления (Δz_c) и продольный размер (Δz) элемента разрешения, определяемый начальной длительностью импульса Δt_0 и его размытием из-за рассеяния вперед (см. рис. 3). Условия видимости ВВ: $\Delta z < \Delta z_c$, $\delta < \delta_{np}$ (порогового отношения сигнал/шум, обычно принимаемого равным 3 - 5). Видно, что эти условия выполняются на всех станциях, кроме 1190 ($z = 45$ м), где Δz несколько больше, чем Δz_c . Поскольку в большей части Баренцева моря пинноклин располагается на глубине $z < 40$ м, можно сделать вывод о возможности эффективного применения реального лидара для наблюдения ВВ в этом регионе.

Индикация нефтяных пленок на поверхности моря. Корабельные и авиационные лидары применяются для индикации нефтяных загрязнений толщи и поверхности воды.

Наиболее распространенным методом является измерение сигнала флуоресценции нефтяных продуктов, возбуждаемой лазером, излучающим в УФ или видимой области спектра [83, 89]. Недостатком этого метода является сложность разделения флуоресценции нефтепродуктов и растворенной органики и невозможность определения толщины нефтяной пленки на поверхности. Второй метод - индикация и измерение толщины нефтяной пленки на поверхности с помощью инфракрасного лидара на CO_2 [84].

Метод основан на том, что интенсивность отраженного загрязненной поверхностью лазерного излучения в направлении, близком к вертикальному, значительно (от 3 до 35 раз) возрастает по сравнению с незагрязненной поверхностью за счет разницы в коэффициентах отражения пленки и воды и за счет сглаживания пленкой поверхностного волнения. Выбор длины волны $\lambda = 10,6$ мкм обусловлен главным образом тем, что в этой области спектра отношение интенсивностей отражения от нефти и от чистой воды максимально для всех типов нефтепродуктов.

В лаборатории оптики СПбФ ИО РАН под руководством В.Ю.Осадчего был разработан и изготовлен самолетный вариант лидара на CO_2 (мощность излучения 10 Вт, диаметр входного зрачка объектива 400 мм, частота модуляции излучения 300 Гц). Лидар был успешно применен для обнаружения и определения толщины нефтяной пленки в полетах над Каспийским и Балтийским морями. Было показано, что интенсивность эхо-сигнала лидара пропорциональна толщине пленки, и лидар на CO_2 позволяет измерять толщину пленки в диапазоне 0,1 - 2 мкм [84].

Для надежного обнаружения и измерения толщины нефтяных пленок на поверхности, по-видимому, является оптимальным использование аппаратного комплекса, состоящего из флуоресцентного лидара, ИК-лидара с $\lambda = 10,6$ мкм и телевизионной системы, позволяющей обнаруживать нефтяные пятна и определять их размер, форму и скорость перемещения. Расчеты [90] и эксперименты с участием автора в полетах над Черным морем показали, что контраст пленка/вода существенно меняется при изменении длины волны, скорости ветра и высоты Солнца. Поэтому для уверенного обнаружения пленки необходимо одновременное наблюдение одного и того же участка поверхности в нескольких спектральных интервалах.

Лазерная телевизионная система может также успешно использоваться для обнаружения утечек нефти из подводных трубопроводов [91].

Видение подводных объектов. Проблема видения занимает особое место в оптике океана. Человек всегда стремился видеть в воде как можно дальше, и оптика океана как наука начиналась с изучения видимости погруженных в воду объектов. Проблемой подводной видимости занимались все корифеи первой половины XX в.: Гершун и Шулейкин у нас, Дантли, Прайзендорфер, Иванов и Ерлов на западе. Проблема видения имеет наиболее выраженную практическую направленность - подводные, корабельные, авиационные и космические системы наблюдения всё более широко используются для изучения и освоения Мирового океана.

В процессе видения всегда участвуют следующие компоненты: системы видения, объект наблюдения, вода, атмосфера и взволнованная граница раздела. Система, которая может находиться под или над поверхностью включает источник света, естественный (солнце и небо) или искусственный, и приемник, состоящий из объектива и фотодетектора. Объект наблюдения может находиться на дне, в толще воды или на поверхности. Изображение может формироваться либо в результате сканирования объекта узким пучком, тогда детектором служит ФЭУ (частным случаем таких систем является и лидар) либо, при освещении широким пучком или естественным светом, за счет применения многоэлементного приемника (фотопленка, TV-трубка или матрица).

Конечная задача проблемы видения чисто практическая – увеличить дальность видимости в воде. Это важно, так как увеличение дальности видимости и соответственно просматриваемой в единицу времени площади увеличивает производительность поиска, то есть приводит к экономии топлива и других ресурсов. При авиа наблюдении увеличение дальности видимости позволит увидеть ранее недоступные, более глубоководные участки шельфа. Но для решения этой практической задачи необходимо создание адекватной теории подводного видения, связывающей параметры системы, объекта, воды, атмосферы и поверхности и включающей прямую и обратную задачи.

Исторически продвижение теории видения выглядело так. До конца 60-х гг. существовала и входила во все монографии по гидрооптике так называемая классическая теория видимости Дантли-Прайзендорфера [5 - 9], пригодная только для расчета видимости малого объекта при естественном освещении. В 70-80-х гг., после создания сине-зеленых лазеров, произошел бум во всей оптике океана. По-видимому, причиной его было резкое увеличение финансирования науки военно-морскими ведомствами СССР и США в связи с появившимися у них надеждами с помощью лазеров кардинально увеличить дальность видимости в воде. Эти надежды подогревались сообщениями космонавтов, что они видели дно океана на глубине 6 км и опубликованными статьями и выступлениями, объясняющими этот факт различными фантастическими причинами, например, фокусировкой света поверхностными волнами. Вообще, надо признать, что проблема подводного видения всегда была окружена экзотическими изобретениями и ложными открытиями, съевшими огромные государственные деньги на заведомо тупиковые исследования.

В то же время в эти годы была создана современная универсальная теория подводного видения, пригодная для любых систем и объектов. Впервые она была опубликована в 1969 г. [92, 93] (первая публикация на западе появилась на 8 лет позже [94]). Затем эта теория развивалась и была представлена в серии статей, отдельной главой в монографии «Оптика океана» [10] и, в наиболее полном виде, в единственной в мировой литературе монографии, посвященной теории подводного видения [16].

Основные результаты теории подводного видения. В основе теории лежит уравнение переноса изображения, связывающее распределение сигнала в изображении $P(x, y)$ с распределением коэффициента отражения в плоскости диффузно отражающего объекта $R(x_0, y_0)$:

$$P(x, y) = P_{nop} + P_{об}(x, y), \quad (40)$$

$$P_{об}(x, y) = P_{\infty} \iint R(x_0, y_0) \cdot Q(x_0 - x, y_0 - y) dx_0 dy_0. \quad (41)$$

Сигналы $P(x, y)$, P_{nop} и $P_{об}(x, y)$ - это мощности излучения на фотодетекторе, участвующие в формировании одного элемента изображения. Для систем с многоэлементным приемником (матрицей), x и y - координаты элемента матрицы, на который попадает излучение мощности P , для сканирующих (лазерных) систем P - мощность излучения на всем фотокатоде приемника (ФЭУ), а x и y - координаты точки пересечения сканирующего луча с плоскостью объекта. Составляющие полного сигнала P – это мощность излу-

чения на элементе изображения, формируемая светом, отраженным от объекта ($P_{об}$), и светом, рассеянным в толще воды без взаимодействия с объектом (помехой обратного рассеяния) $P_{пор}$. В формуле (41) P_{∞} - это мощность излучения на элементе от гипотетического бесконечно протяженного и идеально отражающего ($R \equiv 1$) объекта, $Q(\bullet)$ - функция рассеяния, которая характеризует вклад в сигнал изображения каждой точки объекта (x_0, y_0) . Величины P_{∞} , $P_{пор}$ и Q зависят от параметров системы наблюдения, ПГХ и расстояния наблюдения z . Функция рассеяния определяется диаграммами направленности излучателя и приемника одна из которых – «элементная» - всегда узкая, а другая – «стационарная» - вообще говоря, произвольна. В сканирующих системах (назовём их системами типа 1) узкая элементная диаграмма определяется углом расходимости лазерного пучка, а стационарная – углом сканирования или углом обзора. В многоэлементных системах (тип 2) поле зрения приемника освещено равномерно (широкоизлучательным источником или естественным светом), а элементная диаграмма определяется угловым размером элемента фотодетектора.

В общем случае функция рассеяния может быть представлена в виде произведения:

$$Q(\bullet) = E_1(\bullet)E_2(\bullet), \quad (42)$$

где E_1 - распределение облученности в плоскости объекта от реального излучателя, а E_2 - такое же распределение от воображаемого излучателя единичной мощности, расположенного на месте реального приемника и имеющего такую же, как приемник, диаграмму направленности. Для систем наблюдения, у которых стационарная диаграмма достаточно широкая, функция Q совпадает с ФРТ, подробно рассмотренной выше.

Из уравнения (41), в частности, следует, что изображение бесконечно протяженного объекта, коэффициент отражения которого имеет синусоидальную структуру с пространственной частотой ν , т.е., $R(x_0) = \bar{R}[1 + K_0 \cos(\nu x_0)]$, также синусоидально:

$$P_{об}(x) = \bar{R}P_{\infty}[1 + K \cos(\nu x)], \quad (43)$$

где K_0 и K - контрасты объекта и изображения без учета ПОР. Отношение контрастов $k = K / K_0$ представляет собой преобразование Фурье от функции рассеяния Q и называется частотно-контрастной характеристикой системы в воде (ЧКХ). Для системы с широкой стационарной диаграммой ЧКХ - это Фурье-образ ФРТ и зависит только от ПГХ и расстояния наблюдения. Она может быть рассчитана по формулам для ФРТ, приведенным выше. В этом случае ЧКХ системы в воде называют ЧКХ воды. Простая и точная формула для ЧКХ воды [16]:

$$k(z, \psi) = K / K_0 = \exp\left\{-bz[1 - \psi_*^{-1} \cdot \ln(\psi_* + \sqrt{1 + \psi_*^2})]\right\}, \quad (44)$$

где z - расстояние наблюдения, $\psi_* = 2\pi q \psi$, $\psi = \nu z / 2\pi = z / 2l$ - угловая частота элементов на объекте, ν - пространственная частота, l - размер элемента на объекте, $q = 2 / \langle \gamma^2 \rangle$ - параметр индикатрисы рассеяния. Из уравнения (44) следует, что ЧКХ $\rightarrow 1$ при увеличении размера элемента ($\psi \rightarrow 0$) и ЧКХ $\rightarrow \exp(-bz)$ при $\psi \rightarrow \infty$.

Наиболее типичной задачей подводного видения является видимость мелких деталей объекта ограниченного размера. Для этого надо знать среднюю мощность принимаемого сигнала $\bar{P}_{об}$, мощность помехи (ПОР) $P_{пор}$ и контраст K изображения.

Формулы для $\bar{P}_{об}$ и K выглядят следующим образом [16]:

$$\bar{P}_{об} = P_{\infty} \bar{R} F, \quad K = K_0 \frac{k(z, \psi) \bar{P}_{об}}{\bar{P}_{об} + P_{пор}}, \quad (45a, b)$$

где \bar{R} - средний коэффициент отражения объекта, F - параметр, зависящий от ПГХ, рас-

стояния наблюдения и диаграмм направленности излучателя и приемника и рассчитываемый интегрированием ФРТ по поверхности объекта и по стационарной диаграмме направленности. Подробные таблицы параметра F как функции безразмерного расстояния bz , углового диаметра объекта $2q\theta_{об}$ и угла зрения стационарной диаграммы $2q\theta$ рассчитана Е.И.Левиным [95], [16].

Для сканирующих систем (1) и для систем с многоэлементным фотодетектором (2):

$$P_{\infty}^{(1)} = \frac{P_0 \Sigma_r}{\pi z^2} \exp(-2az), \quad P_{\infty}^{(2)} = \frac{P_{\infty}^{(1)}}{N}, \quad (46)$$

где N - число элементов в кадре.

Для систем, работающих при естественном освещении, тоже относящихся к системам типа 2, формула (45а) имеет несколько иной вид [16, 20, 21].

Формулы (45) - (46) справедливы для систем, работающих как при непрерывном, так и при импульсном освещении. Во втором случае под P_0 понимается средняя во времени мощность излучателя.

Величина $P_{ноп}$ для систем видения, работающих при естественном освещении, при подводном наблюдении определяется коэффициентом яркости моря ρ (формула (23)) и облученностью на глубине z расположения системы наблюдения $E_d(z)$ (формула (18)):

$$P_{ноп} = \Sigma_r \Omega_r E_d(z) \rho, \quad (47)$$

а при наблюдении через слой атмосферы к этой величине добавляется ПОР от поверхности моря ($\Sigma_r \Omega_r L_s$) и от атмосферы ($\Sigma_r \Omega_r L_A$), (формулы для яркостей L_s и L_A см. выше), а Ω_r - телесный угол приема излучения, формирующего элемент изображения.

При искусственном освещении непрерывным источником света величина ПОР определяется более сложными формулами [16], [20], [21] и зависит, кроме ПГХ и параметров излучателя и приемника, от базы - расстояния между излучателем и приемником.

При искусственном освещении импульсным источником помеха обратного рассеяния почти полностью отсекается временным стробированием (приемник отпирается в момент t перехода импульса, отраженного от объекта наблюдения).

Ключевым в теории подводного видения является вопрос: какова дальность видимости z_{np} и разрешающая способность ψ_{np} при подводном наблюдении и как оптимально построить систему видения, чтобы обеспечить максимальные z_{np} и ψ_{np} ? Эти величины определяются решением относительно z и ψ уравнения $\delta(z, \psi) = \delta_{np}$, где δ_{np} - предельное отношение сигнал/шум, зависящее от заданных вероятности обнаружения и вероятности ложной тревоги и обычно принимаемое $\delta_{np} = 3 \div 5$. Отношение сигнал/шум для систем видения описывается уравнением (39) с заменой Δt_0 на $t_{эл}$ - длительность формирования одного элемента:

$$\delta = K \sqrt{2(P_{об} + P_{ноп}) t_{эл} s' / e}. \quad (48)$$

Таким образом, рассчитав среднюю мощность сигналов от объекта и помехи обратного рассеяния и контраст изображения (формулы (44) - (48)) можно найти предельные дальности видимости и разрешающую способность.

Сравним две системы: сканирующую (тип 1) - с узкой диаграммой излучателя $\vartheta_s^{(1)}$ и широкой приемника $\vartheta_r^{(1)}$ и многоэлементную (тип 2) - с широкой диаграммой излучателя $\vartheta_s^{(2)}$ и узкой диаграммой приемника $\vartheta_r^{(2)}$, работающих в одинаковом режиме (непрерывном и импульсном). Положим при этом, что узкие и широкие диаграммы в обеих системах одинаковы ($\vartheta_s^{(1)} = \vartheta_r^{(2)}$, $\vartheta_s^{(2)} = \vartheta_r^{(1)}$) и что обе системы имеют одинаковую мощность излуча-

теля ($P_0^{(1)} = P_0^{(2)}$), апертуру приемника ($\Sigma_r^{(1)} = \Sigma_r^{(2)}$) и время накопления сигнала (время кадра) T_k .

Из формулы (46b) следует, что в этом случае величина P_∞ в системе (1) больше в N раз, чем в системе (2). Однако в системе (2) длительность формирования одного элемента $t_{эл}$ равна времени кадра T_k , а в системе (1) $t_{эл} = T_k / N$. Поэтому, как следует из (48), отношение сигнал/шум на заданном расстоянии z и при заданной пространственной частоте одинаково в обеих системах при одинаковых P_0 , Σ_r и T_k . На практике, однако, в многоэлементных системах типа 2 увеличение диаметра объектива ограничено (при заданном поле зрения) размером фотокатода передающей трубки или матрицы, увеличение которого связано с принципиальными трудностями. В тоже время, в системах типа 1 входной зрачок может быть увеличен, например, за счет использования мозаики из ФЭУ. Кроме того, время кадра в этих системах, определяемое скоростью носителя системы, может быть сделано гораздо большим, чем в системах типа 2. Поэтому сканирующие системы в принципе более предпочтительны.

Импульсные системы обладают преимуществом перед непрерывными за счет резкого уменьшения помехи обратного рассеяния и, следовательно, контраста и дальности видимости.

Наконец, еще одним путем увеличения дальности видимости и разрешающей способности в воде является использование систем двойного сканирования (обычно называемых системами типа 3) в которых обе диаграммы – излучателя и приемника – узкие, и они синхронно сканируют плоскость объекта. Для таких систем функция рассеяния Q пропорциональна квадрату ФРТ (см. (42)); тогда преобразование Фурье от Q , т.е. ЧКХ, а, значит, и контраст изображения увеличивается по сравнению с ЧКХ систем 1 и 2, где Q совпадает с ФРТ. Кроме того, лазерные системы имеют еще одно преимущество: если использовать лазер с перестраиваемой длиной волны, то можно подобрать ту длину волны, которая соответствует минимальному поглощению света водой в точке наблюдения.

Таким образом, дальность видимости зависит от типа системы, прозрачности воды и от размера деталей на объекте, которые мы хотим различить. Например, расчеты показывают, что на объекте со средним альбедо $\bar{R} = 0.1$ при наблюдении в области 500 - 550 нм при естественном освещении и прозрачности по диску Секки $z_d = 10 - 50$ м, детали с частотой $\psi = 100 \text{ рад}^{-1}$ видны на предельной глубине $z_{np} = 10 - 40$ м, а с частотой $\psi = 3 \text{ рад}^{-1}$ на $z_{np} = 20 - 55$ м.

Для наиболее перспективных импульсных систем двойного сканирования (тип 3) с большим (10 см) входным зрачком и большим (6 с) временем кадра в тех же водах детали с $\psi = 100 \text{ рад}^{-1}$ различаются на глубине 20 - 85 м, а с $\psi = 3 \text{ рад}^{-1}$ – 40 - 100 м. При этом импульсное освещение увеличивает дальность видимости не более, чем в 2 раза.

Заметим, что элементы с $\psi = z/l = 3 \text{ рад}^{-1}$ могут быть видны только из воздуха, с высот $H \gg z$. Расчеты показывают, что предельная дальность видимости в самой чистой океанической воде и при наилучших условиях наблюдения из космоса очень крупных объектов составляет около 700 м [16].

Видение подводных объектов через взволнованную поверхность моря. Наблюдение шельфа с авиа-носителя, по сравнению с подводным наблюдением, обеспечивает гораздо большую производительность осмотра: при том же угле обзора системы площадь участка дна, попадающего в поле зрения с высоты H над поверхностью примерно в $(H/z)^2$ раз больше, чем при наблюдении из-под поверхности. Так как H измеряется в километрах, а z - в лучшем случае в десятках метров, и скорость движения авианосителя

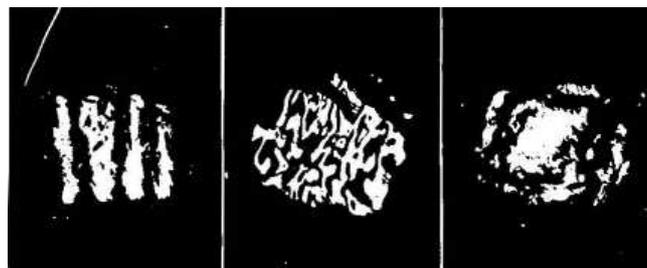
гораздо больше, чем подводного аппарата или корабля, то выигрыш в производительности осмотра (а, значит, и в экономии топлива и других ресурсов) оказывается очень большим.

С другой стороны, взволнованная поверхность моря не только является источником дополнительных шумов, возникающих из-за флуктуаций сигналов $P_{об}$ и $P_{пор}$, вызванных волнением, но и приводит к существенным искажениям изображения из-за случайного преломления отраженного от объекта света на наклонных участках поверхности.

Это искажение легко учитывается только в одном случае: когда время усреднения (накопления) сигнала в изображении значительно превышает максимальный период волнения. В этих условиях флуктуации в изображении идеально усредняются, и волнение сказывается в том, что каждой точке объекта соответствует в изображении кружок рассеяния. Это приводит к уменьшению контраста, количественно учитываемому введением в формулу (48) множителя k_s - ЧКХ взволнованной поверхности, которая выражается через функцию распределения уклонов поверхности. Величина k_s для распределения уклонов Кокса-Манка [96]:

$$k_s(\nu) = \exp[-0.125\pi^2\nu^2\sigma^2], \quad (49)$$

где $\sigma^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-3} V$ – усредненная по направлениям x и y дисперсия уклонов Кокса-Манка (V - скорость ветра, $\nu = 2\pi\psi/z$ - пространственная частота). Таким образом, при большом времени накопления (реально более 5 с) учет волнения не представляет труда. При этом контраст изображения, а, следовательно, и дальность видимости меньше, чем при наблюдении через плоскую поверхность моря в отсутствие волнения.



1 м 5 м 10 м

Рис. 9. Фотографии погруженной в воду полосатой самосветящейся миры, полученные с высоты 8 м, при экспозиции 1/500 с и сравнительно слабом волнении (скорость ветра $V=2.5$ м/с). Цифры под рисунками соответствуют глубине погружения миры

В реальных авиа-системах видения при большой скорости движения изображения являются «мгновенными». Структура же мгновенного изображения может сильно отличаться от структуры самого объекта: изображение дробится, в нем появляются разрывы, прямые линии искривляются. Сказанное иллюстрирует рис. 9, на котором показаны фотографии погруженной в воду полосатой самосветящейся миры, полученные с высоты 8 м, при экспозиции 1/500 с и сравнительно слабом волнении (скорость ветра $V = 2.5$ м/с) [16]. Видно, что увеличение глубины погружения приводит к ухудшению качества изображения, а при глубине

погружения 10 м информация о структуре объекта полностью утрачивается.

Из сказанного следует, что проблема видения через взволнованную поверхность сводится к необходимости решения двух задач: (1) – создание модели видимости дна через случайную границу воздух-вода и (2) – исследование возможности устранения или хотя бы уменьшения искажений изображения, вызванных волнением.

Модель видимости дна. Модель видимости дна через взволнованную поверхность «SBIM» («Sea Bottom Imaging Model») была разработана в процессе совместной российско-американской работы, о которой уже говорилось во введении, в течение 2001-2006 гг.

Несмотря на то, что вопросы теории видения через взволнованную поверхность рассматривались в литературе, начиная с уже цитированной работы Мулламаа 1975 г. [96], в основном, в работах А.Г.Лучинина и В.Г.Вебера (см., например, [97 - 99]), наиболее последовательное и полное изложение статистической теории видения через поверхность,

включающее зависимости характеристик изображения от параметров системы видения, состояния поверхности и ПГХ, содержится в публикациях по работе SBIM [100, 101] и в только что вышедшей первой в мировой литературе монографии по теории видения через взволнованную поверхность [102].

Модель видимости дна состоит из двух частей. В первой, аналитической части, содержится уравнение переноса мгновенного изображения через случайно-неоднородную границу раздела вода/воздух и уравнения для его статистических моментов и связанных с ним величин: среднего (накопленного) изображения, контраста, дисперсии пространственных шумов изображения, отношения сигнал/шум. Описываемая этими соотношениями аналитическая модель формирования изображения дна при наблюдении его через взволнованную поверхность при естественном освещении учитывает случайное преломление на границе раздела вода-воздух и многократное рассеяние и поглощение нисходящего и восходящего излучения. По этим уравнениям рассчитаны дисперсии флуктуаций сигнала от поверхности и водной толщи, их коэффициенты корреляции и отношение сигнал/шум, как функции угла сканирования для различных вариантов условий наблюдения, отличающихся различным сочетанием направления движения носителя и направления ветра (генерального направления бега волны) относительно солнечного вертикала. Показано, что для обеспечения максимального отношения сигнал/шум надо, чтобы область сканирования находилась вне солнечного ореола и не включала в себя антизеркальную по отношению к Солнцу область визирования, где максимальны флуктуации ПОР.

Наиболее однородное по изображению отношение сигнал/шум получается, когда плоскость сканирования перпендикулярна солнечному вертикалу и когда направление ветра перпендикулярно плоскости сканирования.

Вторая, «компьютерная», часть модели видимости дна, разработанная в основном Л.С.Долиным, состоит в компьютерном моделировании мгновенных изображений дна через взволнованную поверхность для различных объектов и условий наблюдения. Эффективный алгоритм быстрого вычисления изображений основан на использовании новой модели ФРТ, выражаемой элементарными функциями (формула (24)). Результаты расчета позволяют определить оптимальную стратегию полета при авиа-наблюдении дна через взволнованную поверхность путем выбора направления движения носителя системы видения по отношению к направлению ветра и положению Солнца.

Кроме аналитической и компьютерной модели видимости дна, проводилось лабораторное моделирование процесса переноса изображения через взволнованную поверхность. Для этого в лаборатории оптики океана и атмосферы СПб ФИО РАН под руководством В.Ю.Осадчего была построена специальная лабораторно-модельная установка (ЛМУ) [103], содержащая бассейн с волнопродуктором, различные излучатели и приемники и средства измерения параметров волнения и ПГХ.

Конечно, измерения на ЛМУ не могут быть непосредственно перенесены на реальные условия, так как полное соответствие параметров волнения, генерируемого в лабораторных условиях, реальному морскому волнению невозможно. Тем не менее, в ряде задач (учитывая также стационарность и однородность волнения и стационарность условий освещения и наблюдения и характеристик воды, которые невозможно обеспечить в морских экспериментах) лабораторные эксперименты позволяют получать достаточно достоверные результаты моделирования. Это, в частности, исследования связи между флуктуациями подводного светового поля и параметрами волнения, влияния нефтяных пленок на параметры волнения, закономерностей формирования изображения подводных объектов, а также проверка различных методов уменьшения искажений, вызванных волнением.

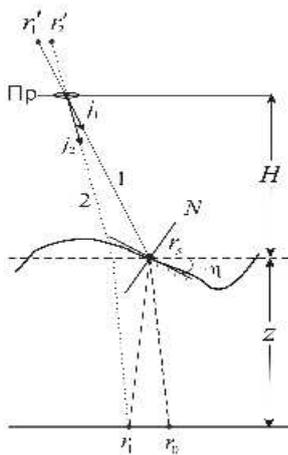


Рис. 10. Схема наблюдения через взволнованную поверхность: N - нормаль к поверхности в точке r_s с уклоном η , через которую наблюдается точка r_1 объекта

Методы уменьшения искажений изображения, вызванных волнением. Основная идея всех методов коррекции изображений состоит в использовании информации о пространственном распределении уклонов поверхности. При наличии волнения свет из точки объекта r_1 (рис. 10) поступает в точку приема по лучу 1 и попадает на тот элемент фотодетектора, на который в отсутствии волнения проецируется точка объекта r_0 . Искажения возникают из-за того, что система воспринимает точку r_1 как точку r_0 . Для устранения этих искажений элемент изображения, образованный лучом 1 нужно переместить на то место, куда проецируется точка r_1 в случае плоской границы раздела вода/воздух (на элемент изображения, образуемый лучом 2). Такую коррекцию направления прихода луча можно осуществить, пользуясь законом преломления, если известен уклон η в точке r_s пересечения луча 1 с поверхностью.

Подробный теоретический анализ различных методов такой коррекции изображения, в предположении, что известна полная или частичная информация о пространственном распределении уклонов, содержится в работах [104, 105]. В частности, показана важная роль разрешающей способности системы в точности восстановления изображения, и проанализированы различные методы интерполяции уклонов поверхности между точками, в которых уклоны известны.

Другой метод коррекции изображения состоит в наблюдении объекта через близкие участки морской поверхности. Идея этого метода была предложена (но не опубликована) автором настоящего обзора еще в конце 70-х г. (см. [106]), а подробная теоретическая проработка метода осуществлена В.Л.Вебером [106]. Идея состоит в том, что система видения должна содержать импульсный источник подсветки (лазер с оптически расширенным пучком, частотой повторения импульсов порядка 50 Гц и длительностью импульса порядка наносекунд) и два стробируемых по времени приемника, расположенных максимально близко друг к другу. Один из приемников открывается в момент прихода импульса, отраженного от поверхности, а второй – в момент прихода импульса, отраженного от объекта. На одном приемнике за один «кадр» получается искаженное изображение объекта, на втором – изображение бликов. Используя бликовое изображение в качестве маски (транспаранта) можно выделить в искаженном изображении объекта лишь те (не искаженные) элементы, которые соответствуют уклонам, перпендикулярным падающему лучу. В результате за один кадр получается, хоть и фрагментарное, но неискаженное изображение подводного объекта.

Поскольку состояние водной поверхности при волнении меняется во времени, в следующем кадре появляются другие неискаженные элементы. Многократное повторение этой процедуры и суммирование (накопление) различных фрагментарных изображений приведут к построению изображения, достаточно близкого к неискаженному изображению объекта.

Несколько другой алгоритм коррекции изображения, объединяющий в себе элементы упомянутых выше методов, осуществлен в эксперименте на описанной выше лабораторной модельной установке [107]. В качестве объекта наблюдения использовалась черная полосатая мира (рис. 11, а), которая помещалась на дно бассейна и подсвечивалась равномерно снизу зеленым светом, выделяемым светофильтром СЗС-21. Приемник – цифровая цветная фотокамера, оптическая ось которой направлена вертикально вниз. Участок поверхности воды, через который проводится наблюдение, освещается широким

параллельным пучком красного света, выделяемого светофильтром КС-8. Объект фотографировался с выдержкой 1/400 секунды через взволнованную поверхность воды. Изображение одного кадра в этом случае представляет собой искаженный до неузнаваемости объект и наложенные на него блики (рис. 11 б – на фотографии видны не все, а только самые яркие блики). При известной геометрии эксперимента по координатам каждого из бликов находится величина уклона точки поверхности, от которой в объектив попал этот блик. Пользуясь законом преломления, находим элемент объекта r_1 , луч 1 от которого попадает в точку изображения $r_1' = f j_{1\perp}$, f - фокусное расстояние объектива, $j_{1\perp}$ - горизонтальная составляющая единичного вектора j_1 направления луча 1 (рис.10):

$$j_{1\perp} = \frac{r_1 + z\eta(1 - n^{-1})}{H + z/n}. \quad (50)$$

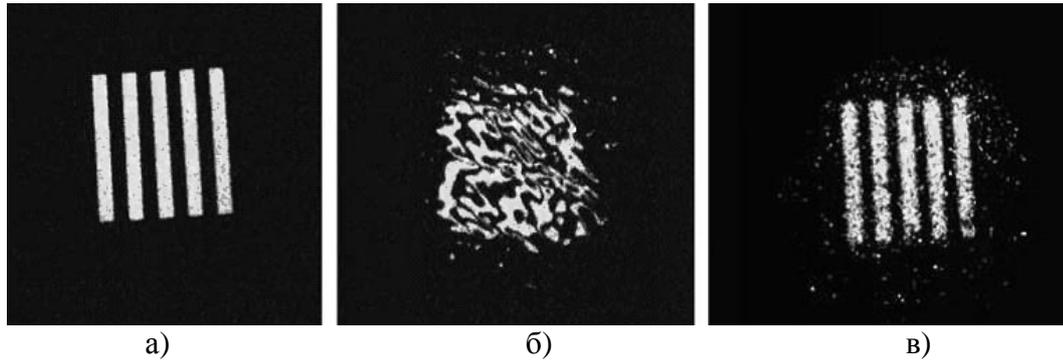


Рис. 11. Изображения самосветящейся миры через поверхность воды в лабораторном бассейне: а) - при отсутствии волнения; б) - восстановленное изображение; с) – волнение, выдержка 1/400 с

Далее, элемент изображения из точки r_1' перемещается в точку $r_2' = f j_{2\perp}$, где

$$j_{2\perp} = \frac{r_1}{H + z/n}, \quad (51)$$

в которую попал бы элемент r_1 после преломления на плоской поверхности (луч 2 на рис. 10). В результате, после обработки одного кадра получаем обедненное, но четкое изображение. Так же, как и в предыдущем способе, повторение и накопление (около 300 кадров) обеспечивает восстановленное изображение миры, близкое к исходному (рис. 11 в). Поскольку в одну и ту же точку изображения могут приходить лучи от разных точек объекта, преломленные на разных уклонах поверхности, программа обработки изображений выбирает тот элемент, сигнал от которого максимальный, а остальные отбрасывает. Это обеспечивает равномерность яркости белых и черных полос миры.

Лабораторный эксперимент, конечно, не может быть непосредственно перенесен на условия реального наблюдения через морскую поверхность. Однако он показывает принципиальную возможность коррекции изображений, искаженных волнением.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 07-05-00099 и ONR, грант N000140610741 через проект CRDF RUG1-1619-NN-06.

Summary

The paper includes a review of the main problems of the ocean optics. It gives information about history of hydro-optics, inherent optical properties (IOP) of the natural waters, methods of IOP measurements, and physical and empirical models which allow to find relations between different IOP. The methods of solving the radiation transfer equation for quantitative data on natural and artificial, including pulsed, underwater light fields are considered. The main concern is with the methods of remote sensing of the ocean which are the most promising in terms of practical implementation. These meth-

ods are: determination of the concentrations of optically active matters (phytoplankton, sediment and dissolved organic matter) from data of multi-spectral ocean sensing; retrieval of the depth distributions of IOP and detection of the inner waves by oceanic lidars; detection of oil films on the sea surface; observation of underwater objects and the sea bottom by imaging systems placed on the submerged vehicles, ships, planes and satellites. A simple optical model of maritime atmosphere needed for computing the airborne and satellite-based imaging systems is given. The effect of rough sea surface on underwater object visibility is considered, as well as methods of correction of the images, distorted by surface waves.

Литература

1. *Spinrad R.W.* Preface. Special issue «Hydrological optics». *Limnology and Oceanography*. 1989. V.34. N 8.
2. *Johannessen S.* Two thousand years of ocean optics. *Opt. and Phon. News*. NY. 2001. V.12. P.30-36.
3. *Гершун А.А.* Световое поле. ОНТИ. 1936. (См. также Гершун А.А. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. М.: ГИТТЛ, 1958).
4. *Берёзкин В.А., Гершун А.А., Янишевский Ю.Д.* Прозрачность и цвет моря. Изд. ВМА, 1940.
5. *Duntley S.Q.* Light in the sea. *J. Opt. Soc. Amer.* 1963. V.53. N 2. P.214-233.
6. *Иванов А.П.* Физические основы гидрооптики. Минск: Наука и техника, 1975.
7. *Preizendorfer R.* Hydrologic Optics. NOAA. Honolulu. 1976.
8. *Иванов А.П.* Введение в океанографию / Пер. с франц. М.: Мир, 1978.
9. *Ерлов Н.Г.* Оптика моря / Пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1980.
10. *Монин А.С.* (ред.) Оптика океана. М.: Наука, 1983. Т.1-2.
11. *Шифрин К.С.* Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеиздат, 1983.
12. *Gordon H.R., Morel A.* Remote Assessment of Ocean Color for Interpretation of Satellite Visible Imagery: A Review. Springer. New York. 1983.
13. *Kirk J.T.O.* Light and Photosynthesis in Aquatic Ecosystems. Cambridge University Press. New York. 1983.
14. *Зега Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л.* Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.
15. *Карабашев Г.С.* Флюоресценция в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1987.
16. *Долин Л.С., Левин И.М.* Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеиздат, 1991.
17. *Dera J.* Marine Physics. Elsevier. Amsterdam. 1992.
18. *Mobley C.D.* Light and Water: Radiative Transfer in Natural Waters / Academic Press. San Diego, 1994.
19. *Walker R.E.* Marine Light Field Statistics / Wiley. New York, 1994.
20. *Dolin L.S., Levin I.M.* Optics, Underwater. Encyclopedia of Applied Physics / VCH Publ. New York, 1995. V.12. P.571-601.
21. *Dolin L.S., Levin I.M.* Underwater optics. *G. Brown et al.* (Ed.) The Optics Encyclopedia. Wiley-VCH Publ. Weinheim, 2004. V.5. P.3237-3271.
22. *Levin I.M., Gilbert G.D.* (Ed.). Proceedings of the I International Conference «Current Problems in Optics of Natural Waters» (ONW'2001) / D.S.Rozhdestvensky Optical Society. St.Petersburg, 2001.
23. *Levin I.M., Gilbert G.D.* (Editors). Proceedings of the II International Conference «Current Problems in Optics of Natural Waters» (ONW'2003) / D.S.Rozhdestvensky Optical Society. St.Petersburg, 2003.
24. *Levin I.M., Gilbert G.D.* (Editors). Proceedings of the III International Conference «Current Problems in Optics of Natural Waters» (ONW'2005) / D.S.Rozhdestvensky Optical Society. St.Petersburg, 2005.
25. *Levin I.M., Gilbert G.D., Haltrin V.I., Trees Ch.* (Editors). Current research on remote sensing, laser probing and imagery in natural water. SPIE Proceedings, 2007. V.6615.
26. *Долин Л.С., Левин И.М., Радомысльская Т.М.* Способ определения показателя рассеяния в жидких средах и устройство для его осуществления. Патент № 2018116 по заявке 5016397/25 // Бюллетень изобретений. 1994. № 15.
27. *Dolin L.S., Levin I.M., Radomyslskaya T.M.* New instrument for measuring the scattering coefficient and the concentration of suspended particles in turbid water. SPIE Proceedings // Ocean Optics XII, *J.S.Jaffe* (ed.). 1994. V.2258. P.522-528.
28. *Dolin L.S., Levin I.M.* Optimal design of instruments for determining total scattering coefficient in sea water: theoretical background // Proceedings of the International Conference "Current Problems in Optics of Natural Waters" (ONW'2001), *I.Levin and G.Gilbert*, Ed. D.S.Rozhdestvensky Optical Society. St.Petersburg, 2001. P.334-339.
29. *Pope R.M., Fry E.S., Montgomery R.L., Sogandares F.* Integrating Cavity Absorption Meter: Measurement Result. SPIE Proceedings // Ocean Optics, 1990. V.1302. P.165-175.
30. *Zaneveld J.R.W., Kitchen J.C., Moore C.C.* Scattering error correction of reflecting tube absorption meters. SPIE Proceedings // Ocean Optics XII, *J.S. Jaffe* (ed.). 1994. V.2258. P.44-55.
31. *Voss K.J.* Use of radiance distribution to measure the optical absorption coefficient in the ocean // *Limnology and Oceanography*. 1989. V.34. N 8. P.1614-1622.

32. *Левин И.М., Николаев В.П.* Новый метод определения спектральных значений показателя поглощения и параметра вытянутости индикатрисы рассеяния света водой // *Океанология*. 1992. № 6. Т.32. С.1145-1150.
33. *Arnone R.A., Tucker S., Hilder F.* Secchi depth atlas of the world coastlines. SPIE Proceedings, Ocean Optics VII. 1984. V.489. P.195-201.
34. *Simonot J.-Y., Trout H.* A climatological field of mean optical properties of the World Ocean // *Journal of Geophysical Research*. 1986. V.91. N C5. P.6642-6646.
35. *Sydor M., Arnone R.A.* Effect of suspended particulate and dissolved organic matter on remote sensing of coastal and riverine waters // *Applied Optics*. 1997. V.36. N 27. P.6905-6912.
36. *Pope R., Fry E.S.* Absorption spectrum (380-700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements // *Applied Optics*. 1997. V.36. N 33. P.8710-8723.
37. *Prieur L., Sathyendranath S.* An optical classification of coastal and oceanic waters based on the specific spectral absorption curves of phytoplankton pigments, dissolved organic matter, and other particulate materials // *Limnology and Oceanography*. 1981. V.26, N 4. P.671-689.
38. *Sathyendranath S., Prieur L., Morel A.* A three-component model of ocean colour and its application to remote sensing of phytoplankton pigments in coastal waters // *International Journal of Remote Sensing*. 1989. V.10. N 8. P.1373-1394.
39. *Bricaud A., Babin M., Morel A., Claustre H.* Variability in the chlorophyll-specific absorption coefficients of natural phytoplankton: Analysis and parameterization // *Journal of Geophysical Research*. 1995. V.100. No C 7, P.13,321-13,332.
40. *Kopelevich O.V.* The current low-parametric models of seawater optical properties // *Proceedings of the I International Conference «Current Problems in Optics of Natural Waters» (ONW'2001)*. I. *Levin and G.Gilbert*, Editors. D.S.Rozhdestvensky Optical Society. St.Petersburg. 2001. P.18-23.
41. *Morel A., Antoine D., Gentili B.* Bidirectional reflectance of oceanic waters: accounting for Raman emission and varying particle scattering phase function // *Applied Optics*. 2002. V.41. N 30. P.6289-6306.
42. *Sathyendranath S., Cota G., Stuart V., Maass H., Platt T.* Remote sensing of phytoplankton pigments: a comparison of empirical and theoretical approaches // *Journal of Remote Sensing*. 2001. V.22. N 2&3. P.249-273.
43. *Gould R.W., Arnone R.A., Martinolich P.M.* Spectral dependence of the scattering coefficient in case 1 and case 2 waters // *Applied Optics*. 1999. V.38. N 12. P.2377-2383.
44. *Копелевич О.В.* Оптические свойства морской воды // *Оптика океана / Под ред. А.С.Монина*. Л.: Наука, 1983. Т.1. С.150-234.
45. *Barnard A.H., Pegau W.S., Zaneveld J.R.V.* Global relationships of the inherent optical properties of the oceans // *Journal of Geophysical Research*. 1998. V.103. N C11. P.24,955-24,968.
46. *Voss K.* A spectral model of the beam attenuation coefficient in the ocean and coastal areas // *Limnology and Oceanography*. 1992. V.37. N 3. P.501-509.
47. *Левин И., Копелевич О.* Корреляционные соотношения между первичными гидрооптическими характеристиками в спектральном диапазоне около 550 нм // *Океанология*, 2007. № 3. С.374 – 379.
48. *Levin I.M.* Back to the Secchi depth theory: when, why, and how can it be used? *Proceedings of the II International Conference «Current Problems in Optics of Natural Waters» (ONW'2003)*. I. *Levin and G.Gilbert*, Ed. D.S.Rozhdestvensky Optical Society. St.Petersburg. 2003. P.231-238.
49. *Кейз К., Цвайфель П.* Линейная теория переноса / Пер. с англ. М.: Мир, 1972.
50. *Gordon H.R.* Simple calculation of the diffuse reflectance of the ocean // *Applied Optics*. 1973. V.12. N 12. P.2803-2804.
51. *Голубицкий Б.М., Левин И.М., Танташев М.В.* Освещенность в морской воде от бесконечно широкого пучка // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1974. Т.10. № 7. С.798-801.
52. *Голубицкий Б.М., Левин И.М.* Пропускание и отражение слоя среды с сильно анизотропным рассеянием // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1980. Т.16. № 10. С.1051-1058.
53. *Долин Л.С.* Автомодельное приближение в теории многократного сильно анизотропного рассеяния света // *Доклады АН СССР*. 1981. Т.260. № 6. С.1344-1347.
54. *Левин И.М.* Следствие теоремы оптической взаимности для рассеивающих сред // *Оптика и спектроскопия*. 1986. Т.6. № 5. С.1148-1150.
55. *Левин И.М.* О коэффициенте яркости моря: учет молекулярного рассеяния // *Океанология*. 1997. Т.37. № 2. С.192-194.
56. *Gordon H.R., Brown O.B., Evans R.H., Brown J.W., Smith R.C., Baker K.S., Clark D.K.* A semianalytic radiance model of ocean color // *Journal of Geophysical Research*. 1988. V. 93. N D2, P.10,909-10,924.
57. *Долин Л.С.* О рассеянии светового пучка в слое мутной среды // *Известия вузов. Радиофизика*. 1964. Т.7. № 2. С.380-382.
58. *Долин Л.С.* О распространении узкого пучка света в среде с сильно анизотропным рассеянием // *Известия вузов. Радиофизика*. 1966. Т.9. № 1. С.61-71.
59. *Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Савельев В.А., Лучинин А.Г.* О структуре узкого пучка света в

- морской воде // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т.5. № 2. С.160-167.
60. *Долин Л.С., Савельев В.А.* Новая модель размытия светового пучка в среде с сильно анизотропным рассеянием // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т.36. № 6. С.794-801.
 61. *Долин Л.С.* Модель размытия светового пучка в стратифицированной мутной среде // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т.38. № 2. С.273-281.
 62. *Гольдин Ю.А., Долин Л.С., Пелевин В.Н.* Световое поле от искусственных источников света в океане // Оптика океана / Под ред. А.С.Монина. Л.: Наука, 1983. Т.1. С.307-343.
 63. *Долин Л.С.* О прохождении импульсного светового сигнала через поглощающую среду с сильно анизотропным рассеянием // Известия вузов. Радиофизика. 1983. Т.26. № 3. С.300-309.
 64. *Gordon H.R., Clark D.K., Brown J.W., Evans R.H., Broenkow W.W.* Phytoplankton pigment concentrations in the Middle Atlantic Bight: comparison of ship determinations and CZCS estimates // Applied Optics. 1983. V.22. N 1. P.20-36.
 65. *Gordon H.R.* Atmospheric correction in ocean color imagery in the Earth Observing System era // Journal of Geophysical Research. 1997. V.102. N D14. P.17,081 – 17,106.
 66. *Chomko R., Gordon H.R.* Atmospheric correction of ocean color imagers: test of spectral optimization algorithm with the Sea-viewing Wide Field of View Sensor // Applied Optics. 2001. V.40, No 18. P.2973-2984.
 67. *O'Reilly J.E., Maritorena S., Mitchell B.G., Siegel D.A., Carder K.L., Garver S.A., Kahru M., McClain C.* Ocean color chlorophyll algorithms for SeaWiFS // Journal of Geophysical Research. 1998. V.103. N C11. P.24,937–24,953.
 68. *Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 332 с.
 69. *Levin I.M., Radomyslskaya T.M., Sheberstov S.V.* Simple optical model of atmosphere radiance for the problem of bottom imaging from air // Proceedings of the III International Conference «Current Problems in Optics of Natural Waters» (ONW'2005). *I. Levin and G. Gilbert*, Ed. D.S. Rozhdestvensky Optical Society. St. Petersburg. 2005. P.164-169.
 70. *Gregg W.W., Carder K.L.* A simple spectral solar irradiance model for cloudless maritime atmospheres // Limnology and Oceanography. 1990. V.35, N 8. P.1657-1675.
 71. *Gordon H.R., Castano D.J.* Aerosol analysis with the Coastal Zone Color Scanner: a simple method for including multiple scattering effects // Applied Optics. 1989. V.28, N 7. P.1320-1326.
 72. *Шифрин К.С., Минин И.Н.* О негоризонтальной теории видимости // Труды ГГО (Главной Геофизической Обсерватории). Л.: ГГО, 1957. Т.68. С.5-75.
 73. *Шифрин К.С.* Оптические свойства атмосферы над океаном // Рассеяние и поглощение света в природных и искусственных дисперсных средах. Минск: Институт физики, 1991. С.277-288.
 74. *Lee Z., Carder K.L., Mobley C.D., Steward R.G., Patch J.S.* Hyperspectral remote sensing for shallow waters: 2. Deriving bottom depths and water properties by optimization // Applied Optics. 1999. V.38. N 18. P.3831-3843.
 75. *Козлов В.П.* Избранные труды по теории планирования эксперимента и обратным задачам оптического зондирования. СПб.: Санкт-Петербургский Государственный Университет, 2000.
 76. *Kozlov V.P., Levin I.M., Zolotukhin I.V.* Optimum selection of spectral channels in the problem of remote sensing of phytoplankton concentration in ocean water. Proc. of Pacific Ocean Remote Sensing Conference (PORSEC-92). Okinawa. 1992. P.1073-1075.
 77. *Levin I.M., Zolotukhin I.V.* Method of experimental design for optical remote sensing of chlorophyll concentration in ocean waters // *J. Jaffe* (Ed.). SPIE Proceedings. Ocean Optics XII. 1994. V.2258. P.861-869.
 78. *Золотухин И.В., Левин И.М.* Оптимальное планирование эксперимента в задаче дистанционного определения содержания оптически активных веществ в океане // Доклады РАН. 1997. Т.354. № 6. С.817-820.
 79. *Золотухин И.В., Левин И.М.* Применение теории оптимального планирования эксперимента в задаче дистанционного определения концентрации фитопланктона и других оптически активных веществ в океане // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т.35. N 5. С.679-688.
 80. *Левин И.М., Левина Е.И., Гильберт Г.Д., Стюарт С.Ю.* Оптимальный алгоритм дистанционного определения оптически активных веществ в океане с помощью многоканального спектрометра // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т.41. № 5. С. 693-701.
 81. *Levin I., Levina E., Gilbert G., Stewart S.* Role of sensor noise in hyperspectral remote sensing of natural waters: Application to retrieval of phytoplankton pigments // Remote Sensing of Environment. 2005. V.95. N 2. P.264-271.
 82. *Levin I.M. and Levina E.I.* Effect of atmospheric interference and sensor noise in retrieval of optically active materials in the ocean by hyperspectral remote sensing // Applied Optics. 2007. v.46. N 28. P.6896-6906.
 83. *Фадеев Д.Н., Клышко В.В.* Дистанционное определение концентрации примесей в воде методом лазерной спектроскопии с калибровкой по Рамановскому рассеянию // Доклады АН СССР. 1978. Т.23, № 1. С.55-57.
 84. *Osadchy V.Ju., Shifrin K.S., Gurevich I.Y.* The airborne indication of oil films at the Caspian sea surface using CO₂ Lidar // Oceanologia Acta. 1999. V.2. N 1. P.51-56.
 85. *Dolina I.S., Dolin L.S., Levin I.M., Rodionov A.A.* Diagnostic abilities of oceanic lidars // Proceedings of the III

- International Conference «Current Problems in Optics of Natural Waters» (ONW'2005). *I. Levin and G. Gilbert*, Ed. D.S. Rozhdestvensky Optical Society. St. Petersburg. 2005. P.220-225.
86. *Dolina I.S., Dolin L.S., Levin I.M., Rodionov V.A., Savel'ev V.A.* Inverse problems of lidar sensing of the ocean // «Current research on remote sensing, laser probing and imagery in natural water». SPIE Proceedings. 2007. V.6615. 66150C (10 pages).
 87. *Лисицин А.Л., Виноградов М.Е., Романкевич Е.А.* (ред.). Опыт системных океанологических исследований в Арктике. М.: Научный мир, 2001.
 88. Gossard E.E., Hooke W.H. Waves in the atmosphere // Elsevier. Amsterdam. 1975.
 89. *Фадеев В.В., Чубаров В.В.* Количественное определение нефтепродуктов в воде методами лазерной спектроскопии // Доклады АН СССР. 1981. Т.261. № 2. С.342-346.
 90. *Levin I.M.* Spectral contrast of oil films on the sea surface: influence of water type, wind velocity and solar altitude. In: *J. Jaffe* (Ed.). SPIE Proceedings, Ocean Optics XII. Bergen. 1994. V. 2258. P.759-767.
 91. *Алешин И.В., Гончаров В.К., Осадчий В.Ю., Левин И.М., Радомысльская Т.М., Клементьева Н.Ю., Колбков В.С., Зеленский В.В., Джун Ли.* Современные методы и технические средства обнаружения в толще морской среды аварийных утечек нефти из подводных нефтепроводов // Морской вестник. 2006. № 2(18). С.78-82.
 92. *Левин И.М.* О наблюдении объектов, освещенных узким световым пучком, в рассеивающей среде // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т.5. № 1. С.62-76.
 93. *Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Лучинин А.Г., Савельев В.А.* Некоторые вопросы теории видения в мутных средах // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т.5. № 7. С.672-684.
 94. *Mertens L.E., Replogle F.S.* Use of point spread and beam function for analysis of imaging systems in water. J. Opt. Soc. Amer. 1977. V.67. No 8. P.1105-1117.
 95. *Левин Е.И., Левин И.М.* К теории подводного видения при произвольной диаграмме направленности излучателя или приемника // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т.25. № 9. С.979-987.
 96. *Мулламаа Ю.А.-Р.* Влияние взволнованной поверхности моря на видимость подводных объектов // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т.11. № 2. С.199-205.
 97. *Лучинин А.Г.* Некоторые закономерности формирования изображения шельфа при его наблюдении через взволнованную поверхность моря // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т.17. № 7. С.732-735.
 98. *Вебер В.Л.* О влиянии волнения на качество изображения, полученного при наблюдении через взволнованную поверхность // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т.5. № 8. С.869-875.
 99. *Лучинин А.Г.* Об основных принципах формирования изображения подводных объектов при наблюдении через взволнованную поверхность // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1996. Т.32. № 2. С.296-302.
 100. *Gilbert G.D., Dolin L.S., Levin I.M., Luchinin A.G., Stewart S.E.* An application of an advanced stochastic bottom imaging model for airborne hyperspectral imager data collection // SPIE Proceedings, Ocean Optics: Remote sensing and underwater imaging. 2002. V.4488. P.36-45.
 101. *Гильберт Г.Д., Долин Л.С., Левин И.М., Лучинин А.Г., Стюарт С.* Влияние условий освещения на видимость морского дна // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т.42. № 2. С.126-135.
 102. *Dolin L., Gilbert G., Levin I., Luchinin A.* Theory of imaging through wavy sea surface // Institute of Applied Physics. 2006.
 103. *Осадчий В.Ю., Левин И.М., Савченко В.В., Французов О.Н.* Лабораторно-модельная установка для исследования переноса излучения и изображения через взволнованную водную поверхность // Океанология. 2004. Т.44. № 1. С.154-159.
 104. *Долин Л.С., Лучинин А.Г., Турлаев Д.Г.* Алгоритм восстановления изображений подводных объектов, искаженных поверхностным волнением // Известия. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 2004. Т.40. № 6. С.842-850.
 105. *Лучинин А.Г., Долин Л.С., Турлаев Д.Г.* О коррекции изображений подводных объектов при неполной информации о поверхностном волнении // Известия. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 2005. Т.41. № 2. С.272-277.
 106. *Вебер В.Л.* Наблюдение подводных объектов через бликовые участки морской поверхности // Известия вузов. Радиофизика. 2005. Т.48. № 1. С.38-52.
 107. *Osadchy V.Yu., Savtchenko V.V., Levin I.M., Frantuzov O.N., Rybalka N.N.* Correction of images distorted by wavy water surface: a laboratory experiment // Proceedings of the IV International Conference «Current Problems in Optics of Natural Waters» (ONW'2007). Niznij Novgorod. Institute of Applied Physics. 2007. P.91-93.

Статья поступила в редакцию 25.06.2007 г.