ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«МОРСКОЙ ГИДРОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ РАН»

На правах рукописи

ШИБАНОВ ЕВГЕНИЙ БОРИСОВИЧ

ОПТИЧЕСКИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ И АТМОСФЕРЫ НАД МОРЕМ

Специальность 25.00.28 - океанология

Диссертация
на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Севастополь – 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ……………………………………………………………………..6

1 МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ИНДИКАТРИСЫ И ПОКАЗАТЕЛЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТА МОРСКОЙ ВОДОЙ……………….…………………………......26

1.1 Особенности измерения рассеяния света в воде в видимом диапазоне в широком интервале углов …...…………………………………………………..26

1.2 Основные погрешности измерения углового показателя рассеяния света в воде……..…………………………………………………..……….33

1.3 Теневой метод измерений индикатрис в малых углах и его модификация 37

1.4 Методика расчета абсолютной величины углового показателя рассеяния света..41

1.5 Учет эффектов многократного рассеяния………………………………46

1.6 Калибровка измерителя углового показателя рассеяния света………………...53

Выводы к разделу 1……………………………………………………...63

2 ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ВОДЕ……………….65

2.1 Известные проблемы в оптике чистой воды...…………………………......…65

2.2 Физические принципы статистической неравновесности молекул воды в жидкой фазе…….………...……………………………………………70

2.3 Влияние пространственных корреляции в положениях частиц на угловой показатель рассеяния света…...………………………………………......76

2.4 Учет согласованного пространственного распределения оптических неоднородностей в воде…………………………….....…….……………..90

2.5 Экспериментальное подтверждение гипотезы о пространственном согласовании оптических неоднородностей воды……...……………………94

2.6 Учет пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости при расчете переноса светового излучения в морской воде……………………100

2.6.1 Полуэмпирическая теория переноса излучения гетерогенной среде..102

2.6.2 Учет гетерогенности среды в двухпотоковом приближении…...…..103

2.6.3 Сравнение результатов модельных расчетов с экспериментальными характеристиками восходящего излучения……………………………………..…..110
Выводы к разделу 2……………………………………………………………114
3 РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНОГО УГЛОВОГО ПОКАЗАТЕЛЯ РАССЕЯНИЯ МОРСКОЙ ВОДЫ…...……….………...…………………….116
3.1 Особенности рассеяния света морской водой…………………...…………116
3.2 Результаты измерений углового показателя рассеяния в эксперименте HyCODE-2000 на шельфе Атлантики у восточного побережья США…….119
3.3 Спектральные свойства углового показателя рассеяния света морской водой……………………………...………………………………126
3.4 Угловой показатель рассеяния света водой Черного моря и его связь с интегральными характеристиками рассеяния …………...….……………..132
Выводы к разделу 3……………………………………………………………142
4 СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СТАНДАРТНЫХ МЕТОДОВ РАСЧЕТА РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ВОДНОЙ СРЕДЕ И АТМОСФЕРЕ…...……,,,,,,,,,,,,,,,…144
4.1 Усовершенствованный метод расчета параметров рассеяния света на частицах со сферической симметрией………………………………………144
4.1.1 Закономерности сходимости функций Рикатти-Бесселя и логарифмической производной...………………………………………………...149
4.1.2 Инициализация функций Бесселя в алгоритмах обратной рекурсии……………………………………………………………………...154
4.1.3 Рассеяние света на частице с оболочкой и частный случай тонкой оболочки…...………...…………………………………………………159
4.2 Метод расчета параметров световых полей в горизонтально однородном море и атмосфере………………………………………………………165
4.2.1 Некоторые аналитические способы оценки переноса излучения в плоско-параллельных средах………………...……………………………168
4.2.2 Численный метод расчета интенсивности рассеянного излучения в плоско-параллельной среде…...…………………………………………...174
4.2.3 Принцип взаимодействия для плоскопараллельных слоев……………175

4.2.3 Формулы «сложения» в матричном виде…………………….……………....178
4.2.4 Фурье преобразование в дискретном представлении….………………180
4.2.5 Особенности интерполяции рассеянного излучения из дискретного в непрерывное пространство….……………………………………………...185
4.2.6 Условия сходимости численного алгоритма………..…………...……...187
4.2.7 Метод учета высоких кратностей рассеяния………………………….…...189
Выводы к разделу 4…………………………………………………………………196
5 ИЗМЕНЧИВОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЭРОЗОЛЯ НАД МОРЕМ ……………………………………………………………………………...198
5.1 Исследования оптических свойств аэрозоля в задачах дистанционного зондирования цвета моря…………………………………………………………....198
5.2 Результаты измерений оптических характеристик атмосферы на Карадагской геофизической обсерватории…………………...…………………………202
5.3 Сравнение результатов береговых атмосферных оптических исследований с данными судовых наблюдений на акватории Черного и Средиземного морей……...…………………………………………………………210
5.4 Оценка параметров функции распределения аэрозольных частиц по размерам по первому собственному вектору……………………………………..215
5.5 Результаты исследования атмосферного аэрозоля в рамках программы AERONET…………………………………………………………………………..218
5.6 Физическая модель трансформации аэрозоля над морем и в прибрежной зоне…………………………………………………………………….……….223
Выводы к разделу 5…….....……………………………………………………………229
6 УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ДИСТАНЦИОННЫХ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ БИООПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИБРЕЖНЫХ ВОД……………....230
6.1 Основные проблемы определения концентраций оптически активных примесей…………………………………………………………………………...230
6.2 Спектральные особенности коэффициента яркости Черного моря………….233
6.3 Оптическая модель коэффициента яркости Черного моря……………….….238
6.4 Метод минимизации функционала в обратной задаче биооптики моря……..243

6.5 Уточнение функциональной зависимости коэффициента яркости моря от характеристик рассеяния и поглощения света морской водой……………248
6.6 Усовершенствованная методика атмосферной коррекции в задаче дистанционного зондирования прибрежных вод Черного моря …..……...252
Выводы к разделу 6…………………………………………………...…….……264
ЗАКЛЮЧЕНИЕ……………………………………………………………………266
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ……………………………………………………...270
ПРИЛОЖЕНИЕ А (справочное). Приближенные аналитические выражения для коэффициентов отражения и пропускания при изотропном рассеянии ………...298

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации. Оптические методы широко применяются в научных и прикладных исследованиях окружающей среды. Информация об оптических характеристиках морской среды используется в экологических и океанографических моделях, а также для прогноза и контроля экологической ситуации в морской среде. Поскольку результаты расчетов по математическим моделям чувствительны к погрешности входных данных, как к случайным, так и к закономерным ошибкам, обусловленным методикой измерений, упрощениями, положенными в основу теории и особенностями обработки результатов экспериментов, то наличие более полной и точной информации об оптических свойствах среды должно сказаться и на качестве финального продукта.

Одним из важнейших параметров, характеризующих процессы светорассеяния в море, является угловой показатель рассеяния света. Он зависит от микрофизических характеристик среды и входит в подынтегральное выражение уравнения переноса излучения. Его измерения стали востребованы после того, как появилась возможность с высокой точностью решать уравнение переноса излучения в анизотропно-рассеивающих средах. До момента создания в 2002 г. в отделе оптики моря Морского гидрофизического института (МГИ) нового измерителя углового показателя рассеяния не существовало приборов, измеряющих этот параметр в широком угловом и спектральном диапазонах. В ходе совершенствования прибора, его тестирования и калибровки был обнаружен ряд логических противоречий между предсказаниями термодинамической теории и экспериментом. Необъяснимым оказался тот факт, почему неоднородности размером большим, чем поры фильтра остаются в воде после ее фильтрации. Из анализа литературных источников также следует, что проблема получения оптически чистой воды всегда сводилась к устранению пика рассеяния вперед, т.е. в удалении из воды более крупных неоднородностей.

С развитием технологии изготовления гидрооптической аппаратуры, широким распространением численных методов решения прямых оптических задач появилась, наконец, возможность экспериментально проверить разработанную ранее теорию световых полей в море. При сопоставлении данных натурных измерений в чистых океанских водах с модельными расчетами возникает потребность использовать заниженные значения коэффициента поглощения света водой, входящего в выражение для показателя вертикального ослабления света [210], но, с другой стороны, чтобы получить соответствие значений коэффициентов яркости необходимо увеличить показатель обратного рассеяния [246, 251, 264]. Поскольку с ростом рассеяния увеличивается показатель вертикального ослабления света, то эти две тенденции взаимоисключающие. Для объяснения обнаруженных противоречий требуется более ясное понимание процессов рассеяния света в жидкости вообще и в воде в частности.

Информация об оптических свойствах морской воды может быть получена с борта аэрокосмических носителей. Коэффициент яркости водной толщи зависит в основном от коэффициентов поглощения и обратного рассеяния. Пользуясь априорной информацией о спектральных свойствах оптически активных примесей в морской воде, в принципе, можно определить их концентрацию аналитическим методом. Определенные опасения вызывает то обстоятельство, что коэффициенты поглощения света «чистой» воды и примесей получены из экспериментальных результатов по измерению пропускания света через среду.

С применением дистанционных методов исследования цвета моря атмосферная коррекция стала составной частью гидрооптических задач. В прибрежной зоне доля полезного сигнала от моря, как правило, невысока, что предъявляет повышенные требования к точности оценки вклада атмосферы. Данные, собранные глобальной сетью солнечных радиометров (AERONET) [109], позволяют сделать вывод, что функция распределения аэрозольных частиц по размерам всегда бимодальна вследствие фазовых переходов водяного пара и коагуляции частиц. Несмотря на совершенствование аэрозольных моделей, создание глобальной системы наблюдения за оптическими свойствами аэрозоля и заметный прогресс в численных методах решения уравнения переноса излучения, точность стандартных методов атмосферной коррекции, использующих только инфракрасные каналы, недостаточно высока для восстановления цвета моря из космоса [114]. По-видимому, основной причиной недостаточной точности алгоритмов атмосферной коррекции является снижение детерминированности поведения системы, находящейся вдали от термодинамического равновесия.

Степень разработанности темы диссертации. В настоящее время основные усилия специалистов по оптике моря направлены на решение сильно упрощенной физической задачи, но в усложненной математической постановке. К такому роду задач относится разработка алгоритмов расчета рассеяния на несферических частицах и совершенствование численных методов решения трехмерного уравнения переноса для различной геометрии. Оптические неоднородности морской воды традиционно связывают со свойствами локальных объектов. Такой подход к оптике моря не в полной мере учитывает многообразие хаотического поведения сложных нелинейных систем, каковой является морская вода.

Цели и задачи исследования. Основная цель работы - исследовать оптические эффекты, обусловленные микромасштабными неоднородностями морской воды и приводной атмосферы в приложении к задачам дистанционного зондирования моря. Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1) разработать методику определения показателя рассеяния света в широком угловом и спектральном диапазоне,

2) разработать теорию рассеяния света на мелкомасштабных структурных неоднородностях чистой воды и построить модель, объясняющую одновременно высокую анизотропию светорассеяния и высокую прозрачность чистой морской воды,

3) выполнить лабораторные эксперименты, подтверждающие теоретические выводы. Получить экспериментальные оценки пространственно-временных характеристик структурных неоднородностей чистой воды,

4) получить принципиально новые данные о спектрально-угловом показателе рассеяния света для различных районов Мирового океана,

5) создать и обосновать новый метод атмосферной коррекции с использованием коротковолновой области спектра,

6) усовершенствовать методы расчетов параметров световых полей в море и атмосфере в приложении к задачам дистанционного зондирования моря.

Объект исследований - морская вода и методы определения ее оптических свойств. ***Предмет исследований*** – процессы рассеяния и распространения света в случайно-неоднородных средах с неравновесной статистикой распределения молекул.

Научная новизна полученных результатов. Следующие результаты диссертационной работы, полученные лично соискателем, обладают принципиальной научной новизной и получены впервые:

1) создана и апробирована методика определения рассеивающих свойств морской водой в широком угловом и спектральном интервалах, которая включает в себя:

– методы калибровки измерителя спектрального углового показателя рассеяния света;

– метод управления чувствительностью ФЭУ для регистрации сигнала в широком диапазоне;

– метод оценки оптических характеристик «опорной» жидкости;

– алгоритм обработки данных измерений с учетом многократного рассеяния,

2) в ходе гидрооптических экспедиций измерены величины углового показателя рассеяния света морской водой для Черного, Средиземного, Балтийского моря, Мексиканского залива, для вод Атлантического океана вблизи восточного побережья США. Впервые эти величины получены в спектральном интервале от ближнего УФ до ближнего ИК (380 –780 нм), и в широком интервале углов рассеяния (0.5 – 178°). На основании анализа данных натурных измерений впервые показано, что спектральная зависимость рассеяния света в морской воде в диапазоне углов 15 – 30° может иметь локальный минимум. Этот результат также подтверждается расчетами по предлагаемой в диссертации модели оптических неоднородностей воды,

3) впервые рассмотрен механизм рассеяния света в жидкости, обусловленный характерным для всех конденсированных систем пространственным согласованием неоднородностей, называемых в физике твердого тела линейными и планарными дефектами. Разработана концепция оптических неоднородностей воды. Базовым элементом системы неоднородностей воды является оптическая квазичастица, рассеивающая свет за счет пространственно-временных корреляций в флуктуациях диэлектрической проницаемости, которые обусловлены дальним порядком межмолекулярного взаимодействия. Предложена простая математическая модель неоднородностей воды, в результате чего впервые удалось теоретически описать спектрально-угловую зависимость рассеяния света, наблюдаемую в «чистой» воде. Оценены параметры модели. Экспериментально подтверждено, что неоднородности, формирующие рассеяние света на малые углы, согласованы так же и друг с другом, то есть имеют нелокальный характер. Для среды с нелокальными неоднородностями предложена полуэмпирическая теория переноса излучения, которая одновременно объясняет высокие значения коэффициента яркости и сверхвысокую прозрачность чистой океанской воды,

4) показано, что высокая корреляция величин аэрозольной оптической толщины на различных длинах волн наблюдается вследствие ограничения – измерения проводятся при отсутствии облаков. Предложен механизм трансформации аэрозоля, объясняющий суть изменчивости его оптических свойств при измерении цвета моря со спутника, что обосновывает необходимость параметризации коэффициента яркости моря в коротковолновой области спектра при проведении процедуры атмосферной коррекции. С этой целью предложена двухпараметрическая модель, описывающая коэффициент яркости моря вне полосы поглощения хлорофилла-а. С использованием этой модели усовершенствован алгоритм атмосферной коррекции в задаче дистанционного зондирования Черного моря в оптическом диапазоне. Алгоритм апробирован на данных измерений оптического сканера SeaWiFS,

5) получили дальнейшее развитие численные алгоритмы решения прямых задач оптики атмосферы и океана, ориентированные на создание мало параметрических моделей оптических характеристик моря и атмосферы. В частности:

- предложен альтернативный способ расчета коэффициентов электромагнитных мод, не использующий метод Ленца. Получены аналитические выражения для начальных индексов и числа итераций при вычислениях функций Бесселя и их логарифмических производных методом обратной рекурсии;

- разработан способ устойчивого численного расчета коэффициента яркости моря и других параметров светового поля в плоско-параллельной среде с сильной анизотропией рассеяния света. Даны рекомендации на величины начальной оптической толщины, используемые при расчетах световых полей в море по численному методу «сложения-удвоения»;

- разработан эффективный алгоритм расчета азимутальной зависимости параметров светового поля, не имеющий осциллирующей ошибки вычислений.

Теоретическое значение работы. Изложенный в диссертации подход к рассеянию света в воде учитывает корпоративный характер взаимодействия молекул в жидкости, вследствие чего в жидкой среде и возникает совокупность неоднородностей пониженной размерности – система дефектов локальной плотности. Оптическая модель неоднородностей воды строится на принципах физики конденсированного состояния вещества и поэтому позволяет по-новому взглянуть на такой сложный объект, как морская вода.

Обнаруженные экспериментальные особенности рассеяния света в «чистой» воде и теоретические оценки показывают, что неоднородности пониженной размерности в макроскопически объемно-однородной жидкости существуют всегда. Принципиальным моментом является наличие согласованной, постоянно изменяющейся, системы неоднородностей воды, которая объясняет такие физические нетривиальные эффекты как высокая скорость распространения малых концентраций в плотной среде и повышенная вероятность образования в воде агрегатов из органических соединений.

Практическое значение полученных результатов. Соискателем были даны рекомендации, основанные на понимании анизотропной природы светорассеяния в жидкостях, учтенные при разработке и изготовлении приборов для измерения индикатрисы рассеяния света водой.

Разработанная в диссертации методика измерений спектрально-углового показателя рассеяния света является существенным шагом в решении проблемы эталонов рассеяния. Уточненные значения спектрально-углового показателя рассеяния частиц латекса, суспензий Маалокса и опорной фильтрованной воды будут очень полезны при калибровке различных коммерческих приборов, измеряющих рассеяние света в жидкости. Бликовую характеристику измерителей углового показателя рассеяния можно определить с помощью фильтрованной воды или очищенной питьевой воды, не прибегая к дорогостоящему методу очистки и хранения «чистой» воды.

Результаты и выводы диссертации использовались:

– для обработки спутниковых измерений коэффициента яркости в рамках совместных проектов НАН Украины и Космического Агентства Франции в 2004 г.,

- для совершенствования методов измерения углового показателя рассеяния в рамках международных проектов с фирмой “AMPAC” (США) в 2003 – 2005 гг., 2005 – 2007 гг. и с фирмой “Interspectrum”, Эстония, 2011 – 2013 гг.,

- при исследовании оптических свойств Балтийского и Черного морей в рамках соглашения о научном сотрудничестве между Польской академией наук и НАН Украины в 2006 - 2007 гг.,

- при изучении гидрофизических процессов в Черном море и Балтийском море в рамках совместных проектов НАН Украины и Космического Агентства Франции в 2002 - 2004 гг. и проекта НАТО ESP.EAP.SFPP 982678 в 2009 – 2012 гг.

Измерения спектрального углового показателя рассеяния несут полезную информацию об особенностях пространственного распределения неоднородностей. Эти измерения помогут отличить рассеяние на изолированных (реальных) частицах от рассеяния на пространственно коррелированных неоднородностях, что, в свою очередь, позволит избежать грубых артефактов при интерпретации экспериментальных данных.

В настоящее время оптические методы также применяются и для изучения особенностей структуры воды на масштабах, много больших расстояния между молекулами. Учет поправки к величине рассеяния света в опорной жидкости может улучшить результаты исследования структуры воды и повысить их достоверность.

Предложенные в диссертационной работе способы параметризации коэффициента яркости моря в коротковолновой области видимого диапазона позволяют построить алгоритм атмосферной коррекции, с помощью которого удается восстановить спектральный коэффициент яркости, близкий к реальному коэффициенту. Это, в свою очередь, повышает адекватность оценки биооптического состояния вод Черного моря. При этом значительно снижается количество потерянных данных, обусловленных нестандартными атмосферными условиями и засветкой от берега.

Главным достоинством авторских алгоритмов расчета характеристик рассеянного излучения является высокая точность результатов расчетов. Поэтому эти численные алгоритмы могут использоваться для построения электронных таблиц при решении обратных задач. Созданная автором программа расчета рассеяния и поглощения на сферических частицах применялась в оптической лаборатории Stennis Space Center, США, для расчетов рассеяния света на крупных частицах и в институте океанологии им П.П. Ширшова, Москва, Россия, для расчетов рассеяния атмосферного аэрозоля.

Методы исследования. В диссертации использовались теоретические, экспериментальные методы исследования и методы численного моделирования. Компьютерные коды написаны на языках: Си, Паскаль, Ассемблер.

Использовались следующие аналитические методы: методы интегро-дифференциального и матричного исчисления, метод функций Грина, метод вариации постоянной. В теории переноса применялся метод последовательных кратностей рассеяния. Из статистических методов использовался корреляционный анализ и метод главных компонент.

Были созданы собственные алгоритмы расчета переноса излучения, основанные на численных методах “сложения-удвоения” и матричного оператора. Интегрирование проводилось по квадратурным формулам Гаусса. Обратные матрицы находились методом LU-разложения и методом квадратного корня - для симметричных диагонально-преобладающих матриц. Метод кусочно-кубической интерполяции применялся для пересчета параметров светового поля из дискретного пространства. В программах и алгоритмах расчета рассеяния и поглощения на сферических частицах применялись методы расчетов сферических функций Бесселя по схемам прямой и обратной рекурсии.

Спектральные измерения углового показателя рассеяния были приняты в качестве основного метода исследования оптических неоднородностей воды. Эти измерения проводились не только в видимом диапазоне, но и в ближней ультрафиолетовой области на длине волны 380 нм и в ближней инфракрасной (ИК) области, на длине волны 780 нм. Для исследования биооптического состояния морской воды использовались измерения коэффициента яркости с непрерывным сканированием по длинам волн. Концентрации оптически активных примесей восстанавливались методом нелинейной оптимизации. Анализировались данные измерений относительной прозрачности прибора М-83 и данные аэрозольной оптической толщины сети AERONET [109]. Для построения карт распределения хлорофилла использовались результаты обработки Level I, Level II данных оптического сканера SeaWiFS..

Положения, выносимые на защиту:

1) методика определения спектрально-углового показателя рассеяния света в воде в широком интервале углов и длин волн,

2) модель рассеяния света «чистой» водой,

3) новая информация о спектральных характеристиках рассеяния света морской водой в малых углах и ее теоретическое объяснение,

4) алгоритмы расчета индикатрис рассеяния света и параметров световых полей в море и атмосфере,

5) метод атмосферной коррекции с использованием коротковолновой области спектра для задач дистанционного зондирования цвета моря.

Степень достоверности научных положений, выводов и рекомендаций. Достоверность научных положений, выводов и рекомендаций подтверждается хорошим соответствием результатов аналитических и численных расчетов с результатами многочисленных лабораторных и экспедиционных исследований. Результаты исследований автора опубликованы в 14-ти изданиях, содержащихся в наукометрических базах.

Предложенная модель оптических неоднородностей, устраняет известные проблемы традиционной гидрооптической теории и является логически непротиворечивой. Изложенный в работе теоретический подход описывает дополнительное рассеяние света, которое объясняется малыми поправками к случайно-однородному расположению молекул в среде и поэтому этот подход не противоречит известным классическим формулам теории термодинамических флуктуаций.

Выводы о наличии пространственно-согласованных неоднородностей в воде установлены в результате анализа экспериментальных данных прибора, который прошел тестирование в ведущих лабораториях мира и заслужил высокую оценку среди специалистов по измерению рассеяния света в воде. Эти выводы согласуются с тенденцией развития современной науки [86, 165, 207], с результатами численного моделирования [131, 181] и с работами других авторов [14, 18]. Расчеты по модели неоднородностей воды хорошо описывают приведенные в работе результаты измерений углового показателя рассеяния света в воде, которые, в свою очередь, согласуются с экспериментальными результатами других исследователей, полученными за всю историю измерений рассеяния света в воде, начиная с классической работы Рамана [222]. Вывод о наличии согласованной системы неоднородностей в воде косвенно подтверждается результатами оптических измерений в особо чистых водах Мирового океана, а именно, сверхвысокой прозрачностью воды и существенным превышением коэффициента яркости над его теоретическими оценками.

Выводы об оптических свойствах атмосферного аэрозоля получены на основе анализа данных хорошо известного за рубежом и ранее широко используемого в СССР фотометра М-83 [22] и данных, собранных глобальной сетью солнечных радиометров – AERONET [109]. Фотометрические данные статистически хорошо обеспечены.

Теоретические результаты работы получены в рамках проверенных и общепринятых методов теоретической физики, электродинамики, радиофизики, статистической физики. Часть этих результатов в виде алгоритмов и компьютерных кодов на данный момент апробирована в оптических моделях атмосферы и моря в ведущих зарубежных институтах. Достоверность выводов и рекомендаций, полученных в результате расчетов по моделям, подтверждается совпадением с известными точными решениями, опубликованными табличными значениями и результатами расчетов по другим программам и алгоритмам.

Апробация результатов диссертации. Результаты работы были представлены и обсуждены на следующих международных и национальных конференциях и семинарах: Международная конференция «Оптика естественных вод», Санкт-Петербург, 2003 г.; Международная научная конференция «Современное состояние экосистем Черного и Азовского морей», (Крым, Донузлав, 2005 г.); Международный научно-технический семинар «Системы контроля окружающей среды», Севастополь, 2005 г.; IV Международная конференция «Современные проблемы оптики естественных вод», Нижний Новгород, 2007 г.; Всеукраинская конференция «Аэрокосмические наблюдения в интересах стабильного развития и безопасности», Киев, 2008 г.; 12-я Международная конференция «Математические методы в электромагнитной теории», Одесса, 2008 г.; V Международная конференция «Современные проблемы оптики естественных вод», Санкт-Петербург, 2009 г.; Международная конференция «Функционирование и эволюция экосистем Азово-Черноморского бассейна в условиях глобального изменения климата», Севастополь – п. Кацивели, 2010 г.; V Международная конференция «Современные проблемы в оптике естественных вод», Санкт-Петербург, 2011 г.; V Международная конференция «Современные проблемы в оптике естественных вод», Санкт-Петербург, 2013 г.; V Международная конференция «Современные проблемы в оптике естественных вод», Санкт-Петербург, 2015 г.; XXII Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», Томск, 2016 г.; XXIII Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», Иркутск, 2017 г.; XXIV Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», Томск, 2018 г.

Публикации по теме диссертации. По теме диссертации опубликовано 33 научные работы. Из них: статей в периодических научных журналах – 18 [1–18]; статей в сборниках научных трудов – 8 [19–26]; тезисов в трудах научных конференций – 7 [27–33].

Требованиям ВАК при МИНОБРНАУКИ Российской Федерации удовлетворяют 26 [1–26] работ в рецензируемых российских, украинских и международных научных изданиях. В их числе 14 [1–14] работ в журналах, входящих в международные наукометрические базы Web of Science [1, 4–7, 11, 13–14] и Scopus [1–13], 1 [18] работа в рецензируемом научном издании, входящем в перечень изданий ВАК при МИНОБРНАУКИ Российской Федерации, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора наук, и 11 [15–17, 19–26] работ в изданиях, соответствующих п. 10 Постановления Правительства Российской Федерации от 30 июля 2014 г. № 723 «Об особенностях присуждения ученых степеней и присвоения ученых званий лицам, признанным гражданами Российской Федерации в связи с принятием в Российскую Федерацию Республики Крым и образованием в составе Российской Федерации новых субъектов – Республики Крым и города федерального значения Севастополя».

Статьи в рецензируемых журналах

1. The particulate backscattering ratio at LEO 15 and its use to study particle composition and distribution / E. Boss, W.S. Pegau, M. Lee, M. Twardowski,

E. Shybanov, G. Korotaev, F. Baratange // Journal of Geophysical Research – Oceans. – 2004. – Volume 109, Issue C1. – C01014, doi: 10.1029/2002JC001514.

2. International Subsatellite Experiment on the Oceanographic Platform (Katsiveli, Crimea) / G.K. Korotaev, G.A. Khomenko, M. Shami, G.P. Berseneva, O.V. Martynov, M.E. Lee, **E.B. Shibanov**, T. Ya. Churilova, A.S. Kuznetsov, A. K. Kuklin // Physical Oceanography. – 2004. – Volume 14, Issue 3. – P. 150–160. doi: 10.1023/B:POCE.0000048897.71456.44. (Перевод из: Коротаев Г.К. Международный подспутниковый эксперимент на океанографической платформе (пос. Кацивели) / Г.К. Коротаев, Г.А. Хоменко, М. Шами, Г.П. Берсенева, О.В. Мартынов, М.Е. Ли, Е.Б. Шибанов, Т.Я. Чурилова, А.С. Кузнецов, А.К. Куклин // Морской гидрофизический журнал. – 2004. – №3. – С. 28–38.).

3. **Shibanov E.B**. Numerical method for the solution of the equation of radiation transfer. Reflection and transmission coefficients for an optically thin plane-parallel layer / E.B. Shibanov // Physical Oceanography. – 2005. – V. 15, Issue 3. – P. 192–202. doi: 10.1007/s11110-005-0041-2. (Перевод из: Шибанов Е.Б. Численный метод решения уравнения переноса излучения. Коэффициенты отражения и пропускания оптически тонкого плоскопараллельного слоя / Е.Б. Шибанов // Морской гидрофизический журнал. – 2005. – №3. – С. 62–72.).

4. Optical properties of the particles in the Crimea coastal waters (Black Sea) / M. Chami, **E.B. Shybanov**, T.Y. Churilova, G.A. Khomenko, M.E. Lee, O.V. Martynov , G.P. Berseneva, G.K. Korotaev // Journal of Geophysical Research – Oceans. – 2005. – Volume 110, Issue C11. – C11020. doi: 10.1029/2005JC003008.

5. Spectral variation of the volume scattering function measured over the full range of scattering angles in a coastal environment / M. Chami, **E.B. Shybanov,** G.A. Khomenko, M.E. Lee, O.V. Martynov, G.K. Korotaev // Applied Optics. – 2006. – Volume 45, Issue 15. – P. 3605–3619. doi: 10.1364/AO.45.003605.

6. Measurements of Scattering Function of Sea Water in Southern Baltic / W. Freda, T. Król1, O.V. Martynov, **E.B. Shybanov**, R. Hapter // European Physical Journal: Special Topics. – 2007. – Volume 144, Issue 1. – P. 147–154. doi: 10.1140/epjst/e2007-00119-6.

7. Measurements and Modeling of the Volume Scattering Function in the Coastal Northern Adriatic Sea / J-F. Berthon, **E. Shybanov**, M. Lee, G. Zibordi // Applied Optics. – 2007. – Volume 46, Issue 22. – P. 5189–5203. doi: 10.1364/AO.46.005189.

8. **Shibanov E.B.** Retrieving of the biooptical characteristics of Black-Sea waters under the conditions of constant reflectance at a wavelength of 400 nm / E.B. Shibanov, E.N. Korchemkina, // Physical Oceanography. – 2008. –Volume 18, Issue 1. – P. 25–37. doi: 10.1007/s11110-008-9007-5. (Перевод из: Шибанов Е.Б. Восстановление био-оптических характеристик вод Черного моря при условии постоянства коэффициента яркости на длине волны 400 нм / Е.Б. Шибанов, Е.Н. Корчемкина // Морской гидрофизический журнал. – 2008. – №1. – С. 38–50.).

9. **Shybanov E.B.** Effect of finely divided admixtures on the scattering of light in “pure” filtered water / E.B. Shybanov // Physical Oceanography. – 2008. –Volume 18, Issue 2. – P. 86–95. doi: 10.1007/s11110-008-9012-8. (Перевод из: Шибанов Е.Б. Влияние мелкодисперсной примеси на рассеяние света в «чистой» фильтрованной воде / Е.Б. Шибанов // Морской гидрофизический журнал. – 2008. – №2. – С. 46–56.).

10. Optical characteristics of coastal waters and atmosphere near the south coast of the crimea at the end of summer 2008 / V.I. Man’kovskii, G.A. Tolkachenko, **E.B. Shibanov**, O.V. Martynov, E.N. Korchemkina, D.V. Yakovleva, I.A. Kalinskii // Physical Oceanography. – 2010. – Volume 20, Issue 3. – P. 207–230. doi: 10.1007/s11110-010-9079-x. (Перевод из: Маньковский В.И. Оптические характеристики прибрежных вод и атмосферы в районе Южного берега Крыма в конце летнего сезона 2008 года/ В.И. Маньковский, Г.А. Толкаченко, Е.Б. Шибанов, О.В. Мартынов, Е.Н. Корчемкина, Д.В. Яковлева, И.А. Калинский // Морской гидрофизический журнал. – 2010. – №3. – С. 52–74.).

11. Hypothesis of the spatial adjustment of optical inhomogeneities of water and its confirmation through experiments on measurements of light scattering / **E.B. Shybanov**, J.F. Berthon, M.E. Lee, G. Zibordi // JETP Letters. – 2010. – Volume 92, Issue 10. – P. 671 – 675. doi: 10.1134/S0021364010220078.

12. Intensification of light scattering as a result of mixing of pure waters with different densities / **E.B. Shybanov**, J.F. Berthon, M.E. Lee, G. Zibordi // Physical Oceanography. – 2011. – Volume 21, Issue 4. – P. 254–260. doi: 10.1007/s11110-011-9120-8. (Перевод из: Шибанов Е.Б. Увеличение рассеяния света при смешивании чистых вод различной плотности / Е.Б. Шибанов, Ж.-Ф. Бертон, М.Е. Ли, Дж. Зиборди // Морской гидрофизический журнал. – 2011. – №4. – С. 36–42).

13. Regression of in-water radiometric profile data / D. D’Alimonte, **E.B. Shybanov**, G. Zibordi, T. Kajiyama // Optics Express. – 2013. – Volume 21, Issue 23. – P. 27707–27733. doi: 10.1364/OE.21.027707.

14. Determination of the Concentration of Seawater Components Based on Upwelling Radiation Spectrum / M.E. Lee, **E.B. Shybanov**, E.N. Korchemkina, O.V. Martynov // Physical Oceanography. – 2015. – Issue 6. – P. 15–30. doi: 10.22449/1573-160X-2015-6-15-30. (Перевод из: Ли М.Е. Определение концентрации примесей в морской воде по спектру яркости восходящего излучения / М.Е. Ли, Е.Б. Шибанов, Е.Н. Корчемкина, О.В. Мартынов // Морской гидрофизический журнал. – 2015. – №6. – С. 17–33.).

15. Ли М.Е. Спектральная прозрачность атмосферы над Черным морем / М.Е. Ли, **Е.Б. Шибанов**, В.Г. Любарцев // Морской гидрофизический журнал. – 2000. – № 4. –С. 46–68.

16. **Шибанов Е.Б.** Численный метод решения уравнения переноса излучения. Основные принципы и формулы / Е.Б. Шибанов // Морской гидрофизический журнал. – 2005. – №2. – С. 37–45.

17. **Шибанов Е.Б**. Стабильный и быстрый способ вычисления функций Бесселя в задаче расчета рассеяния света на частицах со сферической симметрией / Е.Б. Шибанов // Морской гидрофизический журнал. – 2007. - № 2. – С. 71–80.

18. Корчемкина Е.Н. Усовершенствование методики атмосферной коррекции для дистанционных исследований прибрежных вод Черного моря / Е.Н. Корчемкина, **Е.Б. Шибанов**, М.Е. Ли // Исследование Земли из космоса. – 2009. – №6. – С. 24 – 30.

Статьи в рецензируемых сборниках научных трудов

19. Ли М.Е. Новые принципы измерения индикатрисы рассеяния в широком диапазоне углов / М.Е. Ли, О.В. Мартынов, **Е.Б. Шибанов** // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – 2003. – Вып. 8. – С. 194–211.

20. Ли М.Е. Некоторые результаты измерения индикатрисы рассеяния в широком диапазоне углов в искусственных средах и природных водах / М.Е. Ли, О.В. Мартынов, **Е.Б. Шибанов** // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – 2003. – Вып. 9. – С. 216–225.

21. **Шибанов Е.Б.** Региональный аналитический алгоритм восстановления первичных гидрооптических характеристик морской воды по данным коэффициента яркости / Е.Б. Шибанов, Е.Н. Корчёмкина // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – 2007. – Вып. 15. – С. 397–404.

22. Корчёмкина Е.Н. Региональный аналитический алгоритм восстановления первичных гидрооптических характеристик морской воды по данным коэффициента яркости / Е.Н. Корчёмкина, **Е.Б. Шибанов** // Радиофизика и электроника. – 2008. – 13, №2. – С. 256–262.

23. Домнич М.Н., **Шибанов Е.Б.** Исследование атмосферного аэрозоля в прибрежной зоне Черного моря по результатам наземных измерений 1989–1990 и 2006–2007 гг. // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – 2008. – Вып. 17. – С. 298–302.

24. **Шибанов Е.Б.** Влияние структурных неоднородностей воды на рассеяние света / Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – 2009. – Вып. 20. – С. 139–144.

25. **Шибанов Е.Б.** Учет структурной неоднородности воды при расчете световых полей в море / Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и

шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – 2010. – Вып. 21. – С. 188–196.

26. **Шибанов Е.Б.** Влияние статистически неравновесных процессов на оптические свойства аэрозоля над морем / Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа – 2010. – Вып. 23. – С. 70–74.

Статьи в сборниках трудов и материалов конференций

27. **Shybanov E.B.** Distinctive features of light scattering in pure waters / E.B. Shybanov, M.E. Lee // Current Problems in Optics of Natural Waters: International Conference, Sept. 8–12, 2003: proceedings. – Saint-Petersburg, 2003. – P. 297–301.

28. **Shybanov E.B.** Physical reason for existence of fractal structures in water / E.B. Shybanov // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 11–15, 2007: proceedings. – Nizhny Novgorod, 2007. – P. 41–45.

29. **Shybanov E.B.** Light scattering on the spherical particles with a thin light absorbing film / E.B. Shybanov // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 6–9, 2011: proceedings. – Saint-Petersburg, 2009. – P. 103–106.

30. **Shybanov E.B.** Light scattering properties of seawater in the central and north-west part of the Black sea / E.B. Shybanov, M. E. Lee // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept.10–14, 2013: proceedings. – Saint-Petersburg, 2013. – P. 31–35.

31. Ли М.Е. Совершенствование методов измерения спектрально-углового показателя рассеяния света морской водой / М.Е. Ли, О.В. Мартынов, **Е.Б. Шибанов** // Современные проблемы оптики естественных сред (ONW–2015): сб. тр. 8 науч. конф. – Санкт-Петербург. – 2015. – С. 262–267.

32. **Shybanov E.B.** Light fields in the clear natural water as an evidence of own water heterogeneity / E.B. Shybanov // Proc. SPIE 10035, 22nd International

Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 100352A (November 29, 2016); doi:10.1117/12.2249351.

33. **Shybanov E.B.** Physical model of optical inhomogeneities of water / E.B. Shybanov // Proc. SPIE 10466, 23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1046647 (November 30, 2017); doi:10.1117/12.2288279.

Личный вклад автора. Автором сформулированы основные научные положения и выводы, которые вошли в диссертацию. Теоретические разработки, и выдвинутые в диссертации гипотезы, принадлежат соискателю. Из вышеприведенного списка публикаций работы [3, 9, 16, 17, 24 – 26, 28, 29, 32, 33] были выполнены без соавторов. Используемые в диссертации материалы по светорассеянию воды были получены лично автором в ходе лабораторных и натурных экспериментов на океанографических платформах Черного и Адриатического морей, и в экспедициях на научно-исследовательских судах.

Конкретный вклад диссертанта в работах, опубликованных с соавторами, заключался в следующем:

– в работах [1, 2] соискатель разработал методику, провел измерения углового показателя рассеяния света морской водой, и выполнил обработку данных измерений, принял участие в анализе данных,

– в работах [4 – 7] соискатель провел измерения углового показателя рассеяния света в морской воде, разработал методику калибровки и юстировки прибора, участвовал в анализе данных и формулировке выводов, усовершенствовал методику измерений и обработки данных,

– в работе [8] соискатель выполнил постановку задачи. Им был предложен способ параметризации коэффициента яркости Черного моря в «синей» области спектра,

– в работах [10, 30] соискатель провел измерения и выполнил анализ зависимости спектральных свойств рассеяния света водами Черного моря угла рассеяния, в работах [11, 12] соискателю принадлежит идея и научная постановка эксперимента по измерению рассеяния света при смешивании чистых вод различной плотности, выполнена обработка данных, выдвинута и теоретически обоснована гипотеза о согласованном характере микро-неоднородностей в воде, предложена модель оптических неоднородностей воды и сделаны оценки ее параметров,

– в работе [13] соискателем был предложен и проанализирован новый метод обработки данных измерений вертикального профиля световых полей в море,

–в работах [14, 18, 21, 22] соискателем выполнена постановка задач, он принял участие в анализе результатов и в формулировке выводов исследований. Им были предложены: способ определения и параметризации ошибок стандартной процедуры атмосферной коррекции; двухпараметрическая модель коэффициента яркости Черного моря; метод построения функционала в процедуре минимизации функционала при решении обратной задачи биооптики моря,

– в работе [15] соискателем были рассмотрены методы калибровки солнечного фотометра М-83, выполнен анализ судовых измерений спектральной прозрачности атмосферы,

в работах [19, 20, 31] автором диссертации были созданы и реализованы алгоритмы управления опытным образцом измерителя углового показателя рассеяния в ходе его модификации, рассмотрены и проанализированы методы калибровки прибора, проведены лабораторные и натурные измерения рассеивающих свойств воды,

– в работе [23] соискателем была поставлена задача исследования, выдвинута гипотеза о неравновесной статистике оптических свойств аэрозоля, проведена обработка данных измерений спектральной прозрачности атмосферы. Соискатель принял участие в анализе полученных данных и формулировке выводов,

в работе [27] диссертантом был проведен и описан эксперимент по измерению рассеяния света в воде в процессе ее очистки. Дано объяснение полученных результатов.

Совокупность полученных результатов и теоретических положений позволяют квалифицировать выполненную работу как решение важной научной задачи

- предложена концепция неоднородностей воды, учитывающая влияние неустановившихся, переходных, неравновесных процессов и неэргодичности самой воды на оптические характеристики морской среды.

Структура диссертации. Работа состоит из введения, шести разделов, заключения, списка литературы и приложения. Полный объем диссертации составляет 305 страниц, из них 8 страниц приходится на приложение. Список литературы содержит 264 ссылки и занимает 28 страниц. В диссертацию включено 7 таблиц, 75 рисунков и 2 рисунка в приложении.

Благодарности. Автор выражает искреннюю благодарность сотруднику отдела Оптики и биофизики моря МГИ к.ф.-м. наук В.И. Маньковскому за ценные советы и замечания и помощь в представлении результатов исследований, а также сотрудникам института Контроля Окружающей Среды, Объединенного Исследовательского Центра при Европейской Комиссии, г. Испра, Италия, Дж. Зиборди и Ж-Ф. Бертону за поддержу высказанных научных идей и помощь в организации оптических экспериментов. Хотелось также отметить всех соавторов работ, сотрудничество с которыми было очень полезным и интересным.

1 МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ИНДИКАТРИСЫ И ПОКАЗАТЕЛЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТА МОРСКОЙ ВОДОЙ

1.1 Особенности измерения рассеяния света в воде в видимом диапазоне в широком интервале углов

Функции рассеяния света ансамблем взвешенных частиц характеризуют взаимодействие света с частицами. Существует 16 таких функций, представленных в виде матрицы Мюллера 4x4, которая описывает линейное преобразование энергии и поляризации падающего луча в интенсивность и поляризацию рассеянного света. Наиболее исследованным элементом матрицы есть первый элемент M_{11}, учитывающий влияние частиц на интенсивность рассеяния. Этот элемент есть угловой показатель рассеяния, в иностранной литературе называемый объемной функцией рассеяния $\beta(\theta,\lambda)$. Величина $\beta(\theta,\lambda)$ зависит от длины волны λ и угла рассеяния θ. Она входит в скалярное уравнение переноса излучения. Как правило, информация об угловом показателе рассеяния необходима в задачах подводной видимости. Проводились исследования на предмет влияния формы $\beta(\theta,\lambda)$ на коэффициент яркости моря как функции зенитного угла Солнца [200], а также влияния формы $\beta(\theta,\lambda)$ на перенос излучения в морской воде [195].

Существует не так много промышленных приборов, измеряющих угловой показатель рассеяния в широком диапазоне углов. Большинство из них сконструированы для работы в лаборатории. В США до недавнего времени инструмент Брайса-Феникса, прототип которого описан в работе [117] был единственным коммерческим прибором, изготовленным для измерений in situ. В настоящее время стало возможным проводить измерения с помощью лазерного дифрактометра LISST-100, фирмы Sequoia Scientific Inc. Параллельно существует трехугловой нефелометр ECO-VSF, Wet Labs Inc, а также имеется измеритель рассеяния на одном угле в задней полусфере HydroScat-6, HOBILabs, Inc. За исключением этих приборов, традиционно измерения рассеяния света в естественных водах проводятся с помощью приборов, изготовленных самими исследователями.

Типичная конструкция полярных нефелометров для океанографических приложений описана в работах [60, 113, 116, 171, 173, 175, 247, 253]. Нефелометры могут использоваться в многочисленных неокеанографических приложениях. Например, для изучения неупругого рассеяния [139], в измерениях оптических свойств латексных частиц [229], для определения показателей рассеяния на аэрозольных частицах [183, 216]. Теория конструирования и процедура калибровки полярных нефелометров приводится в работах [123, 134, 147, 171, 209, 217, 254].

Измерения функции рассеяния в широком интервале углов представляют серьезную трудность. Во-первых, эта функция изменяется по величине примерно на 5 порядков в диапазоне от 0.1 до 90°. Это налагает высокие требования к динамическому диапазону фотоприемника. В действительности, реальный диапазон фотоприемника должен быть еще шире, поскольку рассеивающий объем увеличивается в сторону меньших углов. Во-вторых, данные измерений подвержены влиянию паразитных лучей различного происхождения: отражения лучей от стенок измерительной камеры или от световой ловушки, в случае ее загрязнения; отражения светового луча от границ раздела вода-стекло, от иллюминатора и границы стекло-воздух; рассеяния в стекле иллюминатора; дифракции на апертуре, ограничивающей размеры луча. В-третьих, значительные изменения величины рассеяния в малых углах требуют точного позиционирования датчика по отношению к лучу и соответствия направления луча оптической оси. В-четвертых, в естественных условиях угловой показатель рассеяния изменяется более чем в 1000 раз.

В случае чистых вод для увеличения количества регистрируемой датчиком рассеянной энергии желательно иметь большую базу. С другой стороны, чтобы избежать неопределенности при учете эффектов многократного рассеяния для мутных типов вод следует использовать приборы с малыми характерными размерами измерительной камеры. Уменьшение измерительного объема приводит к следующей проблеме. Малый измерительный объем может и не содержать больших частиц, которые сильно влияют на рассеяние в малых углах. Концентрация больших частиц, так называемого «морского снега» [111] обычно меньше, чем 1 частица в $см^3$. Экспериментально оценить эффект влияния крупных частиц довольно сложно, есть только несколько работ, посвященных этому вопросу [120, 149, 150]. Если считать закон распределение частиц по размерам степенным, то по оценкам [149] концентрация частиц с размерами от 0.1 до 0.2 см составит всего 0.01 $см^{-3}$. Таким образом, нужно просканировать 100 мл воды, чтобы получить возможность обнаружить крупную частицу.

Существует также целый ряд методических источников ошибок измерений рассеяния света морской водой. В природной воде всегда присутствует растворенный газ. При заполнении измерительной камеры, если не принять специальных мер предосторожности, выделяются газовые пузырьки, которые могут быть источником дополнительного рассеяния или блика. Увеличение рассеяния может происходить и в случае, если в камере остались капли предыдущей пробы с другой соленостью или высохшая морская соль. Объяснение этого эффекта дано в работе [88]. Физический механизм увеличения рассеяния будет подробнее рассмотрен в следующем разделе. Данный раздел посвящен методике измерения и определения показателя рассеяния света в широком угловом и спектральном диапазоне.

Измерительный прибор [142, 175], который, как предполагалось, не имеет выше перечисленных недостатков, изначально предназначался для проведения подспутниковых экспериментов по дистанционному зондированию Земли из космоса в рамках международных проектов ПРИРОДА и SeaWiFS. Снять часть ограничений стало возможным благодаря использованию принципиально новой схемы прибора, показанной на Рисунке 1.1.

Главной особенностью новой идеи измерений является то, что угловая развертка производится с помощью специально изготовленной призмы. Призма может вращаться вокруг оси приемника и, своей передней гранью всегда направлена на рассеивающий объем исследуемого образца водной среды. Поэтому блок осветителя и блок, где расположен фотодетектор прибора, остаются неподвижными. Форма призмы, ее размеры и выбор положения относительно луча света позволяют регистрировать как прямой свет для измерения показателя ослабления, так и рассеянное излучение в широком диапазоне углов. Двигатель, вращающий призму, расположен над измерительной камерой, но на рисунке не изображен.

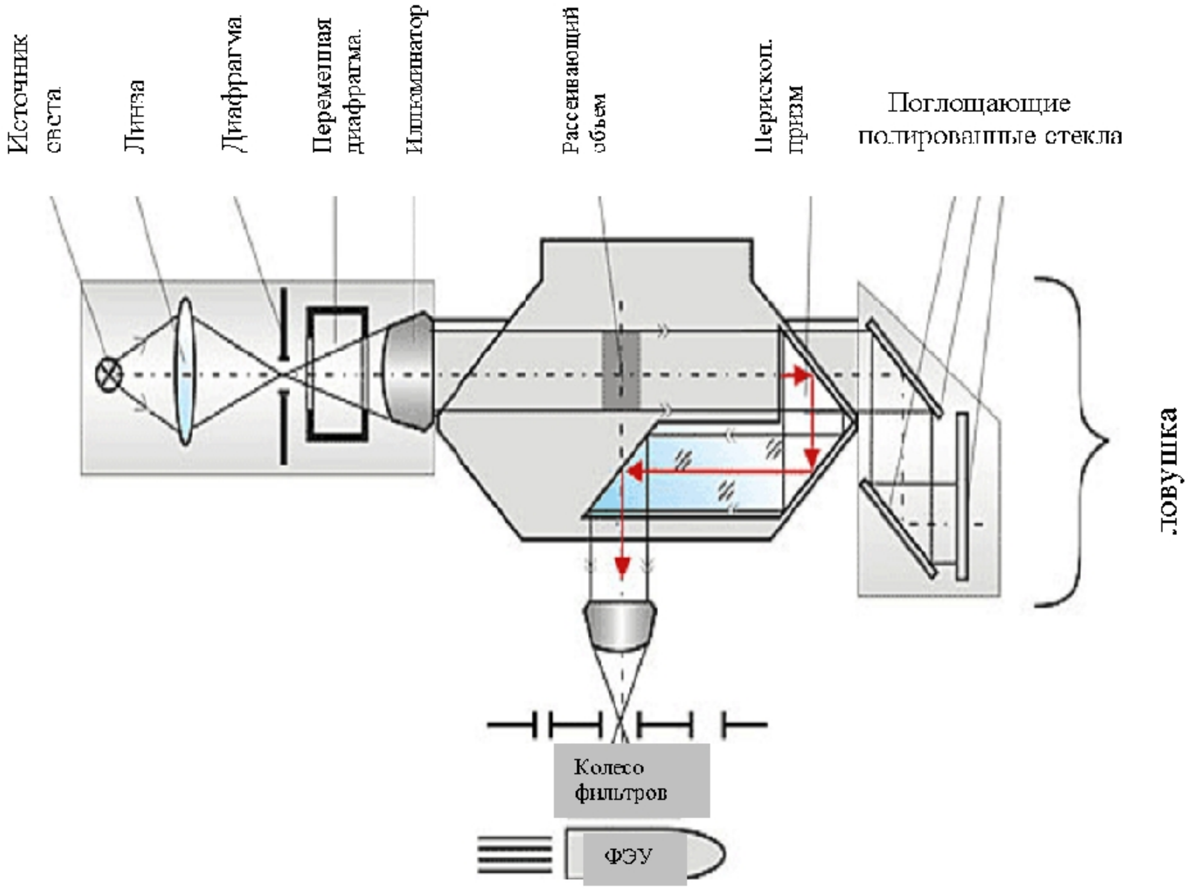

Рисунок 1.1 – Схема измерений показателя рассеяния света

Конструктивно, помимо корпуса с измерительной камерой и световой ловушкой, следует выделить 3 блока: фотометрический блок, блок осветителя и блок с двигателем угловой развертки призмы. Они размещены в трех отдельных герметичных контейнерах, расположенных под 90 градусов по отношению к корпусу. Перископическая призма закреплена, так, чтобы ее нижняя грань была поблизости к выходному иллюминатору. При этом в нулевом направлении призмы прямой свет должен точно попадать в центр фотоприемника, перед которым расположена система из сменных диафрагм, обеспечивающих различное угловое разрешение. Вращения от двигателя передается к призме с помощью конструкции, позволяющей избежать затенения лучей. Для защиты измерительной камеры от внешнего света, рабочий объем прибора вместе с вращающейся призмой находится в камере-кювете. Камера изготовлена из специального светопоглощающего материала – дерлина. В основании камеры, где ее материал имеет достаточную толщину во избежание засветки, просверлены отверстия для водообмена. В верхней части камеры, на месте ее соприкосновения с блоком двигателя, камера закрыта диском, вращающим вместе с призмой. Между этим диском и кюветой остается круговая щель, предназначенная для выхода воздуха и прохождения внутрь окружающей воды, а также для контроля уровня заполнения при лабораторных измерениях. Толщина щели подобрана из условия подавления фоновой засветки, при этом морская вода должна иметь возможность вытекать из нее. Хорошему обмену и перемешиванию воды в измерительном объеме содействует также вращение призмы. Напротив блока осветителя смонтирована световая ловушка, уменьшение отражения от которой осуществляется с помощью трех полированных светопоглощающих стекол. Чтобы перенаправлять прямой свет мимо металлических элементов конструкции световой ловушки два стекла ориентированы под 45° по отношению к оптической оси прибора.

В качестве источника света в осветителе нефелометра применена миниатюрная галогенная лампа накаливания с весьма малым поперечным размером тела накаливания, создающим световой поток 50 люмен. Такая лампа в сочетании с объективом с фокусным расстоянием равным 100 мм обеспечивает расходимость пучка порядка 0.1°. Этот пучок, обозначенный на рисунке лучами с одинарными стрелками, попадает в воду через плосковыпуклый объектив – иллюминатор и облучает рассеивающий объем. В процессе измерений углового показателя рассеяния, рассеивающий объем меняется по закону

$$V(\theta) = V(90^{\circ}) / \sin\theta \tag{1.1}$$

за исключением двух угловых интервалов в направлении 0 и 180°, ширина которых зависит от геометрических пропорций прибора. Для этих интервалов вычисление величины рассеивающего объема требует точной информации о текущих геометрических параметрах: положение призмы, поле зрения датчика, положение и ширина луча, расходимость и дисторсия луча, угловое разрешение приемного датчика. В формуле (1.1) V(90^{o}) – рассеивающий объем при угле рассеяния 90^{o}. Обозначенный на Рисунке 1.1 рассеивающий объем соответствует двум положениям призмы относительно оптической оси – 90° и 270°.

На Рисунке 1.1 стрелками обозначен путь измеряемого излучения. После прохождения иллюминатора оно фокусируется объективом в центр диафрагмы и далее, проходя через выбранный светофильтр, попадает на окно фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Формально при непрерывном вращении перископической призмы могут проводиться два измерения индикатрисы за оборот в диапазоне углов от 0°. Однако имеется ряд ограничений измерений угловой функции рассеяния. Например, в малых углах это большой уровень блика, а в строго обратном направлении это затенение рассеивающего объема призмой.

Большой перепад интенсивностей рассеянного водой излучения является одной из основных проблем, с которой сталкиваются создатели систем регистрации сигнала полярного нефелометра. Вследствие сильной анизотропии рассеяния света водой и роста рассеивающего объема при уменьшении угла отношение сигналов в максимуме и минимуме может достигать по величине более 7 порядков. Для повышения качества измерений наиболее интенсивных световых потоков обычно ослабляют свет с помощью набора диафрагм, уменьшающих площадь сечения пучка в известное число раз, или используют калиброванные эталонные поглощающие стекла. Из конструктивных соображений такой метод измерений предпочтителен для лабораторных приборов или для погружаемых полярных нефелометров, измеряющих индикатрису рассеяния по небольшому числу строго заданных дискретных направлений. В приборах с непрерывной разверткой по углу рассеяния применяют, как правило, ФЭУ, работающие в логарифмическом режиме в схемах с отрицательной обратной связью по цепи питания [8]. Несмотря на относительную простоту таких схем логарифмических фотометров, они позволяют легко расширить динамический диапазон ФЭУ до необходимых 7 – 8 порядков, но, получаемая при этом точность и стабильность измерений не очень высоки.

С целью увеличения точности измерений в работе [44] был предложен новый метод управляемого многоступенчатого регулирования чувствительности ФЭУ. Суть метода заключается в том, что сигнал с выхода ФЭУ после усиления подается на один из входов, встроенного в персональный компьютер, многофункционального параллельного интерфейса. Этот интерфейс позволяет с большим быстродействием и высокой точностью производить не только аналого-цифровые преобразования сигналов для записи их на накопители информации компьютера, но и подавать, по команде компьютера, управляющие напряжения на ФЭУ для регулирования его чувствительности.

Таким образом, можно программным путем, задавшись верхним и нижним пределом измерений, разбить весь диапазон на несколько поддиапазонов, внутри которых сигнал на выходе ФЭУ изменяется не более чем в десять, или в другое удобное число раз. В результате удается обеспечить заданный режим работы ФЭУ и повысить точность регистрации результатов измерений в очень широком диапазоне изменений интенсивности рассеянного излучения.

Однако из-за большой инерционности реагирования, в некоторых случаях, могут возникнуть ограничения в скорости автоматического регулирования. Инерционность определяется большим временем установления переходных процессов в светочувствительных слоях ФЭУ, в моменты резких и значительных перепадов питающего напряжения, возникающих при ступенчатом регулировании его чувствительности. Второй причиной увеличения инерционности является то, что регулирование чувствительности ФЭУ приходится производить через инерционный преобразователь высокого напряжения, поскольку управляющее напряжение не превышает нескольких вольт, тогда как для питания ФЭУ требуется несколько тысяч вольт.

Поэтому более предпочтительным является применение специально разработанных для этих целей фотоумножителей. В них анодный блок сконструирован таким образом, что его чувствительность может изменяться от пренебрежимо малой до максимальной под действием управляющего напряжения от 0 до 15 вольт. Созданный нами широкодиапазонный фотометр позволил, по описанному принципу, перекрыть 8 порядков величин с точностью не хуже нескольких процентов от измеряемого сигнала по всему диапазону. Программы съема информации, управления процессом измерений и первичной обработки результатов до получения физических величин позволяют производить все эти операции практически одновременно.

1.2 Основные погрешности измерения углового показателя рассеяния света в воде

Существуют две трудности измерений функции рассеяния в малых углах. Это расходимость луча и учет паразитного отражения, возникающего вследствие дифракции на апертуре и рассеяния на элементах оптической системы. Стандартный метод измерения индикатрисы рассеяния в малых углах предполагает облучение объема рассеивающей среды параллельным пучком и регистрацией сигнала в фокальной плоскости приемного объектива. В такой схеме, к измеряемому сигналу добавляется паразитное излучение, обусловленное рассеянием света в стекле выходного иллюминатора, а также рассеянием света на его поверхности в случае загрязнения. Световая энергия полезного сигнала L

$$L \sim E_0 \cdot \Delta\Omega \cdot \beta(\theta,\lambda) \cdot l \qquad (1.2)$$

пропорциональна телесному углу $\Delta\Omega$ приемника, зависит от углового показателя рассеяния $\beta(\theta,\lambda)$ и характерного расстояния l, на котором происходит рассеяние $l = V/S$,

где V – рассеивающий объем;

S – площадь сечения луча;

E_0 – облученность прямым светом.

Если угловое разрешение 0.1°, то $\Delta\Omega \approx 3 \cdot 10^{-6}$. Приняв $\beta(\theta,\lambda) \approx 10\ м^{-1} \cdot ср^{-1}; l \approx 0.1\ м$, получим $L/E_0 \approx 3 \cdot 10^{-6}$. Для сравнения коэффициент отражения от границы вода-стекло составляет $5 \cdot 10^{-3}$.

В малых углах существенный вклад вносит излучение, являющееся результатом дифракции на апертуре, ограничивающей размеры выходного пучка света. Интенсивность света, измеряемого прибором на угле θ, в приближении малых углов согласно формуле (4.40) из книги [155] может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned}\beta_{\text{eff}}(\theta) &= \frac{dI_{\text{scat}}(\theta) + \dfrac{dF_{\text{diff}}(\theta)}{d\Omega}}{EdV} \\ &= \beta_{\text{scat}}(\theta) + \frac{E_{\text{diff}}(\theta)}{E}\frac{\theta}{dV_{90}}(R+D)^2\left(1-\frac{D\theta}{2w}\right)\end{aligned} \quad (1.3)$$

где dF_{diff} – энергия дифрагированного света;

E_{diff} – угловое распределение облученности на плоскости на расстоянии $2R + D$ от диафрагмы луча (см. Рисунок 1.2);

R – радиус измерительной камеры,

D – расстояние от приемника до диафрагмы, ограничивающей поле зрения;

w – ширина приемного окна;

dV_{90} – рассеивающий объем.

При $\theta << 1$ отношение dV_{90}/θ можно представить в виде функции $V(\sin\theta)$. Множитель $1 - D \cdot \theta/2w$ учитывает эффект затенения дифрагированного луча.

Рассмотрим случай прямоугольной диафрагмы луча, с шириной $2r_{\text{bs}}$ в плоскости рассеяния. В приближении дифракции Френеля распределение облученности будет выражаться следующей формулой (см. например [145]):

$$\frac{E_{\text{diff}}(\theta)}{E} = \frac{2}{4}\left\{[C(u_2) - C(u_1)]^2 + [S(u_2) - S(u_1)]^2\right\}, \quad (1.4)$$

где $C(u), S(u)$ – интегралы Френеля

$$C(u)=\int_0^u \cos\frac{\pi t^2}{2}dt \cong \frac{1}{2}+f(u)\sin\frac{\pi u^2}{2}-g(u)\cos\frac{\pi u^2}{2} \quad , \tag{1.5}$$

$$S(u)=\int_0^u \sin\frac{\pi t^2}{2}dt \cong \frac{1}{2}-f(u)\cos\frac{\pi u^2}{2}-g(u)\sin\frac{\pi u^2}{2} \quad . \tag{1.6}$$

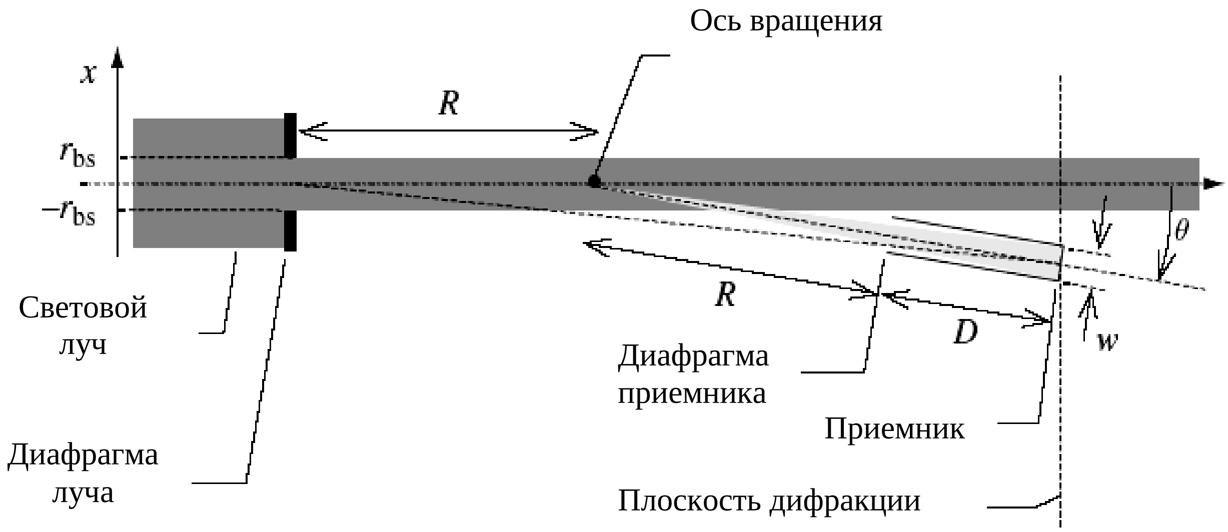

Рисунок 1.2 – Геометрия эффекта дифракции падающего луча при измерении рассеяния в малых углах

Обычно используют следующие приближенные выражения для функций $f(u), g(u)$ [188]

$$f(u) \cong \frac{1+0.926u}{2+1.792u+3.104u^2} \quad , \tag{1.7}$$

$$g(u) \cong \frac{1}{2+4.142u+3.492u^2+6.67u^3} \quad . \tag{1.8}$$

Для стандартной геометрии нефелометров предел интегрирования $\lfloor u \rfloor >> 1$, тогда

$$u_1(\theta)=\left(L_{\text{neph}}\frac{\theta}{2}-r_{bs}\right)\left(\frac{2}{\lambda L_{\text{diff}}}\right)^2 \quad , \tag{1.9}$$

$$u_2(\theta)=\left(L_{\text{neph}}\frac{\theta}{2}+r_{bs}\right)\left(\frac{2}{\lambda L_{\text{diff}}}\right)^2 . \tag{1.10}$$

В формулах (1.9, 1.10) $L_{\text{neph}} = R + D$, $L_{\text{diff}} = 2R + D$.

Дифракционная составляющая может существенно влиять на измерения рассеяния. На Рисунке 1.3 сравниваются расчеты дифракции для следующих геометрических параметров: $R = 0.1$м, $D = 0.1$м, $w = 5$мм, $r_{bs} = 2.5$ мм на длине волны 550 нм с угловым показателем рассеяния чистой морской воды. В реальной природной чистой воде $\beta(\theta,\lambda) = 10$ м$^{-1}$ср$^{-1}$ в окрестности $\theta \in [0.5 - 1^{\circ}]$. Как видно из рисунка, дифракция по величине на порядок превышает показатель рассеяния природной чистой воды и на 6 порядков величину показателя молекулярного рассеяния. Поскольку точность измерений ограничена (по-видимому, не лучше чем 0.1%), то в области самых малых углов принципиально невозможно получить достоверные данные о показателях рассеяния для диапазона значений $\beta(\theta,\lambda)$ от 0 до $2\ \text{м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$.

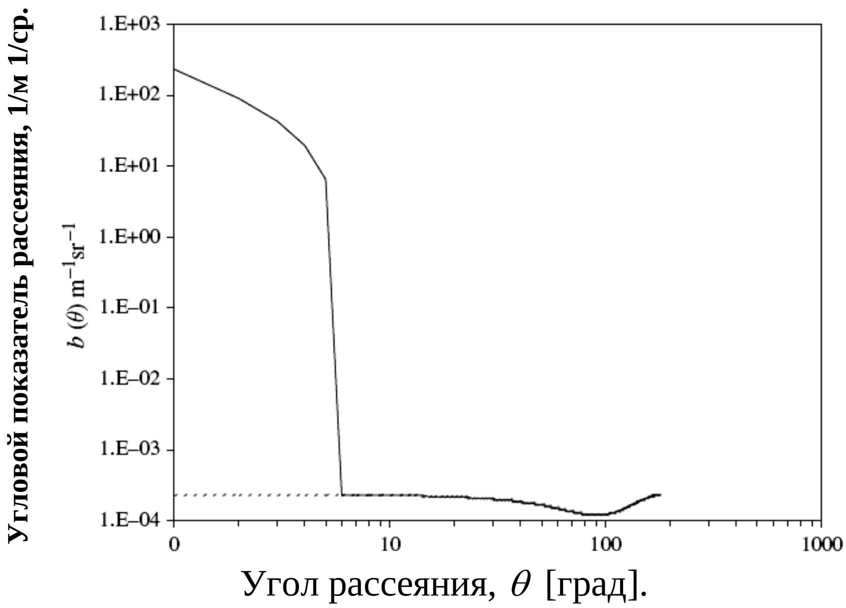

Рисунок 1.3 – Сравнение дифракционного блика с показателем рассеяния теоретически чистой морской воды

С другой стороны, если рассеяние в «эталонной» воде, по какой-то причине, будет выше молекулярного в 1000 раз, то это никак не скажется на качестве измерений рассеяния в природной чистой воде. Следовательно, основной целью совершенствования оптической схемы нефелометра должно быть уменьшение абсолютных величин бликовой составляющей и сужение углового диапазона, где присутствует блик, обусловленный дифракцией. Отношение D/w ограничивает область блика углом $\theta_{gl} = 2w/D$. Использование перископической призмы позволяет увеличить D без увеличения габаритов прибора. Диафрагмирование передней грани призмы или уменьшение ее ширины приведет к уменьшению эффективного значения параметра w, поскольку начиная с определенных меньших углов не будет существовать плавной и монотонной кривой, проходящей от иллюминатора к приемнику.

Рассмотрим, каким образом может измениться рассеяние на элементах оптической системы при наличии перископической призмы. По прозрачности кварцевое стекло призмы близко к чистой морской воде. Длина пути луча в призме значительно превосходит толщину приемных иллюминаторов классических нефелометров. Тогда если прямой свет попадает на призму, то это фактически означает увеличение рассеяния в оптической системе, по сравнению со стандартной схемой измерений. Уже в первых экспериментах по измерению рассеяния света в воде, нами было замечено, что если прямой свет попадает на призму, то величина блика резко возрастает. Таким образом, возникает серьезная проблема измерений рассеяния в малых углах по стандартной методике.

1.3 Теневой метод измерений индикатрис в малых углах и его модификация

Метод измерений углового показателя рассеяния света водой был разработан при участии автора в отделе оптики и биофизики моря МГИ. Основные усилия были направлены на создании прибора, имеющего малую фоновую засветку, так чтобы избежать необходимости вычитать сигнал в опорной воде. В этом случае процедура обработки данных существенно упрощается, а требование к точности измерений становятся не такими острыми.

В теневом методе, как показано на оптической схеме, приведенной на Рисунке 1.4, перископическая призма сдвинута от центра на такое расстояние, чтобы ее боковая грань совпала с оптической осью прибора. Тогда в диапазоне углов от 0^o до 180^o прямой свет не упадет на призму, а значит и в приемный объектив [44]. При нуле градусов, только крайний луч будет проходить вдоль грани призмы, а сама призма будет находиться в тени. При отсутствии дифракции и в случае идеального не расходящегося луча такая схема позволяла бы избавиться от паразитной засветки.

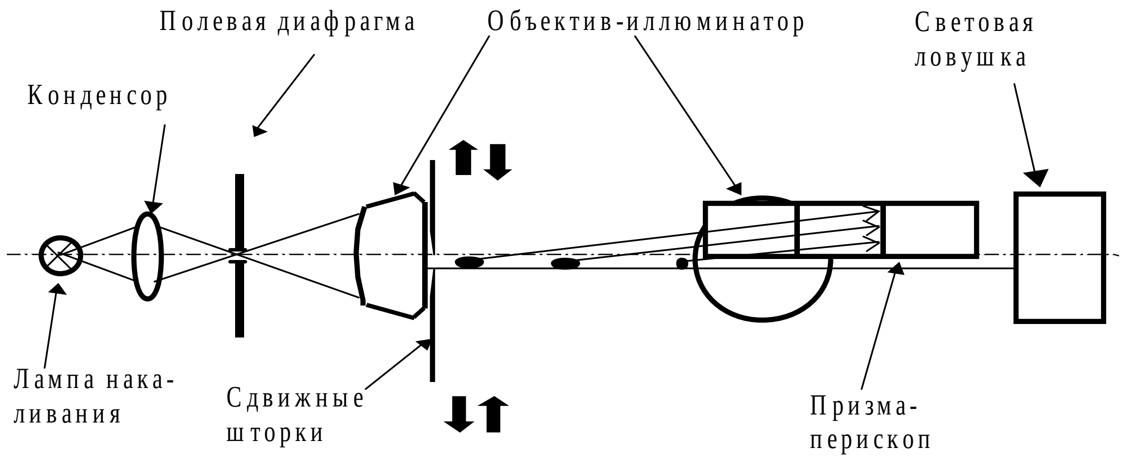

Рисунок 1.4 – Теневой метод измерений рассеяния света в малых углах

В действительности реальные источники света формируют не только параллельные лучи. В ходе тестирования прибора было установлено, что влияние непараллельных лучей уменьшается при сужении ширины пучка и с уменьшением ширины приемного окна перископической призмы. Кроме того, величина паразитной засветки, обусловленной дифракцией, также уменьшается с уменьшением ширины призмы. Эксперименты показали, что за счет изменения ширины пучка и ширины призмы можно добиться сужения интервала углов, в котором присутствует дифракционный блик, показанный на Рисунке 1.3. В этом случае можно считать, что, начиная с некоторого критического угла θ_g, показатель рассеяния воды измеряется без блика. Используя процедуру экстраполяции, становится возможным оценить значение показателя рассеяния в области углов $\theta < \theta_g$ и тем самым определить величину блика. Поскольку интенсивность дифракционной бликовой составляющей изменяется резко (Рисунок 1.3), критический угол, где начинается блик, может определяться эмпирически. В реальной воде высокой степени очистки скачок интенсивности, обусловленный дифракционным бликом, в области критического угла по величине не составляет даже 3-х порядков. Можно предположить, что в окрестности критического угла существенный вклад в суммарный сигнал вносит рассеяние света самой водой.

Для иллюстрации рассмотрим спектральные особенности суммарного сигнала в опорной (пресной фильтрованной) воде. Показатель рассеяния на длине волны 490 нм составил 0.055 м$^{-1}$. Как видно из Рисунка 1.5, начиная с угла 3°, измеренный показатель рассеяния закономерно меняется с длиной волны.

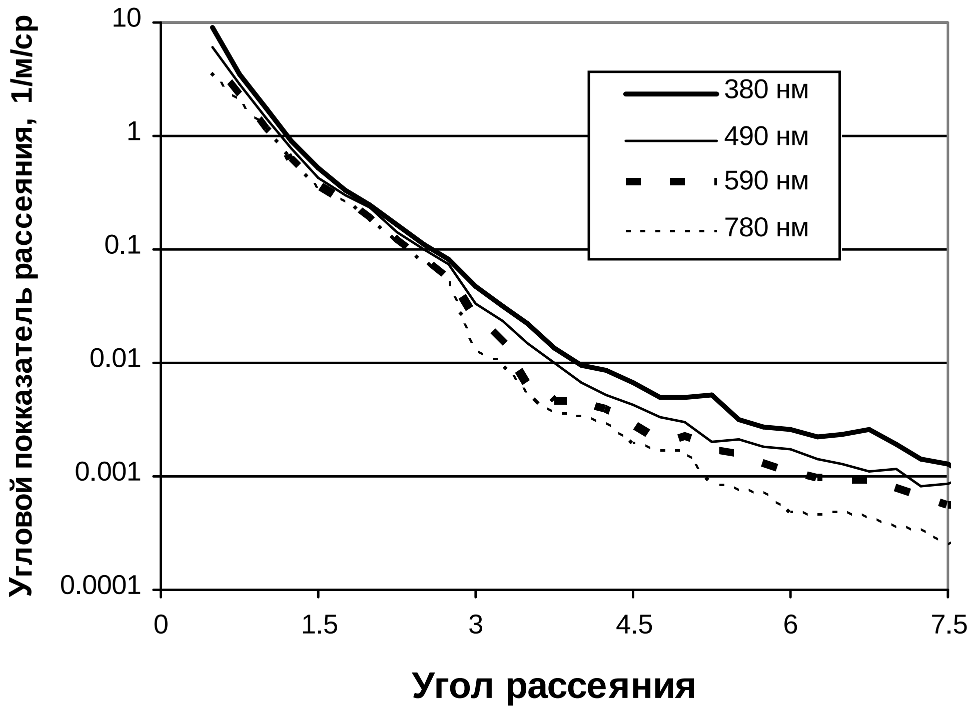

Рисунок 1.5 – Результаты определения углового показателя рассеяния в фильтрованной пресной воде без учета бликовой составляющей

Известно, что зависимость интенсивности дифрагированного света от длины волны наблюдается в пределах первого лепестка. На больших углах интенсивность не зависит от длины волны, поскольку осцилляции дифракционной кривой сглаживаются вследствие конечного спектрального разрешения. В угловом интервале от 0.75 до 2.75° суммарный сигнал слабо меняется с длиной волны. Из этих соображений следует, что в интервале углов 0 – 3° в опорной воде преобладает блик, но при $\theta > 3^\circ$ велика доля полезного сигнала. Поскольку паразитная засветка в малых углах все же существует, то в этой области соотношение сигнал–шум минимально. Оптимальное положение границы свет–тень подбиралось эмпирически, сдвигом светового луча к центру вращения призмы.

Предположение о слабой зависимости блика от длины волны для углов $\theta > 1^\circ$ позволяет оценить угловой показатель рассеяния без использования воды высокой степени очистки. Рассмотрим спектральную последовательность величин $s(\theta,\lambda)$, являющихся суммой блика $g(\theta)$, молекулярного показателя рассеяния $\beta_\text{w}(\theta,\lambda)$ и показателя рассеяния $\beta_\text{p}(\theta,\lambda)$ «частиц» при фиксированном значении θ на трех длинах волн $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$. Пользуясь тем обстоятельством, что рассеяние падает с ростом длины волны, в первом приближении предположим, что

1) $\beta_\text{p}(\theta,\lambda_3) = \beta_\text{p}^0(\theta,\lambda_3) = 0$,

тогда $g(\theta) \approx s(\theta,\lambda_3) - \beta_\text{w}(\theta,\lambda_3)$, а значит

2) $\beta_\text{p}^0(\theta,\lambda_\text{i}) \approx s(\theta,\lambda_\text{i}) - \beta_\text{w}(\theta,\lambda_\text{i}) - s(\theta,\lambda_3) + \beta_\text{w}(\theta,\lambda_3)$;

3) по двум величинам $\beta_\text{p}^0(\theta,\lambda_1)$ и $\beta_\text{p}^0(\theta,\lambda_2)$ методом интерполяции находим значение $\beta_\text{p}^1(\theta,\lambda_3)$, отличное от нуля, которое можно будет использовать в следующей итерации.

Как уже говорилось выше, возможность измерения световых потоков в широком диапазоне энергий осуществляется за счет регулирования чувствительности ФЭУ путем изменения управляющих напряжений на динодах. При этом, естественно, точность измерений не будет слишком высокой, что заметно понизит качество измерений в области углов $0.75 < \theta < 3^\circ$, вследствие необходимости вычитания блика. Операция вычитания двух близких величин есть крайне нежелательная операция. Показатель рассеяния принято представлять в логарифмическом масштабе. Вследствие неизбежных ошибок измерений, существует вероятность получить величину разности со знаком минус. Одним из способов устранения нежелательного результата есть заведомое уменьшение блика $g(\theta)$ на величину $\varepsilon \cdot g(\theta)$, где ε – относительная ошибка измерений.

В интервале углов рассеяния от 0 до 0.75° предположение о независимости блика от длины волны не выполняется. Для получения достоверных данных в этом интервале требуется информация о рассеивающих свойствах реальной очищенной (фильтрованной) воды. Кроме того, поскольку рассеивающий объем стремится к нулю, если $\theta \to 0^\circ$, проблема идентификации крупных частиц («морского снега») в изначальной версии теневого метода остается неразрешенной.

Несмотря на некоторые недостатки, разработанный нами новый метод измерения углового показателя рассеяния света морской водой позволил создать малогабаритный, быстродействующий полярный нефелометр. Его высокие метрологические характеристики позволяют получать данные об индикатрисе рассеяния практически во всем диапазоне углов. Результатов измерений непосредственно записываются на компьютерный диск в удобном для последующей обработки виде.

1.4 Методика расчета абсолютной величины углового показателя рассеяния света

Для расчета абсолютной величины углового показателя рассеяния, в качестве начального приближения, рассмотрим приближение однократного рассеяния:

$$I_1(\theta) \sim E_0 \beta(\theta) \int_V \exp[- c \cdot l(\theta, V)] dV \,. \tag{1.11}$$

Величина c – есть показатель ослабления, равный сумме показателей рассеяния (b) и поглощения (a). Интегрирование проводится по всем элементам рассеивающего объема. Поэтому расстояние $l(\theta,V)$, на котором происходит ослабление света, зависит от элемента объема $V = f(x, y, z)$. Из (1.11) видно, что для точного нахождения $\beta(\theta)$ необходимо при заданном c вычислять значения интеграла. Поскольку критерий однократного рассеяния есть условие $b \cdot l << 1$, то

$$\exp(-c\cdot < l >) \approx \frac{1}{\overline{V}} \int\limits_{V(x,y,z)} \exp(-c \cdot l(\theta, V)) \cdot dV\,, \qquad (1.12)$$

где

$$< l > = \frac{1}{\overline{V}} \int\limits_{V(x,y,z)} L(x, y) \cdot dV\,, \text{ и } \overline{V} = \int dV \qquad (1.13)$$

есть средняя длина пути, прошедшего через среду света. В результате вместо (1.11) имеем

$$I_1(\theta) \sim E_0 \beta(\theta) V(\theta) \exp[- c\cdot < l >]. \qquad (1.14)$$

Функция $V(\theta)$ называется рассеивающим объемом, которая равна наблюдаемому под данным углом θ размеру области, освещенной прямыми лучами. Величина $V(\theta)$ рассчитывается исходя из геометрических параметров прибора. Рисунок 1.6 иллюстрирует особенности конструкции прибора, влияющие на зависимость рассеивающего объема от угла наблюдения. Здесь l_o – расстояние от оси вращения призмы до объектива; l_t – расстояние от оси вращения призмы до первого стекла световой ловушки; r – расстояние от оси вращения призмы до передней приемной грани призмы. Расчет рассеивающего объема $V(\theta)$ и средней длины пути $< l >$ проводится на основании того, что упомянутые выше геометрические параметры, а так же ширина и высота луча источника известны.

При очень малых углах рассеяния вперед обратная величина рассчитанного рассеивающего объема $(1/V(\Theta))$ сильно зависит от положения призмы относительно ее оси вращения. Этот параметр определяет положение тени по отношению к призме, установленной в позицию 0°. Для его вычисления требуются измерения эталонного рассеяния на крупных частицах латекса ($d >\approx 10$ мкм.).

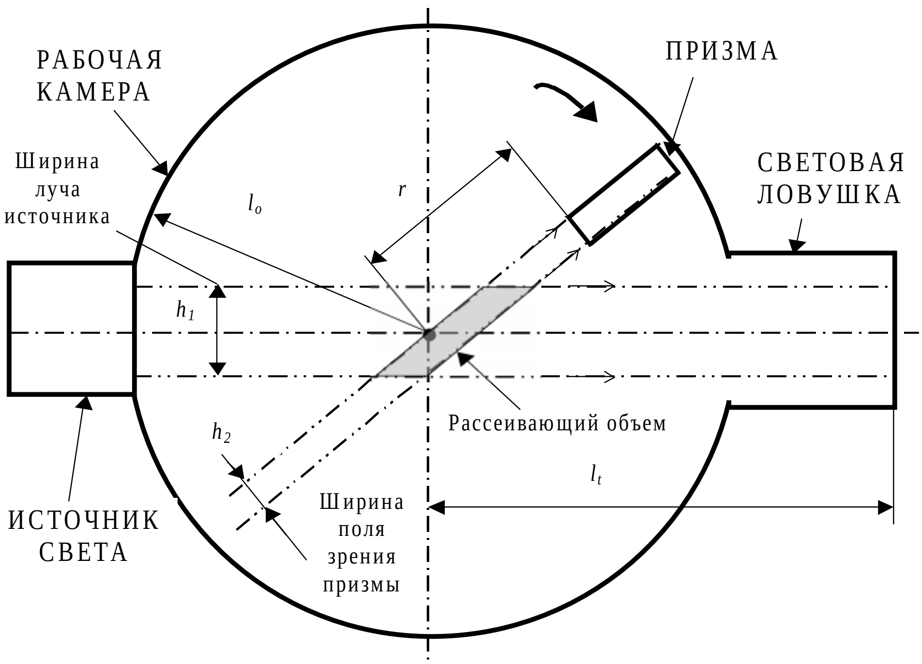

Рисунок 1.6 – Схема измерения углового показателя рассеяния. Вид сверху

На Рисунке 1.7 показаны результаты расчетов рассеивающего объема в относительных единицах для r=0.045 м, l_o=0.088 м, l_t=0.127 м. Выбор относительных единиц обусловлен тем, что функция $V(\Theta)$ пропорциональна высоте луча.

График средней длины пути $< l >$ представлен на Рисунке 1.8. Зависимость $< l >$ от угла рассеяния является следствием асимметрии приборной схемы. Особенности поведения средней длины пути в окрестности 180° обусловлены эффектом затенения, то есть отсутствием рассеивающего объема. При этом, согласно формуле (1.13) возникает неопределенность деления 0/0. Хотя расчеты углового показателя рассеяния для области этих углов не проводятся, для наглядности было принято $< l >= 0$.

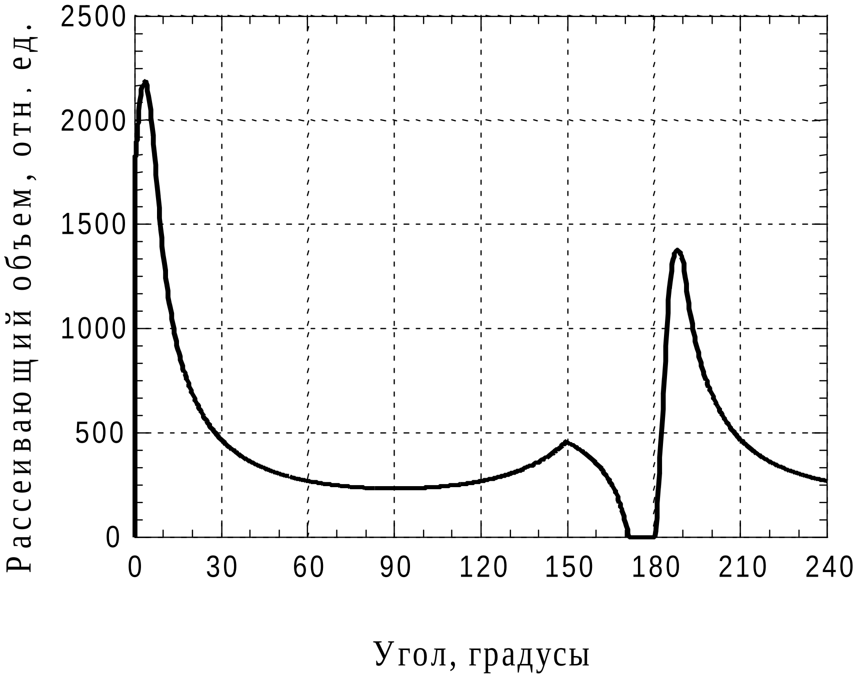

Рисунок 1.7 – Рассчитанный рассеивающий объем. Расчеты проведены для r=0.045 м, l_o=0.088 м, l_t=0.127 м

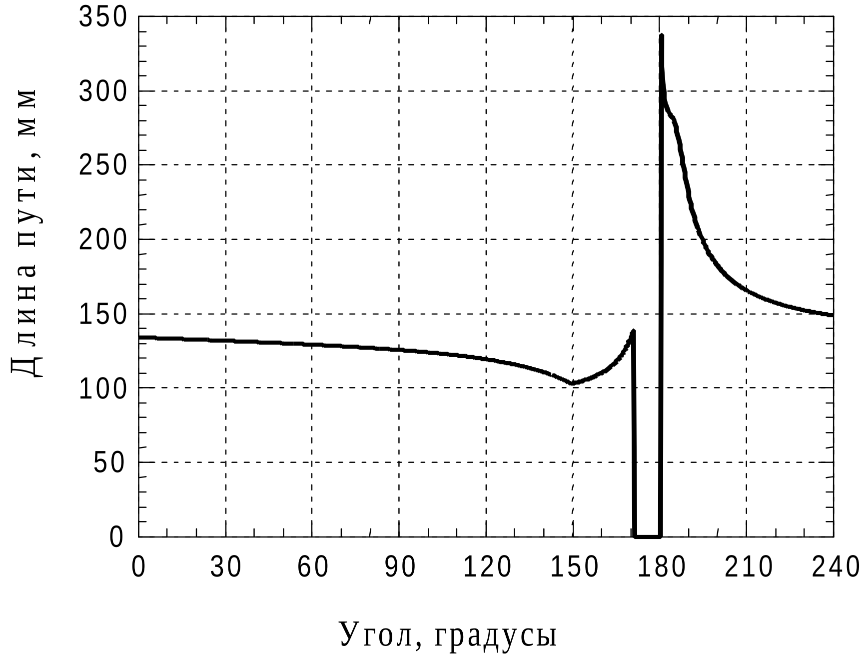

Рисунок 1.8 – Зависимость средней длины пути рассеянного фотона в измерительной камере от угла

В приближении (1.14) ошибки варьируются от 0.24% (для 90°) до 10% (при угле около 160°), если $c = 6$м$^{-1}$. Для c = 3 м$^{-1}$ ошибки уменьшаются примерно вчетверо. Каждая из составляющих ослабления по-разному сказывается на угловой структуре рассеянного излучения. Если $b \cdot l << 1$, то вариации показателя поглощения не изменяет угловую структуру рассеянного поля. Напротив, если $b \cdot l > 1$, то угловая структура повержена влиянию как b, так и a.

Вследствие сильной вытянутости вперед индикатрисы реальной морской воды влияние второго порядка кратности рассеяния на величину $<l>$, по-видимому, незначительно. Эффекты многократного рассеяния могут быть учтены в рамках строгой теории. Но эти результаты являются решением некоторой обратной задачи, которая для достаточно высоких значений b плохо обусловлена.

Для того чтобы гарантировать стабильность решения инверсной задачи, значения b должны быть меньше значений b в экстремуме функции

$$b \cdot (l_o + r) \cdot \exp(-b \cdot (l_o + r)), \qquad (1.15)$$

где $r+l_o = 0.133$ м, т.е. $b_{ex} \cdot (l_o+r)=1$.

Отсюда $b<7.5$ м$^{-1}$.

Другое ограничение, налагаемое на $c = a + b$, возникает вследствие ошибок измерения c. Для того, чтобы получить $\beta(\theta)$ с менее чем в 10%-ной погрешностью при c=13.5 м$^{-1}$ относительная ошибка измерения прозрачности не должна превышать 1.7%. Следовательно, рабочий диапазон данной конструкции нефелометра

$$b<7.5 \text{ м}^{-1}; \quad c<13.5 \text{ м}^{-1}.$$

Стабильность определения углового показателя рассеяния может быть увеличена в двух случаях: 1) если известна величина показателя ослабления; 2) если измеряется облученность прямым светом $E_0 \exp[-c(l_0 + r)]$. Если Ω - телесный угол приемника, то отношение облученности рассеянным светом $E(\theta) = I(\theta)\cdot\Omega$ к величине $E_0 \exp[-c(l_0 + r)]$ будет монотонно возрастать с ростом *c*. Тогда рабочий диапазон будет зависеть от точности измерений величин $E(\theta)$, E_0.

1.5 Учет эффектов многократного рассеяния

Использование приближения однократного рассеяния является наиболее простым способом обработки данных измерений углового показателя рассеяния. Систематическая погрешность этого приближения растет с ростом мутности. Для учета эффектов многократного рассеяния в приборе Hydroscat-6 Роберт Маффиони [180] предложил использовать в формуле Бугера-Ламберта эффективный показатель ослабления $c^* = a + 0.4b$. Это обосновывается тем, что для индикатрисы Петцольда примерно 60% энергии рассеивается в интервале углов от 0 до 8°. Однако для малых углов рассеяния такое приближение хуже, чем приближение однократного рассеяния, поскольку двукратное рассеяние есть интеграл, а значение индикатрисы в малых углах много больше единицы. Заметим также, что с ростом кратности рассеяния угловое распределение яркости становиться более однородным. Таким образом, поправка на многократное рассеяние зависит от угла.

Строго говоря, когда удельное количество однократно рассеянной энергии существенно уменьшается, восстановить угловой показатель рассеяния становится невозможным вследствие неизбежных погрешностей измерений. По-видимому, в предельном случае, когда результат восстановления $\beta(\theta)$ может оказаться приемлемым, доля суммы однократно и двукратно рассеянного света должна превышать долю рассеянного излучения высших кратностей. Смысл используемого метода обработки состоит в учете основных особенностей угловой структуры двукратного рассеяния.

Интенсивность излучения второй кратности рассеяния выражается через двойной интеграл по пространственной переменной *x* вдоль направления наблюдения θ и интеграл по телесному углу Ω

$$I_2(\theta) = \int\limits_L \int\limits_\Omega I_1(x,\Omega) \frac{b}{4\pi} p(\Omega,\theta) \exp\left[-(a+b)l(x,r)\right] d\Omega dx \,. \qquad (1.16)$$

В формуле (1.16) a, b – показатели поглощения и рассеяния;

$p(\Omega,\theta)$ – индикатриса рассеяния;

$l(x,r)$ – расстояние в воде от точки x до окна фотоприемника;

$I_1(x,\Omega)$ – интенсивность однократного рассеяния в точке x в направлении Ω, определяемая формулой

$$I_1(x,\Omega) = \frac{bV(x,\Omega)/S}{4\pi} E_0\, p(\Omega) \exp\left[-(a+b)\left(l(0,x_s) + l(x_s,x)\right)\right], \qquad (1.17)$$

где E_0 – облученность площадки, расположенной на нулевом расстоянии от иллюминатора. При этом закон ослабления света выражается в виде

$$I_0(\Omega) = E_0 \delta(\Omega) \exp\left[-(a+b)l(0,x)\right],$$

где $\delta(\Omega)$ – дельта-функция Дирака;

$l(0,x_s)$ – расстояние от иллюминатора до точки рассеяния;

$l(x_s,x)$ – расстояние от точки рассеяния до точки x;

S – поперечное сечение луча света.

Для узкого луча шириной d и при условии, что $(a+b)d << 1$ этот рассеивающий объем аппроксимируется выражением $V(\theta) \approx \dfrac{d \cdot S}{\sin\theta}$, если направление наблюдения Ω и направление луча пересекаются в измерительной камере.

Рассмотрим простейшие способы оценки интеграла (1.16).

Вариант А. Заменим индикатрису рассеяния на дельта-функцию. Тогда интегрирование по x даст множитель $(l_0 + r)$. В результате получим, что

$$I_2(\theta) = b\left(l_0 + r\right) \cdot I_1(\theta). \qquad (1.18)$$

Вариант Б. Заменим рассеивающий объем следующей функцией

$$V(x,\Omega) = S \cdot g(x) d\delta(\Omega), \qquad (1.19)$$

где множитель $g(x)$ описывает зависимость рассеивающего объема от переменной x. Оценим ослабления света вдоль полного пути при двукратном рассеянии следующим образом

$$\exp\left[-\left(a+b\right)\left(l(0,x_s)+l(x_s,x)+l(x,r)\right)\right] \approx \exp[-(a+b)(l_0+r)], \qquad (1.20)$$

где l_0 – расстояние от иллюминатора до центра вращения призмы;

r – расстояние от центра вращения до приемной грани призмы.

Формула (1.20) справедлива для сильно вытянутой индикатрисы рассеяния. После подстановки выражений (1.17), (1.19) и (1.20) в интеграл (1.16), получим

$$I_2(\theta) = E_0 d \cdot b \frac{p(\theta)}{4\pi} \exp\left[-\left(a+b\right)(l_0+r)\right] \int_L \frac{b}{4\pi} p(0) g\left(x\right) dx. \qquad (1.21)$$

Так как по определению $b\dfrac{p(\theta)}{4\pi} = \beta(\theta)$ и $d \cdot S \approx V(\theta)\sin\theta$, то, следовательно

$$I_2(\theta) = E_0 \beta(\theta) \cdot V(\theta)/S \cdot \sin\theta \cdot \exp\left[-\left(a+b\right)(l_0+r)\right] \int_L \frac{b}{4\pi} p(0) g\left(x\right) dx. \qquad (1.22)$$

Длина пути, где фотон рассеивается, примерно равна $(l_0 + r)$, поэтому интеграл из (1.22) можно выразить как

$$\int_L \frac{b}{4\pi} p(0) g(x) dx = b(l_0 + r) G,$$

где G – безразмерный коэффициент, который зависит от геометрии прибора и индикатрисы рассеяния.

Численные оценки этого коэффициента, полученные непосредственным интегрированием формулы (1.16) с учетом реальной геометрии прибора дают значения G-фактора в диапазоне 0.6-0.8 для морских индикатрис рассеяния.

Для учета более высоких кратностей рассеяния применим идею Маффиони к свету, рассеянному более одного раза. Тогда интенсивность двукратно рассеянного света следует умножить на коэффициент $\exp[k \cdot b(l_0 + r)]$, где $k \approx 0.6$. В результате получим следующее выражение

$$I(\theta) = E_0 \beta(\theta) \frac{V(\theta)}{S} (1 + b(l_0 + r) G \sin\theta \cdot \exp[0.6 \cdot b(l_0 + r)]) \exp[-(a + b)(l_0 + r)]. \quad (1.23)$$

Как способ А, так и способ Б являются слишком грубыми приближениями. В первом случае угловая структура многократного рассеяния совпадает со структурой однократно рассеянного света, что естественно неверно. Кроме того, если $\beta(0^\circ) >> 1$, то $I(\theta)/I_1(\theta) \to 1$ при $\theta \to 0^\circ$. Приближение Б удовлетворяет этой асимптотике, но для больших углов рассеяния хорошего соответствия расчетов по формуле (1.23) не следует ожидать, поскольку приближение Б выведено из условия, что «анизотропия» рассеивающего объема преобладает над анизотропией индикатрис рассеяния. При всем при том для типичных морских индикатрис рассеяния отношение $\beta(0^\circ)/\beta(90^\circ)$ составляет почти 10^6.

Рассмотрим экспериментальный способ учета эффекта многократного рассеяния, т.е. определение вида зависимости от угла функции $H(\theta) = G \sin\theta$ по данным измерений угловой структуры светового поля в нефелометре при разных концентрациях взвеси. (Желательно, при этом, чтобы индикатриса рассеяния взвеси качественно соответствовала морской индикатрисе рассеяния.) Наиболее интересным из светорассеивающих материалов является препарат Маалокс [174], используемый в медицине в качестве адсорбента. Как показывает Рисунок 1.9, угловые показатели рассеяния Маалокса и морской воды качественно схожи.

Пусть $i(\theta, c)$ – нормированная интенсивность рассеянного света при концентрации c,

$$i(\theta, c) = \frac{I(\theta, c)}{E_0 \exp[-(a(c)+b(c))(l_0+r)]}.$$

Предположим, что показатель рассеяния $b(c)$ линейно зависит от концентрации. Тогда отношение нормированных интенсивностей для различных концентраций, исходя из (1.23) будет равно:

$$\frac{i(\theta, c_2)}{i(\theta, c_1)} = \frac{b_2}{b_1} \cdot \frac{1+b_2(l_0+r)H(\theta)\exp[0.6 \cdot b_2(l_0+r)]}{1+b_1(l_0+r)H(\theta)\exp[0.6 \cdot b_1(l_0+r)]}. \quad (1.24)$$

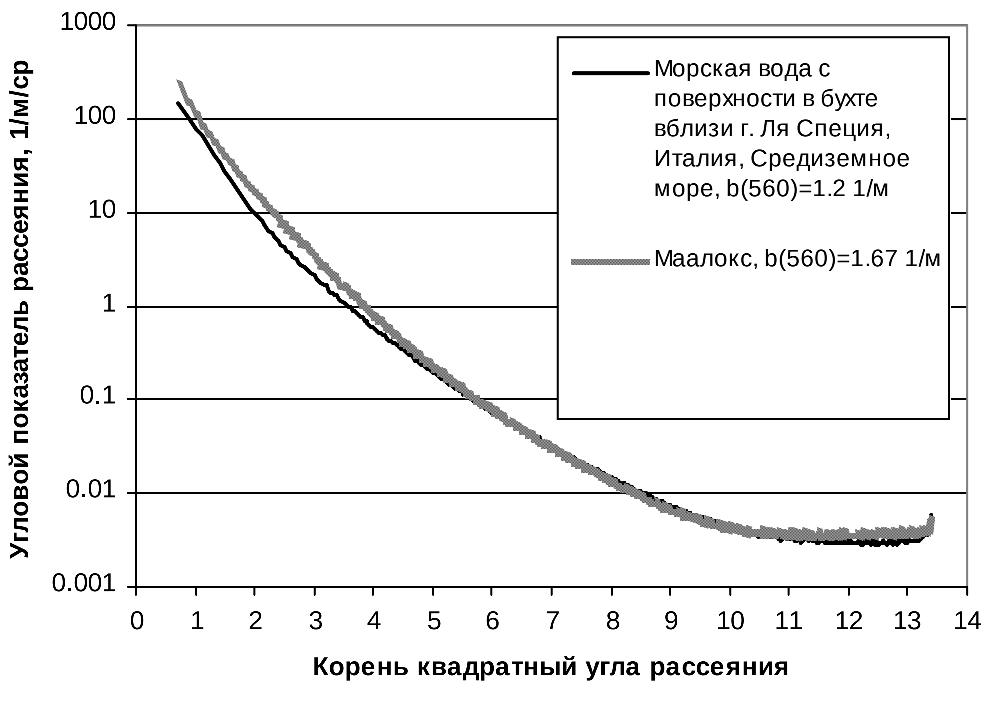

Рисунок 1.9 – Сопоставление угловых показателей рассеяния морской воды и Маалокса на длине волны 560 нм

Зная величины: $i(\theta, c_2), i(\theta, c_1), b_2, b_1$ пользуясь формулой (1.24), можно оценить функцию $H(\theta)$. Если $b(l_0 + r) < 1$, то интенсивности однократного, двухкратного и более, чем двухкратного рассеяния при $\theta \approx 90^\circ$ приблизительно соотносятся как 1; $b(l_0 + r)$; $0.6b^2(l_0 + r)^2$. Для корректного определения функции $H(\theta)$ желательно, чтобы $1 >> b_1(l_0 + r) >> b_w$, $1 \sim b_2(l_0 + r) >> 0.6 \cdot b_2{}^2(l_0 + r)^2$.

Если выбрать значения $b_1 = 0.3$ м$^{-1}$, $b_2 = 2.4$ м$^{-1}$, то при таких значениях процентное соотношение интенсивностей рассеяния различных кратностей составит для b_1 - 96.1%; 3.8%; 0.1%, а для b_2 - 72%; 23%; 5%.

Оптические свойства разбавленной суспензии Маалокса предварительно исследовались прибором АС-9. Величины показателя ослабления измерялись в девяти спектральных интервалах: 412, 440, 488, 510, 555, 630, 650, 676, 715 нм. Предельные значения показателя ослабления на границах видимого диапазона оказались равными $c(412) = 2.49$ м$^{-1}$ и $c(715) = 1.02$ м$^{-1}$. Считалось, что $b(\lambda) = c(\lambda)$. Величина показателя степени спектральной зависимости показателя рассеяния, $b(\lambda) \sim [\lambda_0/\lambda]^\gamma$, составила $\gamma \approx 1.64$. Были проведены измерения углового показателя рассеяния суспензий Маалокса двух различных концентраций на следующих длинах волн 380, 412, 435, 490, 560, 625, 780 нм. Концентрация частиц в более разбавленной суспензии была в 8 раз меньшей.

Результаты восстановления функции $H(\theta) = G \sin\theta$ показаны на Рисунке 1.10. На этом рисунке также приведена функция $\sin\theta$ и линейная комбинация синуса и константы, которая приблизительно описывает угловую зависимость функции $H(\theta)$ в интервале от 30° до 160°. Из рисунка становится понятно, что предложить простую аналитическую зависимость функции $H(\theta)$ проблематично. Действительно, в окрестности $\theta \sim 0^\circ$ ее значения и производная зависят как от вытянутости индикатрисы рассеяния, так и от параметров рассеивающего объема. В области углов обратного рассеяния функция $H(\theta)$ сначала закономерно падает, а потом резко возрастает. Этот рост обусловлен уменьшением рассеивающего объема. Даже если бы рассеивающий объем был бы строго равен нулю, вследствие многократного рассеяния часть фотонов может попасть на фотоприемник. Поэтому погрешность измерения углового показателя рассеяния для углов $\theta > 177^{\circ}$ будет резко возрастать по мере увеличения мутности воды.

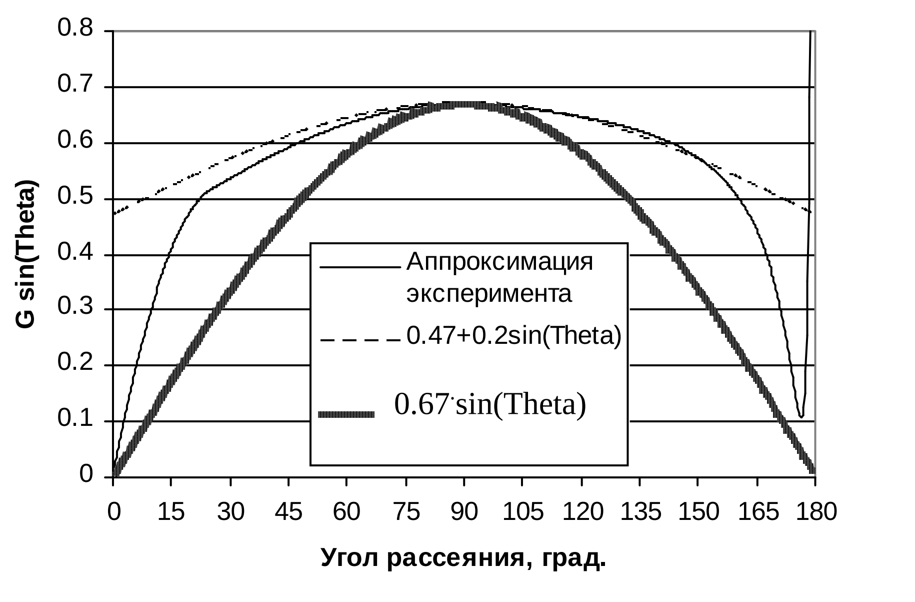

Рисунок 1.10 – Угловая зависимость функции $H(\theta) = G\sin\theta$, описывающая угловую структуру многократного рассеяния по формуле (1.23)

Запишем алгоритм определения углового показателя рассеяния в виде системы уравнений, заменив $l_0 + r$ средним расстоянием $< l >$:

$$\begin{cases} I_0 = E_0 \exp[-(a+b) < l >] \\ \beta(\theta) = \dfrac{I(\theta)/I_0/V(\theta)}{1 + b < l > H(\theta)\exp[0.6 \cdot b < l >]} \\ b = 2\pi \int\limits_0^{\pi} \beta(\theta)\sin\theta \cdot d\theta \end{cases}. \qquad (1.25)$$

Система (1.25) решается численно. Блок-схема алгоритма дана на Рисунке 1.11.

При нулевом угле диафрагма, регулирующая ширину луча, полностью открывается и тем самым регистрируется значение I_0. На эту величину и на рассеивающий объем $V(\theta)$ нормируется $I(\theta)$. Далее включается итерационная схема с условием выхода $|b_{it} - b| < \delta$, где b_{it} - текущее значение показателя рассеяния, b – результат интегрирования, δ – погрешность определения b.

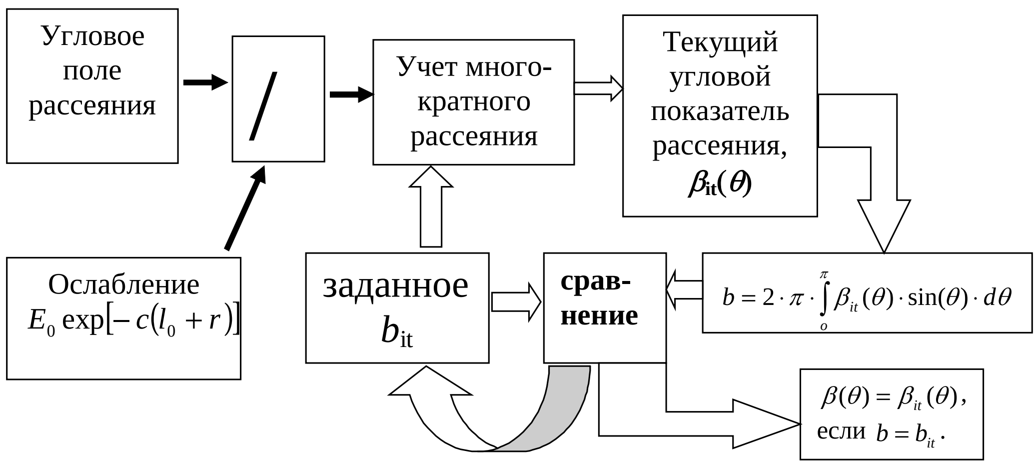

Рисунок 1.11 – Схема учета эффектов многократного рассеяния для определения углового показателя рассеяния света морской водой

Точность алгоритма (1.25) зависит от множителя $b < l >$ и относительная ошибка углового показателя рассеяния $\beta(\theta)$ может оцениваться как $\varepsilon \approx 0.5b^2 < l >^2$. Так как b содержит экспериментальные ошибки при вычислении отношения $I(\theta)/I_0$, независимо от того насколько точной будет формула алгоритма учета многократного рассеяния, ошибка восстановления $\beta(\theta)$ будет всегда расти с увеличением b.

1.6 Калибровка измерителя углового показателя рассеяния

Цифровой сигнал $S(\theta, \lambda, v(t), t, d, \psi)$, принимаемый компьютером, зависит от угла визирования θ, изменяющего от 0° до 360°, длины волны λ, установленного напряжения на диноде[1] $v(t)$ и предыстории установки напряжений, времени t, ширины луча d, углового разрешения приемника ψ. Этот сигнал можно выразить в виде:

$$S(\theta,\lambda,v(t),t,d,\psi) = P(\lambda,v,t)\cdot I(\theta,\lambda,d,\psi) + S_{\text{dc}}(v,T,t), \qquad (1.26)$$

где функция $P(\lambda,v,t)$ описывает закон преобразования световой энергию в цифровой сигнал и характеризует свойства ФЭУ;

$I(\theta,\lambda,d,\psi)$ – интенсивность света;

$S_{\text{dc}}(v,T,t)$ – сигнал темнового тока[2], зависящий от установленного напряжения v, температуры T и времени t.

Функция $I(\theta,\lambda,d,\psi)$ определяется геометрией прибора и зависит от стратегии управления, т.е. от установки конкретного углового разрешения и ширины луча в данный момент времени. В простейшем случае d и ψ являются функциями угла. Таким образом, цель калибровки состоит в определении свойств ФЭУ и в определении «геометрии» прибора. Контроль темнового тока представляет собой отдельную задачу, которую следует решать в ходе измерений.

Зависимость калибровочной функции от времени возникает при переключении управляющего напряжения v. Тогда сигнал релаксирует к исходной величине за некоторый временной интервал. Кроме того, даже самые дорогие ФЭУ имеют нестабильную чувствительность. Наблюдаются как флуктуации, так и определенные закономерности в падении чувствительности вплоть 5%. При обработке данных измерений коррекция чувствительности не проводилась.

Представим функцию $P(\lambda,v,t)$ в виде произведения

$$P(\lambda,v) = K(\lambda,v_{\max})\, f(\lambda,v/v_{\max}). \qquad (1.27)$$

---

[1] Динод – электрод в фотоэлектронном умножителе, служащий для усиления электронного потока за счёт вторичной эмиссии электронов.

[2] Темновой ток – выходной сигнал фотоприемника при отсутствии падающих на него фотонов.

В формуле (1.27) $K(\lambda, v_{\max})$ – чувствительность ФЭУ при максимальном напряжении;

$v_{\max}$, $f(\lambda, v/v_{\max})$ – определяет функциональную связь чувствительности и напряжения.

В технической документации фирмы Хаммамацу приводиться степенной характер этой зависимости:

$$f(\lambda, v/v_{\max}) = [v/v_{\max}]^{\alpha}, \tag{1.28}$$

где α – показатель степени, зависящий от числа динодов ($\alpha \approx 7$).

Чем больше α, тем шире диапазон измеряемых световых потоков. Одним из критериев при выборе ФЭУ являлся критерий минимума шумов, т.е. минимума отношения $S_{\text{dc}}(v_{\max}, T, t)/K(\lambda, v_{\max})$. Однако качество ФЭУ определяется также величиной α и ее зависимостью от длины волны. В идеале $\alpha \neq f(\lambda)$. Для определения вида функции (1.28) была предложена и реализована процедура калибровки ФЭУ. Основная идея калибровки состояла в варьировании напряжения при постоянном световом потоке. Для последовательности световых потоков, отличающихся друг от друга примерно в 3 раза, и в совокупности перекрывающих диапазон по интенсивности в 7 порядков, мы получаем последовательность характеристик, описывающих чувствительность ФЭУ как функций напряжения. Выбор величины светового потока осуществляется вращением призмы в интервале углов от 90° до 0° при широком световом пучке. Управление напряжением происходит так, чтобы выходной сигнал возрастал от 5% максимально возможного тока до величины, составляющей половину максимального выходного сигнала. Таким образом, получаем серию кривых с перекрывающимися интервалами по оси x. Переходные коэффициенты между кусочными калибровками находятся методом наименьших квадратов.

На Рисунке 1.12 приведен пример калибровочной кривой при изменении интенсивности в 3 000 раз для $\lambda = 620$ нм. Степенная функция с показателем α, примерно равным 6.98 хорошо аппроксимирует экспериментальные значения.

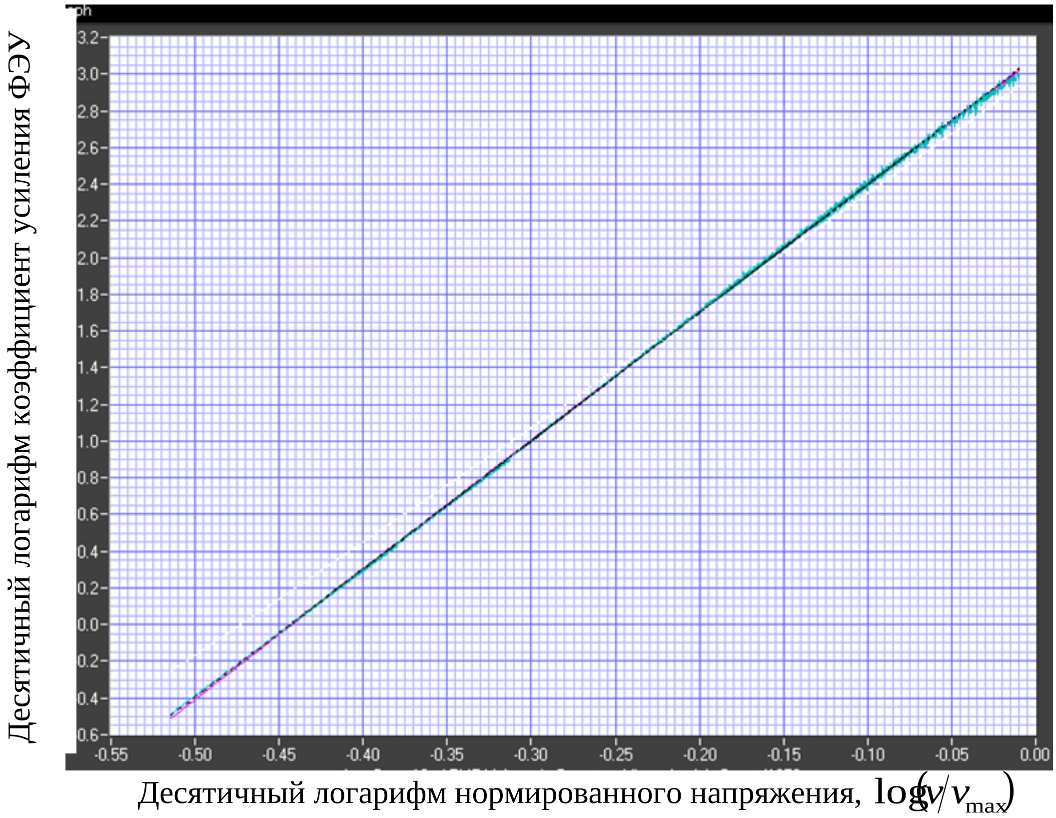

Рисунок 1.12 – Коэффициент усиления ФЭУ в зависимости от напряжения

Более подробный анализ показал, что при максимальных коэффициентах усиления, т.е. малых световых энергиях, ошибки измерения возрастают. Кроме того, для восстановления интенсивности принимаемой световой энергии необходимо знать величину темнового тока.

В области, соответствующей относительно большим световым энергиям обнаруживаются закономерные отклонения экспериментальных данных от степенной зависимости, причем эти отклонения сильнее проявляются в коротковолновой области видимого диапазона спектра.

Для определения закономерности изменения параметра α от длины волны было построено 12 калибровочных кривых в спектральных участках от 380 до 780 нм. Коэффициент корреляции величины $\alpha(\lambda)$ от $1/\lambda$ составил 0.985. Было получено следующее уравнение регрессии (длина волны в нм)

$$\alpha(\lambda) = 7.072 - 56.84/\lambda \,. \tag{1.29}$$

Оценки с использованием (1.28), (1.29) показали, что если пренебречь зависимостью показателя степени от длины волны, то ошибки определения интенсивности рассеянного излучения могут достигнуть 5%. Ошибки измерения интенсивности прямого луча могут быть уже 20 – 30 %, поскольку v заметно меньше чем $v_{\max}$. Заметим, что каждый ФЭУ обладает собственными калибровочными характеристиками.

В широком диапазоне интенсивностей калибровка прибора с высокой точностью представляет определенную проблему. Гораздо проще получить две спектральные калибровочные характеристики отдельно для рассеянного и прямого излучения. В таком случае вторая задача калибровки – определение «геометрических» параметров прибора включает в себя задачу определения спектральных калибровочных характеристик.

В качестве эталона рассеяния часто используются частицы латекса определенного размера. Считается, они представляют собой полистириновые однородные слабопоглощающие свет шарики, с известным показателем преломления $m \approx 1{,}59$. При сопоставлении результатов экспериментов с теоретическими расчетами по теории Ми следует иметь в виду следующее.

1. Показатель преломления полистерина зависит от длины волны, изменяясь примерно от 1.58 в красной области и по разным источникам до 1.60 или до 1.62 на длине волны 400 нм [124, 182]. По-видимому, значения показателя преломления частиц зависят от фирмы изготовителя, способа и времени их хранения.
2. Частицы могут притягиваться к оптическим поверхностям за счет электростатических сил, а крупные - оседать. Первый эксперимент с латексными частицами были проведен нами в ноябре 1999 г. в Дальхаузском универси-

тете, г. Галифакс, Новая Шотландия, Канада. Эксперимент показал, что если диаметр частиц латекса превышает 20 мкм, то скорость оседания сравнима со временем измерений, т.е. составляет около 2-3 минут.

3. Однородных и изотропных веществ не существует. Следовательно, теоретический расчет рассеяния будет приближенным.

Измерения показателя рассеяния в широком диапазоне углов позволяют обнаружить закономерности в отклонениях теоретических кривых от экспериментальных. На Рисунке 1.13 показаны результаты измерения рассеяния света на частицах латекса с диаметрами от 0.4 до 10 мкм. Все графики, за исключением последнего, относятся к измерениям, выполненными в оптической лаборатории NAVAIR, Мериленд, США в 2005 году. Новая версия измерителя углового показателя рассеяния имела ряд конструктивных недоработок, что требовало многочисленных тестов. Основной недостаток прибора заключался в наличие сильного блика в области передних углов рассеяния. Поскольку в результате вычитания сигнала опорной воды зачастую получались отрицательные значения, на Рисунке 1.13 показаны результаты без коррекции на показатель рассеяния фильтрованной воды.

Сравнение теоретических и экспериментальных кривых показывает, что реальная угловая структура рассеяния более сглажена – наблюдаемая в эксперименте амплитуда пиков и провалов меньше чем у теоретических кривых для всех размеров частиц. Исключение составляет передний лепесток - локальный максимум в окрестности 0°. Следовательно, если проводить калибровку рассеивающего объема на основании сопоставления данных измерений с расчетами по теории Ми, то систематические ошибки измеренных угловых показателей рассеяния морской воды будут коррелировать с теоретической кривой, по которой была проведена калибровка рассеивающего объема.

Покажем на некоторых примерах, что всегда существуют закономерные отклонения экспериментальной измеренных индикатрис рассеяния и индикатрис, рассчитанных по теории Ми для полистириновых частиц. Рисунок 1.14 взят из результатов работы международной рабочей группы по измерению рассеяния света (6-10 мая 2002 г, Мериленд, США).

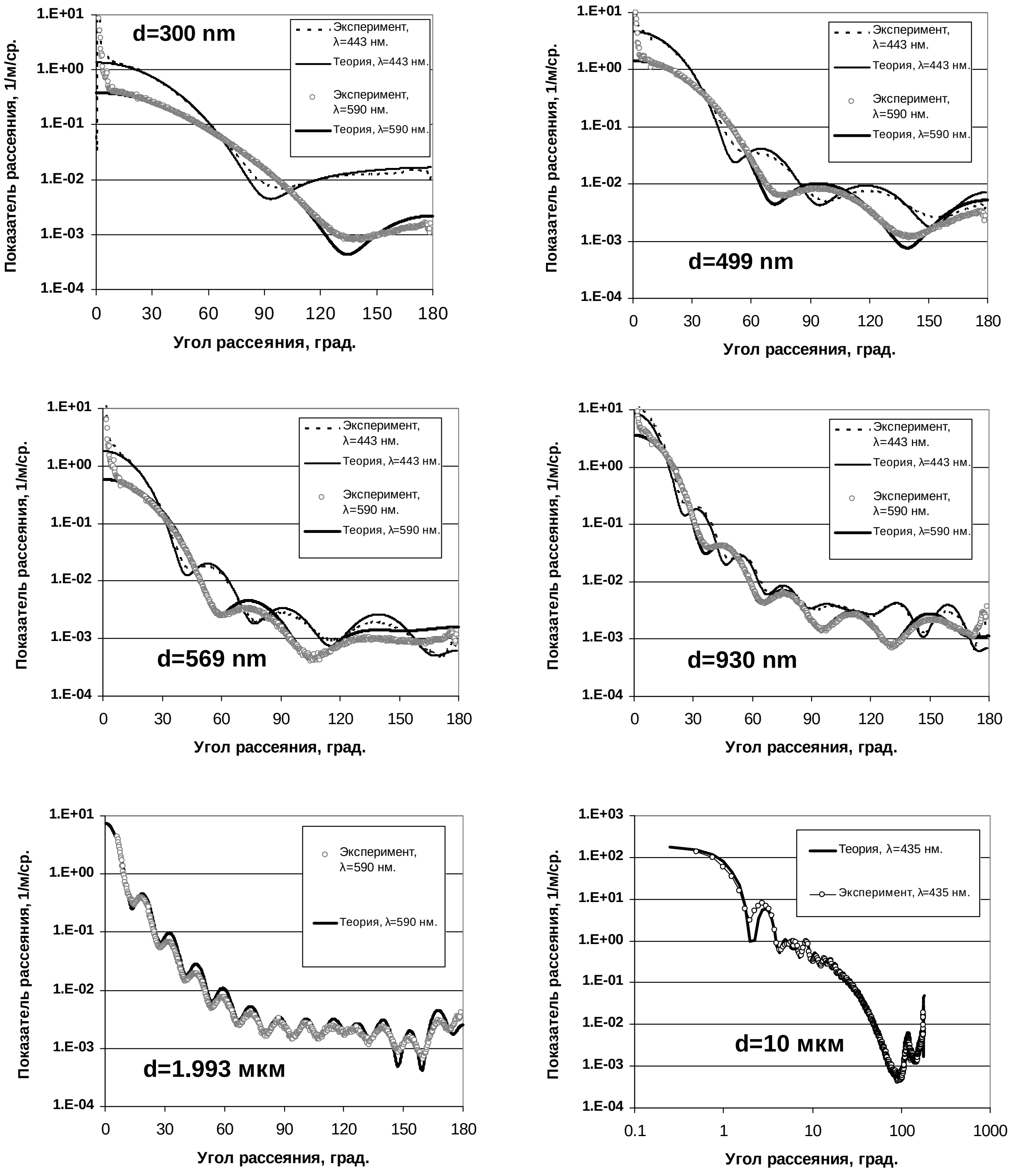

Рисунок 1.13 – Сравнение результатов измерения рассеяния на частицах латекса с расчетами по теории Ми. Показатель преломления латекса взят из [124]

Из Рисунка 1.14 видно, что амплитуды осцилляций кривых, полученных двумя разными приборами, примерно совпадают и заметно меньше амплитуд, предсказанных теорией Ми. Диафрагма прибора MVSM версии 2002 г., регулирующая ширину луча, находилась в воде. По-видимому, поэтому величина блика в окрестности 0° была меньше, чем в более поздней версии прибора.

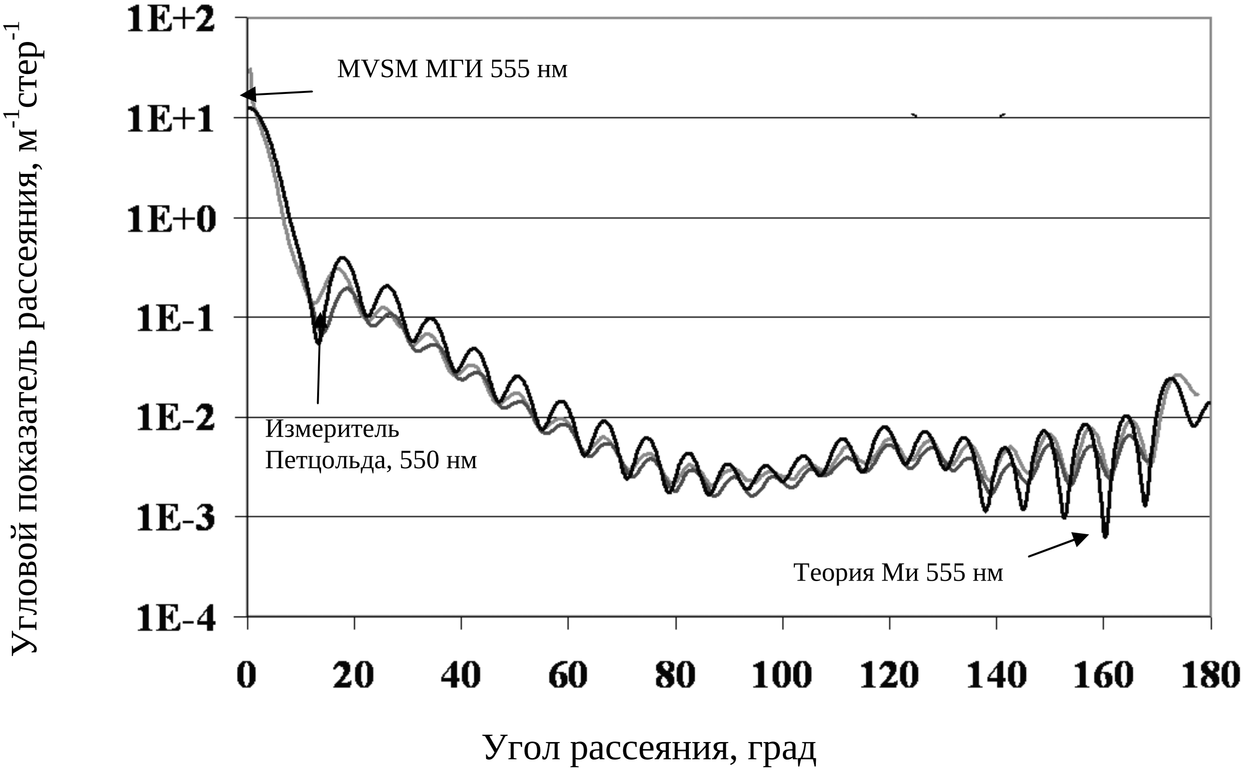

Рисунок 1.14 – Сопоставление результатов измерений показателя рассеяния света частицами латекса диаметром 3.063 мкм, взвешенных в воде, с расчетами по теории Ми. Показатель ослабления $c_{550} = 0.54\,\text{м}^{-1}$

Исходя из особенностей конструкции прибора, рассеивающий объем может быть рассчитан во всем угловом диапазоне, за исключением двух областей в окрестности 0° и 180°. Для коррекции объема вблизи 180° целесообразно использовать частицы диаметром ~ 0,3 мкм. В дальнейшем экспериментальная кривая углового показателя рассеяния должна быть интерполирована в интервал от 170° до 180 . Т.е. не теоретически рассчитанная индикатриса рассеяния, а результат интерполяции является калибровочной характеристикой. Аналогичная процедура может быть применена для коррекции рассеивающего объема вблизи 0°. Проблема состоит в том, что показатель рассеяния частиц латекса $\beta_b(0^\circ)$ должен быть сравним с показателем рассеяния опорной воды $\beta_w(0^\circ)$ без учета блика.

Если использовать мелкие частицы, то для выполнения это условия потребуются такие высокие концентрации, что величина b выйдет за пределы диапазона применимости приближения однократного рассеяния. Поэтому для калибровки рассеивающего объема необходимо использовать относительно крупные частицы так, чтобы одновременно выполнялись два условия $\beta_{\mathrm{b}}(0^{\circ}) \approx \beta_{\mathrm{w}}(0^{\circ})$ и $b < 1$.

Последний фрагмент на Рисунке 1.13 иллюстрирует хорошее соответствие экспериментальной и теоретической кривой на длине волны 435 нм для латексных частиц, диаметром 10 мкм в угловом интервале 0,5° – 2°.

В качестве теста по определению угловой калибровочной функции можно использовать суспензию Маалокс – гидроксид магния + гидроксид аллюминия. Как было показано на Рисунке 1.9, $\beta_{\mathrm{m}}(\theta)$ - угловой показатель рассеяния этой суспензии, разбавленной чистой водой, в логарифмическом масштабе представляет собой сильно вытянутую вперед гладкую функцию.

Уточнение рассеивающего объема позволяет восстановить функцию $f(\theta)$ пропорциональную угловому показателю рассеяния $\beta(\theta,\lambda) = K(\lambda) f(\theta)$. Проинтегрировав $f(\theta)$ с учетом $b(\lambda) = 2\pi \int_0^{\pi} \beta(\theta,\lambda) \sin\theta \cdot d\theta$ получим

$$K(\lambda) = \frac{b(\lambda)}{2\pi \int_0^{\pi} f(\theta) \sin\theta \cdot d\theta}. \qquad (1.30)$$

Из (1.30) видно, что спектральная калибровка прибора сводится к задаче определения полного показателя рассеяния независимым способом. При условии, что $a(\lambda) \equiv 0$, величину $b(\lambda)$ можно найти, измерив показатель ослабления $c(\lambda)$. Для целей калибровки мы использовали как частицы латекса, так и Маалокс. Показатель ослабления $c(\lambda)$ определялся прибором АС-9. Интегрирование проводилось с учетом углового разрешения АС-9, равного 0.78°. В результате вычислений получаем спектральную калибровочную функцию $K(\lambda)$.

В заключение раздела в Таблице 1.1 приведены технические характеристики измерителя углового показателя рассеяния света, разработанного в 2002 – 2007 гг. в рамках двух совместных международных проектов с коллегами из США.

Таблица 1.1 – Технические характеристики измерителя углового показателя рассеяния света морской водой

Характеристика	Ед. изм.	Значение(я)
Габариты	м	0,52 x 0,20 x 0,57
Масса,	кг	16
Угловой диапазон	град.	0,5 – 178
Угловое разрешение	град.	0,25
Расходимость источника света	град.	0,08
Угол зрения приемника	град.	0,1 – 1
Длина измерительной базы	м	0,133
Длины волн цветных светофильтров	нм	380, 400, 420, 435, 456, 490, 532, 560, 590, 625, 683,780
Объем пробы	л	1,2
Спектральное разрешение	нм	5 – 20
Потребление. Напряжение	В	12
Потребление. Мощность	Вт	24
Глубина погружения	м	100

Выводы к разделу 1

Разработанный в отделе оптики и биофизики моря МГИ измеритель углового показателя рассеяния позволяет измерять рассеивающие свойства морской воды в широком угловом (0.5 – 178°) и в спектральном интервалах (380 – 780 нм.). Обладая высокими метрологическими характеристиками, прибор может использоваться для измерения углового показателя рассеяния света водой в интервале полных показателей рассеяния от 0.01 до 7.5 м$^{-1}$, включая прибрежные воды с высокими показателями поглощения света вплоть до 100 м $^{-1}$. Широкий диапазон измеряемых оптических типов вод стал возможен за счет:

- управляемого многоступенчатого регулирования чувствительности ФЭУ;

- изложенного здесь метода учета многократного рассеяния.

Предложен способ учета бликовой составляющей методом экстраполяции сигнала из области отсутствия блика в область малых углов. Реализация метода стала осуществимой благодаря:

– квазинепрерывному сканированию образца воды по углам,

– сужению зоны блика за счет геометрии измерения – увеличения отношения D/w (см. Рисунок 1.2);

– существенному уменьшению уровня паразитных засветок в области углов 4 – 178°;

– слабой изменчивости индикатрисы рассеяния света в очищенной воде.

Предложен и реализован метод калибровки измеритель углового показателя рассеяния света, основанный на свойстве линейности ФЭУ, плавной регулировки его чувствительности и возможности выбора требуемого уровня интенсивности светового потока. В ходе калибровки прибора было установлено, что:

– существует закономерное отклонение реального рассеяния света на частицах латекса от теоретически предсказанных его значений;

– рассеяние света на малых углах в очищенной фильтрованной воде заметно отличается от молекулярного и имеет фоновый характер и сильную спектральную зависимость.

Основные научные результаты раздела опубликованы в работах [44, 46, 176, 184].

2 ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ВОДЕ

2.1 Известные проблемы в оптике чистой воды

Уравнения Максвелла служат основой теории рассеяния и распространения излучения в море. При выводе формул предполагается, что рассеивающие центры расположены статистически независимо, а расстояния между ними намного больше длины световой волны. Угловое распределение однократно рассеянного света пропорционально угловому показателю рассеяния $\beta(\lambda,\theta)$, который входит в скалярное уравнение переноса. Эти упрощения могут быть весьма существенны. Согласно тенденциям современной теории, жидкость как плотная среда, в любом малом временном интервале обладает уникальной структурой временных положений равновесия молекул и, по аналогии с твердым телом, в этой структуре присутствуют дефекты. Кроме того, авторы монографии [4, С. 461] резюмируют, что жидкость по сравнению с твердым телом кристаллической структуры «имеет намного больше реализаций структурных состояний». Величина же $\beta(\lambda,\theta)$, полученная в натурном эксперименте, несет информацию об оптических неоднородностях любой размерности [17]. Ключевой вопрос состоит в том, можно ли считать неоднородности пониженной размерности локальными.

Исследования структуры воды проводятся уже на протяжении более ста лет с целью объяснения ее уникальных свойств. Эволюция взглядов и современные представления о структуре воды подробно рассмотрены в работе [53]. В настоящее время исследователи пришли к единому мнению, что структура воды есть трехмерная непрерывная сетка молекул, соединенных водородными связями, и во главу угла ставится вопрос о неоднородности сетки. Существенный прогресс в исследовании структуры воды был достигнут благодаря компьютерному моделированию. В частности, было установлено, что неоднородности сетки, которые описываются рядом параметров «(объем многогранника Вронского, потенциальная энергия, индекс тетраэдричности, тип конфигурационной связи), имеют тенденцию к пространственному согласованию» [181]. Особо отмечается, что «классы молекул с малыми и большими объемами многогранников Вронского, характеризующих локальную плотность, образуют области, имеющие вид бесконечных ветвящихся кластеров» [181].

Поскольку длина световой волны в тысячу раз больше расстояния между молекулами воды, то структурные неоднородности, проявляющиеся в оптических измерениях, становятся сильно сглаженными. Иными словами, оптические методы дают информацию об интегральных параметрах структуры. Если размер неоднородностей составляет менее 10^{-8} м, то трудно различить, чем обусловлено рассеяние - отдельными молекулами или флуктуациями плотности.

Малая сжимаемость воды обуславливает потенциально высокую прозрачность воды. В чистой воде угловой показатель рассеяния $\beta_w(\lambda,\theta)$ в 10 раз меньше, чем показатель рассеяния такого же количества молекул в газовой фазе. Из этой оценки следует, что сто метров чистой воды должны были бы рассеивать свет примерно также как и чистая атмосфера. Однако, рекорд видимости белого диска составляет только 62 м, а при этом астрономические наблюдения могут проводиться через атмосферу. Очевидно, что общее рассеяние света в самой чистой природной воде существенно превышает величину, вычисленную по формулам термодинамического приближения Смолуховского-Эйнштейна [241, 130].

Противоположная ситуация имеет место со значениями показателя поглощения света чистой водой. Его величина в коротковолновой области спектра также мала и зависит от степени очистки воды. Некоторое время наиболее достоверными значениями спектра поглощения чистой воды считались данные Смита и Бейкера [240]. Однако, теоретический расчет коэффициента яркости по этим данным дает существенно заниженные значения. В начале 90-х годов XX века появилась серия публикаций (например [118), в которых утверждалось, что в чистой океанской воде поглощение в синей части спектра в 2-3 раза меньше, чем по Смиту и Бейкеру. В результате тщательных лабораторных экспериментов с искусственной чистой водой [218] было обнаружено, что поглощение света водой в ограниченном интервале длин волн (405 – 430 нм) действительно может быть существенно меньшим. Как будет показано, теоретический спектр коэффициента яркости такой искусственной воды объясняет высокие значения коэффициента яркости чистых океанских вод в локальном максимуме, но сильно искажает его форму. Данные о поглощении чистой воды, опубликованные в [118], также отличаются от данных Смита и Бейкера. В этой работе показатель поглощения получен экспериментально для морской воды, за исключением коротковолнового участка видимого диапазона, где значения поглощения выбирались из соображений непрерывности кривой поглощения и условия соответствия рассчитанных величин коэффициента яркости с наблюдаемыми его значениями в очень чистых океанских водах (т. е. методом подгонки.).

На Рисунке 2.1 приводится сопоставление экспериментальных данных коэффициента яркости, наблюдаемого в наиболее чистых вода Атлантического океана – Саргассова моря и теоретических спектральных величин коэффициента яркости моря, рассчитанных по данным поглощения «чистой» воды [118, 218, 240]. Коэффициент яркости

$$\rho(\lambda) = \pi \cdot L_u^+(\lambda) / E_d^+(\lambda) \tag{2.1}$$

однородного оптически бесконечного слоя зависит от соотношения показателей обратного рассеяния и поглощения $b_b(\lambda)/a(\lambda)$. Решение уравнение переноса излучения устанавливает конкретный вид функции $\rho(b_b/a)$ в зависимости от геометрии эксперимента и индикатрисы рассеяния. Наиболее простым из достаточно точных аппроксимаций есть линейное выражение, предложенное Морелем [198]:

$$\rho(\lambda) \approx k \cdot b_b(\lambda)/a(\lambda), \tag{2.2}$$

где k – некоторая константа.

Для морских индикатрис $k \approx 0{,}12 - 0{,}15$, а для молекулярной индикатрисы рассеяния $k \approx 0{,}17$.

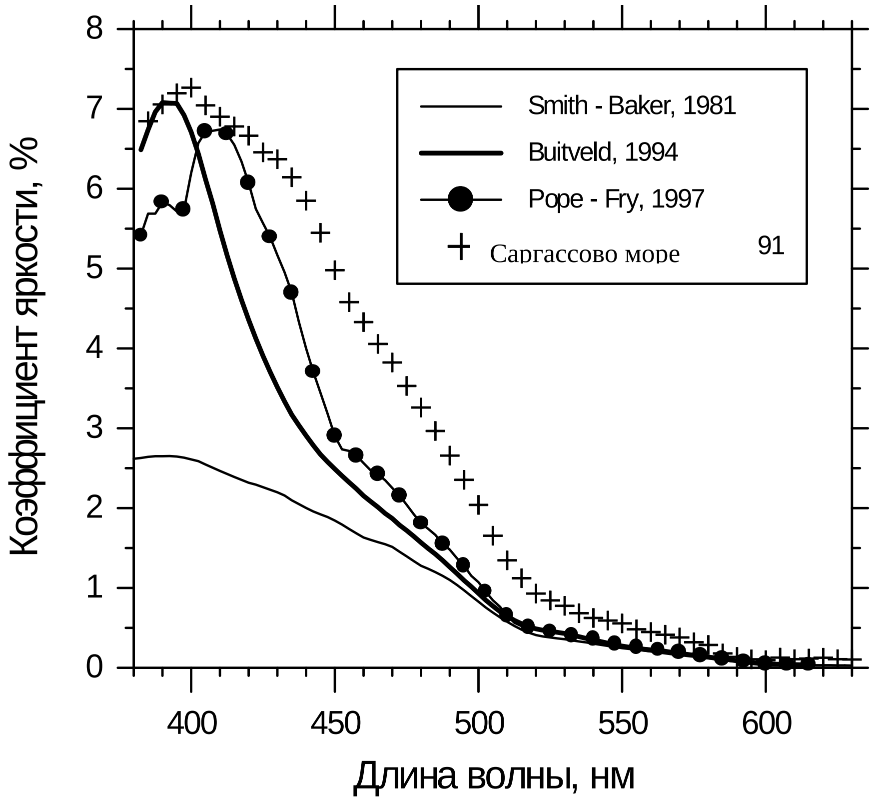

Рисунок 2.1 – Сравнение спектральных коэффициентов яркости теоретически «чистой» морской воды для разных моделей поглощения с экспериментальными значениями для Саргассова моря

Из Рисунка 2.1 видно, что несоответствие величин коэффициента яркости при λ>500 нм с экспериментальными его значениями приблизительно одинаково для всех моделей поглощения. Из выражения (2.2) следует, что несоответствие с экспериментальной кривой при λ>500 может быть объяснено дополнительным рассеянием в морской воде. Однако поправка на дополнительное рассеяние повысит значения теоретических коэффициентов яркости в коротковолновом диапазоне в 1.5 – 2 раза для моделей поглощения [118, 218]. Иными словами, эти данные позволяют объяснить высокие значения локального максимума коэффициента яркости в «чистых водах», но никак не форму кривой коэффициента отражения. Для того чтобы получить соответствие во всем спектральном интервале при выборе этих констант поглощения необходимо ввести еще и дополнительные, возможно фиктивные, примеси со странными формами спектральных кривых поглощения. Причем поглощение этих псевдо примесей исказит общее поглощение воды именно в той области спектра, где малые значения были получены в результате тщательности экспериментов и сверх чистоты исследуемого образца.

Предпринимались попытки объяснить высокие величины коэффициентов яркости чистых вод Мирового океана рассеянием света на бактериях и вирусах [245, 251], а также на пузырьках воздуха [246, 264] (хотя эффект пузырьков и не объясняет требуемого спектрального хода дополнительного обратного рассеяния). По оценкам лучшее соответствие экспериментальных и модельных величин $\rho(\lambda)$ получится, если $b_b(\lambda) \sim \lambda^{-4}$. Рисунок 2.2 показывает, что при добавлении такого фиктивного рассеяния отношение экспериментального коэффициента яркости для вод Саргассова моря к рассчитанному коэффициенту яркости, с использованием модели поглощения чистой морской воды по Смиту и Бейкеру ([118]) не превысит величины 1,3.

Авторы работы [210], провели исследования распространения света в самых чистых водах Тихого океана. Экспериментально установлено, что в коротковолновой области спектра показатель вертикального ослабления, выражаемый формулой 2.3, оказался меньше измеренных в лаборатории величин поглощения света чистой водой.

$$K_d = (a + b_\text{b}) / \overline{\mu}, \qquad (2.3)$$

где b_b - показатель обратного рассеяния,

$\overline{\mu}$ - средний косинус тела яркости.

Выходит так, что показатель поглощения в морской воде меньше его значений для чистой пресной воды ($\cos \le 1$, $b_\text{b} > 0$) [17]. Однако здравый смысл и проведенные выше сопоставления коэффициентов яркости говорят о противоположной закономерности. Естественно предположить, что, по крайней мере, одно из допущений, на которых строится теория распространения излучения в море, оказывается невыполнимым для чистой воды. Заметим, что идея о том, что уравнение переноса света в воде является приближенным, была высказана на 20 лет ранее ее опубликования в работе [141], хотя и по другой причине. В данном разделе дается логико-теоретическое обоснование явления сильной анизотропией рассеяния света в чистой воде и показывается, что проблема констант поглощения света чистой водой может быть связана с несовершенством традиционной линейной теории.

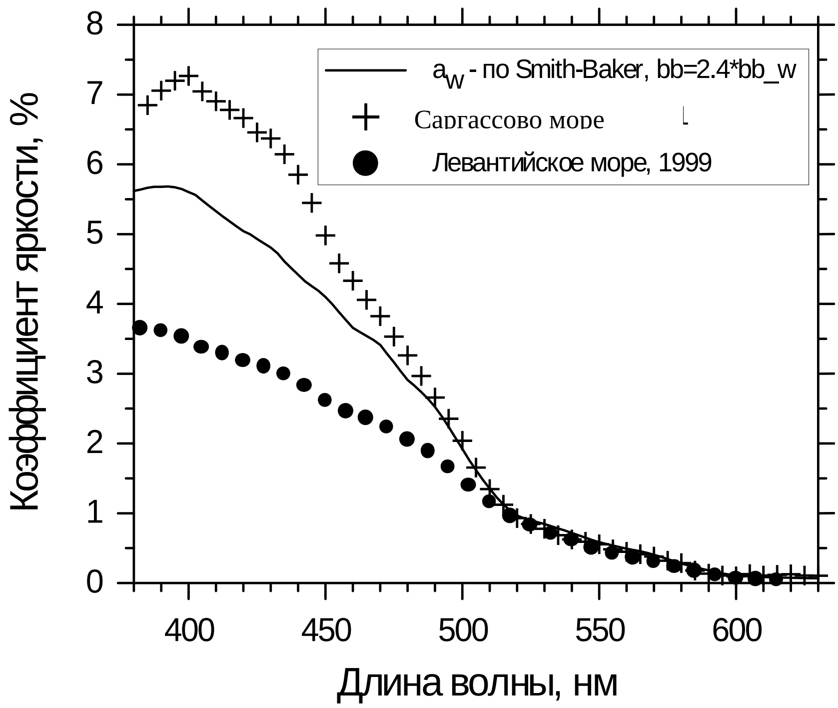

Рисунок 2.2 – Сравнение экспериментально измеренных и теоретически рассчитанных коэффициентов яркости моря, при условии что $b_b = 2.4 b_{bw}$. Значения поглощения взяты из работы Смита и Бейкера [240]

2.2 Физические принципы статистической неравновесности молекул воды в жидкой фазе

Статистическая гипотеза о равновесном хаосе для вывода аналитических выражений очень удобна, поскольку большинство слагаемых становятся тождественно равными нулю. Вследствие равновесного распределения частиц в системе невозможны пространственные корреляции. И наоборот, наличие корреляции в поведения различных элементов системы свидетельствует об отклонении функции распределения от равновесного распределения (распределения Больцмана – в непрерывном представлении и распределения Пуассона в дискретном). Второе свойство равновесного распределения Пуассона – равенство дисперсии количеству частиц в элементе объема. Именно поэтому формула Релея для рассеяния света в идеальном газе совпадает с выражением теории термодинамических флуктуаций. С увеличением плотности среды доля свободного пространства, незанятого другими молекулами, уменьшается, и принцип независимости пространственного распределения молекул нарушается. В результате этого в жидкости дисперсия молекул в единице объема уже на порядок меньше их количества. Теория термодинамических флуктуаций описывает рассеяние света на малых по сравнению с длиной волны флуктуаций плотности в жидкости, при этом, предполагается, что нет никаких пространственных закономерностей в положениях молекул, образующих объемно-однородную среду. Отметим, что подтверждение этой теории основано на измерениях под углом 90°.

Как было показано в разделе 1, при регистрации малоуглового рассеяния, возникает вопрос об учете паразитных лучей различной природы. При узком световом пучке трудно избежать засветки от дифракции на апертуре, ограничивающей размеры луча. Количественные оценки, приведенные в [155], дают величины засветки на 5-6 порядков превышающие молекулярное рассеяние на $\lambda = 550$ нм. В природной воде пик рассеяния больше величины рассеяния в пологой части индикатрисы приблизительно в 100000 раз. Иными словами, величина полезного сигнала в области малых углов сопоставима с засветкой от паразитных лучей. Стандартный способ учета засветки состоит в измерении углового показателя рассеяния относительно эталона. Одним из принципиальных допущений гидрооптической науки является идея экстраполяции термодинамического приближения на весь диапазон углов рассеяния [155]. В рамках данного подхода разница показателей рассеяния естественной и чистой воды обусловлена физическими параметрами взвешенных частиц. Казалось бы, для малых углов в качестве эталона можно использовать фильтрованную воду, исключив влияние крупных частиц. Однако многими исследователями, кто имел отношение к измерениям рассеяния света в воде, отмечалось, что малейшая доля загрязнений влияет на сигнал в малых углах. И это на фоне значительной паразитной засветки.

Какую же воду взять в качестве эталона рассеяния? Использование сверхчистой воды не является надежным способом решения проблемы, потому что многие сверхчистые вещества становятся химически агрессивными. Например, вода может втягивать атомы металлов из окружающего пространства. Кроме того, возникает логический парадокс – экспериментальная угловая функция рассеяния, за вычетом молекулярного рассеяния, всегда будет иметь приблизительно одинаковый параметр асимметрии, кроме индикатрисы рассеяния образца опорной воды. Далее, при улучшении эталона предыдущий образец светорассеяния станет таким же анизотропно-рассеивающим.

По-видимому, решение следует искать в теоретической плоскости. Вывод формул термодинамических флуктуаций не является математически строгим. И физически корректным, кстати. В плотных средах потенциальная энергия группы молекул связана с локальной плотностью не взаимно однозначно. Вследствие асимметрии сил притяжения и отталкивания в конденсированной среде принципиально возможны варианты расположения молекул, как с одинаковой локальной плотностью, но различной потенциальной энергией, так и наоборот [17].

Для примера рассмотрим потенциал взаимодействия жестких сфер, описываемый функцией Хевисайда $\Phi(r) = \Phi_0 \theta(r_0 - r)$. Заметим, что для любых $\phi \in [0, \Phi_0]$ и $\delta << r_0$ существует такое r, что $\Phi(r) = \phi$. Тогда полная потенциальная энергия идеальной упаковки из N шаров может принимать произвольное значение от 0 до $6N\Phi_0$ (число касающихся шаров равно 12), при этом плотность будет постоянной! Соответственно, если полная энергия $\sum \Phi < 6N\Phi_0$, то часть молекул может не касаться других и некоторые из них могут иметь поступательные степени свободы. Поступательной степенью свободы будет обладать молекула, если существует возможность ее перемещения на расстояние $r >> r_0$.

Если в идеальной, максимально плотной упаковке шаров-молекул, сохраняя общую структуру, постепенно увеличивать расстояние между ними, до тех пор, пока не появиться возможность перемещения в среде пробного шара радиуса r_0, соотношение конечного и начального объема составит $\eta = \left(\sqrt{3}\right)^3 \approx 5{,}2$. Следует заметить, что в случае идеального упорядочения, существует диапазон η, при котором невозможно разместить дополнительную молекулу радиуса r_0. Возникает парадокс меры – при отсутствии теплового движения объем не измеряется количеством частиц. Соответственно, в конденсированной среде не существует взаимнооднозначного соответствия между молекулой и пространством. Помимо координат центров молекул, их формы, ориентации и размеров существует еще и пустое пространство, особенности распределения которого в плотной среде в настоящее время также исследуются [76]. Для его изучения используется аппарат симплексов Делоне [62]. Пустое пространство всегда будет существовать, ведь потенциал взаимодействия не имеет углов. Поэтому с особой осторожностью следует относиться к комбинаторным выкладкам в теории жидкости. Например, чтобы смоделировать случайность в конденсированной системе необходимо определенное число свободных – незанятых молекулами мест. В результате математических выкладок получается узкое биномиальное распределение вероятности. Но физический смысл жидкости, как конденсированного состояния вещества заключается в противоположном – жидкость стремиться не иметь свободных мест для молекул. Иными словами, объемная мера дефектов близка к нулю. Поэтому хвост двухчастичных функций распределений тянется достаточно далеко.

Возвращаясь к модели системы шаров, не имеющих поступательных степеней свободы, заметим, что предельно малый и большой объем соответствуют идеально упорядоченной структуре. В промежутке между этими состояниями возможны различные варианты расположения молекул, т.е. структурный хаос. Отличие жидкости от аморфных веществ состоит в ее свойстве текучести. Рисунок 2.3 иллюстрирует, что при одинаковой плотности две системы шаров имеют различные свойства. На левой части рисунка шары не могут перемещаться относительно друг друга на расстояние $r >> r_0$. В правой части рисунка показано, что текучесть возможна, если система шаров распадется на две подсистемы с повышенной локальной плотностью. Эти подсистемы разделены дефектом дислокации. Для того, чтобы превратить твердое тело в жидкость необходимо увеличить температуру. Образование дефектов при повышении температуры есть общее свойство всех конденсированных сред [86].

Физические эксперименты показывают, что в жидкости большинство молекул взаимодействуют со своими соседями. Так, например, теплоемкость воды незначительно отличается от теплоемкости льда [12]. Следовательно, доля молекул, имеющих поступательные степени свободы, сопоставима с погрешностью измерений теплоемкости жидкой воды. Действительно, большинство молекул в жидкости совершают нелинейные колебания относительно своих временных положений равновесия, что означает локальную упорядоченность положений равновесия. В воде средний период трансляционной - τ_t и колебательной моды молекул - τ_o составляет соответственно 10^{-11} и $5 \cdot 10^{-13}$ с. Следовательно, только 5% молекул имеют поступательные степени свободы.

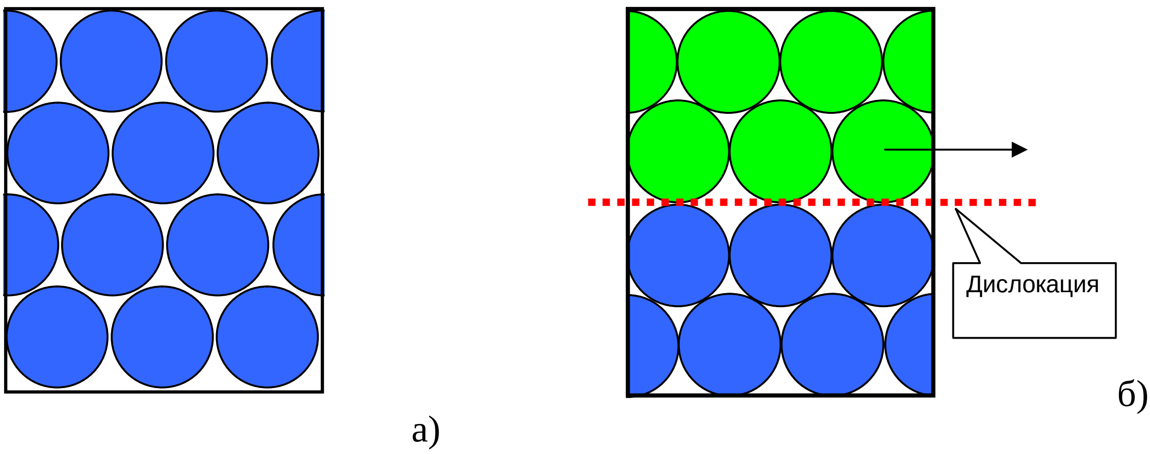

Рисунок 2.3 – Качественное представление модели жидкости (б), имеющей одинаковую плотность с системой не касающихся шаров (а)

Исходя из вышесказанного и принимая во внимание малую сжимаемость воды, можно утверждать, что подвижность некоторого количества молекул осуществляется за счет ограничения свободы оставшегося большинства. Этот принцип деления на классы выполняется для многих систем с сильным взаимодействием. Частичная упорядоченность молекул в жидкости энергетически выгодна. Роль свободных молекул состоит в том, чтобы находится в подпространстве, разделяющем локально упорядоченные области друг от друга. Условно можно сказать, что между областями (кластерами) находится подпространство дефектов, вследствие наличия которого происходит скачкообразное нарушение порядка.

За время τ_t свет проходит расстояние $r_{\max} = c \cdot \tau_t \approx 3$ мм. Поэтому если расстояние между молекулами больше $r_{\max}$, то их положения взаимно независимы. Размер $r_{\max}$, ограничивающий сверху масштаб оптических неоднородностей, близок по порядку величины к минимальному размеру неоднородностей, рассматриваемых в гидродинамике. Время релаксации в теории сплошных сред задается выражением $t = L^2/k$, где L – характерный размер неоднородности, k – коэффициент диффузии или кинематической вязкости.

С уменьшением размера не только время жизни неоднородности резко падает, но сама теория сплошных сред становиться приближенной. Дифференциальные уравнения, содержащие среднемассовые переменные, объясняют существование диссипативных структур только при условии заметного отклонения от положения равновесия [67]. На масштабах порядка размера молекул о статистическом равновесии не может быть и речи. При $t << \tau_t$ практически каждой молекуле соответствует точка, в которой плотность вероятности максимальна ($\exp\left[-U(r)/kT\right]$), кроме того молекулы не могут пересекаться. Поэтому следует считать, что на микроуровне система стремится к термодинамическому равновесию от малых масштабов к большим. Вследствие асимметрии сил притяжения и отталкивания приближение к пространственно равновесному – пуассоновскому распределению молекул будет сопровождаться выделением энергии. В этом смысле неоднородности среды на масштабах $10^{-8} << l << 10^{-4}$ м можно интерпретировать как результат обратного каскада тепловой энергии.

Нелинейность, по классической «формуле» Пригожина, приводит к разделению всех процессов молекулярной динамики на «медленные» и «быстрые» [102]. Совокупность временных положений равновесия образуют некий каркас (или совокупность кластеров). Его перестройку можно считать «медленным» процессом. При столкновении изолированной молекул с таким каркасом, вследствие малого отношения масс, энергия молекулы изменяется незначительно. Следовательно, это тоже «медленный» процесс. Напротив, столкновения изолированных молекул друг с другом есть процесс «быстрый». Также к быстрым процессам можно отнести колебания молекул кластера и перемещения одиночных молекул. Дополнительно к объемным неоднородностям в жидкости должна существовать система неоднородностей, образованная траекториями несвязанных молекул и границами между локальными кластерами [17]. Являются ли такие неоднородности оптическими?

2.3 Влияние пространственных корреляций в положениях частиц на угловой показатель рассеяния света

Неполнота широко распространенного теоретического приближения, в основе которого лежит гипотеза о случайном взаимно-независимом положении частиц в воде наиболее заметно проявляется при анализе измерений углового показателя рассеяния в природной и искусственной «чистой» воде. Из электромагнитной теории известно, что увеличение рассеяния на малые углы обусловлено влиянием неоднородностей с характерным размером много большим длины волны. Для вод Мирового океана наблюдается рост анизотропии рассеяния с уменьшением показателя рассеяния [155, 166]. Теоретически этот эффект может объясняться гипотезой присутствия крупных частиц с показателем преломления близким к единице, иными словами, электромагнитные свойства частиц незначительно отличаются от электромагнитных свойств воды. Следует заметить, что поскольку в дальнейшем упомянутые гипотетические частицы не были идентифицированы альтернативными методами (например, химическим анализом и фильтрацией), то их физико-химические свойства также слабо отличаются от свойств воды. Иными словами, это и есть сама вода.

Для объяснения оптического феномена рассеяния в «чистых» водах автором выдвигается предположение об особом, специфическом характере распределения частиц взвеси (или иных неоднородностей) в водной среде. Пусть частицы в заданный момент времени t могут находиться в подпространстве $V_1(t)$, в каждой точке которого вероятность нахождения частицы строго больше нуля, причем размерность подпространства $V_1(t)$ не совпадает с размерностью полного трехмерного пространства V. В остальных точках пространства $V - V_1(t)$ вероятность нахождения частицы строго равна нулю. Поскольку $V_1(t)$ функция времени, то условие эргодичности не соблюдается. Для выполнения условия объемной однородности среды требуется, чтобы размерность подпространства $V_1(t)$ была меньше трех. Понятия пространственной и объемной однородности различаются друг от друга. Объемная однородность есть категория теории сплошных сред. Для того, чтобы говорить о средней величине в малом объеме случайно неоднородной среды необходимо рассматривать поведение достаточно большого количества молекул. Если в плотной среде существуют структурные особенности фрактальной размерности, то, естественно, при объемном осреднении структурные особенности теряются.

Суть предположения состоит в существовании подпространства $V_2(t) \in V_1(t)$, в котором распределение частиц удовлетворяет математическому условию равновесных распределений (Пуассона, Больцмана). Для таких распределений вероятность нахождения частицы одинакова в любой точке $p \in V_2(t)$ и не зависит от координат других частиц [93]. Поэтому вариация числа частиц Δn_i^p выбранной фракции i в малом объеме в окрестности точки p и их среднее значение $\overline{n_i^p} = \overline{n_i}$ удовлетворяет условию

$$\overline{\Delta n_i^p \Delta n_j^q} = \delta_{ij} \delta_{pq} \overline{n_i} , \qquad (2.4)$$

где δ_{ij}, δ_{pq} - символы Кронекера.

Каждая частица i-той фракции имеет амплитуду рассеяния $E_i(\theta, kl_p)$, зависящую от волнового числа k и суммы расстояний l_p от источника до частицы и от частицы до приемника при угле рассеяния θ. Интенсивность рассеяния есть результат осреднения по времени квадрата амплитуды [95]

$$I(\theta) = \overline{\left[\sum_i \sum_p E_i(\theta, kl_p)(\overline{n_i} + \Delta n_i^p) \right]^2} . \qquad (2.5)$$

Вследствие условия (2.4) и того, что $\overline{\Delta n_i^p} = 0$, формула (2.5) преобразуется к виду

$$I(\theta) = \sum_i \sum_p E_i^{\,2}(\theta, kl_p)\overline{n_i} + \left[\sum_i \sum_p E_i(\theta, kl_p)\overline{n_i} \right]^2 . \qquad (2.6)$$

Если $l >> \lambda$, то первое слагаемое есть сумма интенсивностей рассеяния всех частиц $I(\theta) = \sum_i I_i(\theta) N_i$, где N_i –концентрация частиц, а $I_i(\theta)$ - интенсивность рассеяния света на частице *i*–той фракции. Для вычисления второго слагаемого нужно вычислить среднюю амплитуду, с учетом фазового множителя e^{ikl} и возвести ее в квадрат. Традиционная гидрооптическая теория постулирует в «равновесных» условиях тождественное равенство нулю второго слагаемого, что справедливо, если V' совпадает с полным трехмерным пространством. Кавычки означают, что для жидкостей под равновесием подразумевается термодинамическое равновесие, хотя термодинамический подход есть приближенный по определению. В общем случае произвольного пространственного распределения второе слагаемое может быть более существенным, так как $\bar{n} >> 1$. Любые экспериментальные данные имеют ограниченную точность, поэтому экспериментальное доказательство пространственной равномерности распределения частиц не будет достаточным основанием для пренебрежения вторым слагаемым в формуле (2.6). С другой стороны, именно измерения угловой функции рассеяния может содержать информацию, которая свидетельствует об особенностях распределения частиц, недоступной при использовании прямых методов.

Особенности распределения частиц взвеси в жидкости проявляются при Броуновском движении. Принято считать, что движение носит случайный характер, при этом фрактальная размерность траектории частицы равна 2. Анализ размерности траектории частицы в жидкости дает меньшие значения. Иначе говоря, в жидкости частица не может находиться в произвольной точке, причем число недоступных положений много больше числа возможных. Физика конденсированного состояния классифицирует дефекты плотной среды по размерному признаку (точечные, линейные, планарные дефекты). Вследствие сплошности жидкости объемные дефекты невозможны. Наиболее вероятные положения частиц должны совпадать с локальными минимумами потенциала межмолекулярного взаимодействия. Напрашивается аналогия доступных положений частицы в жидкости с дефектами пониженной размерности (например, двумерных).

Совокупность двухмерных неоднородностей будем представлять себе как систему поверхностей раздела внутри плотной среды. Часть объема, окруженного замкнутой поверхностью представляет собой оптическую «квазичастицу», расчет рассеяния света на которой есть задача электромагнитной теории. «Хотя природа демонстрирует совсем иной уровень сложности, отличный от эвклидовой геометрии» [55], на начальном этапе будет использоваться простое приближения для описания этой сложности. Суть приближения состоит в аппроксимации пространственного распределения дефектов (подпространства, где может находиться частица) системой сферических поверхностей с заданным законом распределения по радиусу. Объем, ограниченный поверхностями сфер равен объему жидкости, которая представляет собой локально однородную среду с внутренними неоднородностями фрактальной размерности. Предположим, что закон распределения квазичастиц по размерам удовлетворяет условию пространственной инвариантности - скейлинга, как свойства фрактальности. То есть, функция распределения подчиняется закону Юнге $\frac{\partial N}{\partial r} \approx C\left(\frac{r_0}{r}\right)^{\gamma}$. Для выполнения условия сходимости интеграла объема $V = C\int_0^{\infty}\frac{\partial N}{\partial r}4/3\pi r^3\partial r$, наибольший диапазон размеров, в пределах которых условие инвариантности будет выполняться, соответствует значению γ =4. При условии независимости функций рассеяния света на каждой квазичастице задача упрощается. Пусть модель квазичастицы представляет собой шар радиусом a, с показателем преломления равным показателю преломления среды, а на поверхности этого шара находятся реальные частицы [93, 95]. В такой модели необходимо учитывать два слагаемых формулы (2.6). Рассеяние, обусловленное геометрией распределения частиц, будет равно рассеянию света на пустом шаре с однородной, тонкой оболочкой. Так как объемная концентрация частиц мала, то интенсивность внешнего падающего электромагнитного поля будет почти одинакова в любой точке. Иными словами, для вычисления амплитудной матрицы рассеяния модельной квазичастицы применимо приближение Релея-Ганса [9, 93, 95].

Рассеянная световая волна на элементе объема ΔV имеет параллельную и перпендикулярную компоненты, зависящие от аналогичных компонент падающей поперечной волны $E_{\|}$, $E_{\perp}$

$$\begin{pmatrix} \Delta E_{\|} \\ \Delta E_{\perp} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} e^{i\delta} p(\xi) \Delta V \begin{pmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\|} \\ E_{\perp} \end{pmatrix}, \tag{2.7}$$

здесь r – расстояние от приемника до центра квазичастицы;

z –от центра до источника света;

δ– разность фаз волны в точке ξ по отношению к центру;

p – вероятность наличия частицы в этой точке.

Под элементами амплитудной матрицы рассеяния S_1, S_2 будут пониматься средние амплитуды рассеяния ансамбля частиц, на поверхности квазичастицы с радиусом a, т.е. $\overline{S} = \frac{1}{n}\sum_i S_i$ [93, 95]. Геометрия квазичастицы описывается форм-фактором

$$f(\theta,\varphi)=\frac{1}{n}\int_{v} p(v)e^{i\delta}\partial v\,, \qquad (2.8)$$

зависящим от зенитного угла - θ и азимутального угла - φ. В результате интегрирования по объему получаем

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel}^{q} \\ E_{\perp}^{q} \end{pmatrix}=\frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr}\,nf(\theta,\varphi)\begin{pmatrix} \bar{S}_2 & 0 \\ 0 & \bar{S}_1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_{\parallel} \\ E_{\perp} \end{pmatrix}. \qquad (2.9)$$

Формула (2.9) отличается от стандартной записи амплитуды рассеяния наличием множителя $n\cdot f(\theta,\varphi)$, где n определяется условием $n=\int_{v} p(v)\partial v$, $p(v)$ – плотность вероятности. Для любой области интегрирования, соответствующей квазичастице $f(0)\equiv 1$, в чем и состоит удобство понятия форм-фактора.

Выражение (2.8) для форм-фактора сферы интегрируется аналитически. Пусть $\hat{e}_z$ - единичный вектор по направлению падающего, $\hat{e}_r$ - единичный вектор по направлению рассеянного света, а *y* – расстояние от центра частицы до плоскости постоянной фазы, как показано на Рисунке 2.4.

Плоскость постоянной фазы перпендикулярна нормали $\hat{e}_z-\hat{e}_r$. Тогда разность фазы δ для света, рассеянного под углом θ будет зависеть от расстояния *y* и угла рассеяния как $\delta=2ky\sin\frac{\theta}{2}$. Площадь пересечения произвольной плоскости с тонкой оболочкой шара равна $2\pi a\Delta a$ и не зависит от *y*, если $y\in[-a,a]$. Поэтому интегрирование формулы (3.8) дает следующее выражение для форм-фактора полой сферы

$$f(\theta)=\frac{\sin\left[2x\sin\frac{\theta}{2}\right]}{2x\sin\frac{\theta}{2}}, \qquad (2.10)$$

где $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ – параметр дифракции квазичастицы.

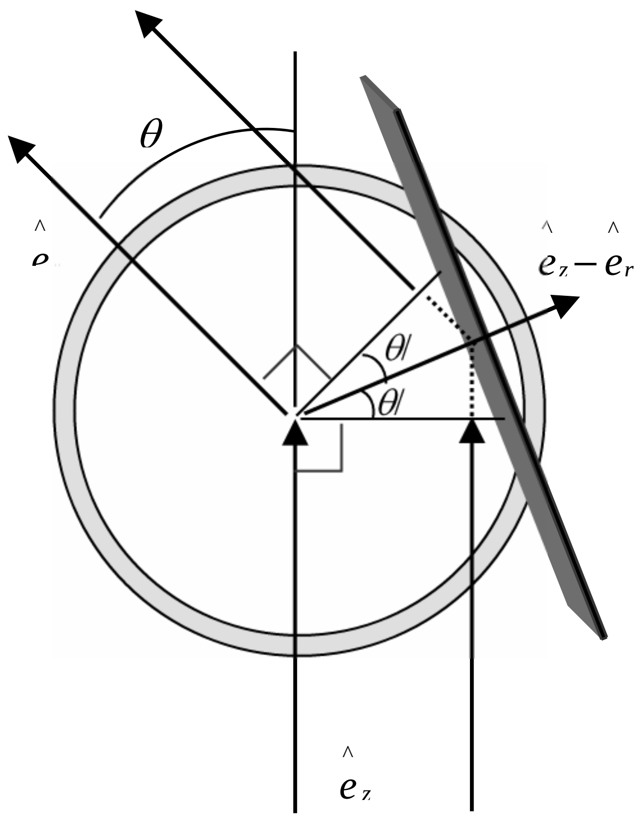

Рисунок 2.4 – Схема вычислений суммы фаз при рассеянии света на частице

Рассмотрим некоторые особенности спектрально-угловой функции рассеяния на квазичастицах. Интенсивность рассеяния неполяризованного света в дальней зоне на расстоянии r от квазичастицы равна

$$I(\theta,\lambda,r) = \frac{1}{k^2 r^2} \frac{\sin^2\left[2x\sin\frac{\theta}{2}\right]}{\left[2x\sin\frac{\theta}{2}\right]^2} M^2(a) \frac{\left|\overline{S}_1(\lambda)\right|^2 + \left|\overline{S}_2(\lambda)\right|^2}{2}, \qquad (2.11)$$

где $M(a) = 4\pi a^2 C$ – мат ожидание расположения реальной частицы на поверхности радиуса *a* при поверхностной концентрации *C*.

Как видно из (2.11), для больших параметров дифракции ($x = 2\pi a/\lambda$) в общих углах $I(\lambda) \sim \frac{\lambda^2}{k^2 r^2 a^2}\left(\left|\bar{S}_1(\lambda)\right|^2 + \left|\bar{S}_2(\lambda)\right|^2\right)$, а если $2x\sin\frac{\theta}{2}$ мало, то $I(\lambda) \sim \frac{1}{k^2 r^2}\left(\left|\bar{S}_1(\lambda)\right|^2 + \left|\bar{S}_2(\lambda)\right|^2\right)$. В приближении Релея-Ганса, то есть, если $|m-1| << 1$ и размер реальных частиц много меньше длины волны, то $S_1 = -\frac{2}{3} i x^3 (m-1)$, $S_2 = -\frac{2}{3} i x^3 (m-1)\cos\theta$. Тогда большим значениям параметров дифракции соответствует спектральный закон рассеяния λ^{-2}, а в случае $x\sin\frac{\theta}{2} << 1$ – закон λ^{-4}. В асимптотическом пределе, при интегрировании формулы (2.11) от 0 до ∞ по функции распределения Юнге с показателем степени *a*=4 в приближении Релея-Ганса индикатриса рассеяния не будет зависеть от длины волны, а интенсивность станет обратно пропорциональной третьей степени длины волны

$$I(\theta,\lambda) \sim \frac{1+\cos^2\theta}{\sin\theta/2}\lambda^{-3}. \qquad (2.12)$$

Понятно, что реальное распределение по размерам начинается не с нуля, а с определенных значений радиуса квазичастицы. Угловая функция рассеяния мелкими квазичастицами менее вытянутая, а спектральный закон отличается от λ^{-3}. Поэтому после вычитания их вклада, индикатриса рассеяния становится зависимой от длины волны, причем меньшим углам соответствует спектральное рассеяние большей селективности. Также следует заметить, что закон рассеяния в малых углах аппроксимируется гиперболическим законом, хотя интеграл $\int_0^{\pi} I(\theta)\sin\theta\,\partial\theta$ принимает конечное значение. Данный пример объясняет важное свойство особенностей рассеяния в воде – степень чистоты воды лучше контролировать по измерениям углового показателя рассеяния, а не интегральных параметров – показателя полного рассеяния или показателя ослабления.

При увеличении размера частиц для расчета средних амплитуд рассеяния необходимо использовать более строгую теорию. Проанализируем, каким образом $\overline{S}_1(\lambda), \overline{S}_2(\lambda)$ будет зависеть от диапазона распределения частиц по размерам. Пусть закон распределения реальных частиц описывается законом Юнге в интервале размеров от r_0=0.001 мкм до некоторого размера $r_{\max}$

$$p(r) = \frac{\partial N}{\partial r} = \frac{(r_0/r)^4}{\int_{r_0}^{r_{\max}} (r_0/r)^4 \, dr}. \qquad (2.13)$$

По теории Ми рассчитывались комплексные амплитуды $S_1(\lambda), S_2(\lambda)$, для $\lambda = 0{,}443$ мкм, n=1.17 и численно вычислялся интеграл $\overline{S}_i = \int_{r_0}^{r_{\max}} S_i \, p(r) dr$, где $p(r)$ – функция распределения. По физическому смыслу величина $\frac{1}{2k^2 r^2}\left[\left|\overline{S}_1\right|^2 + \left|\overline{S}_2\right|^2\right]$ является интенсивностью рассеяния всего ансамбля частиц, как будто бы расположенных в одной точке, и деленная на квадрат их количества. Она характеризует угловое распределение интенсивности рассеяния эффективной частицы при условии полной пространственной корреляции [95]. Разделив эту величину на среднее сечение рассеяния $\overline{\sigma} = \int_{r_0}^{r_{\max}} Q_{sc}(2\pi r/\lambda)\pi r^2 p(r) dr$, где Q_{sc} – фактор эффективности рассеяния, получим аналог индикатрисы рассеяния для коррелированно расположенных частиц. Графики функции $\frac{4\pi}{2k^2 \overline{\sigma}}\left[\left|\overline{S}_1\right|^2 + \left|\overline{S}_2\right|^2\right]$ в зависимости от значения максимально возможного радиуса частицы r_{max} приводятся на Рисунке 2.5 для различных углов рассеяния.

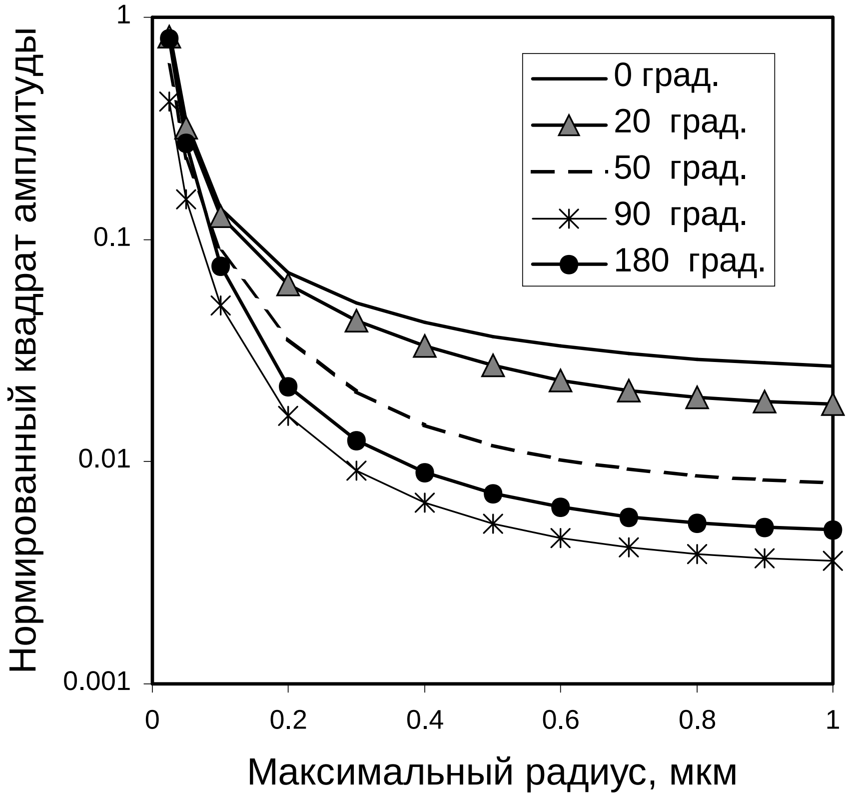

Рисунок 2.5 – Интенсивность рассеяния взвешенных в воде частиц на длине волны 0.443 мкм, рассчитанная для полидисперсной взвеси с относительным показателем преломления n=1.17 и нормированная на сечение рассеяния, при условии полной пространственной корреляции в зависимости от максимального радиуса распределения Юнге

При $r_{max}=r_0$ нормированный квадрат амплитуды близок к релеевской индикатрисе рассеяния. С ростом r_{max} как анализируемая величина, так и индикатриса рассеяния становится более вытянутой вперед. Основная особенность приведенных на Рисунке 2.5 кривых состоит в падении эффективности рассеяния с ростом параметра r_{max}, что есть следствие сложения амплитуд с различными фазами. Очевидно, что интеграл по всем направлением от нормированного квадрата амплитуды становится существенно меньше единицы при увеличении r_{max}. Поэтому доля классического слагаемого, описывающего рассеяние на случайно распределенных частицах, будет расти по мере того, как в рассеянии света будут вносить вклад более крупные частицы. Приведенный пример показывает, что учет пространственных корреляций наиболее важен, когда относительное количество более крупных частиц резко уменьшается, то есть для чистых искусственных и природных вод.

Сравним аналитические выводы с результатами измерений спектрально-угловых особенностей рассеяния света в хорошо очищенной фильтрованной воде. Размер пор фильтра составлял 0.2 мкм, что является эталоном в процедурах приготовления воды, используемой для обслуживания оптических приборов [95]. Измерения выполнены с помощью прибора MVSM, изготовленному по совместному международному проекту Украины с Америкой УНТЦ, Р-131. Описание этого прибора дано в разделе 1 и в работах [44, 175]. Угловая развертка осуществлялась с помощью специально изготовленной перископической призмы, находящейся в хорошо защищенной от внешнего света измерительной камере. Если призма находится в тени и не «смотрит» на иллюминатор, то уровень паразитных засветок пренебрежимо мал. Исходя из геометрии, данное условие соблюдается в интервале углов от 7° до 150° [95]. На Рисунке 2.6 показаны результаты измерений углового показателя рассеяния на длине волны 0.435 мкм за вычетом рассеяния на молекулах воды. Экспериментальная кривая получена из 8 серий измерений, проведенных в разное время. Для сравнения приведены результаты расчетов по моделям сферических поверхностей (модель двумерных корреляций) и модели шаров (модель трехмерных корреляций). Дополнительно на Рисунке 2.6 показан рассчитанный по теории Ми показатель рассеяния света полидисперсной минеральной взвесью с n=1,17. В модели был использован закон распределения Юнге с показателем степени a=4, а радиусы частиц лежали в интервале от 0.001 – 0.1 мкм. Заметим, что вследствие резкого уменьшения эффективности рассеяния мелкими частицами изменение минимального размера не сказываются на результатах расчетов.

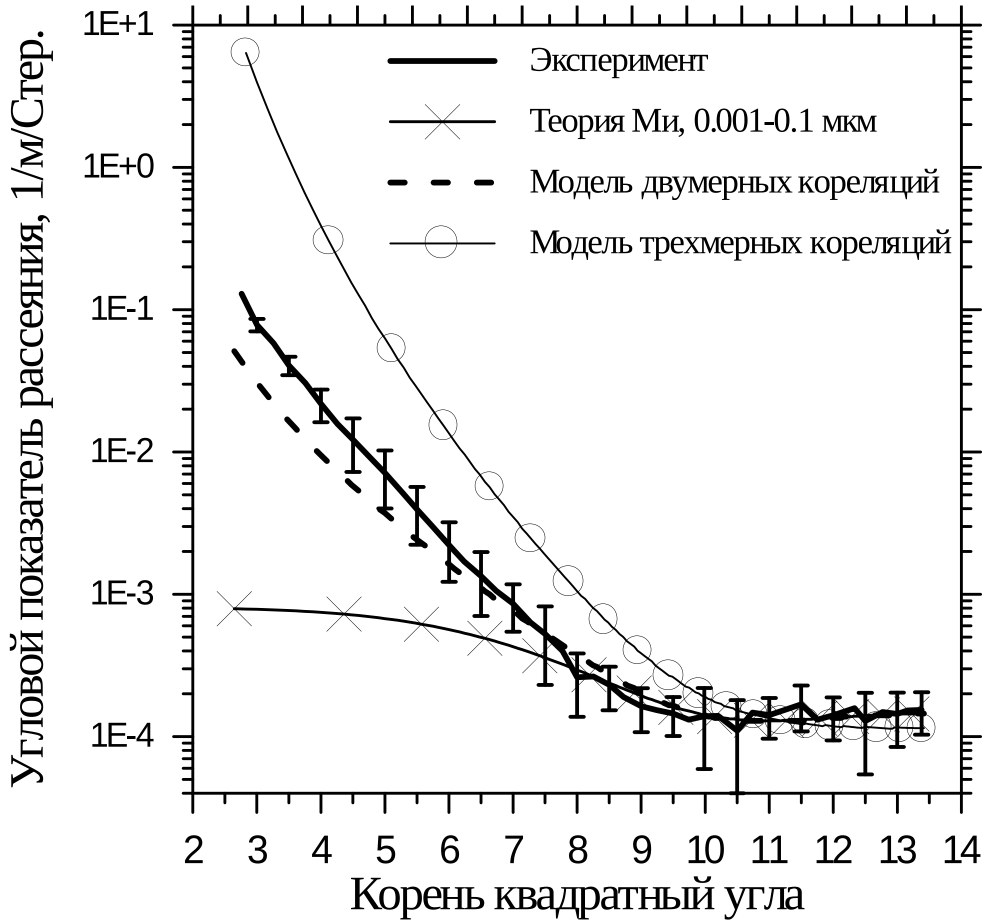

Рисунок 2.6 – Сравнение экспериментальных данных углового показателя рассеяния фильтрованной воды на длине волны 0.443 мкм, за вычетом молекулярного рассеяния, с результатами, полученными из различных моделей пространственного распределения мелких частиц в воде

Из результатов сравнения становится очевидным несостоятельность предположения о пространственно-равномерном распределении мелких частиц и неоднородностей в воде. На угле 30°, т.е. на границе диапазона экспериментального подтверждения Морелем молекулярного характера рассеяния света в чистой воде [201], теория Ми может объяснить не более 15% сигнала. С уменьшением угла рассеяния эта доля резко уменьшается и на 9° падает до 1%. Исходя из уровня ошибок, оцениваем диапазон углов, при котором теория рассеяния на независимых частицах может применяться для «чистых» вод. Получается, что диапазон начинается примерно с 50°.

Модель двумерных корреляций в асимптотическом пределе крупных квазичастиц, то есть если $\frac{2\pi a}{\lambda}\sin\frac{\theta}{2} >> 1$, выражается через средние комплексные амплитуды полидисперсного распределения зависимостью

$$I(\theta,\lambda) \sim \frac{\lambda^4}{\sin^2 \theta/2}\left(\left|\overline{S}_1(\theta,\lambda)\right|^2 + \left|\overline{S}_2(\theta,\lambda)\right|^2\right). \qquad (2.14)$$

Для частиц в заданном размерном интервале (0.001 – 0.1 мкм) в диапазоне длин волн 0.443 – 0.620 мкм спектральная зависимость рассеяния света $\lambda^4\left(\left|\overline{S}_1(90,\lambda)\right|^2 + \left|\overline{S}_2(90,\lambda)\right|^2\right)$ на угле 90° аппроксимируется степенным законом $\lambda^{-1.64}$. Как видно из Рисунка 2.6, выражение (2.14) неплохо описывает угловую зависимость функции рассеяния. Приведенная модель предполагала двумерную размерность пространственных корреляций частиц в воде, сферичность формы квазичастиц и равенство показателя преломления частиц показателю преломления минеральной взвеси. Если в «чистой» воде наблюдается агрегация мелкодисперсной взвеси, то соответствующей моделью будут сферические объемно - однородные квазичастицы. Форм-фактор однородного шара равен

$$f(\theta) = \frac{3}{u^3}(\sin u - u\cos u),\ u = 2x\sin\frac{\theta}{2}. \qquad (2.15)$$

Поэтому

$$I_3(\theta,\lambda) \sim \frac{\lambda^6}{\sin^4 \theta/2}\left(\left|\overline{S}_1(\theta,\lambda)\right|^2 + \left|\overline{S}_2(\theta,\lambda)\right|^2\right) \qquad (2.16)$$

при *u*>>1. Соответствующая формуле (2.16) кривая существенно более вытянутая, чем кривая экспериментального углового показателя рассеяния [95].

Очевидное несоответствие теории равновесных распределений экспериментам по измерению рассеяния принято объяснять неизбежным загрязнением чистой воды крупными частицами. Покажем, что такое предположение не соответствует действительности, основываясь на анализе спектральных свойств углового показателя рассеяния. На Рисунке 2.7 построен показатель степени спектрального наклона $\gamma(\theta)$ показателя рассеяния $\beta(\theta,\lambda) \sim \lambda^{-\gamma(\theta)}$ фильтрованной воды, вычисленный для каждого угла по 8 спектральным каналам в диапазоне от 0.443 мкм до 0.620 мкм.

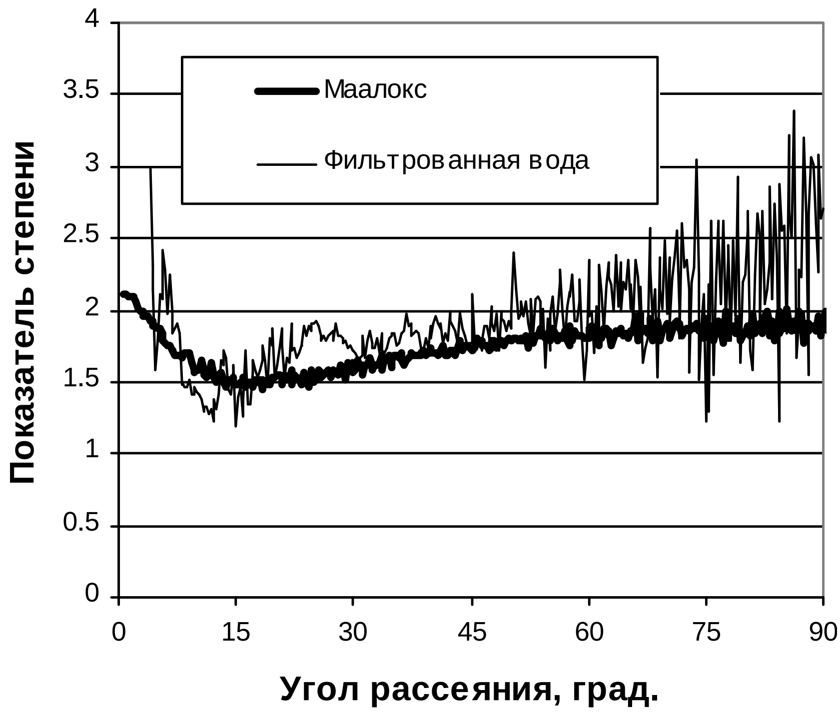

Рисунок 2.7 – Показатель степени спектрального наклона, рассчитанный для величины рассеяния света в фильтрованной воде и в растворе Маалокса

Для сравнения показаны значения функции $\gamma(\theta)$, полученные в эксперименте с Маалоксом. Рисунок 2.7 иллюстрирует качественное совпадение двух кривых, что возможно означает близость механизмов рассеяния в фильтрованной воде и для раствора суспензии Маалокса. Показатель степени, вычисленный по измерениям полного показателя рассеяния суспензии Маалокса, был равен 1.77.

Спектральный наклон по модели (2.14) в интервале углов 10° – 60° меняется от 2 до 1.9, модель трехмерных корреляций (формула (2.16)) дает значение близкое к нулю, а теория Ми для мелких частиц – от 4 до 3.4. Из Рисунка 2.7 видно, что модель двумерных корреляций лучше всего соответствует экспериментальным данным. Если бы в воде действительно присутствовали крупные частицы, то спектральный наклон в малых углах был бы близок к нулю. Наличие фракции с широким распределением по размерам приводило бы к значениям показателя степени γ, близким к $a-3$, если величина a есть результат аппроксимации функции распределения частиц по размерам степенным законом. Чтобы объяснить наблюдаемые спектральные свойства рассеяния необходимо было бы увеличить долю мелких, а не крупных частиц, полагая, что $a \approx 5$, тогда как типичное значение $a = 4$.

2.4 Учет согласованного пространственного распределения оптических неоднородностей в воде

Рассмотрим упрощенную модель. Пусть вся среда состоит из локально однородных кластеров – сферических квазичастиц [93]. За исключением условия отсутствия самопересечений, положения сфер двух произвольных радиусов независимо. Будем считать, что молекулы примеси (или мелкие частицы) находятся в «дефектах» среды, которые по модели располагаются на поверхностях сфер. Распределение таких молекул хаотично. Для сферы радиуса $r_\text{р}$ количество молекул примеси не постоянно и равно $n = \bar{n} + \Delta n$. Тогда интенсивность рассеяния $I(\theta)$ описывается уравнением (2.6).

Амплитуда рассеяния света на частице произвольной формы и состоящей из многих фракций, обозначенных индексом j, в приближении Релея – Ганса – Дебая равна

$$\begin{pmatrix} E_{\text{II}}^{s} \\ E_{\perp}^{s} \end{pmatrix} = -\frac{ik^3}{2\pi} \sum_j (m_j - 1) v_j f_j(\theta) \frac{e^{ikr}}{-ikr} \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\text{II}} \\ E_{\perp} \end{pmatrix}, \qquad (2.17)$$

где m_j – показатель преломления;

v_j – объем;

$f_j(\theta)$ –форм-фактор.

Форма частицы влияет на функцию $f_j(\theta)$. Эффект рассеяния будет наблюдаться если показатель преломления поверхности не будет равен показателю преломления внутри кластера. Поскольку v – объемная доля дефектов отлична от нуля, то относительный показатель преломления внутри квазичастицы не равен единице [17]. Для расчетов необходимо задать функцию распределения «кластеров» по размерам $\partial N/\partial r$, которая будет удовлетворять условиям сходимости интегралов $\int \partial N/\partial r\, dr$, $\int r^3 \partial N/\partial r\, dr$. Этим условиям удовлетворяет логарифмически нормальная функция распределения для интервала интегрирования от нуля до бесконечности. В однопараметричном приближении модальный радиус был фиксирован и равен радиусу молекулы ($r_{\text{mod}} = 1.4$ $\overset{\text{o}}{\text{A}}$), а $\ln\sigma$ – дисперсия распределения могла изменяться. Объемная доля дефектов зависит от их толщины z и от выбранной функции распределения $\partial N/\partial r$. Так как дефект находится между двумя квазичастицами, то величину интеграла от поверхностей сфер нужно разделить на два. Таким образом, получим

$$v \cong \frac{1}{2}\frac{\int_0^\infty z\frac{\partial N}{\partial r} r^2 dr}{\int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial r}\frac{r^3}{3} dr} = \frac{z}{2}\frac{\int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial r} r^2 dr}{\int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial r}\frac{r^3}{3} dr} = \frac{3z}{2r_{\text{eq}}},$$

где r_{eq} – эквивалентный радиус, при котором средний относительный показатель преломления одиночного кластера с толщиной оболочки $z/2$ равен единице.

Если относительный показатель преломления дефекта близок к единице, т.е. $|m-1| << 0$, то внутренний относительный показатель преломления линейно зависит от объемной доли дефектов, $m^* = 1 - v(m-1)$. Из формулы (2.17), получим выражение для показателя рассеяния на системе случайно распределенных кластерах, заполняющих весь объем жидкости

$$\beta_s(\theta,\lambda) = \frac{32\pi^4\left(1+\cos^2\theta\right)(m-1)^2\,\overline{z}^{-2}}{\lambda^4}\int_{r_1}^{\infty}\frac{\partial N}{\partial r}\left[f_2(\theta)\cdot r^2 - f_3(\theta)\cdot\frac{r^3}{2r_{\mathrm{eq}}}\right]^2 dr\,, \quad (2.18)$$

где λ – длина волны в среде;

f_2, f_3 – форм-факторы полой сферы и шара, выражаемые формулами (2.10), (2.15).

Из выражения (2.18) видно, что вид угловой функции рассеяния определяется структурными особенностями среды, в то время как показатель преломления m влияет только на абсолютные величины.

Следует проанализировать более простую модель – модель изолированных кластеров. Предположим, что кластеры локальны и имеют одинаковые показатели преломления, близкие к единице [17]. Тогда рассеяние будет пропорционально их концентрации по формуле $C(m-1)^2$. Спектрально-угловая зависимость светорассеяния на всех кластерах определяется из выражения:

$$\beta_v(\theta,\lambda) \sim \frac{1+\cos^2\theta}{\lambda^4}\int_{r_1}^{\infty}\frac{\partial N}{\partial r}\, f_3{}^2 r^6 dr\,. \quad (2.19)$$

В подразделе 2.3 в качестве реальных неоднородностей рассматривались частицы. Выведенные там формулы не учитывали особенности распределения квазичастиц – кластеров в пространстве. Получим аналогичные формулы для мелких частиц примеси. Также, как и ранее, квазичастицы заполняют все пространство, т.е.. $\frac{4}{3}\pi\int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial r} r^3 dr = 1\,m^3$. Введем понятие поверхностной концентрации частиц примеси n_s. Она связана с численной концентрацией частиц в единице объема (n_v)

$$n_s = 2\frac{n_v}{3}\int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial r} r^3 dr \Bigg/ \int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial r} r^2 dr \,. \qquad (2.20)$$

В этой формуле тоже присутствует множитель 2, поскольку каждая частица находится на поверхности двух кластеров. Интегрированием по функции распределения получаем интенсивность рассеяния. Для локальных кластеров малой концентрации имеем

$$I(\theta,\lambda) = 8\pi^2 \frac{\left|\overline{S}_1(\theta,\lambda)\right|^2 + \left|\overline{S}_2(\theta,\lambda)\right|^2}{k^2} \int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial r} r^4 n_s^2 f_2^2(\theta, r,\lambda) dr \,. \qquad (2.21)$$

С ростом концентрации квазичастиц в пределе полного заполнения всей среды эффективная диэлектрическая проницаемость внутри квазичастицы не будет равна ее величине в среде. Тогда будет рассеивать как поверхность квазичастицы так и ее объем, т.е

$$I(\theta,\lambda) = 8\pi^2 \frac{\left|\overline{S}_1(\theta,\lambda)\right|^2 + \left|\overline{S}_2(\theta,\lambda)\right|^2}{k^2} \int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial r} \left[r^2 n_s f_2(\theta, r,\lambda) - \frac{1}{3} r^3 n_v f_3(\theta, r,\lambda) \right]^2 dr \,. \qquad (2.22)$$

Первая часть подынтегрального выражения описывает вклад в рассеяние поверхностного слоя квазичастицы, а вычитаемое определяет влияние объемного эффекта. Для квазичастиц размером много большего среднего, т.е. $r^3 n_v >> r^2 n_s$, интенсивность рассеяния приближенно равна

$$I(\theta,\lambda) \sim \frac{\lambda^6}{\sin^4 \theta/2}\left(\left|\overline{S}_1(\theta,\lambda)\right|^2 + \left|\overline{S}_2(\theta,\lambda)\right|^2\right). \qquad (2.23)$$

Для неоднородностей много меньших длины волны $S_1 = -\frac{2}{3} i x^3 (m-1)$ и $S_2 = -\frac{2}{3} i x^3 (m-1)\cos\theta$. Если при этом $u >> 1$, то спектральные законы, определяемые формулами (2.21) и (2.23) близки к зависимостям в модели двухкомпонентной взвеси [27] для минеральной взвеси и взвеси биологических частиц ($\gamma = 2$ и 0 соответственно). В отличие от модели [27] формула (2.22) и (2.18) описывают следующее:

– высокая анизотропия рассеяния света в воде обуславливается не только наличием крупных частиц;

– в формуле (2.22) одновременно сочетаются два вида рассеяние – рассеяние света объемными и поверхностными неоднородностями. В модели двухкомпонентной взвеси рассеивают две фракции реальных частиц;

– поскольку в нуле градусов ($f(0) \equiv 1$), то для частиц много меньших длины волны $I(\theta,\lambda) \sim \lambda^{-4}$. С уменьшением углов, в области $\theta \to 0$, формула (2.22) и модель [27] описывают противоположные тенденции спектрального характера светорассеяния;

– в отличие от модели двухкомпонентной взвеси формула (2.18) хорошо согласуется с экспериментальными данными об измерении степени поляризации света в морской воде [258].

2.5 Экспериментальное подтверждение гипотезы о пространственном согласовании оптических неоднородностей воды

Для проверки правильности представлений о неоднородностях воды в оптической лаборатории JRC (Испра, Италия) была проведена серия измерений спектрального углового показателя рассеяния света фильтрованной хорошо очищенной водой, смешанной с малыми объемами фильтрованной воды другой температуры и солености. Смысл эксперимента заключался в том, чтобы показать, что при смешивании в первую очередь заполняются дефекты структуры воды. Тогда показатель преломления дефектов изменится на некоторую величину (примерно равную $3 \cdot 10^{-3}$) и рассеяние света на неоднородностях во всем диапазоне углов пропорционально увеличится. Опорной считалась MilliQ вода, концентрация ионов в которой не превышала величину 10^{-11} моль/л. Дополнительно вода проходила процедуру фильтрации. Размеры пор составляли около 0.2 мкм. Каждый раз бралось 4 л такой воды, комнатной температуры 23°С, и в нее добавлялось 0.5 – 0.6 % воды другой плотности. Изменение плотности добавленной воды осуществлялось за счет температуры и солености. Приготовленная проба предварительно перемешивалась в течение 1-2 мин. Во избежание появления пузырьков воздуха заполнение измерительной камеры осуществлялось через пластиковую трубку диаметром 7 мм, длиной более 5м и проходило достаточно медленно. Спустя еще некоторое время (1 – 2.5 мин) последовательно на 4-х спектральных фильтрах: 625, 490, 412, 380 нм начинались измерения. Каждый образец сканировался 3-4 раза, что составляло $10 \div 15$ мин.

Во всех случаях было обнаружено увеличение рассеяния света, особенно заметное в угловом интервале 0 – 90°. Эффект увеличения рассеяния наблюдался даже в последней серии измерений, т.е. на 15-той минуте. Величина увеличения рассеяния рассчитывалась на всех углах как отношение регистрируемых сигналов в исследуемом образце и в опорной воде. Для интервала углов 15 – 40° эта величина в меньшей степени подвержена приборным погрешностям измерений. При сопоставлении результатов эксперимента использовался коэффициент увеличения рассеяния, осредненный в интервале 15 – 40° и приведенный к моменту времени спустя 4 – 6 мин после смешивания. Результаты представлены в Таблице 2.1. Из которой видно, что резкое увеличение рассеяния происходит при добавлении даже малого количества незначительно отличающейся по оптическим свойствам воды [88]. При этом строгой зависимости коэффициента усиления от плотности не наблюдается. Например, максимальный эффект наблюдается при минимальной разнице плотности, т.е. при смешивании с охлажденной пресной водой [88].

Таблица 2.1 – Увеличение рассеяния света в смешанной воде по сравнению с рассеянием в опорной пресной воде [88]

Примесь	Объемная доля, %	Соленость, ‰	Температура, °С	Относительный показатель преломления примеси	Коэффициент усиления рассеяния
Фильтрованная морская вода	0.5	31	23	1.005	2
Фильтрованная морская вода	0.5	31	35	1.004	1.8
Фильтрованная морская вода	0.55	31	60	1.00001	2.8
Фильтрованная морская вода	0.5	31	3.5	1.0056	2.5
Чистая пресная вода	0.6	0	2.5	1.00097	4.5
Чистая пресная вода	0.5	0	64	0.9934	3

Временная зависимость увеличения рассеяния анализировалась по измерениям показателя рассеяния на длине волны 380 нм. Фильтрованная морская вода комнатной температуры использовалась в качестве примесной жидкости. Дополнительное рассеяние, обусловленное присутствием другой жидкости, уменьшалось по экспоненциальному закону со временем [88]. Такие зависимости показаны на Рисунке 2.8. Если ввести понятие коэффициента затухания, как величины обратной времени релаксации, то эта величина окажется равной 0.105 мин$^{-1}$ при объемной концентрации 0.5% и равной 0.08 мин$^{-1}$ при объемной концентрации 1.25% . Специфический временной ход наблюдался в случае добавления большего количестве воды (5% объема). В течение 15 мин величина показателя рассеяния практически не изменялась [88], а потом падала по закону $\beta(t) = \beta_0[1 + \exp(-0{,}01 \cdot t)]$.

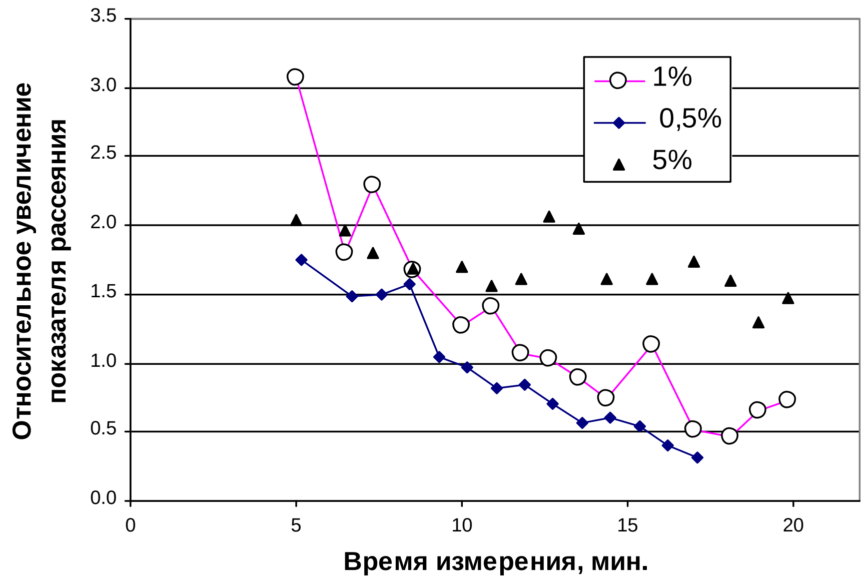

Рисунок 2.8 – Временной ход относительного увеличения показателя рассеяния (коэффициент усиления рассеяния в интервале углов 15 – 40°, минус 1), наблюдаемый в фильтрованной воде при добавлении малого количества морской воды

Данный пример иллюстрирует, что рассеяние в воде формируется не только за счет изменений массовых характеристик среды. Начиная с определенных концентраций, увеличения рассеяния при смешивании не происходит. Качественно все выглядит так, как будто бы для всего объема примеси не хватает места в ограниченном пространстве дефектов структуры. Тогда оставшаяся часть примеси некоторое время находится в объемной фазе. Это время, по-видимому, определяется скоростью диффузии.

При обработке экспериментальных данных вычиталась молекулярная составляющая $\beta_w(\theta,\lambda)$ и делалась коррекция на временной ход $\beta_s(\theta,\lambda)$. Результаты показали аналогичное поведение кривых углового показателя рассеяния для всех спектральный интервалов. На Рисунке 2.9 показаны экспериментальные функции углового показателя рассеяния в спектральном канале 490 нм. Рисунок демонстрирует мультипликативный характер эффекта усиления рассеяния, по крайней мере, до углов менее 70° [17].

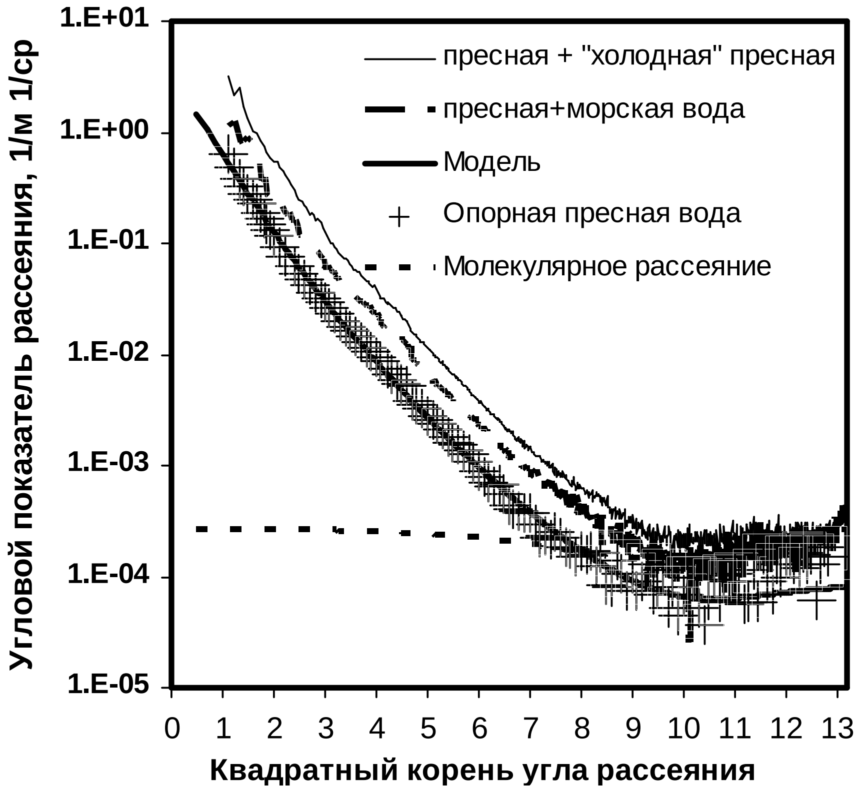

Рисунок 2.9 – Увеличение рассеяния в фильтрованной пресной воде при перемешивании с 0.5% другой воды. Длина волны 490 нм

В процедуре нелинейной оптимизации показателей рассеяния по формулам (2.18) и (2.19) варьировался параметр $\ln\sigma$. Параметр $\overline{z|m-1|}$ находился методом наименьших квадратов. Модельная кривая имела следующие параметры: $\bar{z}\cdot|m-1| = 4.42\cdot 10^{-3}\ \mathring{A}$, $v\cdot|m-1| = 1.65\cdot 10^{-5}$. Для модели изолированных кластеров процедура оптимизации давала значения $\ln\sigma$=1.267 и $\ln\sigma$=1.3. В передней полусфере две модельные кривые близки и на Рисунке 2.9 показана только кривая, соответствующая модели (2.18).

Если задать величину относительного показателя преломления m=1.15, характерную для минеральных частиц, то получим значение концентрации $C \approx 6\cdot 10^{-3}$ моль/л, что существенно выше максимально возможной концентрации примесей в воде, приготовленной по современной технологии очистки. Это доказывает пространственную согласованность неоднородностей самой воды или согласованность неоднородностей ее диэлектрической проницаемости [17].

Сравнение спектральных свойств модельных и экспериментальных показателей рассеяния приводится на Рисунке 2.10. В области малых углов и углов, больших 60°, вследствие слабой чувствительности прибора, экспериментальные данные сильно зашумлены. Наблюдается также некоторое систематическое отклонение кривых, вероятно обусловленное идеализацией модели. Несферичность и разброс в показателях преломления кластеров должен сказываться аналогично добавлению объемных локальных неоднородностей. В результате истинная кривая показателя степени ляжет между двумя модельными кривыми, определяемыми формулами (2.18), (2.19). Тем не менее, модель описывает наличие локального минимума в показателе степени [17]. Это является весьма интересным фактом, поскольку данный минимум невозможно воспроизвести с помощью стандартных моделей светорассеяния в естественных средах. Например, популярная модель двухкомпонентной взвеси [27] всегда предсказывает монотонный рост функции $\gamma(\theta)$ от угла рассеяния.

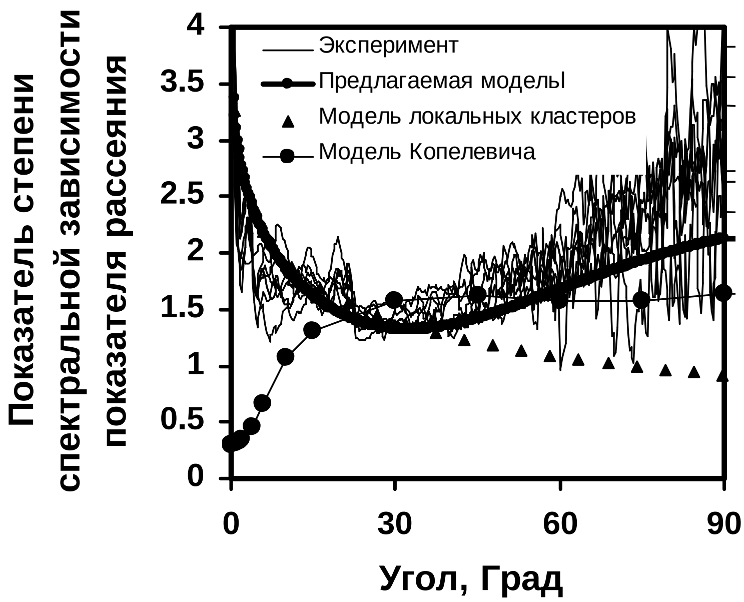

Рисунок 2.10 – Сопоставление экспериментального и модельного показателя степени в спектральной кривой углового показателя рассеяния света

Наличие локального минимума обусловлено двумя механизмами рассеяния. Во-первых, исходя из структуры подынтегрального выражения в формулах (2.18), (2.22), и большей анизотропии объемного рассеяния по сравнению с рассеянием поверхностью, при уменьшении угла рассеяния селективность рассеяния падает. Однако известно, что для всех оптически «мягких» частиц $I(0,\lambda) \sim \lambda^{-4}$. И чем крупнее частица, тем более узким становится диапазон углов, где происходит резкое изменение спектрального закона. Отсюда следует, что по положению локального минимума в спектральной зависимости углового показателя рассеяния можно оценить характерный размер оптической неоднородности в воде, при котором два вида рассеяния компенсируют друг друга. Таким образом, эквивалентный размер квазичастицы в воде составляет около 2 мкм.

Естественно при смешивании образуются и более крупные неоднородности гидродинамического масштаба. Однако для их идентификации необходимо высокое угловое разрешение в очень малых углах вплоть до десятых долей градуса. По оценке времени релаксации $t = L^2/\nu$ (где L – размер неоднородности, ν – кинематическая вязкость) получаем, что за временной интервал 4 – 6 мин неоднородности размером 5 см и меньше должны исчезать.

2.6 Учет пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости при расчете переноса светового излучения в морской воде

Основной постулат теории распространения и рассеяния света в воде заключается в предположении о статистически равновесном распределении рассеивающих центров [102]. Для плоскопараллельной среды скалярное уравнение переноса излучения

$$\left(\cos\theta \frac{d}{dz} + c(\lambda)\right) L(\Omega, z, \lambda) = \int \beta\left(\Omega \cdot \Omega', \lambda\right) L\left(\Omega', z, \lambda\right) d\Omega' \qquad (2.24)$$

связывает угловую зависимость поля яркости $L(\Omega, z, \lambda)$ на длине волны λ и глубине z, с показателями ослабления $c(\lambda)$, поглощения $a(\lambda)$ и рассеяния света $b(\lambda)$. Величина $b(\lambda)$ есть интеграл от углового показателя рассеяния $\beta(\cos\theta, \lambda)$

$$b(\lambda) = \int \beta(\Omega, \lambda) d\Omega, \tag{2.25}$$

который характеризует угловое распределение интенсивности однократно рассеянного света единицей объема [102].

В предыдущем подразделе было показано, что неоднородности в воде могут иметь глобальный характер. В гетерогенной среде поляризация в точке зависит также и от величин электрического поля в других точках [17]. Такая среда обладает свойством пространственной дисперсии [9 стр.35 , 133]. В этом случае делается предположение о линейности связи Фурье-образов поляризации и электрического поля. Тогда из теоремы о свертке следует, что

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}, t) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \iint G\left(\mathbf{x} - \mathbf{x}', t - t'\right) \mathbf{E}\left(\mathbf{x}', t'\right) d\mathbf{x}' dt',$$

где

$$G(\mathbf{x}, t) = \frac{\varepsilon_0}{(2\pi)^4} \iint \chi(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t)} d\mathbf{k}\, d\omega .$$

В приведенных уравнениях $\mathbf{x}$ – трехмерная координата;

$\mathbf{k}$ –пространственное волновое число трехмерного Фурье-преобразования;

$\chi(\mathbf{k}, \omega)$ – Фурье-образ электрической восприимчивости.

Пространственная дисперсия может влиять на рассеяние и поглощение света. Вследствие наличия в рассеянном излучении пространственных гармоник, обусловленных структурой среды, оптические характеристики среды будут зависеть от доли рассеянного света [17]. Если $\chi \neq const$, то в уравнениях Максвелла величина $\mathbf{D}/\mathbf{E}$, которая для однородной среды есть константа, в данном случае будет сложным образом зависеть от координат и времени. Поэтому переход от уравнений Максвелла к уравнению переноса световой энергии становиться проблематичным.

2.6.1 Полуэмпирическая теория переноса излучения в гетерогенной среде

Зависимость рассеяния света от неоднородностей, имеющих глобальный характер, подразумевает нарушение инвариантности по отношению к выбору малого объема. Любое разделение на части приводит к разрыву согласования в неоднородностях и, следовательно, к потере информации об особенностях электромагнитного поля на границе [102]. Будем считать, что инвариантность сохраняется по отдельности для двух типов излучения. Внешнее падающее поле, а также рассеянное излучение, сформированное случайными флуктуациями $L_c(\Omega, z)$, отнесем к первому типу излучения. Это классический случай, не требующий пояснения. Второй тип это компонента $L^*(\Omega, z)$, которая возникает в результате взаимодействия света с пространственно согласованными неоднородностями среды, Примером второго типа излучения является излучение, распространяющее по хаотично сложенному клубку из световода. Суммируя интенсивность двух типов, получаем полную интенсивность излучения $L(\Omega, z)$.

Каждый тип излучения поглощается и рассеивается в воде различным образом. Однородное поле яркости L_C ослабляется по закону Бугера-Ламберта

$$L_c(r) = L_c(0)\exp[-(a+b)r],$$

где a, b - поглощение и рассеяние света объемом морской воды [102].

Величина b выражается через интеграл (2.25) от углового показателя рассеяния $\beta(\cos\theta)$. Неоднородность поля яркости, обусловленная глобальной структурой неоднородностей, описывается компонентой $L^*(\Omega, z)$. Эта компонента не является плоской волной и теряет часть своей энергии в результате распространения по собственным траекториям. Величины поглощения света a^* и рассеяния света $b^* = \int \beta^*(\Omega) d\Omega$, заметно отличаясь от величин a, b, относятся к категории необъемных и трудно измеряемых характеристик среды. Предположим, что структурная компонента распространяется в согласованном подпространстве дефектов локальной плотности. Известно, что рассеяние света одной молекулой водяного пара почти в 10 раз больше рассеяния молекулы в жидкой фазе, при этом в видимой области спектра широкие полосы поглощения света водяным паром практически отсутствуют. Тогда для изолированной молекулы рассеяние должно увеличиваться, а поглощение падать. Получаем оценку $a^* < a_{\text{pw}}$ и $b_{\text{pw}} < b^* < 10 \cdot b_{\text{pw}}$, где индекс pw обозначает идеальную оптически чистую воду 102].

В процессе рассеяния происходит перераспределение энергии между двумя типами излучений L_{c} и L^*. Компонента L^* формируется в результате рассеяния части излучения L_{c}, при этом доля энергии уменьшается с ростом количества случайно распределенных рассеивающих центров [102]. Запишем угловой показатель рассеяния $\beta(\cos\theta)$ в виде

$$\beta = \beta_{\text{c}} + k \cdot \beta_{\text{q}} + (1-k)\beta_{\text{q}} = \beta_{\text{1oc}} + (1-k)\beta_{\text{q}} = \beta_{\text{1oc}} + \beta_{\text{nl}}, \qquad (2.26)$$

где β_{c} – относится к светорассеянию на молекулах и частицах, хаотично распределенных в пространстве;

β_{q} - описывает рассеяние, обусловленное взаимно согласованными положениями молекул и мелких частиц;

β_{1oc} – есть локальная часть рассеяния;

β_{nl} – излучение, согласованное с геометрией среды.

Коэффициент k определяет, какая часть рассеяния света на квазичастице относится к типу локального рассеяния [102].

Представим неоднородности воды как систему кластеров или оптических квазичастиц, заполняющих весь объем среды [102]. Такое пространственное распределение неоднородностей одновременно носит признаки случайности и закономерности. Согласованность распределения кластеров следует из условия отсутствия взаимных пересечений. Тогда поверхности кластеров составляют односвязное двумерное пространство. Рассмотрим задачу рассеяния света на такой сложной системе с качественной точки зрения. В приближении аномальной дифракции рассеяние является результатом интерференции светового луча, распространяющим в однородной среде, с лучом, прошедшим через частицу. С увеличением концентрации частиц незанятый однородный объем сокращается. В пределе, когда весь объем заполнен частицами, однородное пространство становится двумерным подпространством. В среде можно выделить произвольно большую смежную группу кластеров, так чтобы в пределе получить парадокс экстинкции (т.е. сечение рассеяния в два раза больше геометрического сечения). Вследствие произвольности выбора группы приходим к выводу о том, что для разрешения парадокса экстинкции необходимо, чтобы половина света распространялась по системе дефектов. В результате получаем оценку, что $k \approx 1/2$. Так как толщина дефекта много меньше длины волны, то рассеяние света в дефекте происходит по закону молекулярного рассеяния, то есть $\beta^*(\cos\gamma) = \left(1 + \cos^2\gamma\right) \cdot b^*/4\pi$. Тогда излучение L^* покидает дефект. Запишем сказанное выше в виде системы уравнений

$$\begin{cases} \left(\mu \dfrac{d}{dz} + c\right) L_{\text{c}}(\Omega, z) = \int \beta_{1\text{oc}}\left(\Omega \cdot \Omega'\right) L_{\text{c}}\left(\Omega', z\right) d\Omega' + \int \beta^*\left(\Omega \cdot \Omega'\right) L^*\left(\Omega', z\right) d\Omega'; \\ \left(\mu \dfrac{d}{dz} + c^*\right) L^*(\Omega, z) = \int \beta_{\text{nl}}\left(\Omega \cdot \Omega'\right) L_{\text{c}}\left(\Omega', z\right) d\Omega', \end{cases} \qquad (2.27)$$

где $\mu = \cos\theta$, θ – зенитный угол.

Общая интенсивность складывается из двух компонент $L(\Omega, z) = L_{\text{c}}(\Omega, z) + L^*(\Omega, z)$. Для этих компонент выпишем граничные условия в случае полубесконечной среды, не учитывая эффекты преломления и внутреннего отражения света

$$\begin{cases} \forall\Omega\ L_c(\Omega,\infty)=0,\ \text{и}\ L^*(\Omega,\infty)=0; \\ L^*(\Omega,0)=0,\ L_c(\Omega,0)=L_0(\Omega,0),\ \text{при}\ \cos\theta>0 \end{cases}, \tag{2.28}$$

где $L_0(\Omega,0)$ – угловое распределение падающего излучения.

Если $k=1$, то $L^*(\Omega,0)=0$, и система (2.27) переходит в уравнение (2.24). В противном случае количество оптических характеристик среды увеличивается в два раза. В настоящее время численное решение системы (2.27) не должно вызывать принципиальных трудностей. Проблема лежит в физической плоскости. Не вполне ясно как эти дополнительные оптические характеристики воды можно измерить прямыми методами.

2.6.2 Учет гетерогенности среды в двухпотоковом приближении

Используем приближенный метод решения уравнения переноса, чтобы получить предварительные аналитические оценки [102]. Введем азимутально-осредненные величины

$$L_c(\mu,z)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}L_c(\Omega,z)d\varphi,$$

$$L^*(\mu,z)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}L^*(\Omega,z)d\varphi,$$

$$\beta_{loc}(\mu,\mu')=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\beta_{loc}(\cos\gamma)d\varphi,$$

$$\beta^*(\mu,\mu')=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\beta^*(\cos\gamma)d\varphi,$$

$$\beta_{nl}(\mu,\mu')=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\beta_{nl}(\cos\gamma)d\varphi,$$

где $\cos\gamma=\mu\cdot\mu'+\sqrt{1-\mu^2}\sqrt{1-\mu'^2}\cos(\varphi-\varphi')$.

Для простоты предположим, что рассеяние в дефектах изотропно [102], т.е.

$$\beta^*(\mu, \mu') = \frac{b^*}{4\pi}. \tag{2.29}$$

Воспользуемся транспортным приближением при аппроксимации угловых показателей рассеяния

$$\beta_{\mathrm{loc}}(\mu, \mu') = \frac{(b_{\mathrm{loc}} - 2b_{\mathrm{b\ loc}})\delta(\mu - \mu') + b_{\mathrm{b\ loc}}}{2\pi}, \tag{2.30}$$

$$\beta_{\mathrm{nl}}(\mu, \mu') = \frac{(b_{\mathrm{nl}} - 2b_{\mathrm{b\ nl}})\delta(\mu - \mu') + b_{\mathrm{b\ nl}}}{2\pi}, \tag{2.31}$$

где $b_{\mathrm{b\ loc}}$, $b_{\mathrm{b\ nl}}$ – интегральные показатели рассеяния в обратном направлении;

$\delta(\mu - \mu')$ – дельта-функция Дирака.

После подстановки выражений (2.29) – (2.31) в систему в систему (2.27) получается следующая система [102]

$$\begin{cases} \mu \dfrac{dL_{\mathrm{c}}(\mu, z)}{dz} = -(c - b_{\mathrm{loc}} + 2b_{\mathrm{b\ loc}})L_{\mathrm{c}}(\mu, z) + \\ \qquad + b_{\mathrm{b\ loc}} \displaystyle\int_{-1}^{1} L_{\mathrm{c}}(\mu', z)d\mu' + \dfrac{b^*}{2}\displaystyle\int_{-1}^{1} L^*(\mu', z)d\mu'; \\ \mu \dfrac{dL^*(\mu, z)}{dz} = -c^* L^*(\mu, z) + (b_{\mathrm{nl}} - 2b_{\mathrm{b\,nl}})L_{\mathrm{c}}(\mu, z) + b_{\mathrm{b\,nl}} \displaystyle\int_{-1}^{1} L_{\mathrm{c}}(\mu', z)\, d\mu'. \end{cases} \tag{2.32}$$

Нисходящий поток световой энергии ($E_{\mathrm{d}}(z)$) и восходящий поток ($E_{\mathrm{u}}(z)$) выражаются через интенсивности в произвольном направлении [102]

:

$$\begin{cases} E_{\mathrm{d}}(z) = 2\pi\int\limits_0^1 L(\mu, z)\mu d\mu \\ E_{\mathrm{u}}(z) = -2\pi\int\limits_{-1}^0 L(\mu, z)\mu d\mu \end{cases}. \tag{2.33}$$

Применяя операторы интегрирования $2\pi\int\limits_0^1 d\mu$ и $2\pi\int\limits_{-1}^0 d\mu$ к системе (2.32), получим систему уравнений в двухпотоковом приближении [102]:

$$\begin{cases} \dfrac{dE_{\mathrm{d_c}}}{dz} = -\dfrac{c - b_{\mathrm{loc}} + b_{\mathrm{b\,loc}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}} E_{\mathrm{d_c}} + \dfrac{b^*}{2\mu_{\mathrm{d}}^*} E_{\mathrm{d}}^* + \dfrac{b_{\mathrm{b\,loc}}}{\mu_{\mathrm{u_c}}} E_{\mathrm{u_c}} + \dfrac{b^*}{2\mu_{\mathrm{u}}^*} E_u^*; \\ \dfrac{dE_{\mathrm{d}}^*}{dz} = \dfrac{b_{\mathrm{nl}} - b_{\mathrm{b\,nl}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}} E_{\mathrm{d_c}} - \dfrac{c^*}{\mu_{\mathrm{d}}^*} E_{\mathrm{d}}^* + \dfrac{b_{\mathrm{b\,nl}}}{\mu_{\mathrm{u_c}}} E_{\mathrm{u_c}}; \\ -\dfrac{dE_{\mathrm{u_c}}}{dz} = \dfrac{b_{\mathrm{b\,loc}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}} E_{\mathrm{d_c}} + \dfrac{b^*}{2\mu_{\mathrm{d}}^*} E_{\mathrm{d}}^* - \dfrac{c - b_{\mathrm{loc}} + b_{\mathrm{b\,loc}}}{\mu_{\mathrm{u_c}}} E_{\mathrm{u_c}} + \dfrac{b^*}{2\mu_{\mathrm{u}}^*} E_{\mathrm{u}}^*; \\ -\dfrac{dE_{\mathrm{u}}^*}{dz} = \dfrac{b_{\mathrm{b\,nl}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}} E_{\mathrm{d_c}} + \dfrac{b_{\mathrm{nl}} - b_{\mathrm{b\,nl}}}{\mu_{\mathrm{u_c}}} E_{\mathrm{u_c}} - \dfrac{c^*}{\mu_{\mathrm{u}}^*} E_{\mathrm{u}}^*, \end{cases} \tag{2.34}$$

где $\mu_{\mathrm{d}} = \dfrac{\int\limits_0^1 L(\mu)\mu d\mu}{\int\limits_0^1 L(\mu) d\mu}$ – средний косинус тела яркости в передней полусфере;

$\mu_{\mathrm{u}} = -\dfrac{\int\limits_{-1}^0 L(\mu)\mu d\mu}{\int\limits_{-1}^0 L(\mu) d\mu}$ – средний косинус тела яркости в задней полусфере.

Решением системы (2.34) является линейная комбинация экспонент

$$E(z) = C_1 e^{-\lambda_1 z} + C_2 e^{-\lambda_2 z} + C_3 e^{-\lambda_3 z} + C_4 e^{-\lambda_4 z}, \tag{2.35}$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ - собственные значения системы (2.34).

Из граничных условий (2.28) находим, что константы C_i при отрицательных собственных значениях λ_i равны нулю. Тогда имеем

$$E(z) = C_1 e^{-\lambda_1 z} + C_2 e^{-\lambda_2 z}. \tag{2.36}$$

Рассмотрим особенности решения вида (2.36) на примере нисходящего потока радиации. Пусть $\lambda_1 > \lambda_2$, тогда с ростом z решение будет асимптотически стремиться к глубинному режиму $E(z) = C_2 e^{-\lambda_2 z}$, где λ_2 – собственное значение, описывающее распространение света в среде при условии согласовании всего излучения со структурой среды. В этом случае диссипация энергии минимальна [102]. Напротив, величина λ_1 выражает максимальный коэффициент ослабления потока энергии, что характерно для верхнего слоя моря. Заметим, что если функция $E_{\mathrm{d}}^*(z)$ не равна тождественно нулю, то она имеет экстремум на некоторой определенной глубине $z_{\max}$, поскольку по граничным условиям (2.28) $E_{\mathrm{d}}^*(0) = 0$ и $E_{\mathrm{d}}^*(\infty) = 0$.

Система уравнений (2.34) не очень удобна для записи аналитического решения. В случае морской воды, где обычно $b_b << a$ и $E_{\mathrm{u}}(z) << E_{\mathrm{d}}(z)$, можно пренебречь слагаемыми в первых двух уравнениях, которые содержат величины восходящих световых потоков. Тогда два уравнения всей системы не будут содержать переменных типа $E_{\mathrm{u}}(z)$. В итоге получаем независимую систему из двух уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{dE_{\mathrm{d_c}}}{dz} = -\dfrac{c - b_{\mathrm{loc}} + b_{\mathrm{b\ loc}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}} E_{\mathrm{d_c}} + \dfrac{b^*}{2\mu_{\mathrm{d}}^*} E_{\mathrm{d}}^*; \\ \dfrac{dE_{\mathrm{d}}^*}{dz} = \dfrac{b_{\mathrm{nl}} - b_{\mathrm{b\ nl}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}} E_{\mathrm{d_c}} - \dfrac{c^*}{\mu_{\mathrm{d}}^*} E_{\mathrm{d}}^* \end{cases}. \tag{2.37}$$

Для удобства записи решения (2.39) обозначим коэффициенты этой системы

$$g_1 = \frac{c - b_{\mathrm{loc}} + b_{\mathrm{b\ loc}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}};\ g_2 = \frac{b^*}{2\mu_{\mathrm{d}}^*};\ g_3 = \frac{b_{\mathrm{nl}} - b_{\mathrm{b\,nl}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}};\ g_4 = \frac{c^*}{\mu_{\mathrm{d}}^*}, \tag{2.38}$$

$$\lambda_1, \lambda_2 = \frac{g_1 + g_4 \pm \sqrt{(g_1 - g_4)^2 + 4g_2 g_3}}{2}. \tag{2.39}$$

Нормированные на падающий поток величины нисходящей облученности равны

$$E_{\mathrm{d\,c}}(z) = \frac{g_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_1 z} + \frac{\lambda_1 - g_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 z},$$

$$E_{\mathrm{d}}^*(z) = -\frac{g_3}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_1 z} + \frac{g_3}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 z}.$$

Если задать значения оптических характеристик исходя из вышеизложенного, то собственное значение λ_1 будет примерно в 4 раза больше, чем λ_2. Таким образом, показатель вертикального ослабления в море может быть заметно меньше показателя поглощения морской воды [102].

Восходящая облученность выражается следующим образом:

$$E_u = E_{u\,c} + E_u^*,\ \ E_{u\,c} = \sum_{i=1}^{2} \alpha_{1,i}\ e^{-\lambda_i z},\ \ E_u^* = \sum_{i=1}^{2} \alpha_{2,i}\ e^{-\lambda_i z}, \tag{2.40}$$

где

$$\alpha_{1,i} = \frac{\beta_{1,i}(\lambda_i + g_{11}) + \beta_{2,i} g_8}{(\lambda_i + g_7)(\lambda_i + g_{11}) - g_8 g_{10}},\ \ \alpha_{2,i} = \frac{\beta_{2,i}(\lambda_i + g_7) + \beta_{1,i} g_{10}}{(\lambda_i + g_7)(\lambda_i + g_{11}) - g_8 g_{10}},$$

$$\beta_{1,1}=g_5\frac{g_1-\lambda_2}{\lambda_1-\lambda_2}-\frac{g_6 g_3}{\lambda_1-\lambda_2},\ \ \beta_{1,2}=g_5\frac{\lambda_1-g_1}{\lambda_1-\lambda_2}+\frac{g_6 g_3}{\lambda_1-\lambda_2},$$

$$\beta_{2,1}=g_9\frac{g_1-\lambda_2}{\lambda_1-\lambda_2},\ \ \beta_{2,2}=g_9\frac{\lambda_1-g_1}{\lambda_1-\lambda_2},$$

$$g_5=\frac{b_{\mathrm{b\ loc}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}},\ \ g_6=\frac{b^*}{2\mu_{\mathrm{d}}^*}=g_2,\ \ g_7=\frac{\left(c-b_{\mathrm{loc}}+b_{\mathrm{b\ loc}}\right)}{\mu_{\mathrm{u_c}}},\ \ g_8=\frac{b^*}{2\mu_{\mathrm{u}}^*},$$

$$g_9=\frac{b_{\mathrm{b\ nl}}}{\mu_{\mathrm{d_c}}},\ \ g_{10}=\frac{b_{\mathrm{nl}}-b_{\mathrm{b\ nl}}}{\mu_{\mathrm{u_c}}},\ \ g_{11}=\frac{c^*}{\mu_{\mathrm{u}}^*}.$$

Расчеты величин спектрального коэффициента яркости, проведенные по этим формулам, с подстановкой значений оптических характеристик, типичных для чистых вод Мирового океана, показали, что эти величины будут гораздо выше величин, рассчитанных по классическим формулам теории переноса излучения.

2.6.3. Сравнение результатов модельных расчетов с экспериментальными характеристиками восходящего излучения

Последние измерения коэффициента яркости особо чистых вод Мирового океана, выполненные в отделе оптики МГИ, состоялись в 1991 г. в Саргассовом море. В конце 2004 г. состоялась специальная экспедиция для исследования оптических свойств, по-видимому, самых чистых природных вод, организованная лабораторией океанографии, Вильфранш, Франция. Обширная область экстремально прозрачных вод расположена в районе Южно-Тихоокеанского антициклонического вихря в 2000 км к юго-востоку от Маршалловых островов. Сравнение величин спектральных коэффициентов яркости, характерных для французской экспедиции в Тихом океане и измеренных в Саргассовом море представлены на Рисунке 2.11. Величины коэффициента яркости за 2004 г. были получены путем оцифровки Рисунка 7 из статьи [210] с дальнейшим пересчетом коэффициента диффузного отражения в коэффициент яркости. Для вод открытого океана характерно увеличение коэффициента отражения с ростом прозрачности воды. Поэтому можно считать, что по оптическим характеристикам воды Саргассова моря близки к сверхчистым водам Мирового океана.

Теоретические расчеты проведены с помощью численного метода решения классического уравнения переноса излучения, изложенного в разделе 4, с учетом поляризации и эффекта полного внутреннего отражения. В качестве индикатрисы рассеяния была использованы данные, полученные нами в экспериментах в Тирренском и Лигурийском море. Степень поляризации рассеяния в чистой воде считалась релеевской [24]. Предполагалось, что величина показателя обратного рассеяния обратно пропорциональна длине волны. Показатель поглощения морской воды был принят равным показателю рассеяния чистой воды по Смиту-Бейкеру [240].

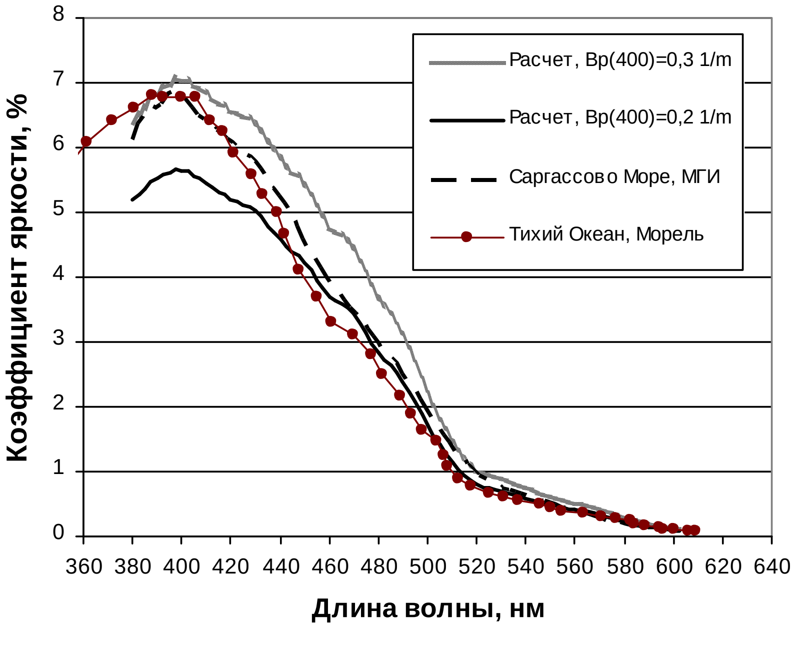

Рисунок 2.11 – Сравнение экспериментально измеренного коэффициента яркости со значениями, рассчитанными с помощью численного метода решения уравнения переноса излучения [104, 105]

На Рисунке 2.11 показаны только две рассчитанные спектральные кривые. Тем не менее, становится понятно, что подгонка форм спектральных кривых путем увеличения показателя рассеяния «частиц» не принесет желаемого результата. Величина вероятности рассеяния назад на частицах приблизительно была равна B_p=0.01. Совпадение максимальных значений коэффициентов яркости моря наблюдается при $b_p(400) = 0.3\,\text{м}^{-1}$. Но даже оценка показателя полного рассеяния меньшей величиной 0.2 м$^{-1}$, при которой формы спектров в интервале длин волн 400 – 600 нм достаточно близки, будет слишком завышенной для сверхчистых вод.

На Рисунке 2.12 показано, каким образом изменятся результаты модельных расчетов, если предположить, что световое поле согласуется со структурными особенностями среды. Для возможности сопоставления классического и усовершенствованного метода расчеты проводились по аналитическим формулам. Учет поляризации и полного внутреннего отражения в рамках численного метода [104, 105] заметно повышает расчетные величины коэффициента яркости однородной полубесконечной среды.

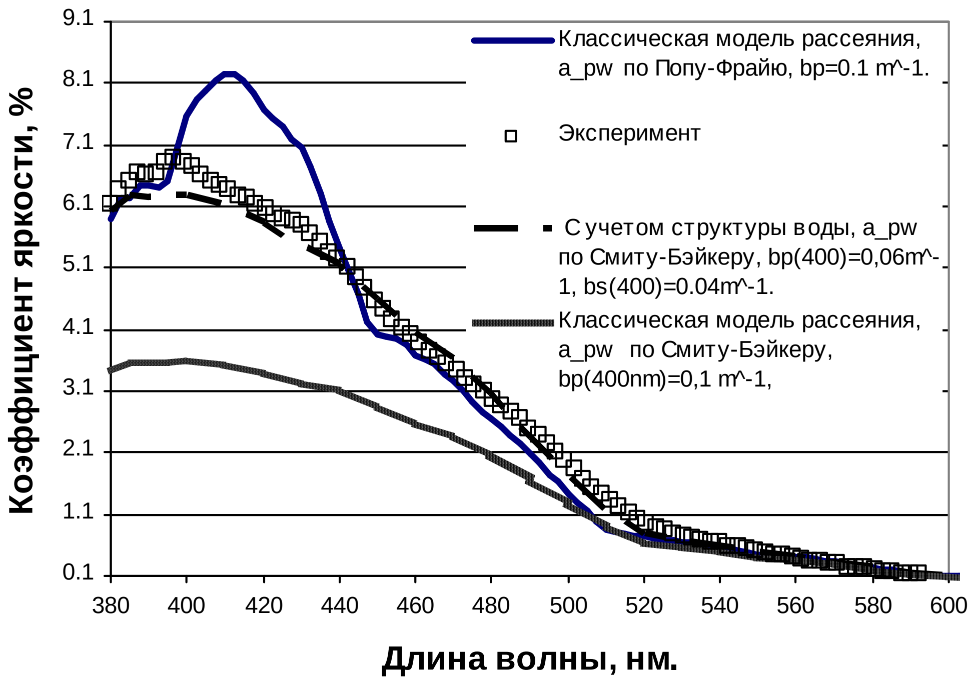

Рисунок 2.12 – Результаты расчета коэффициента яркости моря в сравнении с натурными данными для чистых вод Мирового океана [102]

Считалось, что величина показателя обратного рассеяния обратно пропорциональна длине волны. Для классических моделей рассеяния использовались показатели поглощения чистой воды из работ [218, 240], а для изложенной выше модели использовалось поглощение по Смиту-Бейкеру [240]. Было принято, что поглощение структурированного излучения $a^* = a_{\text{pw}} / 3$. На Рисунке 2.12 показано, что если $b_p^*(400) = 0.04\ \text{м}^{-1}$ и интегральный показатель локально рассеянного света $b_{loc}(400) = 0.06\ \text{м}^{-1}$, тогда результаты расчетов удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными. При этом показатель однократного рассеяния $b_{loc} + b_{loc}$ соответствует типичному значению для чистой воды. Из Рисунка 2.12 также видно, что если бы увеличить поглощение чистой воды [218] в интервале длин волн 395 – 450 нм, то спектральный коэффициент яркости, рассчитанный стандартным способом, совпадал бы с экспериментально измеренными его значениями. Проблема заключается в том, что при этом величина показателя вертикального ослабления света будет заметно выше величины, наблюдаемой в эксперименте [210].

«Механизм увеличения прозрачности и повышения отражательной способности водной массы заключается в «приспособлении» электромагнитной волны к системе неоднородностей воды, имеющих глобальный характер» [102, С. 194]. Таким образом, распространение видимого излучения в прозрачной водной среде должно описываться более сложными уравнениями.

Выводы к разделу 2

Оптическая теория, основанная на термодинамическом подходе к рассеянию света в жидкости, не является надежной основой для количественного описания световых полей в чистых природных водах. В воде, не содержащей частицы, всегда остаются неоднородности, пространственное распределение которых закономерно. В этом разделе рассмотрен принципиально другой механизм рассеяния и распространения света в воде, который предполагает, что взвешенные частицы находятся в двухмерном подпространстве «дефектов» воды. При отсутствии частиц рассеяние света происходит на двухмерном рисунке этого подпространства, причем контрастность рисунка зависит не только от концентрации примесей, но и от наличия диссипативных процессов в воде. В частности, при добавлении в фильтрованную воду малого количества воды с близкими оптическими свойствами, но другой плотности, усиливает светорассеяние во всем угловом интервале [88].

Для количественного описания спектрально-угловой структуры однократно рассеянного света предложена модель геометрии неоднородностей. Получены соответствующие аналитические выражения. В результате впервые удалось воспроизвести теоретически угловую и спектральную зависимость, наблюдаемую при измерениях углового показателя рассеяния света в хорошо очищенной фильтрованной воде (размеры пор фильтра около 0.2 мкм).

Результаты экспериментов измерения рассеяния света при смешивании вод показали, что:

- в чистую фильтрованную воду достаточно добавить 0,5% воды другой солености или температуры, чтобы увеличить рассеяние света в 1,5 – 4 раза;
- увеличение рассеяния света происходит во всем диапазоне углов;
- со временем рассеяние уменьшается. Время релаксации оптического сигнала к исходному уровню примерно равно 10 мин, но зависит от процента добавленной воды.

Проведены оценки характерных размеров неоднородностей и выполнен анализ временной зависимости эффекта усиления рассеяния света, наблюдаемый при смешивании вод. Все это показало, что гидродинамическая турбулентность не является основным фактором, ответственным за оптический эффект.

В разделе также предложена полуэмпирическая теория переноса излучения в гетерогенных средах, предназначенная для разрешения парадоксов при объяснении особенностей световых полей в чистых водах Мирового океана. Выведена система уравнений, состоящая из двух уравнений переноса с разными коэффициентами и ядрами интегралов. Полученная система решена в двухпотоковом приближении. Проведены оценки функциональной зависимости световых потоков с глубиной. Показано, что в чистой морской воде принципиально можно наблюдать значения показателя вертикального ослабления света заметно меньшие ранее предсказанных величин. При этом, форма и абсолютные величины коэффициента яркости становятся очень близки к экспериментально измеренным значениям.

Основные научные результаты раздела опубликованы в работах [17, 88, 93, 95, 102, 231, 232, 236].

3 РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНОГО УГЛОВОГО ПОКАЗАТЕЛЯ РАССЕЯНИЯ МОРСКОЙ ВОДЫ

3.1 Особенности рассеяния света морской водой

В литературе имеется очень мало сведений о экспериментально измеренных спектральных свойствах рассеяния света морской водой в диапазоне углов 0 – 30°. В обзорной 700 страничной монографии [155] спектральные зависимости углового показателя рассеяния упоминаются лишь в связи с моделью Копелевича [27, 30] и наблюдениями Мореля [205]. Обсуждаются также измерения спектра обратного рассеяния прибором HydroScat-6. Авторы работы [195], сравнивая натурные измерения Мореля [205] и индикатрису Петцольда [213] с результатами модели [27], обнаружили неплохое их соответствие, но при этом пришли к выводу, что модель недооценивает рассеяние в области малых углов и завышает величины рассеяния в области больших углов. При анализе данных измерений спектрального углового показателя рассеяния вод северо-западной части Адриатического моря на океанографической платформе было показано [184], что погрешность аппроксимации натурных данных моделью двухкомпонентной взвеси менее 40%.

В начале 80-х годов прошлого века тщательные экспериментальные исследования рассеивающих свойств вод Атлантического и Тихого океанов провели широко известные американские гидрооптики Кеннет Восс и Эдвард Фрай [258]. Специфика их работы заключалась в измерении всех 16-ти элементов матрицы рассеяния Мюллера в интервале углов рассеяния от 10 до 160° с интервалом в 5°. Поляризационные характеристики рассеянного света дают принципиально новую информацию, из которой, в принципе, можно судить как о физических свойствах взвешенных в морской воде частиц, так и о физиологическом состоянии планктона. В их работе анализируются отношения элементов матрицы Мюллера к ее первому элементу $S_{ij}(\theta)/S_{11}(\theta)$ как функции угла рассеяния θ. Показано, что приведенные данные примерно соответствуют расчетам рассеяния света по теории Ми для частиц с относительным показателем преломления $n = 1.05 - i \cdot 0.01$, распределенных по закону Юнге с показателем степени -4 в интервале размеров (диаметров) 0,08 – 10 мкм. Аналитическим аналогом теории Ми для оптически «мягких» частиц является приближение Рэлея-Ганса-Дебая, в котором индикатриса рассеяния выражается через форм-фактор частиц, а поляризационные свойства рассеяния света частицей определяются поляризационными свойствами рассеяния света молекулами вещества. Отмечено, что поляризационные эффекты в угловой зависимости рассеяния света морской водой по форме аналогичны поляризационным особенностям, наблюдаемым при релеевском рассеянии. Вследствие анизотропии молекул H_2O отношение $S_{12}(90)/S_{11}(90)$ в чистой воде примерно равно $-0{,}84$, вместо минус единицы для изотропных молекул. Авторами в эксперименте получены значения $S_{12}(90)/S_{11}(90) \approx -0{,}66$, что означает большую, чем у молекул воды, анизотропию неоднородностей на масштабах много меньших длины световой волны. Следует заметить, что в силу оптической «мягкости» частиц, речь идет не об их несферичности, а об анизотропности неоднородностей, составляющих эти частицы (или квазичастицы?). Принимая во внимание выводы предыдущего раздела, логично предположить, что эффект пространственного согласования оптических неоднородностей может быть существенен не только для очищенной фильтрованной воды, но и для естественных природных вод.

К сожалению, не всегда удается получить надежную информацию об угловой структуре рассеянного водой света. Данные, приведенные в статье [65], посвященной определению оптических характеристик озера Байкал в районе нейтринного телескопа, демонстрируют слишком завышенную спектральную, временную и пространственную изменчивость углового показателя рассеяния света в воде. Заметим, что индикатрисы Петцольда [213], измеренные в большем диапазоне оптических типов вод, отличаются меньшим разнообразием. Данный пример показывает, почему вопросам тестирования новых измерителей рассеяния света в воде следует уделять большое внимание. При этом основным критерием правомерности метода измерений должно являться воспроизводимость ранее полученных результатов измерений. Другой критерий достоверности работы гидрооптической аппаратуры состоит в наличии теории или гипотезы, предсказывающей результаты измерений. В предыдущем раздел было показано, какие спектрально-угловые свойства имеет вода, если ее неоднородности пространственно согласованы. Область углов рассеяния от 0° до 30° интересна тем, что в этом диапазоне спектральные зависимости модели двухкомпонентой взвеси и модели рассеяния света на пространственно согласованных неоднородностях противоположны. Высокая анизотропия рассеяния света в морской воде ранее интерпретировалась как результат влияния рассеяния света на крупных частицах. Возможно поэтому, спектральных особенностей рассеяния света в диапазоне малых углов не предвиделось.

Основная цель данного раздела состоит в иллюстрации того, что обнаруженные и описанные во втором разделе особенности рассеяния в хорошо очищенной фильтрованной воде наблюдаются и в натурных данных для углового показателя рассеяния морской воды.

Воды естественных водоемов характеризуются большим разнообразием взвешенных и коллоидных частиц, как по качественному, так и по количественному составу. Тем не менее, в угловом показателе рассеяния эти различия не так заметны. Согласно литературным данным [155], угловой показатель рассеяния морской воды имеет следующие характерные особенности:

– индикатриса рассеяния морской воды не имеет локальных максимумов;

– весь диапазон изменчивости величин углового показателя рассеяния по углам и по типам вод составляет более 8 порядков;

– величина интеграла от показателя рассеяния варьирует значительно меньше его величины на фиксированном угле;

– индикатриса рассеяния сильно вытянута в направлении малых углов и всегда имеет острый пик;

– доля света, рассеянного в переднюю полусферу, обычно составляет более 98%;

– асимметрия индикатрисы рассеяния, как правило, уменьшается с увеличением мутности воды;

– минимум угловой функции в чистой морской воде наблюдается примерно на 100°, а с увеличением мутности сдвигается по направлению к большим углам.

С помощью измерителя углового показателя рассеяния, разработанного в отделе оптики МГИ НАН Украины, получены данные о функциях рассеяния света в Черном, Средиземном, Балтийском море, в Атлантическом океане у северо-восточного побережья США, в Мексиканском заливе. Сложность анализа экспериментальных данных, полученных этим прибором, заключается в том, что наш измеритель функции рассеяния до сих пор не является коммерческим прибором. За период с ноября 1999 г. до 2012 г. происходили постоянные изменения его конструкции, как принципиального характера, так и минимальные корректировки имеющихся конструктивных недостатков, ошибок в методике измерений и обработки. В результате всего вышеупомянутого педантичное сравнение результатов, полученных, в различных экспедициях, по-видимому, не является целесообразным. Вместе с тем, нами неоднократно наблюдались общие закономерности рассеяния в воде, характерные для неустойчивой, неравновесной системы.

3.2 Результаты измерений углового показателя рассеяния в эксперименте HyCODE-2000 на шельфе Атлантики восточного побережья США

Первые полевые измерения полной индикатрисы рассеяния с помощью нового полярного нефелометра были проведены летом 2000 г. на полигоне Рутгерского университета на базе его Морской полевой станции на шельфе Атлантического океана вблизи г. Туккертона, Нью Джерси, США. Морской океанологический полигон оснащен долговременной наблюдательной системой мониторинга LEO-15, состоящий из множества океанологических буев с навешенными на различных горизонтах современными измерительными комплексами для определения основных физических, химических, биологических и др. характеристик окружающей водной среды. Через систему коммуникаций, включая и спутниковые, буи объединены в единую наблюдательную систему непрерывного слежения за состоянием прибрежных вод на полигоне.

Прибор не был еще откалиброван в абсолютных единицах и измерял угловой показатель рассеяния только на одной длине волны 532 нм. Измерения полярным нефелометром осуществлялись с борта небольшого морского буксира "North Star", приспособленного для океанологических исследований. Измерения проводились одновременно с зондированиями гидрооптическим комплексом Орегонского университета, который позволял регистрировать вертикальные профили спектральных характеристик ослабления нисходящего и восходящего дневного излучения моря, спектров ослабления направленного излучения, общего показателя рассеяния и обратного рассеяния под несколькими фиксированными углами.

Приведем несколько примеров, иллюстрирующих возможности регистрации изменчивости углового показателя рассеяния в различных угловых диапазонах. На Рисунке 3.1 показаны результаты измерений, выполненных на мелководье с песчаным дном.

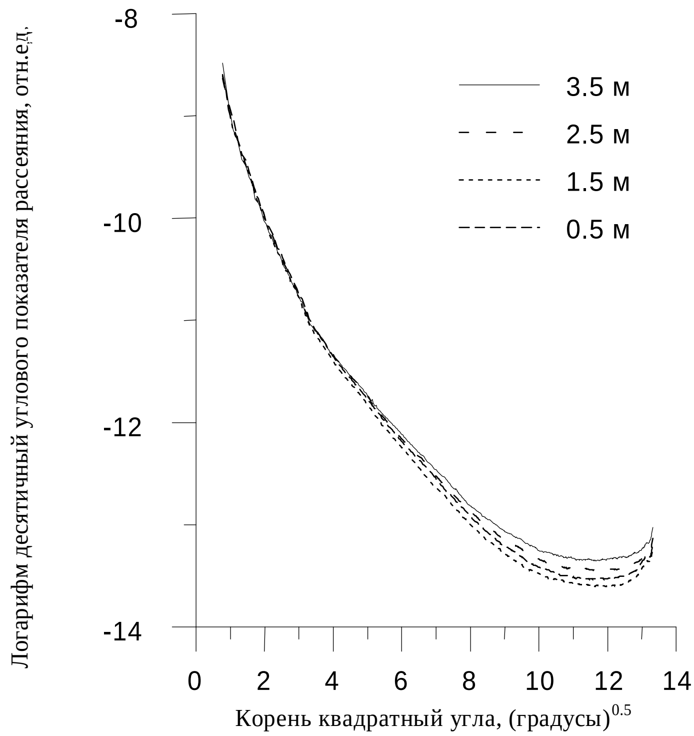

Рисунок 3.1 – Изменчивость углового показателя рассеяния по глубине на станции 39.30N - 74.17W, обусловленная минеральной взвесью вблизи песчаного дна

Из представленных на этом рисунке графиков наглядно видно закономерное увеличение с глубиной величины обратного рассеяния в задней полусфере, вызванное увеличением доли мелких минеральных частиц во взвеси из-за придонного взмучивания осадков.

Изменчивость индикатрисы рассеяния с глубиной в области малых углов наблюдалась на одной из станций полигона, где по данным гидрологических определений был отмечен подъем глубинных вод богатых биогенами. Результаты измерений индикатрис рассеяния на этой станции приведены на Рисунке 3.2.

Изменчивость индикатрисы рассеяния только в области малых углов может быть объяснено тем, что в результате произошедшего подъема глубинных вод на этой станции увеличилась концентрация фитопланктона в этом районе. Вертикальный профиль концентрации планктона имел максимум на глубине 6 м.

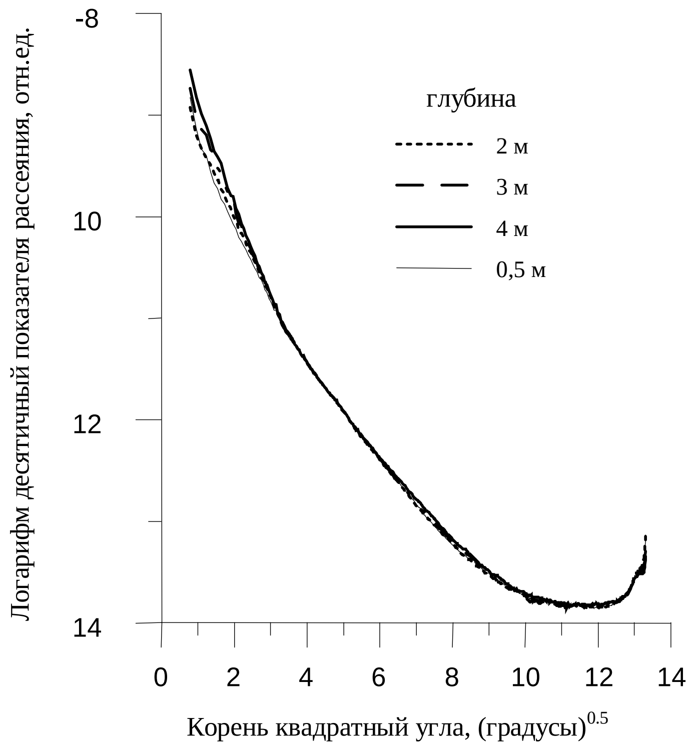

Рисунок 3.2 – Изменчивость индикатрисы рассеяния по глубине на станции 39.28N-74.15W, обусловленная фитопланктоном

Во взвеси скорее всего преобладали крупные клетки фитопланктона. С оптической точки зрения увеличение количества крупных частиц должно проявляться в увеличении рассеяния на малые углы, что и видно из рисунка. То что при больших углах кривые совпадают свидетельствует о том, что доля мелких минеральных частиц во взвеси с глубиной не изменилась.

В ходе эксперимента HyCODE-2000 для тестирования усовершенствованного измерителя объемной функции рассеяния была использована так называемая *nanopure water*. Нефелометр работал в проточном режиме со скоростью обмена воды 4 л/час. Вода поступала из емкости с *nanopure water* в измерительную камеру через штуцер снизу и просачивалась естественным образом наружу через небольшие зазоры в верхней части прибора. Поэтому можно считать, что вода в рабочем объеме измерительной камеры (1 л) непосредственного контакта с воздухом не имела. Поскольку в начальный момент времени в измерительном объеме могли присутствовать частицы взвеси, цикл измерений можно рассматривать как процесс непрерывной очистки образца воды в камере.

Из всех измерений, полное время которых составило 5 ч, были выбраны три серии продолжительностью от 45 до 90 мин, в ходе которых рассеяние уменьшалось со временем. Временной ход показателей рассеяния в целом демонстрировал постоянное уменьшение рассеяния на всех углах. Результаты измерений в течении одной серии аппроксимировались экспоненциальной зависимостью от времени t

$$\beta_p(\theta) = \beta_t(\theta) - \beta_w(\theta) = A(\theta) \cdot \exp[-B(\theta) \cdot t], \qquad (3.1)$$

где $A(\theta)$, $B(\theta)$ – эмпирические функции угла θ.

Индексы p, t, w соответствуют рассеянию на частицах, общему рассеянию и рассеянию на молекулах воды. Для оценки бликовых характеристик нефелометра считалось, что минимальные значения показателя рассеяния, полученные к концу эксперимента, соответствуют теоретически чистой воде. Однако, в остальных случаях индикатриса рассеяния, несмотря на высокую чистоту воды, оставалась сильно вытянутой.

По полученным в результате анализа функциям $A(\theta)$ и $B(\theta)$ на Рисунке 3.3 построены угловые показатели рассеяния «чистой воды» в начале 2-ой и 3-ей серии, через 1 час и дан прогноз для 3-ей серии еще на час вперед. (Калибровка была проведена методом интеркалибрации между нашим прибором и двумя другими устройствами, а именно ECO-VSF (Wetlabs Inc.) и Hydroscat (HOBILabs Inc.) [250].) Для сравнения приведен угловой показатель рассеяния на начальный момент эксперимента. Нерегулярность формы угловых функций от 0 до 10^{o} является следствием того, что измерения в этом диапазоне проводились на фоне типичной для нефелометров засветки в области малых углов.

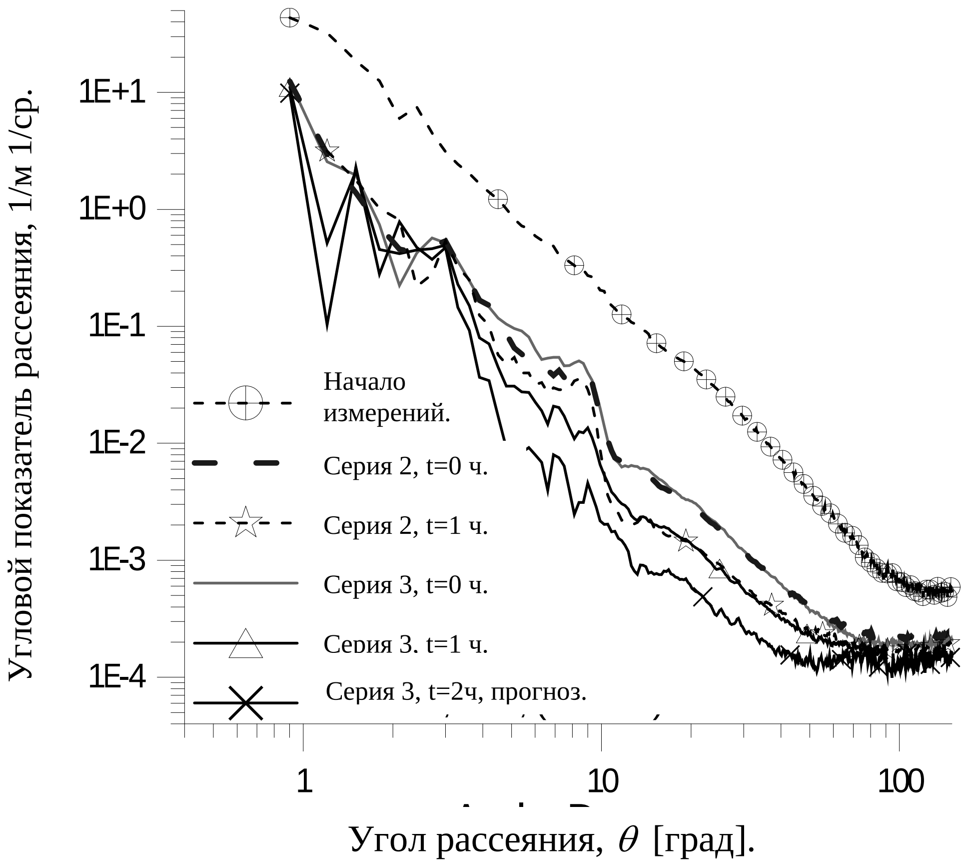

Рисунок 3.3 – Изменение рассеяния света «частицами» в процессе промывки прибора чистой фильтрованной водой

Из рисунка 3.3 видно, что процесс «очистки» воды сказывается на угловом показателе рассеяния таким образом, что он стремится к молекулярному начиная с больших углов, а передний пик становится все более узким. Теоретически это означает, что уменьшается не размер частиц, а относительный показатель преломления приближается к единице. В рамках общепринятого в гидрооптике термодинамического подхода это означало бы наличие крупных частиц биологического происхождения. Как было показано в разделе 2, иллюзия наличия в воде крупных частиц возникает потому, что положения мелких частиц и неоднородностей в воде скоррелированы.

Составим феноменологическую модель «очищенной воды». Здесь, в отличие от раздела 2, приближение Релея-Ганса не используется. Наличие дефектов структуры опишем функцией распределения сферических квазичастиц по размерам $n(r)=\frac{dN}{dr}$, где N – число дефектов, r – их эквивалентный радиус. Сферическая квазичастица, которая представляет собой комплекс, состоящий из молекул воды с вкраплениями мельчайших частиц примесей, имеет эффективный показатель преломления $m=m_r-i\cdot m_i$. Действительная часть m_r определяется через сдвиг фазы, при прохождении плоской световой волны через вещество частицы, мнимая часть m_i означает, что часть света некогерентно рассеивается реальными мелкими частицами (включениями). При малых концентрациях примесей действительная и мнимая часть показателя преломления квазичастицы выражаются как

$$m_r \approx 1+C_p\cdot x_1;\ m_i \approx C_p\cdot x_2, \qquad (3.2)$$

где C_p – объемная концентрация примеси;

x_1, x_2 – константы, зависящие от свойств примесей.

Воспользуемся теорией Ми [187] для описания рассеяния на таких частицах. Пусть функция распределения $n(r)$ в интервале r от 0.1 μ до 50μ описывается законом Юнге $n(r)\sim r^{-4}$, и меняется от m=1.0025+0.0025·i до m=1.02+0.02·i. На Рисунке 3.4 построены графики функций

$$\beta(\theta)=\beta_{Mie}(\theta)+1.38\cdot10^{-4}\cdot(\lambda/500nm)^{-4.32}\cdot(1+0.835\cdot\cos^2\theta), \qquad (3.3)$$

для λ=532 нм, при условии, что концентрация квазичастиц равна

$$C_q = \int_{0.1}^{50} n(r) \cdot dr = 10^{13} m^{-3}.$$

Обратим внимание на формальное сходство Рисунков 3.3 и 3.4. Обе системы кривых имеют, как бы по две шарнирные точки – вблизи 0 и 110^o. В логарифмическом масштабе наибольшая изменчивость теоретических кривых приходится на диапазон углов от 4^o до 20^o. Слагаемое в правой части уравнения (3.3) учитывает рассеяния мелкими частицами и, для простоты, было принято равным теоретическому рассеянию чистой воды [203].

Приведенная модель наглядно демонстрирует трудности в получении оптически чистой воды. Например, левое слагаемое уравнения (3.3) равно правому для угла 0.3^o если $m \approx 1+4 \cdot 10^{-6} \cdot (1+i)$, что соответствует в 1000 раз более чистой воде, чем *nanopure water*. Для угла 7^o такое условие соблюдается при уменьшении концентрации примесей только в 10 раз.

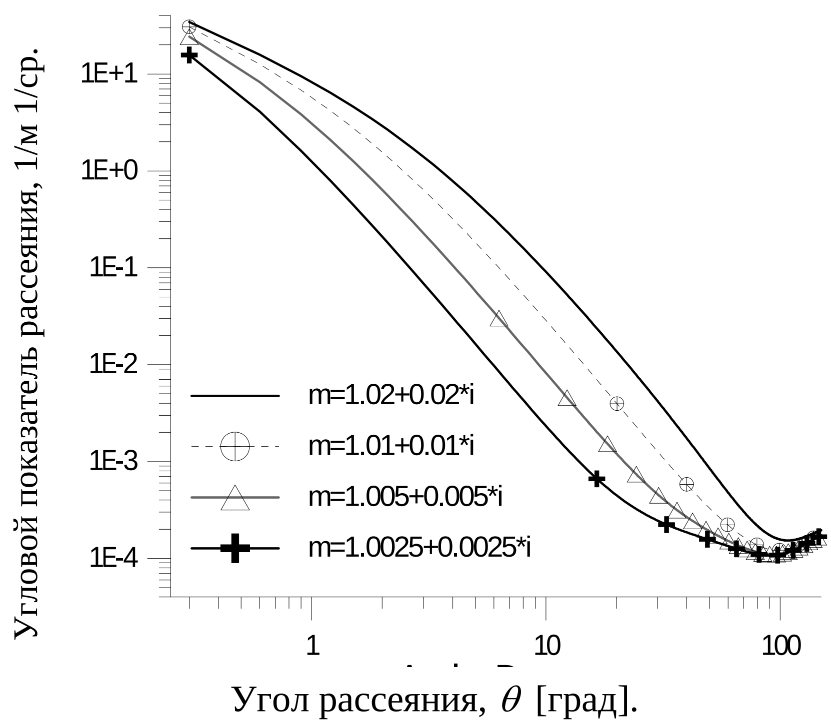

Рисунок 3.4 – Модель рассеяния ансамбля квазичастиц при различных показателях преломления

Таким образом, обнаруженные в процессе промывки прибора закономерности подтверждают выводы предыдущего раздела.

3.3 Спектральные свойства углового показателя рассеяния света морской водой

Начиная с мая 2002 г. измеритель углового показателя рассеяния оборудован вращающимся диском с цветными фильтрами фирмы Satlantic. Спектральный диапазон используемых фильтров составлял от 443 до 620 нм, а начиная с 2007 г. от 380 до 780 нм. Первое тестирование и калибровка прибора проводилась на международной рабочей группе по измерению рассеяния света в воде (6-10 мая 2002 г, Мериленд, США).

Спектральные измерения углового показателя рассеяния выполнялись в натурных экспериментах:

– на НИС ”Pelican” в Мексиканском заливе, май 2002 г. и февраль 2006 г;

– на НИС “Suriot”, Средиземное море, июль – август 2004 г.;

– в международных подспутниковых экспериментах, Черное море, океанографическая платформа, п. Кацивели, в 2002, 2003, 2004, 2007 – 2010 гг.;

– на океанографической платформе, Адриатическое море, г. Венеция, Италия, 2004 – 2006, 2008 гг.;

– на НИС «Океания», Балтийское море, Гданьский залив, май 2006 г.;

– на НИС ”Aliance” в Лигурийское море, октябрь 2008 г.;

– на НИС «Академик», Черное море, май 2009, июль 2011, сентябрь 2012 гг.

Вся эта информация была получена методом отбора проб воды с нужного горизонта, с дальнейшем сканированием в течение 15 – 40 мин. Такие измерения достаточно сложны и трудоемки. Дополнительную проблему составляет устранение методических погрешностей измерения, обусловленных нестабильностью рассеивающих свойств взятой пробы морской воды.

По-видимому, вследствие значительных методических погрешностей, индикатриса рассеяния света на взвешенных в воде частицах предполагалась слабо зависящей от длины волны [172, 199]. Например, при расчетах переноса излучения и в алгоритмах определения цвета моря спектральная зависимость индикатрисы считается плавной и монотонной [227]. Погрешности такой гипотезы можно оценить, вычислив вероятность рассеяния назад B_{p}, т.е. отношение показателя обратного рассеяния к полному показателю рассеяния.

Вероятность рассеяния назад служит основным параметром для описания типа взвешенных частиц. Было показано, что B_{p} является функцией распределения частиц по размерам [255] и B_{p} можно непосредственно связать с показателем преломления частиц [107, 250]. Увеличение B_{p} с глубиной подтверждает эффект наличия минеральных частиц возле дна. Их влияние сказывается на форме индикатрисы рассеяния в задней полусфере [110], причем сама величина B_{p} становится заметно большей, чем 2%. Предыдущие теоретические и экспериментальные исследования [137, 204] показали, что величина B_{p} для клеток фитопланктона должна быть меньше, чем 1% и в большинстве случаев составляет 0,5%.

По результатам эксперимента в 2002 г. на платформе в п. Кацивели было установлено, что коэффициент детерминации связи b_{p} с $\beta_{\text{p}}\left(4^{\circ}\right)$, а также b_{bp} с $\beta_{\text{p}}\left(140^{\circ}\right)$ равнялся $\mathrm{R}^2 = 0.96$ [211]. При условии большей изменчивости величин показателя рассеяния, коэффициенты детерминации становятся существенно ближе к единице. Например, для прибрежных вод Балтийского моря показатель рассеяния на длине волны 555 нм изменялся от 0.1 до 2.4 м$^{-1}$ [153]. При этом величины R^2 принимали значения 0.9947 и 0.9987 соответственно. Определение значений показателей рассеяния b_{p} и обратного рассеяния b_{bp} по измерениям $\beta_{\text{p}}(\theta)$ в фиксированных углах 4° и 140° позволяет восстановить величину B_{p} и тем самым оценить микрофизические характеристики взвешенных частиц.

Спектральные свойства углового показателя рассеяния будем характеризовать величиной $\gamma(\theta)$, которая есть результат аппроксимации $\beta_{\text{p}}(\lambda,\theta)$ степенной зависимостью $\beta_{\text{p}}(\lambda_0,\theta)(\lambda/\lambda_0)^{-\gamma(\theta)}$. По модели [27] величина показателя степени спектральной зависимости углового показателя рассеяния света $\gamma(\theta)$ монотонно растет с увеличением угла, не выходя за пределы от 0.4 до 1.7.

Рисунок 3.5 иллюстрирует изменение показателя степени $\gamma(\theta)$ по данным измерений в Балтийском море [185]. На нем сплошной линией обозначен ход $\gamma(\theta)$, пунктирной линией – величины стандартных отклонений относительно наклона, а штрихпунктирной – значения коэффициента вариации в процентах

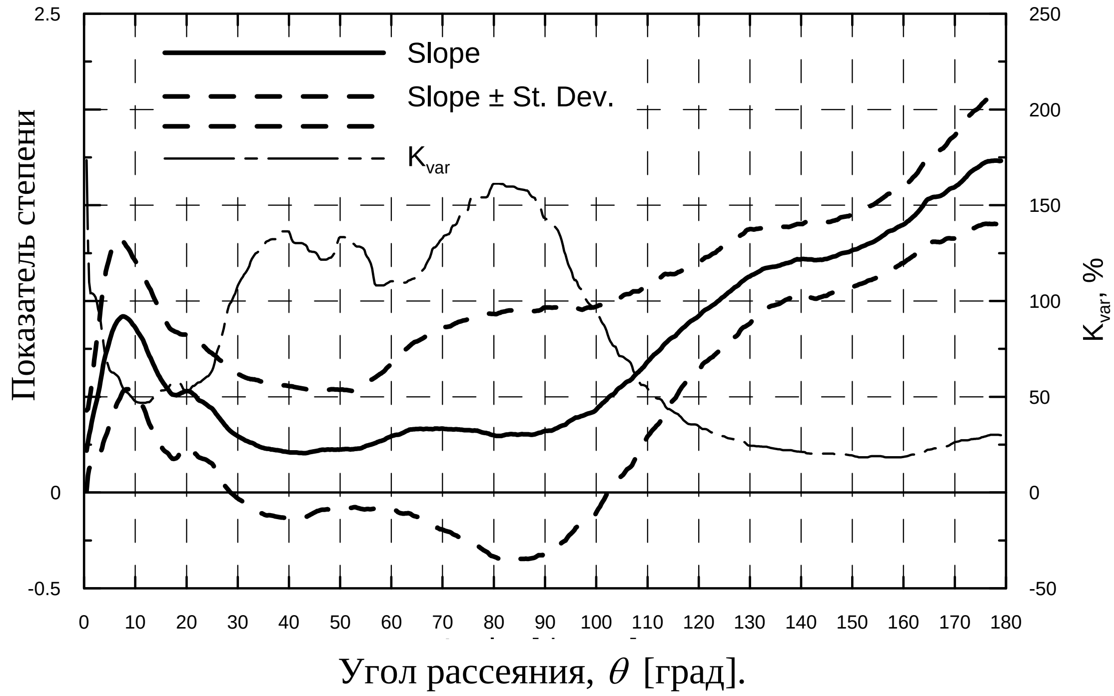

Рисунок 3.5 – Средний показатель степени $\gamma(\theta)$ со стандартным отклонением и коэффициент вариации в зависимости от угла

На графике наблюдается локальный максимум $\gamma(\theta)$ в районе 8°, относительно плоский участок от 30° до 90° и далее монотонное возрастание до 180°. Коэффициент вариации максимален в диапазоне углов 30° – 100°. Монотонное возрастание показателя степени $\gamma(\theta)$ соответствует классическим теоретическим представлениям и модельным расчетам, согласно которым, по мере увеличения угла рассеяния вклад мелких частиц в рассеянное излучение увеличивается. Однако в районе 8° наблюдается максимум, существование которого классические модели не в состоянии объяснить. Следует заметить, что для некоторых горизонтов глубже 25 м и для проб с большими значениями показателя рассеяния этот максимум не наблюдался или был слабо выражен.

Спектральные особенности углового показателя рассеяния наблюдались во всех экспериментах, проведенных на океанографической платформе МГИ. На Рисунке 3.6 показаны осредненные кривые показателя степени для спектральной зависимости углового показателя рассеяния света. Относительная прозрачность по белому диску, соответствующая временному интервалу проведенных экспедиций, варьировалась в следующих диапазонах: 8–13 м., 2002 г.; 11–14 м., 2004 г.; 12–17 м., 2008 г.; 12–14 м., 2010 г.

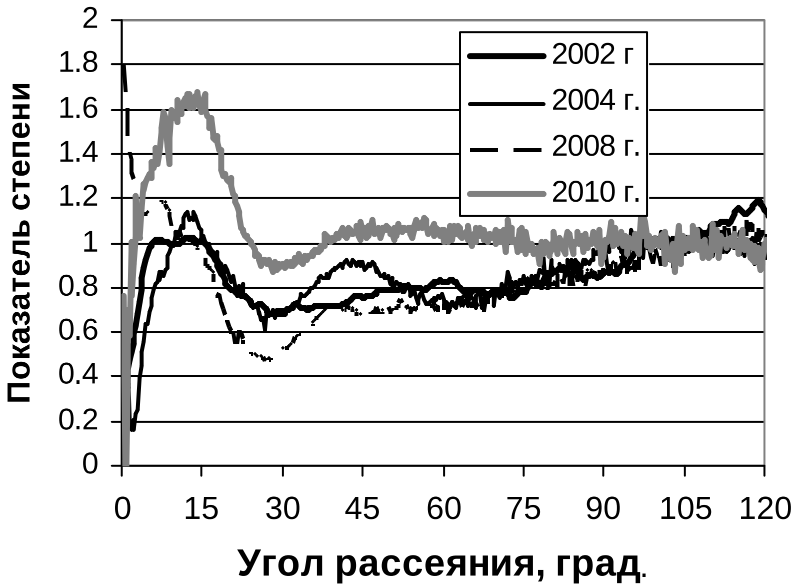

Рисунок 3.6 – Показатели степени $\gamma(\theta)$, полученные в ходе подспутниковых экспериментов на океанографической платформе в п. Кацивели в 2002, 2004, 2008, 2010 гг.

Все кривые имеют локальные минимумы в окрестности 27°, а между 0° и этим локальным минимумом наблюдается локальный максимум. За исключением кривой, соответствующей 2008 г., показатель степени уменьшается в области углов, меньших 7°. По-видимому, в этом интервале и проявляется влияние крупных частиц – клеток фитопланктона.

Следует заметить, что модель [27] предсказывает относительно резкое уменьшение селективности рассеяния в направлении к малым углам. Это соответствует измерениям, выполненным в 2002, 2004, 2010 гг. Монотонное, плавное увеличение показателя степени $\gamma(\theta)$ с ростом угла при $\theta > 27^{\circ}$, наблюдаемое для кривых за 2002, 2004, 2008 гг., лучше согласуется с экспериментальными данными [205], чем с модельными [27].

Как уже упоминалось, спектрально-угловые особенности углового показателя рассеяния в интервале 0 – 30° не соответствуют классическим представлениям о независимом характере рассеяния на изолированной частице. Как было показано в разделе 2, спектральные и угловые свойства не всегда взаимосвязаны. Например, если мелкие частицы образуют облако, с характерным размером большим длины волны, то индикатриса рассеяния будет вытянута вперед, а спектральный закон будет приближаться к зависимости λ^{-4} при $\theta \to 0^{\circ}$.

Для большей убедительности относительно достоверности полученных экспериментальных данных приведем еще одну иллюстрацию. На Рисунке 3.7 показаны три кривые показателей степени $\gamma(\theta)$. Самая нижняя кривая соответствует поверхностным водам вблизи бухты г. Ля Специя, Италия. Величина показателя рассеяния на 560 нм была равна 1.2 м$^{-1}$. Вторая кривая есть результат осреднения кривых $\gamma(\theta)$, вычисленных по данным измерений углового показателя рассеяния в Мексиканском заливе в 2006 г. у южного побережья США. Показатель рассеяния $b_{\text{p}}(443)$ изменялся в диапазоне от 3 до 12 м$^{-1}$. Во избежание необходимости более точно учитывать эффекты многократного рассеяния, перед измерениями пробы разбавлялись фильтрованной морской водой. Самая верхняя кривая является показателем степени, вычисленным по результатам измерений рассеяния света суспензией Маалокса. Суспензия использовалась для калибровки прибора по данным показателя ослабления, полученным прибором АС-9. Как было показано в первом разделе на Рисунке 1.9, анизотропия рассеяния Маллокса близка к анизотропии рассеяния воды, но при этом $b_{\text{p}}(\lambda) \sim \lambda^{-1.7}$. Свойства рассеяния света частицами Маалокса демонстрируют механизм рассеяния, который за исключением работ автора не рассматривался ни в теории, ни в эмпирических моделях. Как видно из Рисунка 3.7, несмотря на существенные отличия по абсолютным величинам, все три кривые имеют одинаковую тенденцию изменений в зависимости от угла. Исключение составляет область самых малых углов, где рассеивающие свойства морской воды определяются в основном рассеянием на клетках фитопланктона, с размерами, превышающими длину волны. Смещение минимума может объясняться изменением вклада частиц различных фракций в угловой показатель рассеяния.

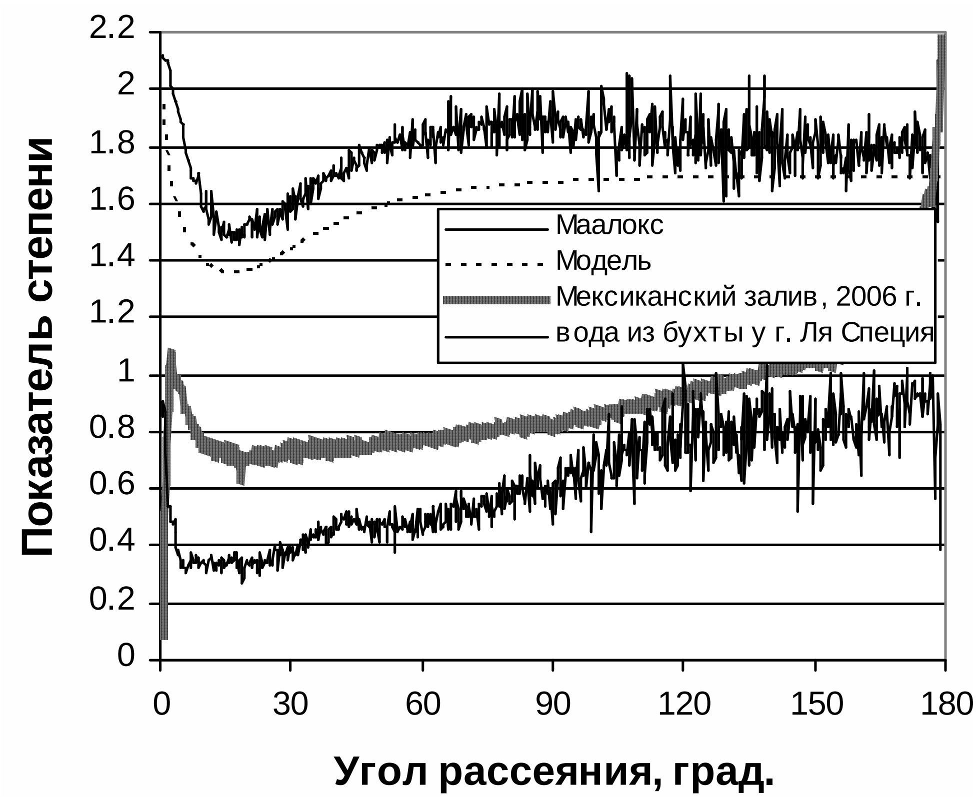

Рисунок 3.7. Сравнение показателей степени $\gamma(\theta)$, полученных в лабораторных и полевых экспериментах

Для иллюстрации возможности подгонки формы зависимости показателя степени к экспериментальной кривой на рисунке пунктирной линией показаны результаты расчетов по простой, весьма качественной модели. Показатель рассеяния был представлен в виде линейной комбинации трех составляющих: 1) модельной угловой функции, вычисляемой по формуле (2.18); 2) угловой зависимости, характерной для морской индикатрисы рассеяния, по величине обратно пропорциональной длине волны и 3) слабо зависящей от угла, функции пропорциональной $\lambda^{-1.7}$. Понятно, что чем выше будет относительная концентрация мелких частиц в морской воде, тем более отчетливо будет прописываться минимум показателя степени $\gamma(\theta)$.

3.4 Угловой показатель рассеяния света водой Черного моря и его связь с интегральными характеристиками рассеяния

В натурных условиях полный показатель рассеяния определяется путем вычисления разницы между измеренными величинами показателей ослабления и поглощения света морской водой. Другой, основанный на определении, метод предполагает интегрирование измеренного углового показателя рассеяния света. К сожалению, процедура измерения показателя рассеяния света в широком интервале углов достаточно трудоемкая и продолжительная по времени. Вместе с тем, спектральный угловой показатель рассеяния морской воды меняется в зависимости от трех пространственных координат, времени, длины волны.

Данные об угловой структуре рассеяния света морской водой, полученные: Морелем [202] , Куленбергом [171, 173], Маньковским [58], Копелевичем [68] , Петцольдом [213], а также и с помощью нашего прибора, демонстрируют относительно слабую изменчивость формы индикатрисы рассеяния от угла и длины волны по сравнению с изменчивостью абсолютной величины показателя рассеяния. Тем не менее, спектрально-угловая зависимость рассеяния существует и связана с качественным составом взвеси, содержащейся в морской воде. В данном разделе исследуется статистическая связь углового показателя рассеяния с его интегральными характеристиками, такими как общий показатель рассеяния взвеси $b_p(\lambda)$ и вероятность рассеяния назад $B = b_{bp}/b_p$. Для анализа использовались данные углового показателя рассеяния света морской водой, полученные в ходе двух гидрооптический экспедиций по Черному морю на НИС «Академик», Болгарской академии наук. Рейсы выполнены в рамках проекта НАТО «Наука во имя мира» и состоялись в июле 2011 г. и сентябре 2012 г.

Характерная особенность углового распределения рассеянного морской водой света – резкая вытянутость в направлении падающего пучка. Угол $\theta_{50\%}$ соответствующий телесному углу, в котором рассеивается половина светового потока, по литературным данным обычно варьируется от 2 до 10° [79, 60]. На Рисунке 3.8 показан пример изменения в зависимости от угла доли энергии, рассеянной в интервале от 0 до θ, для черноморских «мутных» вод. Мутными считались воды, для которых показатель ослабления света в коротковолновой области спектра превышал значение 0.7 обратных метра.

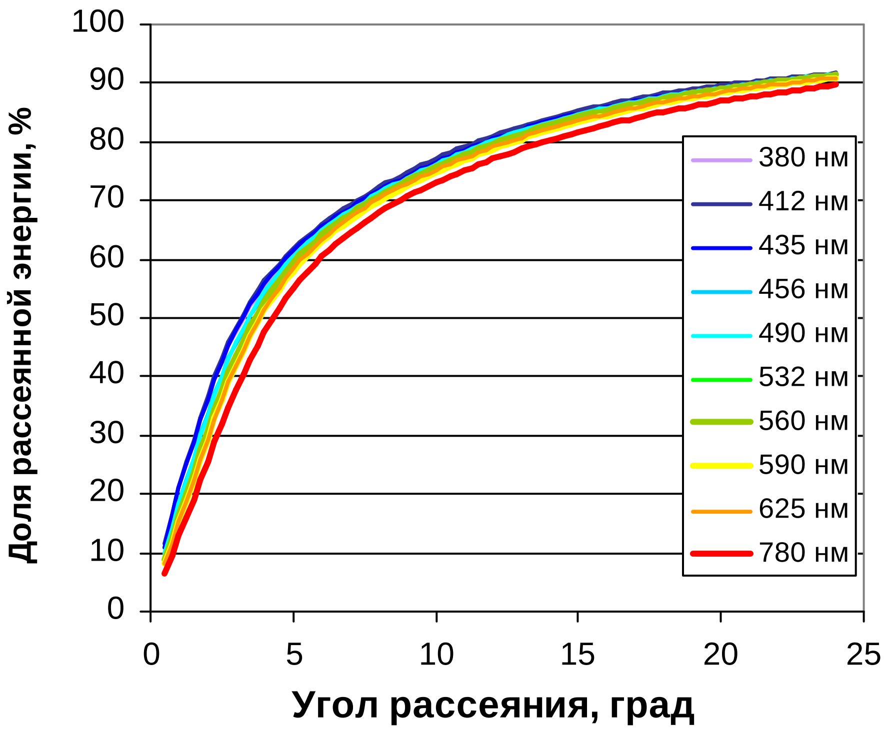

Рисунок 3.8 – Доля энергии, рассеянной в интервале от 0 до угла θ для мутных вод Черного моря

Из Рисунка 3.8 видно, что доля рассеянной энергии для всех длин волн достаточно быстро стремится к 100%. По определению, при $\theta = 90^o$ поток рассеянной энергии равен $1 - B$ и составляет около 99%, где B – вероятность рассеяния назад. Также видно, что угол $\theta_{50\%}$ зависит от длины волны и принимает значения в диапазоне примерно от 3.2 до 4.5°. На Рисунке 3.8 прослеживаются спектральные закономерности в изменении доли рассеянной энергии. В интервале малых углов, примерно до 10°, первые производные построенных кривых уменьшаются с длиной световой волны. Это означает, что в малых углах передний пик рассеяния становится все более узким по мере продвижения в коротковолновую область видимого диапазона спектра. С другой стороны, параметр асимметрии индикатрисы рассеяния, $(1-B)/B$ изменяется в противоположном направлении. Вероятно первый эффект обусловлен крупными частицами, поскольку спектральные особенности рассеяния на них света проявляются в окрестности первого дифракционного максимума. Второй эффект вызван рассеянием света на мелких частицах, влияние которых существенно на больших углах.

Определение показателя рассеяния методом измерения полной индикатрисы требует сложной аппаратуры и достаточно много времени. В связи с этим был предложен нефелометрический метод определения общего показателя рассеяния света [28, 57]. Суть метода состоит в измерении показателя рассеяния в фиксированном направлении и нахождении общего показателя рассеяния по известному заранее регрессионному соотношению. Очевидно, что коэффициенты уравнения регрессии зависят от оптического типа морской воды и, по-видимому, от длины волны. Кроме того, существует оптимальный угол измерения показателя рассеяния, который может варьироваться. Кроме естественных причин, выбор оптимального угла, по-видимому, определяется уровнем технологии изготовления соответствующих приборов, методикой их калибровки и способом обработки данных измерений.

Из общих соображений оптимальный угол должен был близок к углу, на котором показатель рассеяния дает максимальный вклад в интеграл $b_p = 2\pi\int_0^{\pi}\beta_p(\theta)\cdot\sin(\theta)d\theta$, т.е. в максимуме функции $\beta_p(\theta)\cdot\sin(\theta)$. Рисунок 3.9 иллюстрирует зависимость этой функции от угла θ на различных длинах волн для мутных вод Черного моря. Предварительно заметим, что максимум функции для «чистых» вод Черного моря находится за пределами диапазона измерений нашего прибора, т.е. $\theta_{\max} < 0.5^o$. В случае мутных вод, как видно из Рисунка 3.9, обнаруживается локальный максимум функции $\beta_p(\theta)\cdot\sin(\theta)$, который на 780 нм близок к 2°. Однако выбору опорного угла меньшего, чем 2° препятствуют как случайные погрешности измерений, поскольку количество крупных частиц, вносящих основной вклад в рассеяния на малые углы, резко уменьшается с размером частиц, так и заметная величина блика в малых углах. В качестве критерия выбора оптимального угла измерения $\beta_p(\theta_{opt})$ использовалась величина коэффициента корреляции между полным показателем рассеяния и угловым показателем рассеяния.

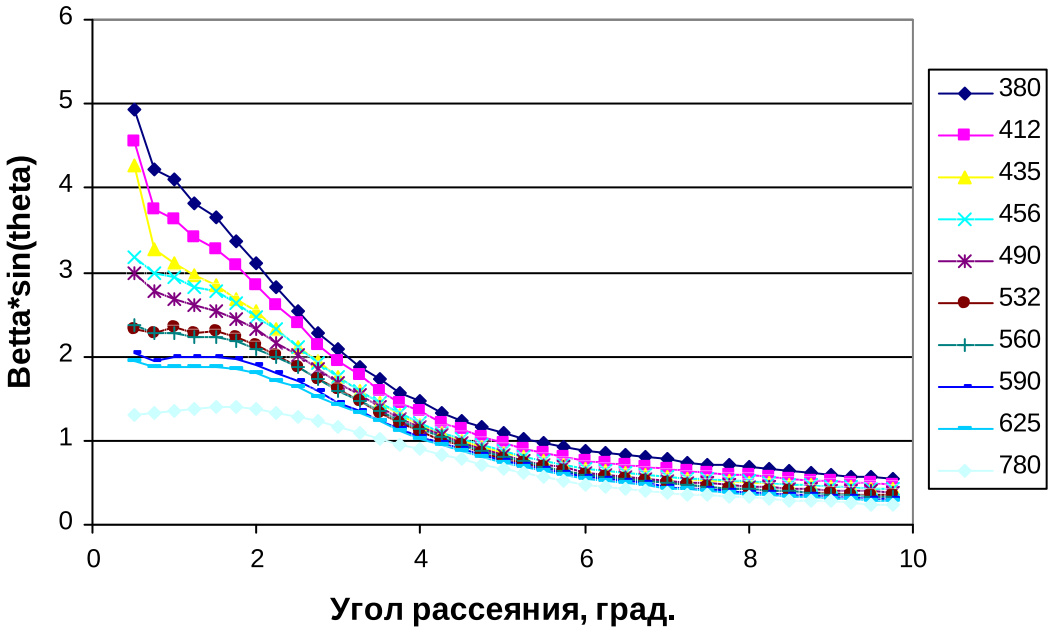

Рисунок 3.9 – Вклад показателя рассеяния в фиксированном направлении в общий показатель рассеяния для мутных вод Черного моря

Каждая серия данных, полученных в ходе рейсов 2011, 2012 гг. была разделена на две группы – «мутные» и «чистые» воды. В гистограмме распределения показателя ослабления за сентябрь 2012 г. отчетливо наблюдалось два кластера. Границы кластера «мутных» вод приходилась на интервал величин общего показателя рассеяния в коротковолновой области спектра 0.86 – 1.8 м$^{-1}$. Всего в кластер «мутных» вод попало 10 проб из 108. Средняя величина общего показателя рассеяния в «синей» области для «чистых» вод составила 0.39 м$^{-1}$ со стандартным отклонением 0.143 м$^{-1}$. По критерию «два сигма» выпали 3 точки, две из которых с величинами $b_p(412) = 0.7, 0.86$ м$^{-1}$ были добавлены к кластеру «мутных» вод, в том числе и для увеличения количества точек в нем. В гистограмме распределения показателя ослабления за 2011 г. четких кластеров не обнаруживалось. Тем не менее, для этих данных также использовалось разбиение по типам вод по критерию «мутности» – $b_p(412) > 0.7$ м$^{-1}$. В связи с возможными неопределенностями учета многократного рассеяния, из анализа были исключены данные с экстремально высокими показателями рассеяния $b_p(412) > 4$ м$^{-1}$.

На Рисунке 3.10 представлены графики коэффициентов корреляции между полным показателем рассеяния и угловым показателем рассеяния для четырех вышеупомянутых серий данных, а также результаты расчета коэффициентов корреляции, вычисленных по данным измерений углового показателя рассеяния на платформе в п. Кацивели летом 2002 г.

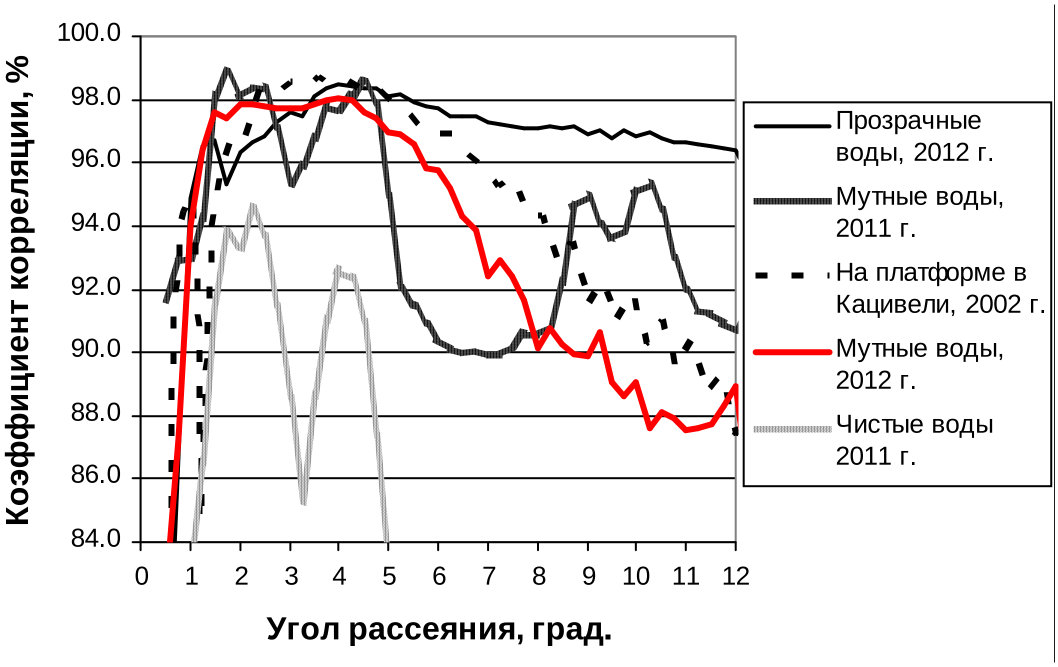

Рисунок 3.10 – Осредненный по спектральным каналам, коэффициент корреляции величины общего показателя рассеяния со значениями углового показателя в зависимости от угла рассеяния θ

Как заметно из Рисунка 3.10, максимум коэффициента корреляции приходит на диапазон углов 1.75–5°. Все кривые резко обрываются в окрестности 1°. Коэффициент корреляции, полученный по данным за 2002, 2012 гг., имеет более регулярную структуру. Это, по-видимому, связано с особенностями угловой структуры блика и методов его устранения. Прибор версии 2002 г. имел заметно меньший уровень бликовой засветки в малых углах по сравнению с новой версией прибора разработки 2004 – 2012 гг. В последнее время удалось несколько снизить уровень блика, что сказалось на качестве данных в 2012 г. Локальный максимум функций, построенных по данным 2002, 2012 гг., находится вблизи 4°. Поэтому этот угол и был выбран в качестве оптимального угла для определения общего показателя рассеяния света в водах Черного моря.

На Рисунке 3.11 показаны графики спектральной зависимости коэффициента уравнения регрессии, для прямой, проведенной через начало координат. Графики построены по данным рейса НИС «Академик», сентябрь 2012 г. На этом Рисунке видна четкая закономерность изменения коэффициента уравнения регрессии с длиной волны, причем для «мутных» вод спектральная зависимость более существенна.

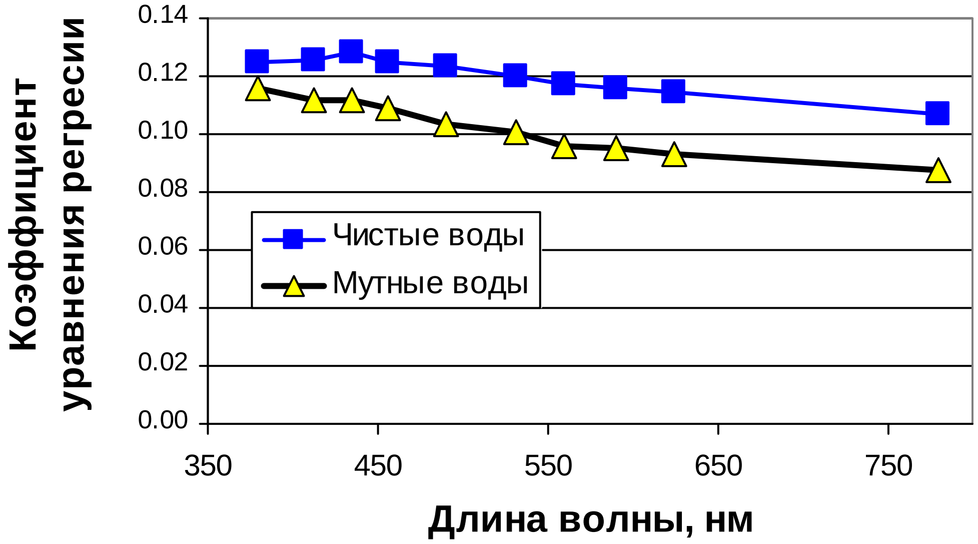

Рисунок 3.11 – Спектральная зависимость коэффициента уравнения регрессии прямой, проведенной через начало координат

Качественное изменение зависимости b_p от углового показателя рассеяния в различных спектральных интервалах с изменением прозрачности морской воды в Черном море показано на Рисунке 3.12. Для иллюстрации этих закономерностей 10 используемых спектральных каналов были разбиты на 3 спектральных интервала: коротковолновый – 380, 412, 435, 456 нм; «зеленая» область спектра – 490, 532, 560 нм, длинноволновый диапазон – 590, 625, 780 нм. Осредненные в каждой области регрессионные зависимости для «прозрачных» и «мутных» вод были наложены друг на друга. В результирующих графиках видна слабая нелинейность зависимости общего показателя рассеяния от углового показателя рассеяния. Эта нелинейность обусловлена ослаблением остроты переднего пика рассеяния с ростом мутности воды.

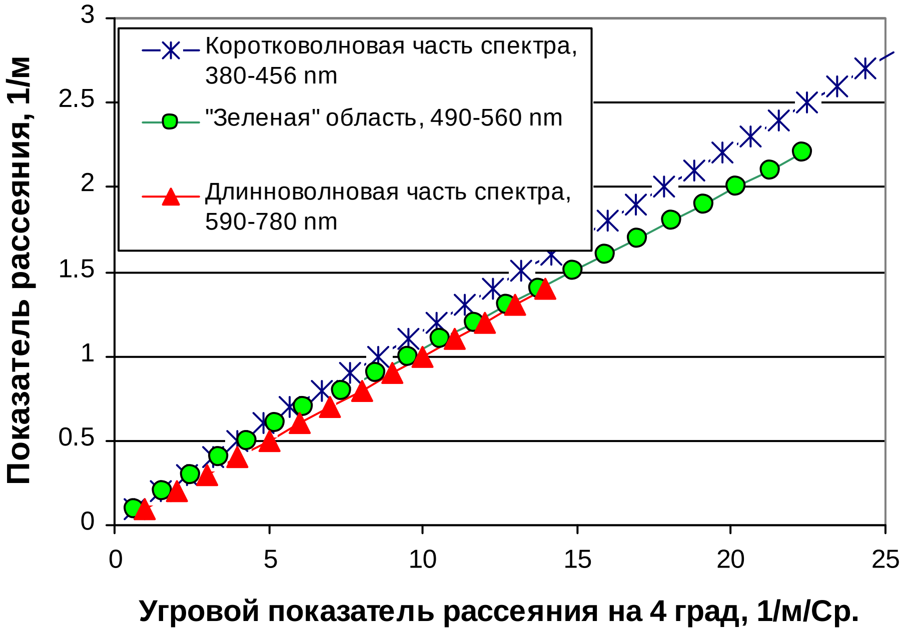

Рисунок 3.12 – Связь интегрального показателя рассеяния с угловым показателем рассеяния на 4° в различных спектральных интервалах

В таблицу 3.1 сведены коэффициенты уравнений регрессии, связывающие величины $b_p(\lambda)$ со значениями углового показателя рассеяния на 4°, определенные по данным натурных экспериментов в 2002, 2011-2012 гг.

Таблица 3.1 – Коэффициенты уравнения регрессии, связывающие величины полного показателя рассеяния со значениями углового показателя рассеяния на 4°

Год, \ Длина **тип воды \ волны, нм**	**380**	**412**	**435/443**	**456**	**490**	**532**	**555/560**	**590**	**620/625**	**683**	**780**
Кацивели, июль-			0.0962·x+		0.0991·x+		0.1061·x+		0.1031·x+		
август 2002 г.			0.0262		0.0242		0.0129		0.0218		
2011 г., июль,	0.0993·x+	0.1004·x+	0.0995·x+	0.1085·x				0.0955·x+	0.1081·x-	0.0918·x+	0.0927·x+
мутные воды	0.1008	0.0913	0.1020	-0.0142				0.1245	-0.0424	0.1508	0.0372
2011 г., июль,	0.0896·x+	0.0901·x+	0.0862·x+	0.0837·x+				0.0774·x+	0.0751·x+	0.0736·x+	0.0737·x+
прозрачные воды	0.0642	0.0519	0.0555	0.0673				0.0638	0.0661	0.0654	0.0524
2012 г., сентябрь,	0.1161·x-	0.1066·x+	0.099·x+	0.0997·x+	0.0882·x+	0.0932·x+	0.0842·x+	0.0855·x+	0.088·x+		0.0784·x+
мутные воды	-0.0057	0.0995	0.2278	0.1637	0.2640	0.1287	0.2046	0.1562	0.0774		0.1219
2012 г., сентябрь,	0.1211·x+	0.121·x+	0.1206·x+	0.1175·x+	0.1149·x+	0.1106·x+	0.1047·x+	0.1027·x+	0.102·x+		0.0954·x+
прозрачные воды	0.0142	0.0158	0.0220	0.0217	0.0225	0.0259	0.0340	0.0334	0.0319		0.0274

Тесная статистическая связь общего показателя рассеяния b_p со значением $\beta_p(4^o)$ формально означает слабое влияние мелких частиц на общее рассеяние морской водой. Это утверждение не совсем верно. Исследование зависимости вероятности рассеяния назад от показателя степени спектрального закона общего показателя рассеяния, построенное на Рисунке 3.13, означает, что мелкие частицы, определяющие величину вероятности рассеяния назад, косвенно влияют и на спектральный ход общего показателя рассеяния. Принимая во внимание высокую корреляцию b_p и $\beta_p(4^o)$, можно утверждать о наличии значимой статистической связи между вероятностью рассеяния назад B и $\beta_p(4^o)$. Но данная статистическая закономерность может существовать и без корреляции концентраций мелких и крупных частиц. Возможный механизм влияния мелких частиц на рассеяние вперед заключается в следующем. Мелкие частицы вносят вклад в рассеяние вперед не сами по себе, а опосредовано через структуру неоднородностей самой воды. Эти частицы, как будто бы, увеличивают контрастность «рисунка», составленного из неоднородностей воды. Механизм такого увеличения, скорее всего, связан с тем, что частицы меняют ориентацию молекул воды вокруг себя, тем самым создавая дополнительные неоднородности. Эти неоднородности, трансформируясь, могут существовать независимо от создавших их частиц довольно продолжительное время. Как было показано в разделе 2, время релаксации неоднородностей оценивается 10 минутами.

Неоднородности структуры воды пространственно согласованы [17, 231, 232] и приводят к появлению локального минимума для функции спектрального наклона – показателя степени спектральной зависимости углового показателя рассеяния. Из рисунка 3.14 видно, что минимум показателя степени наблюдается как в «мутных», так и в прозрачных водах Черного моря.

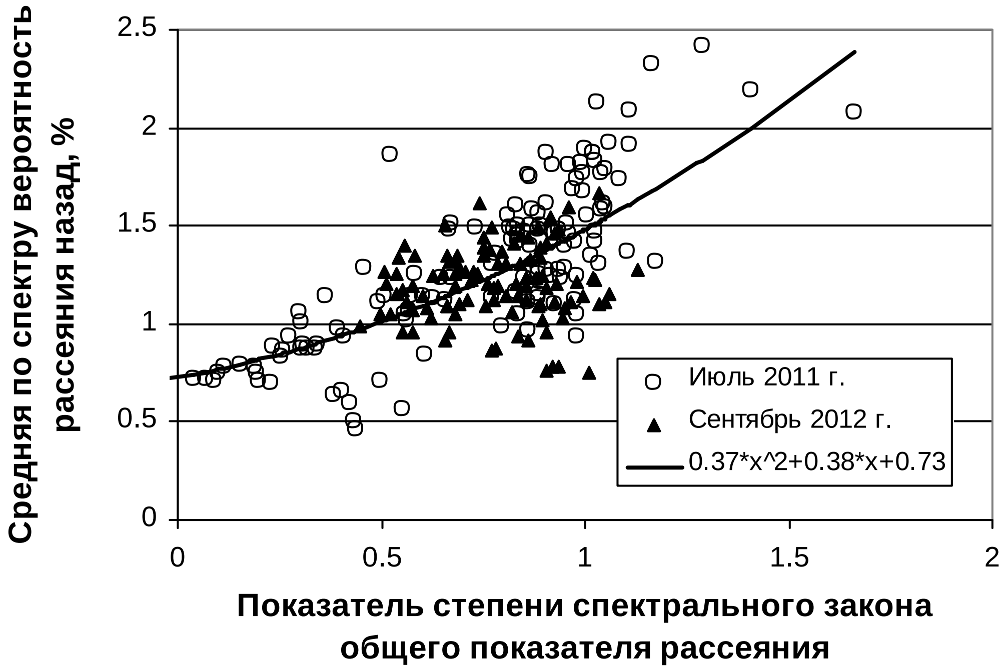

Рисунок 3.13 – Зависимость вероятности рассеяния назад от показателя степени спектрального закона интегрального показателя рассеяния. Регрессионное соотношение $R^2 = 0.417$

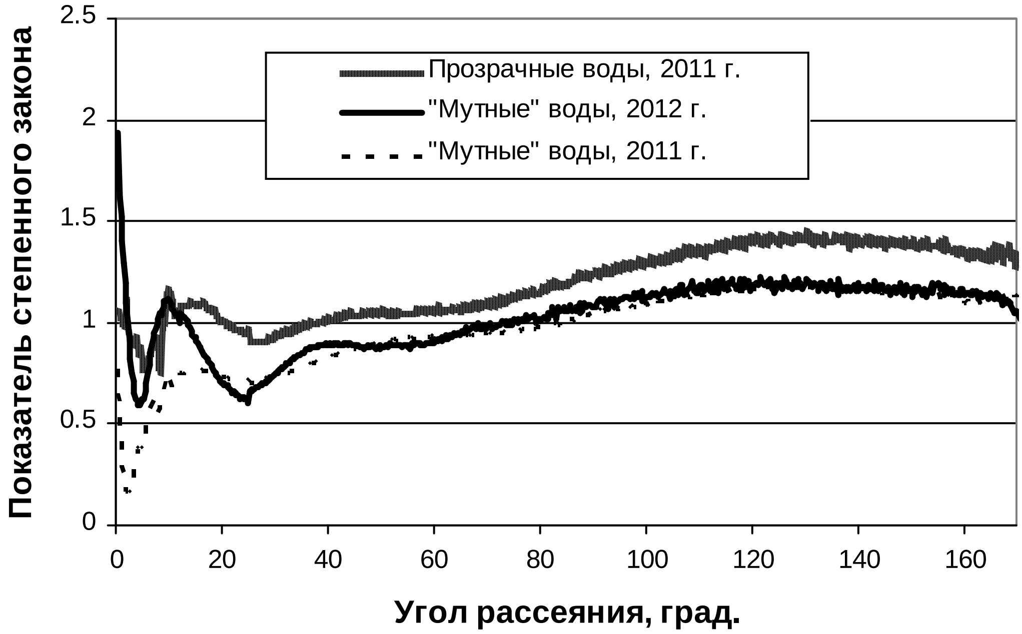

Рисунок 3.14 – Показатель степени спектральной зависимости углового показателя рассеяния света вод Черного моря

Выводы к разделу 3

1. Получен обширный экспериментальный материал по данным измерений спектрального углового показателя рассеяния света в морской воде. Эти величины измерялись в диапазоне углов 0.5 – 178˚ в спектральном интервале 380 – 780 нм. в водах Черного, Средиземного, Балтийского моря и Мексиканского залива. При этом следует отметить, что, несмотря на разнообразие природных вод, угловая структура функции рассеяния схожа.

2. Отметим следующие закономерности индикатрисы рассеяния света морской водой за вычетом молекулярного рассеяния:

– параметр асимметрии индикатрисы рассеяния на частицах принимает значения от 50 до 130;

– асимметрия индикатрисы в длинноволновой области спектра примерно на 10 – 20% выше, чем в коротковолновой области;

– в области малых углов рассеяния 0.5 – 5° наблюдается уменьшение вытянутости с ростом длины волны.

3. Показатель степени спектральной зависимости углового показателя рассеяния света имеет сложную функциональную зависимость от угла. Характерной его особенностью является наличие локального минимума в угловом диапазоне от 20 до 30°.

4. Оптимальный угол для определения общего показателя рассеяния нефелометрическим методом приходится на диапазон углов 2 – 5°. Для Черного моря получены уравнения регрессии, связывающие величины полного показателя рассеяния со значениями углового показателя рассеяния на 4°. Коэффициенты уравнений зависят от длины световой волны и прозрачности воды.

5. Обнаружена статистическая зависимость селективности спектра общего рассеяния и вероятности рассеяния назад. Это является косвенным подтверждением того, что мелкие частицы вносят вклад в рассеяние вперед, усиливая неоднородности в структуре самой воды.

При проведении измерений светорассеивающих свойств морской воды было обнаружено, что угловой показатель рассеяния воды неустойчив относительно малых возмущений. Поэтому для сопоставимости данных измерений и повышения их качества необходимо придерживаться постоянной методики измерений.

Научные результаты раздела опубликованы в работах [43, 63, 70, 152, 153, 185, 186, 211, 234, 244, 250].

4 СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СТАНДАРТНЫХ МЕТОДОВ РАСЧЕТА РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ВОДНОЙ СРЕДЕ И АТМОСФЕРЕ

4.1. Усовершенствованный метод расчета параметров рассеяния света на частицах со сферической симметрией

«В любой области знания идеалом науки (ее высшим достижением) является установление адекватных изучаемому объекту параметров (характеристик), определяющих его состояние, …» [6]. Специфика оптических исследований состоит в том, что далеко не всегда удается установить однозначное соответствие между измеряемым сигналом и собственной характеристикой объекта. В общем случае, рассеяние света таким сложным объектом, каковым является естественная среда – морская вода или атмосфера, определяется громадным количеством характеристик: размерным составом взвешенных частиц, их формой, ориентацией, взаимным расположением, морфологией частиц, мнимой и действительной частью показателя преломления, а также оптическими свойствами самой среды. Успешное решение оптической задачи предполагает совместное применение экспериментальных, аналитических методов исследования и методов численного моделирования.

Аналитическая теория распространения и рассеяния волн в дисперсных средах строится на основе решения волнового уравнения для отдельных частиц с учетом эффектов их взаимодействия. Одним из упрощающих допущений классической электродинамики есть предположение о глобальной однородности и изотропности среды – неоднородности в среде могут существовать, но они локальны и пространственные корреляции отсутствуют. Вследствие этого квадрат суммы амплитуд парциальных рассеиваемых волн равен сумме квадратов амплитуд, т.е. сумме интенсивностей рассеяния. Однако даже для одной изолированной частицы произвольной формы и структуры не существует стандартных уравнений светорассеяния и методов расчета. Данная проблема решается двумя способами – либо идеализацией частицы с использованием строгой теории, либо применением приближенных методов, таких как метод Релея-Ганса и приближение аномальной дифракции.

Самыми распространенными из теоретически точных методов расчета рассеяния света на частицах являются алгоритмы, основанные на формулах теории Ми [187]. Эта теория описывает основные закономерности взаимодействия световой волны с частицей. Вследствие относительной простоты теории Ми, предпринимались попытки описать рассеяние света на частицах сложной формы рассеянием на ансамбле сферических частиц. Наиболее известными моделями несферических частиц являются «эквивалентные» сферы – замена частицы на сферы равного объема или сферы равной площади поверхности [80]. Для улучшения описания характеристик рассеяния света на частице сложной формы целесообразно было бы использовать модели сферические частицы разного размера, причем комплексный показатель преломления может зависеть от их размера.

В настоящее время стало возможным выполнять громоздкие численные расчеты по теории рассеяния света для изолированной несферической частицы правильной формы [127, 148, 190, 191, 260, 263] и проводить расчеты для агрегированных частиц [122, 139]. Однако об устойчивости и эффективности вычислений по этим алгоритмам говорить еще преждевременно. Даже «простая» задача расчета рассеяния света на однородной сферической частице потребовала нескольких десятилетий для создания эффективного и стабильного алгоритма [9, 11, 119, 122, 151, 261].

Вследствие численной неустойчивости сложные методы расчета имеют ограниченный диапазон применимости. Например, в методе Т-матриц [259] точность вычислений до девятого знака обеспечивается только для параметра дифракции $x = \frac{\pi d}{\lambda} < 60$, где d – характерный размер частицы, λ – длина волны, а приближение дискретных диполей применимо, если $x < 16$ [50]. Но это оценка сделана для непоглощающих частиц. По результатам других источников [163], при наличии поглощения диапазон применимости метода Т-матриц гораздо более скромный, как правило $x < 20$, а в случае эллипсоида с отношением полуосей меньше, чем 1 к 3 условие на параметр дифракции $x < 13$. Для сравнения, специализированный алгоритм расчета по теории Ми [237] практически не имеет ограничений на величину x и был использован в практических приложениях для расчета рассеяния света на частицах кварца с размерами до $x = 20000$ [179].

Сложность применения теории рассеяния света на несферических частицах к задачам исследования естественных сред обусловлена также причинами гносеологического характера. Даже если форму частицы аппроксимировать эллипсоидом, это будет дополнительный параметр, который, по-видимому, зависит от размера частиц. В морской воде отклонение от сферичности растет с размером частиц [157]. Эта тенденция наблюдается как в прибрежных морях [158], так и в водах открытого океана [156]. И что самое характерное, связь несферичности с размером статистическая, что порождает новую серию вопросов.

Разумеется, оптические свойства несферических частиц сильно зависят от геометрии наблюдения [115, 129], но информация об ориентации частиц в море не может быть достоверной и, естественно, практически отсутствует. При этом существуют весомые причины, по которым ориентация частиц не является абсолютно случайной:

- в естественной среде клетки планктона могут ориентироваться по световому полю или вдоль направления потока [160];

- крупные агрегаты ориентируются по гравитационному полю [248]. Эффекты преобладающей ориентации частиц могут наблюдаться и в измерительной камере, например при проточном режиме измерений. Естественный вопрос – возможно ли в измерительной камере воспроизвести условия такие же, как *in situ*?.

Таким образом, для корректного учета несферичности частиц в задаче исследования естественных сред требуется знать детальные подробности не только о самих частицах, но и о свойствах самой среды. В этом смысле учет внутренней структуры представляется более последовательным и плодотворным, хотя бы потому, что отвечает на вопрос о не о форме, а о содержании. Во второй половине XX века получили развитие методы исследования влияния структурных неоднородностей в моделях сферических частиц. На основе задачи, решенной для шара с оболочкой [108], построены модели расчета на двухслойных и многослойных шарах [49, 50, 178], сферах с радиальным распределением [5, 106].

В начальных алгоритмах для многослойных частиц функции Бесселя записываются в неудобном для вычислений виде. Поэтому даже в случае двухслойной частицы соответствующий численный алгоритм работает, как правило, в узком диапазоне параметров [9]. В настоящее время наметился определенный прогресс в построении устойчивых схем расчета рассеяния на частицах с оболочкой [13, 159, 252]. Тем не менее, пока не существует полного представления о закономерностях сходимости итерационных процедур для вычислений функций Бесселя (имеется лишь формальный численный алгоритм исследования сходимости [177]). Как показывает практика, без четкого понимания закономерностей поведения функций невозможно разработать эффективный и устойчивый алгоритм расчета. Целью первого подраздела является расширение диапазона применимости численных методов вычисления характеристик рассеяния и поглощения света частицами путем установления закономерностей сходимости вычислений функций Бесселя. Это позволит повысить стабильность и быстродействие численных алгоритмов расчета рассеяния света на частицах со сферической симметрией. Используемая ниже система обозначений заимствована из монографии [9].

Решение системы уравнений Максвелла для комплексных амплитуд S_1 и S_2 рассеянной волны в случае частиц со сферической симметрией имеет вид:

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \cdot n + 1}{n \cdot (n+1)} \cdot (a_n \cdot \pi_n + b_n \cdot \tau_n),$$
$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \cdot n + 1}{n \cdot (n+1)} \cdot (a_n \cdot \tau_n + b_n \cdot \pi_n). \tag{4.1}$$

где π_n, и τ_n – присоединенные полиномы Лежандра;

коэффициенты a_n, b_n зависят от радиального распределения показателя преломления $m(r)$ и безразмерного параметра дифракции $x = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a$.

С формальной точки зрения выражение (4.1) не отличается от аналогичного для однородных сфер – теории Ми, различие состоит лишь в формулах для коэффициентов разложения по электромагнитным модам a_n и b_n. В наиболее удобной форме записи выражений теории Ми коэффициенты a_n и b_n содержат только одну функцию комплексного аргумента

$$a_n = \frac{\left[D_n(mx)/m + n/x\right] \cdot \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left[D_n(mx)/m + n/x\right] \cdot \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \,,$$

$$b_n = \frac{\left[m \cdot D_n(mx) + n/x\right] \cdot \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left[m \cdot D_n(mx) + n/x\right] \cdot \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \,. \tag{4.2}$$

Это так называемая логарифмическая производная $D_n(x)$ функции Рикатти-Бесселя $\psi_n(x)$

$$D_n(x) = \frac{d}{dx} \ln \psi_n(x) = \frac{\psi'_n(x)}{\psi_n(x)} \,,$$

причем,

$$\psi_n(x) = x \cdot j_n(x) \,,$$

где $j_n(x)$ – функция Бесселя первого рода полуцелого порядка.

В выражении (4.2) m – комплексный показатель преломления вещества однородного шара относительно показателя преломления среды;

x – параметр дифракции, $x = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a$,

λ – длина волны в среде;

а $\xi_n(x)$ – другая функция Рикатти-Бесселя

$$\xi_n(x) = \psi_n(x) - i \cdot \chi(x) = x \cdot j_n(x) + i \cdot x \cdot y_n(x),$$

где $y_n(x)$ – функция Бесселя второго рода полуцелого порядка.

В классической записи теории Ми и в более общем случае *n*-слойных сферических частиц в коэффициентах a_n и b_n функции Рикатти-Бесселя фигурируют как функции комплексного аргумента $m_i \cdot x_j$, где m_i комплексный показатель преломления *i*-го слоя, а x_j внешний радиус *j*-го.

4.1.1 Закономерности сходимости функций Рикатти-Бесселя и логарифмической производной

Числовой ряд функций Рикатти-Бесселя имеет в дискретном пространстве индексов два различных режима – осцилляционный и экспоненциальный [119]. Когда индекс превышает определенное критическое значение $n_{\exp}$, как $\xi_n(x)$ и $\psi_n(x)$, так и $D_n(x)$ попадают в экспоненциальный режим. С ростом индекса функции $j_n(x)$, а, следовательно, и $\psi_n(x)$ стремятся к нулю, а $y_n(x)$ и $\chi_n(x)$ к бесконечности. Несмотря на то, что рекуррентные соотношение для $\xi_n(x)$, $y_n(x)$, $j_n(x)$, $\psi_n(x)$ совпадают

$$z_{n+1}(x) = \frac{2n+1}{x} z_n(x) - z_{n-1}(x), \tag{4.3}$$

в экспоненциальном режиме по формуле прямой рекурсии (4.3), принимая во внимание аналитическую запись начальных функций Бесселя

$$j_0(x)=\frac{\sin x}{x},\qquad j_1(x)=\frac{\sin x}{x^2}-\frac{\cos x}{x};$$
$$y_0(x)=-\frac{\cos x}{x},\quad y_1(x)=-\frac{\cos x}{x^2}-\frac{\sin x}{x},\tag{4.4}$$

можно рассчитывать только функцию $y_n(x)$. Так же как $\psi_n(x)$ и $D_n(.x)$, функция Рикатти-Бесселя $j_n(x)$ вследствие ошибок округления будет расходиться. Для обеспечения стабильности алгоритма теории Ми было предложено использовать обратную рекурсию для $D_n(mx)$ [122]

$$D_{n-1}(x)=\frac{n}{x}-\frac{1}{D_n(x)+n/x}.\tag{4.5}$$

Первая проблема алгоритмов обратной рекурсии состоит в определении области экспоненциального режима, то есть надо найти значение индекса n_{exp} и провести достаточное количество итераций, чтобы вычислить $D_{n_{\text{exp}}}(x)$ с требуемой точностью. Другая сложность содержится в процедуре инициализации функций Бесселя $y_n(x)$ и $y_{n+1}(x)$ при использовании метода обратной рекурсии

$$z_{n-1}(x)=\frac{2n+1}{x}z_n(x)-z_{n+1}(x).\tag{4.6}$$

Причина сходимости метода итераций та же, что и причина расходимости рекуррентных вычислений по (4.3) или (4.6). Численное представление функций Бесселя на компьютере имеет ограниченную точность. Поэтому для соседних двух значений функции Бесселя-Рикатти всегда существует некоторые ошибки ε_{n-1}, и ε_n. Эти ошибки можно представить в виде линейной комбинации функций Бесселя

$$\begin{cases}\varepsilon_{n-1} = C_1 \cdot j_{n-1} + C_2 \cdot y_{n-1} \\ \varepsilon_n = C_1 \cdot j_n + C_2 \cdot y_n \end{cases}. \qquad (4.7)$$

Откуда ясно, что даже если дальнейшие вычисления будут проводиться без ошибок, в любой функции Бесселя, полученной из рекуррентного соотношения, существует доля другой. При этом относительная ошибка например для функции $j_n(x)$ равна

$$\frac{\delta j_k}{j_k} = C_1 + C_2 \cdot \frac{y_k}{j_k}. \qquad (4.8)$$

Начиная с определенных значений $k = n_{\exp}$, функция y_k постоянно растет, а j_k уменьшается. Тогда для любого ненулевого значения C_2, определяемого начальной ошибкой ε_i, существует такое k, что $\left|\frac{\delta j_k}{j_k}\right| > 1$. При условии $|y_k| >> |j_k|$ из (4.8) видно, что $\delta j_k \approx C_2 \cdot y_k$, то есть рекуррентные вычисления в области расходимости функции Бесселя производят другую функцию Бесселя с некоторым неопределенным коэффициентом пропорциональности. Данное свойство позволяет получить функцию $j_n(x)$ методом обратной рекурсии. Пусть

$$\varepsilon_{n_0-1} = 10^{-300}, \ \varepsilon_{n_0} = 0, \qquad (4.9)$$

причем n_0 такое, что $|j_{n_0}| << |y_{n_0}|$. Тогда должно выполняться условие $|C_2| << |C_1|$. Проводя вычисления для $\varepsilon_{n-1}, \varepsilon_n$ по рекуррентному соотношению (4.6) при $n < n_{\exp}$ получаем функцию

$$z_n = C_1 \cdot (j_n - y_n \frac{j_{n_0}}{y_{n_0}}) \approx C_1 \cdot j_n(x). \qquad (4.10)$$

Константа C_1 находится из (4.4) при $n=0$ (или $n=1$, если $\sin x \approx 0$). Если аргумент x комплексный, то константа C_1 тоже будет комплексной. Тогда для нахождения $\mathrm{Re}(C_1), \mathrm{Im}(C_1)$ следует использовать систему двух уравнений с $n=0$ и $n=1$.

Из (4.10) следует критерий сходимости итераций функций Бесселя при $n>n_{exp}$ для чисел двойной точности

$$\left|\frac{\psi_{n+\Delta n}}{\chi_{n+\Delta n}}\right| = \left|\frac{j_{n+\Delta n}}{y_{n+\Delta n}}\right| \approx 2.22\cdot 10^{-16}\cdot\left|\frac{j_n}{y_n}\right| \quad . \tag{4.11}$$

Для реализации алгоритма обратной рекурсии необходимо знать или иметь оценку сверху целочисленных значений n_{exp} и Δn .

Если аргумент функции Бесселя действительный, то оценку n_{exp} легко получить, переписав (4.3) в виде

$$z_{n+1}(x) - 2z_n(x) + z_{n-1}(x) = \left(\frac{2n+1}{x} - 2\right) z_n(x)\,. \tag{4.12}$$

В левой части выражения (4.12) стоит вторая производная по дискретной переменной n. Переход от осциллирующего решения (уравнение $\frac{\partial^2 z}{\partial n^2} = -\omega^2(n)\cdot z$) к экспоненциальному решению уравнения

$$\frac{\partial^2 z}{\partial n^2} = \left(\frac{2n+1}{x} - 2\right)\cdot z = \omega^2(n)\cdot z \tag{4.13}$$

происходит при $n = x - \frac{1}{2}$, то есть $n_{\mathrm{exp}} \approx x$.

Асимптотическое поведение коэффициентов a_n, b_n в формуле (4.2) при $n \to \infty$ есть $\frac{j_n}{i \cdot y_n}$ и бесконечный ряд (4.1) можно оборвать при $n = n_{exp} + \Delta n$, в соответствие с условием (4.11). Согласно широко используемому в настоящее время эмпирическому соотношению, впервые полученному в диссертации [162], максимальное число членов рядов (4.1) n_{max} в случае однородных сферических частиц оценивается как:

$$n_{\max} = x + L \cdot x^{1/3} + 2, \tag{4.14}$$

где x – параметр дифракции;

L – константа, зависящая от точности вычислений.

Число 2 в формуле (4.14) выполняет роль погрешности оценки n_{max}. Значение L по литературным данным обычно принимается равным 4 [9, 261]. Формально, чем больше L тем выше точность. Собственные исследования показали, что для расчета полного сечения рассеяния с максимально возможной аппаратной точностью, достаточно чтобы $L \approx 3{,}8$, в то время как для определения обратного рассеяния на 180° константа должна быть $L \approx 7$ *. Так как при $n > x \approx n_{\exp}$ коэффициенты a_n, b_n уменьшаются как $\left|\frac{j_n}{y_n}\right| \approx j_n^2$, то в соответствии с (4.11) и (4.14) число итераций для расчета функции $j_n(x)$ в диапазоне затухания есть $\Delta n \approx 7 \cdot x^{1/3} + 2$. При действительном значении показателя преломления m, $n_{\exp} \approx m \cdot x$, поэтому число итераций n_{it} до того момента, пока индекс не станет равным $n_{\max}$ записывается в виде

---

* В силу традиции расчета функции $\psi_n(x)$ по схеме прямой рекурсии в алгоритмах по теории Ми авторы монографии [9] не рекомендуют использовать высокие значения константы L. Если же применять для $\psi_n(x)$ обратную рекурсию, то число L формально можно задавать произвольно большим.

$$n_{it}=\begin{cases}(m-1)x+7(mx)^{1/3}-7x^{1/3}+2; m>1;\\ 2; \qquad m\le 1.\end{cases} \qquad (4.15)$$

Малое число итераций в случае $m<1$ обусловлено тем обстоятельством, что при $n\approx n_{\max}$ необходимо знать лишь первые значащие цифры коэффициентов a_n и b_n. Все значащие цифры функций Бесселя, а следовательно, и a_n и b_n станут известны при $n\approx x-7(mx)^{1/3}+7x^{1/3}>x$.

4.1.2 Инициализация функций Бесселя в алгоритмах обратной рекурсии

В алгоритмах по теории Ми, в более общем случае комплексного показателя преломления $m=m_r-i\cdot k$, существуют два подхода к инициализации алгоритма обратной рекурсии. Они применяются для вычисления логарифмической производной. Суть первого подхода [9, 122] состоит в завышенной оценке числа итераций. Если применить аналогичный метод для расчетов функций Бесселя, то для крупных поглощающих частиц существует опасность переполнения разрядов процессора, так как модуль функции Бесселя по мере выполнения итераций растет, а для частиц с поглощением число итераций существенно меньше, чем $(m_r-1)\cdot x$. Второй подход, предложенный в [177], заключается в использовании специального численного алгоритма инициализации. Помимо отсутствия аналогичного способа для расчетов функций Бесселя, к недостаткам метода Ленца можно отнести как возникновение неопределенности деления ноль на ноль, при определенных параметрах m, x, согласно работе [119], так и неэффективность расчетов и дополнительное требование к системным ресурсам при малом поглощении.

Для ответа на вопрос оценки числа итераций оказалось достаточным исследовать поведение формул Ми в предельном случае сверхкрупных частиц $(x>200000)$. Численно проанализируем вид зависимости числа итераций логарифмической производной D_n^{as} от параметра дифракции при $Im(m)\neq 0$. Вычислим ее значение при $n \approx x+7 \cdot x^{1/3}$, используя завышенную оценку n_{it} по формуле (4.15). Далее, будем последовательно понижать значение n_{it} до тех пор, пока модуль разности вновь вычисленного значения D_n и величины D_n^{as} не станет больше заданного значения ε. Величина n_{it} будет определять необходимое число итераций в более строгом смысле, чем в методе Ленца. Как показывают результаты расчетов, приведенных на Рисунке 4.1. функциональная зависимость числа итераций n_{it} от параметра дифракции стремится к определенному асимптотическому значению $n_{it}^{as}(m)$ при $x \to \infty$ для всех $\operatorname{Im}(m) \neq 0$.

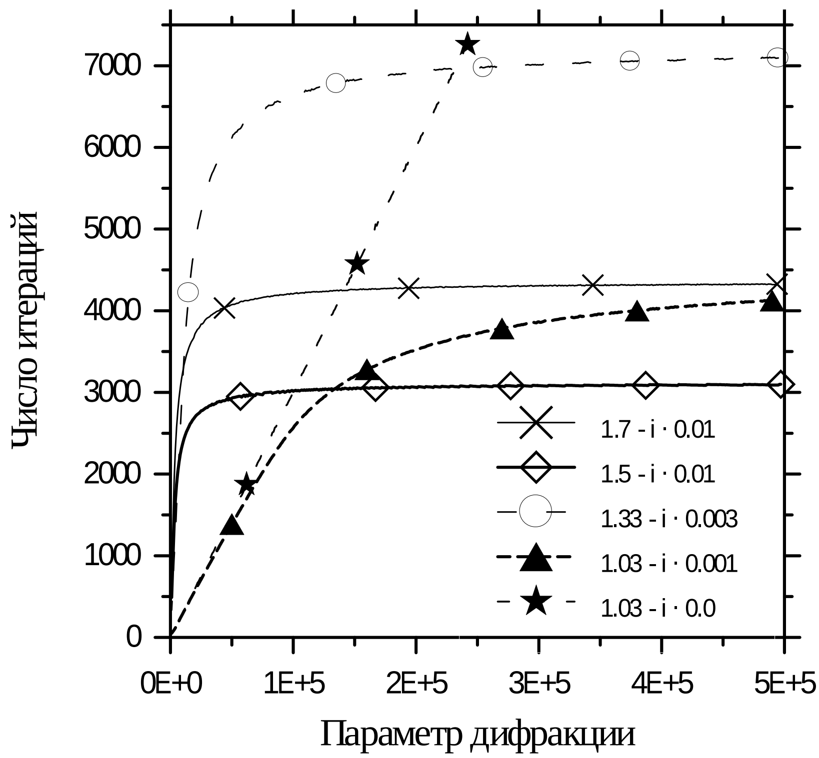

Рисунок 4.1 – Зависимость числа итераций логарифмической производной от параметра дифракции для различных показателей преломления

При малых x функция $n_{it}(x)$ ограничена сверху величиной числа итераций без поглощения $n_{it}^{na}(m_r, x)$, определяемой по формуле (4.15). Поскольку для эффективности работы программ простота алгоритма будет компенсировать точный, но медленный способ определения числа итераций, примем эту величину равной

$$n_{it}(x) = \min\left[n_{it}^{na}\left(m_r, x\right), n_{it}^{as}(m)\right], \qquad (4.16)$$

где $n_{it}^{as}(m)$ – асимптотическое значение числа итераций как функция комплексного показателя преломления $m = m_r - i \cdot k$.

Асимптотическое поведение числа итераций с ростом параметра дифракции означает, что с определенного момента кривизна поверхности частицы не влияет на сходимость логарифмической производной и при x>>1/k частицу можно рассматривать как бесконечно большую. Для анализа особенностей числа итераций обратимся к рекуррентным соотношениям для функций Бесселя с комплексным аргументом mx в окрестности $n \approx x$ при x>>1/k. Поскольку при n>>1 число итераций $n_{it} << n$, то формула (4.13) в непрерывном представлении записывается в виде

$$\frac{\partial^2 z}{\partial n^2} = \left(\frac{2}{m} - 2\right) \cdot z. \qquad (4.17)$$

В решении уравнения (4.17)

$$z = C_1 \exp\left[\sqrt{2(1/m - 1)} \cdot n\right] + C_2 \exp\left[-\sqrt{2(1/m - 1)} \cdot n\right]$$

нас интересует закон изменения амплитуды осцилляций, то есть действительная часть коэффициента экспоненты

$$\gamma = \sqrt{2} \cdot \mathrm{Re}\sqrt{\frac{1}{m_r - i \cdot k} - 1}. \qquad (4.18)$$

Из соотношения (4.11) следует, что $\Delta n = \dfrac{\ln(1/\varepsilon)}{2\gamma}$, где ε - ошибка представления чисел с плавающей точкой. (Для формата double precision $\varepsilon = 2.22 \cdot 10^{-16}$, а в аппаратном, десятибайтовом (extended precision) представлении $\varepsilon = 1.08 \cdot 10^{-19}$.) Таким образом, при использовании стандарта extended, асимптотическое число итераций расчета функции Бесселя $j_{n_{\max}}(mx)$ равно

$$n_{it}^{as}(m) = \frac{-\ln\left(1.08 \cdot 10^{-19}\right)}{\sqrt{8}\,\mathrm{Re}\sqrt{\dfrac{1}{m_r - i \cdot k} - 1}}. \tag{4.19}$$

Закономерности поведения асимптотического числа итераций как функции комплексного показателя преломления впервые исследовались «эмпирическим» (численным) путем [239]. Было показано, что при малых *k* число итераций $n_{it}^{as}(m)$~1/k, что совпадает с результатом разложения формулы (4.19).

Формула (4.19) была выведена на основе рекуррентного соотношения для функций Бесселя. Для того, чтобы показать правомерность использования этой формулы в качестве оценки числа итераций логарифмической производной $D_n(x) = \dfrac{d}{dx}\ln\psi_n(x)$ проведем расчеты для $\mathrm{Re}(m)$=1.02; 1.15; 1.5 и сравним их с результатами численного метода определения числа итераций. Результаты сопоставления даны на Рисунке 4.2. Совпадение представленных кривых свидетельствует об эквивалентности законов сходимости обратных рекурсий для логарифмической производной $D_n(mx)$ и функций Бесселя $\psi_n(mx), j_n(mx)$. Из Рисунка 4.2 становится понятно, что формула (4.18) будет во всех случаях гарантировать оценку сверху максимального числа итераций.

Окончательно, число итераций функции $D_n(mx)$ при $n = n_{\max}$, функции Риккатти-Бесселя $\psi_n(mx)$ и функции Бесселя $j_n(mx)$ при $n = n_{\max} - 1, n_{\max}$ будет оцениваться как

$$n_{it} = \begin{cases} \min\left((m_r - 1)x + 7(m_r x)^{1/3} - 7x^{1/3}, \dfrac{15.46}{\mathrm{Re}\sqrt{\dfrac{1}{m_r - i\cdot k} - 1}} \right) + 2; & m_r > 1; \\ 2; & m_r \le 1. \end{cases} \quad (4.20)$$

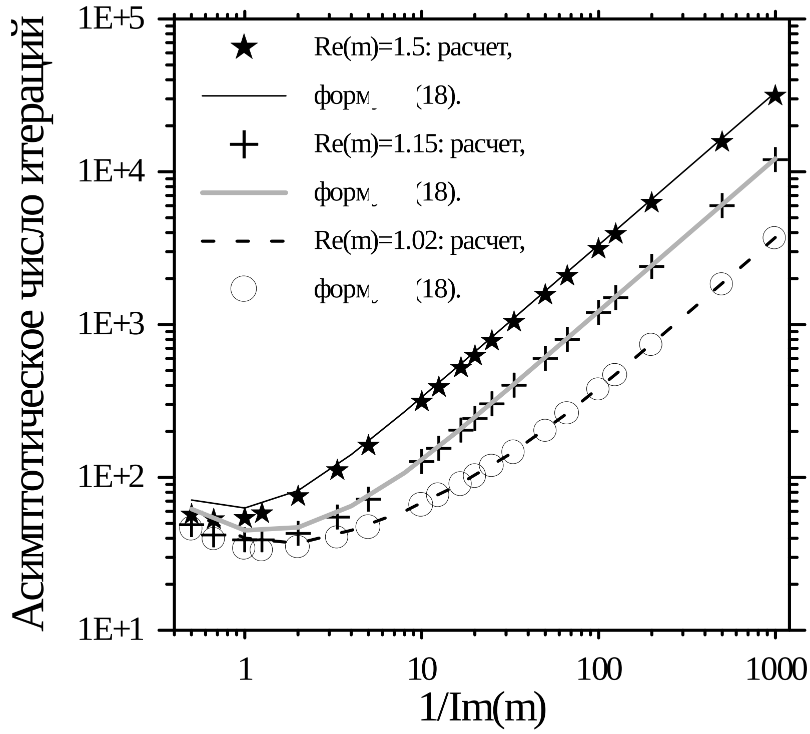

Рисунок 4.2 – Сравнение результатов численного эксперимента по определению числа итераций логарифмической производной для экстремально крупных частиц (x>500 000) с аналитической зависимостью (4.19)

Как показало дополнительное тестирование, формула (4.20) применима также и для экстремальных значений оптических констант:

– m= 8.9, k= 0.69 – показатель преломления воды на длине волны 10 см;

m= 37, k= 41 – показатель преломления платины на длине волны 10 мкм.

По-видимому, для всех параметров m и x оценка числа итераций может проводиться по формуле (4.20). Несмотря на то, что предлагаемый метод дает несколько завышенную оценку числа итераций, быстродействие процедуры расчета логарифмической производной будет более чем в 10 раз выше, чем быстродействие аналогичного фрагмента в программе Вискомба [262]. Основным же преимуществом предложенного в работе подхода является простота и наглядность формул, что становится существенным для обеспечения стабильности алгоритмов расчета рассеяния на частицах.

4.1.3 Рассеяние света на частице с оболочкой и частный случай тонкой оболочки

Задача рассеяния электромагнитной волны на однородном шаре, покрытом однородной оболочкой впервые была решена в работе [108]. В книге [9] в приложении Б, даны формулы, описан алгоритм и выписаны выражения для коэффициентов разложения a_n, b_n по формуле (4.1). Введем переменные $x = kr_1,\ y = kr_2$,

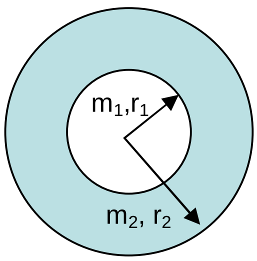

Рисунок 4.3 – Шар в оболочке

где k – волновое число.

С учетом определения логарифмической производной $D_n(x) = \dfrac{d}{dx}\ln\psi_n(x)$ и вронскиана: $\psi_n\chi_n' - \chi_n\psi_n' = 1$, имеем

$$\chi_n' = \chi_n D_n - \frac{1}{\psi_n}.$$

.

Тогда эквивалентная запись формул классического алгоритма [9] расчета рассеяния на частице с оболочкой будет выглядеть следующим образом

$$A_n = 1 - \frac{1}{\psi_n(m_2x)\chi_n(m_2x)} \cdot \frac{1}{\frac{m_2}{m_1}D_n(m_1x) - D_n(m_2x) + \frac{1}{\psi_n(m_2x)\chi_n(m_2x)}}, \quad (4.21)$$

$$B_n = 1 + \frac{m_2/m_1}{\psi_n(m_2x)\chi_n(m_2x)} \cdot \frac{1}{\frac{m_2}{m_1}D_n(m_2x) - D_n(m_1x) + \frac{m_2/m_1}{\psi_n(m_2x)\chi_n(m_2x)}}, \quad (4.22)$$

$$C_n = D_n(m_2y) + \frac{A_n\psi_n(m_2x)/\psi_n(m_2y)}{\chi_n(m_2x)\psi_n(m_2y) - A_n\chi_n(m_2y)\psi_n(m_2x)}, \quad (4.23)$$

$$G_n = D_n(m_2y) + \frac{B_n\psi_n(m_2x)/\psi_n(m_2y)}{\chi_n(m_2x)\psi_n(m_2y) - B_n\chi_n(m_2y)\psi_n(m_2x)}, \quad (4.24)$$

$$a_n = \frac{(C_n/m_2 + n/y)\psi_n(y) - \psi_{n-1}(y)}{(C_n/m_2 + n/y)(\psi_n(y) - i\chi_n(y)) - (\psi_{n-1}(y) - i\chi_{n-1}(y))}, \quad (4.25)$$

$$b_n = \frac{(m_2G_n + n/y)\psi_n(y) - \psi_{n-1}(y)}{(m_2G_n + n/y)(\psi_n(y) - i\chi_n(y)) - (\psi_{n-1}(y) - i\chi_{n-1}(y))}. \quad (4.26)$$

Функции $\chi_n(y)$, $\chi_n(m_2x)$, $\chi_n(m_2y)$ являются устойчивыми по отношению к прямой рекурсии, а функции $\psi_n(y)$, $\psi_n(m_2x)$, $\psi_n(m_2y)$, $D_n(m_2x)$, $D_n(m_2y)$, $D_n(m_1x)$ устойчивы по отношению к обратной. Число итераций для $\psi_n(y)$ будет равно $\Delta n = 7 \cdot y^{1/3} + 2$. Поскольку максимальное количество членов ряда выражается через y формулой (4.14), то в остальных случаях следует воспользоваться формулой (4.20), заменив комплексный показатель преломления $m_r - i \cdot k$ следующими значениями: $m_2 \cdot x/y$; m_2; $m_2 \cdot x/y$; m_2; $m_1 \cdot x/y$.

С целью повышения диапазона применимости алгоритма следует проводить рекуррентные вычисления функций $\chi_n(z) \cdot h$, где $h = e^{-z_i}$. Тогда, переполнения разрядов процессора не произойдет. Например

$$\chi_0(z) \cdot h = \frac{1+h^2}{2}\cos z_r - i\frac{1-h^2}{2}\sin z_r.$$

Приведем несколько примеров расчетов рассеяния света.

1. Может показаться, что при $n > x + 7 \cdot x^{1/3} + 2$ следует упростить вычисления, полагая, что внутреннее ядро не влияет на старшие гармоники. Тогда в формулы (4.25, 4.26) совпадут с формулами теории Ми. На Рисунке 4.4 показан пример вычисления рассеяния для случая, когда показатель преломления ядра заметно больше показателя преломления оболочки.

Как видно из Рисунка 4.4, начиная с определенных значений параметра дифракции, результаты расчетов заметно отличаются друг от друга. Кривая фактора эффективности рассеяния

$$Q_{sca} = \frac{C_{sca}}{\pi r^2},$$

где C_{sca} – сечение рассеяния;

r – радиус частицы,

при упрощенном расчете даже имеет разрывы. Как правило, наличие поглощения сглаживает расчетные кривые.

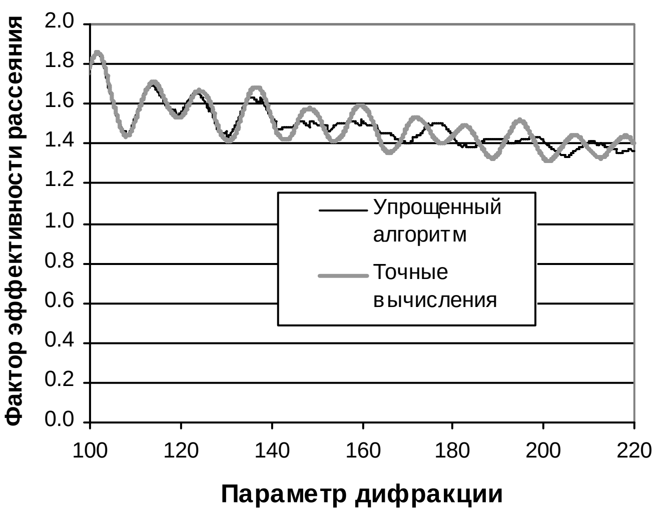

Рисунок 4.4 – Сравнение расчетов рассеяния по упрошенному алгоритму с результатами точных вычислений. $r_2 / r_1 = 0.5$, $m_1 = 1.02 - i \cdot 0$, $m_2 = 1.33 - i \cdot 0.002$, $\lambda = 0.4$ мкм

2. Рисунок 4.5 иллюстрирует влияние неоднородностей в распределении показателя преломления на форму кривой фактора эффективности. Показаны примеры, когда два вещества равного объема, но с разными показателями преломления

1.33, 1.5 различным образом распределены по объему шара. На Рисунке 4.5 показана кривая, рассчитанная по теории Ми в случае среднего показателя преломления. Все кривые сильно отличаются друг от друга по положениям максимумов и минимумов, а также по их амплитудам. Следует заметить, что в приближении аномальной дифракции все кривые совпадали бы.

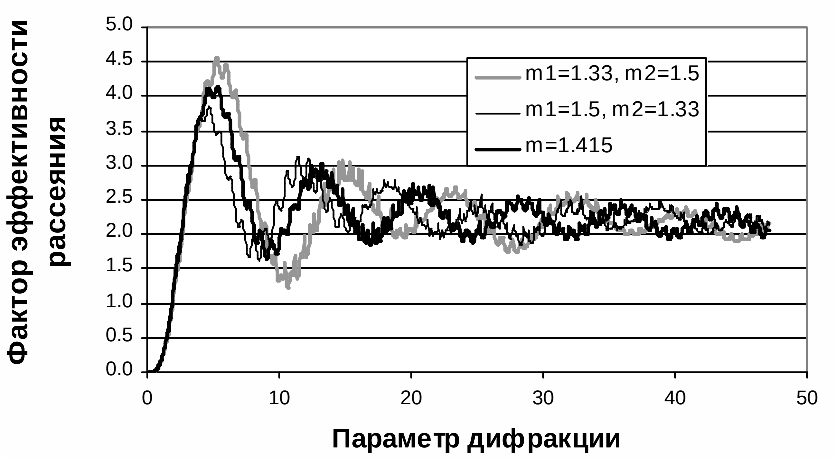

Рисунок 4.5 – Факторы эффективности рассеяния для частиц с оболочкой и для однородного шара

3. На Рисунке4.6 показаны необычные кривые факторов эффективности рассеяния.

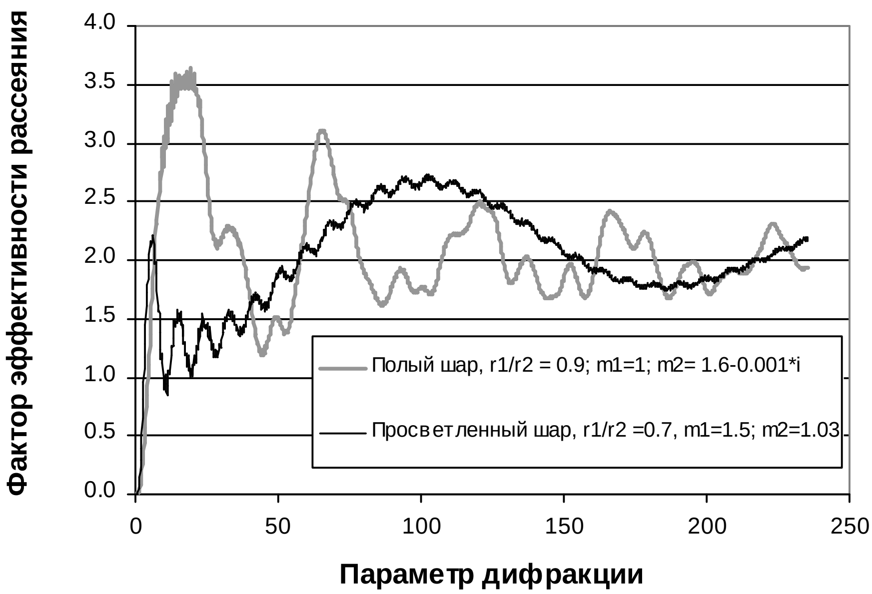

Рисунок 4.6 – Факторы эффективности рассеяния сильно неоднородных частиц с оболочкой

Эти кривые заметно отличаются от стандартной зависимости фактора эффективности от параметра дифракции. Например, первый максимум не является главным в случае рассеяния на просветленном шаре.

Недостатком сложных формул и выражений является то, что иногда в ходе расчетов возникает неопределенность типа деления на ноль, которую просто необходимо устранять аналитическим путем. Потеря значащих цифр в алгоритме расчета рассеяния на частице с оболочкой происходит в случае тонкой поглощающей оболочки. Поскольку при этом $A_n \to 1, B_n \to 1,$ то в знаменателях формул (4.23, 4.24) стоит разность двух больших, но близких величин

$$\chi_n(m_2x)\psi_n(m_2y) \approx \chi_n(m_2y)\psi_n(m_2x) \sim \exp\left[\left|\mathrm{Im}(m_2)\right|(x+y)\right].$$

Математическая суть предлагаемого метода состоит в следующем. Поскольку любая линейная комбинация функций Бесселя удовлетворяет рекуррентному соотношению (4.3) а начальные значения выражаются через тригонометрические функции

$$\psi_{-1}(x) = \cos x,\ \chi_{-1}(x) = -\sin x;$$
$$\psi_0(x) = \sin x,\ \chi_0(x) = \cos x,$$

то можно представить функции Риккати-Бесселя в виде

$$\begin{aligned}\psi_n(x) &= \alpha_n(x)\cos x + \beta_n(x)\sin x;\\ \chi_n(x) &= -\alpha_n(x)\sin x + \beta_n(x)\cos x.\end{aligned} \tag{4.27}$$

В дальнейшем не функции Бесселя, а коэффициенты в представлении (4.27) вычисляются из рекуррентных соотношений

$$\alpha_{n+1}(x)=\frac{2n+1}{x}\alpha_n(x)-\alpha_{n-1}(x);$$
$$\beta_{n+1}(x)=\frac{2n+1}{x}\beta_n(x)-\beta_{n-1}(x),$$

при этом начальные индексы равны

$$\alpha_{-1}=1+i\cdot 0;\ \beta_{-1}=0+i\cdot 0;\alpha_0=0+i\cdot 0;\beta_0=1+i\cdot 0. \qquad (4.28)$$

Разность $\chi_n(m_2x)\psi_n(m_2y)-\chi_n(m_2y)\psi_n(m_2x)$ будет содержать малый параметр $y-x$ в явном виде

$$\begin{aligned}&\chi_n(m_2x)\psi_n(m_2y)-\chi_n(m_2y)\psi_n(m_2x)=\\&\quad((\alpha_n(m_2x)\alpha_n(m_2y)+\beta_n(m_2y)\beta_n(m_2x))\sin(m_2(y-x))+\\&\quad((\alpha_n(m_2y)\beta_n(m_2x)-\beta_n(m_2y)\alpha_n(m_2x))\cos(m_2(y-x)).\end{aligned} \qquad (4.29)$$

Поэтому знаменатели в формулах (4.23, 4.24) можно записать в виде

$$\begin{aligned}&((\alpha_n(m_2x)\alpha_n(m_2y)+\beta_n(m_2y)\beta_n(m_2x))\sin(m_2(y-x))+\\&((\alpha_n(m_2y)\beta_n(m_2x)-\beta_n(m_2y)\alpha_n(m_2x))\cos(m_2(y-x))+\\&(1-A_n)(\beta_n(m_2y)\cos(m_2y)-\alpha_n(m_2y)\sin(m_2y))(\alpha_n(m_2x)\cos(m_2x)+\beta_n(m_2x)\sin(m_2x)),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&((\alpha_n(m_2x)\alpha_n(m_2y)+\beta_n(m_2y)\beta_n(m_2x))\sin(m_2(y-x))+\\&((\alpha_n(m_2y)\beta_n(m_2x)-\beta_n(m_2y)\alpha_n(m_2x))\cos(m_2(y-x))+\\&(1-B_n)(\beta_n(m_2y)\cos(m_2y)-\alpha_n(m_2y)\sin(m_2y))(\alpha_n(m_2x)\cos(m_2x)+\beta_n(m_2x)\sin(m_2x)).\end{aligned}$$

Расчеты показали, что предлагаемый метод действительно решает проблему расчетов рассеяния в случае наличия тонкой поглощающей оболочки. На Рисунке 4.7. даны результаты расчетов для следующих параметров: $r_1/r_2=0.99$; $m_1=1.17; m_2=1.03-i\cdot 0.1$. Несмотря на то, что относительная толщина $1-\frac{r_1}{r_2}$ остается постоянной, общая схема вычислений по формулам (4.21) - (4.26) становится расходящейся, начиная с $x > 100$. Напротив, по поведению кривых ясно, что специализированный алгоритм обладает высокой степенью стабильности в широком интервале параметров частиц.

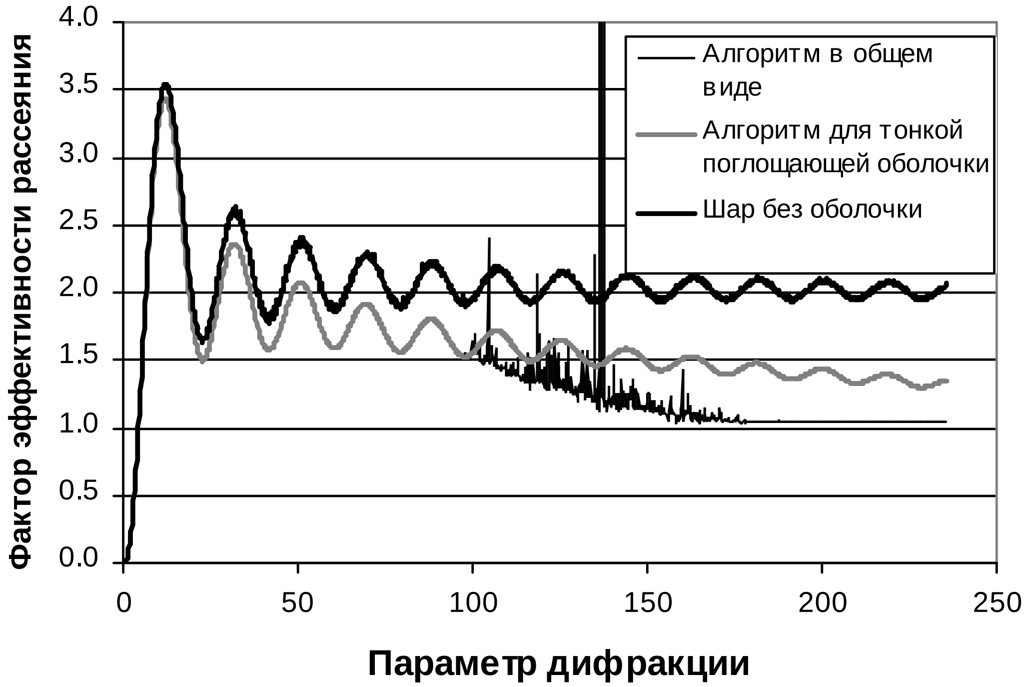

Рисунок 4.7 – Пример стабильности предлагаемого метода и расходимости традиционной численной схемы, если толщина оболочки составляет 1% радиуса

4.2 Метод расчета параметров световых полей в горизонтально однородном море и в атмосфере

Характеристики светового поля связываются с поглощающими и рассеивающими свойствами среды через уравнение переноса излучения. Существует два вида уравнений переноса, которые выводятся из уравнений электродинамики по схеме: уравнения Максвелла → уравнение Дайсона → векторное уравнение переноса → скалярное уравнение переноса. Каждый переход от одних уравнений к другим требует дополнительных упрощающих предположений. Например, при выводе скалярного уравнения переноса пренебрегается влиянием поляризационных свойств среды на формирование радиационных потоков. Но наиболее принципиальное допущение состоит в том, что рассеяние, как на неоднородностях самой среды, так и на отдельных частицах происходит независимо друг от друга [154], то есть фазы произвольных двух рассеянных волн не коррелируют. Это позволяет складывать не амплитуды электромагнитных волн с учетом фазового множителя, а непосредственно их интенсивности. Понятие плоская электромагнитная волна в теории переноса излучения уже не используется, и считается, что волновые свойства света автоматически учтены в величинах показателей поглощения и рассеяния. Теория переноса излучения предназначена для расчета поля яркости в среде при заранее известных значениях показателя поглощения и рассеяния света.

Уравнение переноса излучения – интегро-дифференциальное уравнение. Его строгое аналитическое решение возможно только в простейших случаях [1, 90]. В настоящее время широко используются численные методы [144, 194, 214, 215, 220, 249], с помощью которых рассчитываются величины яркости рассеянного излучения за короткое время счета с точностью, превышающей точность измерений характеристик светового поля в натурных условиях. С другой стороны, аналитическая форма записи более удобна при качественном анализе влияния на окончательный результат одного или сразу нескольких факторов. В ряде случаев структура решения позволяет понять, как выглядит решение более сложной задачи. Знание аналитических приближений и умение проводить аналитические оценки может пригодиться при учете более сложных факторов, которыми строгая теория вынуждена пока пренебрегать.

Прямые расчеты по численным алгоритмам теории переноса можно использовать при решении обратных задач оптики моря и атмосферы, предварительно создав электронные таблицы со значениями параметров светового поля в зависимости от геометрии наблюдения, длины волны, модельных параметров среды. Особенность решения проблемы атмосферной коррекции в задаче дистанционного зондирования моря заключается в оценке величины сигнала от атмосферы, а не в нахождении самих величин показателей рассеяния и поглощения света. С другой стороны, современные методы атмосферной коррекции формально восстанавливают оптические характеристики атмосферного аэрозоля и работают по схеме «измеренные значения яркости в спектральной области, где сигналом от моря можно пренебречь» → «*определение параметров атмосферной модели*» → «<u>расчет атмосферного вклада в информативной области спектра</u>» → «вычитание атмосферной составляющей из величин суммарной яркости системы море-атмосфера». Обратная задача выделена курсивом, прямая – подчеркнута. Поскольку обратная задача непосредственно предшествует прямой, то часть погрешностей ее решения будет компенсироваться. Другая особенность задачи дистанционного зондирования цвета моря состоит в требовании повышенной точности к оценке вклада атмосферы, в первую очередь, зависящую от возможности адекватной оценки оптических свойств аэрозоля. Однако ошибки могут возникать в результате интерполяции значений электронных таблиц (Look up table method) в точки непрерывного пространства. Заметим, что яркость рассеянного излучения зависит, по крайней мере, от четырех непрерывных переменных – от двух зенитных углов, от азимута и концентрации аэрозоля.

В данном подразделе будет показано, каким образом можно существенно повысить точность и эффективность расчетов параметров светового поля в плоско-параллельной среде. Разработанный численный алгоритм является своего рода «инструментом» исследования. Проблема его создания состояла в том, что обычно тонкости, влияющие на работоспособность численных методов, не принято публиковать. Поэтому компьютерная реализация численного метода есть самостоятельная научная работа, позволяющая создать целый комплекс программ по решению прямой задачи оптики естественных сред.

4.2.1 Некоторые аналитические способы оценки переноса излучения в плоско-параллельных средах

Уравнение переноса связывает интенсивность света, распространяющегося в данном направлении, с поглощающими и рассеивающими свойствами среды. Для плоско параллельного горизонтально однородного слоя оптические свойства зависят только от вертикальной координаты (глубины или высоты), и уравнение переноса без учета эффектов поляризации записывается в виде:

$$\mu \cdot \frac{dL(z,\mu,\varphi)}{dz} = -c(z)\cdot L(z,\mu,\varphi) + \\ + \frac{b(z)}{4\cdot\pi}\cdot \int_0^{2\cdot\pi}\int_{-1}^{1} L(z,\mu',\varphi')\cdot p(z,\mu,\varphi,\mu',\varphi')d\mu' d\varphi' + J(z,\mu,\varphi). \qquad (4.30)$$

Уравнение (4.30) есть так называемое скалярное уравнение переноса. В этом уравнении $L(z,\mu,\varphi)$ есть интенсивность света, рассеянного в направлении угла Ω – под зенитным углом $\theta = \arccos(\mu)$ и азимутальным φ на расстоянии z от верхней границы атмосферы (океана), *c(z)=b(z)+a(z)* – показатель ослабления, где *b(z), a(z)* показатели рассеяния и поглощения, $p(z,\mu,\varphi)$ – индикатриса рассеяния, нормированная как

$$\int_0^{2\cdot\pi}\int_0^{\pi} p(z,\cos\gamma,\varphi)\cdot\sin\gamma\cdot d\gamma\cdot d\varphi = 4\cdot\pi\,, \qquad (4.31)$$

где угол рассеяния γ определяется выражением

$$\cos\gamma = \mu\cdot\mu_0 + \sqrt{(1-\mu^2)\cdot(1-\mu_0^2)}\cdot\cos(\varphi-\varphi_0)\,. \qquad (4.32)$$

В уравнении (4.30) $J(z,\mu,\varphi)$ есть функция источника. Для учета сингулярности граничных условий, например, когда на верхнюю границу атмосферы падает солнечный свет, и при этом нет внутренних источников, эта функция равна

$$J(z,\mu,\varphi) = \frac{b(z)\cdot p(z,\mu,\varphi,\mu_0,\varphi_0)}{4\pi}\cdot S_0\cdot \exp[-\frac{1}{\mu_0}\int_0^z c(x)\cdot dx]. \tag{4.33}$$

Величина $\tau = \int_0^z c(x)\cdot dx$ называется оптической толщиной, от верхней границы слоя до точки z. При замене переменной z на τ уравнение (4.30) преобразуется к виду:

$$\mu\cdot\frac{dL(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} = -L(\tau,\mu,\varphi) + \\ + \frac{\omega}{4\cdot\pi}\cdot\int_0^{2\cdot\pi}\int_{-1}^{1} p(\tau,\mu,\varphi,\mu',\varphi')\cdot L(\tau,\mu',\varphi')d\mu' d\varphi' + J(\tau,\mu,\varphi), \tag{4.34}$$

где $\omega = \frac{b}{a+b}$ – вероятность выживания фотона.

Формальное математическое решение уравнения (4.34) заключается в разложении функций, зависящих от угла по полиномам Лежандра. При этом индикатриса рассеяния, зависящая от двух зенитных углов и разности азимутов, теореме сложения сферических функций разлагается как

$$p(\mu,\varphi,\mu_0,\varphi_0) = \sum_{l=0}^{N} x_l \left\langle P_l(\mu)P_l(\mu_0) + 2\sum_{m=1}^{l}\frac{(l-m)!}{(l+m)!}P_l^m(\mu)P_l^m(\mu_0)\cos m(\varphi-\varphi_0)\right\rangle. \tag{4.35}$$

Заметим, что в азимутально-симметричной задаче двойная сумма в (4.35) тождественно равна нулю и тогда

$$p(\mu,\mu_0) = 1 + \sum_{l=1}^{N} x_l P_l(\mu)P_l(\mu_0). \tag{4.36}$$

В силу соотношения для полиномов Лежандра:

$$\frac{2n+1}{n+1}\mu \cdot P_n(\mu) = P_{n+1}(\mu) + \frac{n}{n+1}P_{n-1}(\mu), \tag{4.37}$$

результирующая система линейных дифференциальных уравнений, эквивалентная уравнению (4.34), будет иметь бесконечный трехдиагональный вид. Как следствие, даже при изотропной индикатрисе рассеяния решение уравнения переноса выражается через специальные функции [1, 91].

В дальнейших формулах, где это непринципиально, зависимость от азимута указываться не будет. В результате уравнение (4.34) примет более компактный вид:

$$\mu \cdot \frac{dL(\tau,\mu)}{d\tau} = -L(\tau,\mu) + \frac{\omega}{2}\int_{-1}^{1} p(\tau,\mu,\mu') \cdot L(\tau,\mu')d\mu' + J(\tau,\mu)\,. \tag{4.38}$$

Функция источника задает локальное значение интенсивности в точке, обусловленное собственным излучением этой точки. Интегрирование по направлению наблюдения от границы среды до приемника дает полное рассеяние. Отсюда следует метод последовательных кратностей рассеяния. Если известно решение уравнения переноса для излучения, рассеянного n раз $L_{\mathrm{n}}(\tau, \mu, \mu_0)$, как функция оптической толщины τ и косинусов углов визирования и угла падения μ , μ_0, то интенсивность следующей кратности – $L_{\mathrm{n+1}}(\tau, \mu, \mu_0)$ – находится интегрированием вдоль направления визирования функции источника $J_{\mathrm{n}}(\tau, \mu, \mu_0)$

$$L_{n+1}(\tau,\mu,\mu_0) = \frac{1}{|\mu|}\int_{0,\,\tau}^{\tau,\,\tau_0} J_{n+1}(y,\mu,\mu_0)\cdot \exp\left(-\left|\frac{\tau-y}{\mu}\right|\right)dy\,. \tag{4.39}$$

В зависимости от направления визирования пределы интегрирования меняются либо от 0 до τ, либо от τ до суммарной оптической толщины τ_0. Функция источника выражается через интеграл по зенитному углу

$$J_{n+1}(\tau,\mu,\mu_0)=\frac{\omega}{2}\int_{-1}^{1}p(\mu,\mu_1)\cdot L_n(\tau,\mu_1,\mu_0)d\mu_1\,, \tag{4.40}$$

где $p(\mu,\mu_1)$ – индикатриса рассеяния, осредненная по азимуту.

Интенсивность многократно рассеянного света $L(\tau,\ \mu,\ \mu_0)$ есть сумма всех кратностей рассеяния, но удобнее записать $L(\tau,\ \mu,\ \mu_0)$ в виде

$$L_n(\tau,\mu,\mu_0)=\sum_{n=0}^{\infty}\omega^n\cdot L_n^*(\tau,\mu,\mu_0)\,, \tag{4.41}$$

где $L_n^*(\tau,\mu,\mu_0)$ – интенсивность n -ой кратности при консервативном рассеянии, то есть в отсутствие поглощения.

Интенсивность рассеяния нулевой кратности есть закон Бугера-Ламберта

$$L_0=\frac{S_0}{2\pi}\cdot\delta(\mu-\mu_0)\cdot\exp(-\frac{\tau}{\mu_0})\,, \tag{4.42}$$

где S_0 – облученность единицы площади при нормальном падении луча.

Если оптическая толщина τ отсчитывается от верхней границы, а оптическая толщина всего слоя есть τ_0, то интенсивность однократно рассеянного света выражается формулами

$$L_1(\tau,\mu_0,\mu)=\omega\frac{\mu_0\cdot S_0\cdot p(\mu_0,\mu)}{4\cdot\pi\cdot(\mu_0-\mu)}\cdot[\exp(-\frac{\tau}{\mu_0})-\exp(-\frac{\tau}{\mu})]\,, \tag{4.43}$$

$$L_1(\tau,\mu_0,-\mu)=\omega\frac{\mu_0\cdot S_0\cdot p(\mu_0,-\mu)}{4\cdot\pi\cdot(\mu_0+\mu)}\cdot[\exp(-\frac{\tau}{\mu_0})-\exp(-\frac{\tau_0}{\mu_0}-\frac{(\tau_0-\tau)}{\mu})]. \quad (4.44)$$

где $\mu = |\cos(\theta)|$;

$L_1(\mu_0,\mu)$ – нисходящая интенсивность света первой кратности рассеяния;

$L_1(\mu_0,-\mu)$ – интенсивность восходящего излучения первой кратности рассеяния;

$p(\mu_0,-\mu)$ – значение индикатриса при рассеянии в обратном направлении.

Чтобы в дальнейшем не указывать знак косинуса, обозначим рассеяние вперед и назад как $p_f(\mu_0,\mu)$ и $p_b(\mu_0,\mu)$ соответственно.

Важнейшими характеристиками плоскопараллельного слоя являются его коэффициенты отражения *R* и пропускания *T*. Они получаются путем нормировки интенсивности рассеянного света слоем света на величину облученности падающего излучения.

$$T(\mu_0,\mu)=\pi\frac{L(\tau_0,\mu_0,\mu)}{\mu_0\cdot S_0}, \quad (4.45)$$

$$R(\mu_0,\mu)=\pi\frac{L(0,\mu_0,-\mu)}{\mu_0\cdot S_0}. \quad (4.46)$$

Благодаря свойствам симметрии относительно замены μ на μ_0 аналитические выражения становятся нагляднее. Например, коэффициенты отражения и пропускания однородного слоя толщиной τ в приближении однократного рассеяния записываются в виде

$$R_1(\mu_0,\mu)=\omega\cdot R_1^*(\mu_0,\mu)=\omega\cdot p_b(\mu_0,\mu)\cdot R_1^i(\mu_0,\mu); \quad (4.47)$$

$$R_1^i(\mu_0,\mu)=\frac{1}{4\cdot(\mu_0+\mu)}[1-\exp(-\frac{\tau}{\mu_0}-\frac{\tau}{\mu})]; \quad (4.48)$$

$$T_1(\mu_0,\mu)=\omega\cdot T_1^*(\mu_0,\mu)=\omega\cdot p_f(\mu_0,\mu)\cdot T_1^i(\mu_0,\mu); \quad (4.49)$$

$$T_1^i(\mu_0,\mu)=\begin{cases}\dfrac{1}{4\cdot(\mu_0-\mu)}\cdot\left[\exp(-\dfrac{\tau}{\mu_0})-\exp(-\dfrac{\tau}{\mu})\right], & \mu_0\neq\mu,\\[2ex] \dfrac{\tau}{4\cdot\mu_0\cdot\mu}\cdot\exp(-\dfrac{\tau}{\mu_0}), & \mu_0=\mu.\end{cases}, \qquad (4.50)$$

где верхним индексом *i* обозначены соответствующие коэффициенты для непоглощающего слоя с изотропной индикатрисой рассеяния.

Заметим, что первые два члена разложения *T* и *R* по параметру τ/μ совпадают

$$R_1^i\approx T_1^i\approx\frac{\tau}{4\mu\mu_0}-\frac{\tau(\mu+\mu_0)}{8\mu^2\mu_0{}^2}. \qquad (4.51)$$

Используя метод последовательных кратностей, выведем формулы расчета двухкратно рассеянного излучения. Объединив формулы (4.39, 4.40), поменяем порядок интегрирования и проинтегрируем по оптической толщине. В результате проблема вычислений сведется к интегрированию только по зенитному углу. После интегрирования по τ рассеяние второй кратности в слое без поглощения записывается как

$$R_2^*(\mu_0,\mu)=\int_0^1\frac{p_b(\mu_0,\mu_1)\cdot p_f(\mu_1,\mu)}{2\cdot(\mu_0+\mu_1)}\cdot\left[\mu_0\cdot R_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1\cdot\exp(-\frac{\tau}{\mu_0})\cdot T_1^i(\mu_1,\mu)\right]d\mu_1+$$
$$+\int_0^1\frac{p_f(\mu_0,\mu_1)\cdot p_b(\mu_1,\mu)}{2\cdot(\mu_0-\mu_1)}\cdot\left[\mu_0\cdot R_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1\cdot R_1^i(\mu_1,\mu)\right]d\mu_1, \qquad (4.52)$$

$$T_2^*(\mu_0,\mu)=\int_0^1\frac{p_b(\mu_0,\mu_1)\cdot p_b(\mu_1,\mu)}{2\cdot(\mu_0+\mu_1)}\cdot\left[\mu_0\cdot T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1\cdot\exp(-\frac{\tau}{\mu_0})\cdot R_1^i(\mu_1,\mu)\right]d\mu_1+$$
$$+\int_0^1\frac{p_f(\mu_0,\mu_1)\cdot p_f(\mu_1,\mu)}{2\cdot(\mu_0-\mu_1)}\cdot\left[\mu_0\cdot T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1\cdot T_1^i(\mu_1,\mu)\right]d\mu_1 \qquad (4.53)$$

с устранимыми особенностями при $\mu_1=\mu_0$ и $\mu_1=\mu_0=\mu$

$$\frac{\mu_0 \cdot R_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1 \cdot R_1^i(\mu_1,\mu)}{2\cdot(\mu_0-\mu_1)} \xrightarrow{\mu_0=\mu_1} \frac{\mu \cdot R_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_0 \cdot T_1^i(\mu_0,\mu_0)\cdot \exp(-\frac{\tau}{\mu})}{2\cdot(\mu+\mu_0)} \quad (4.54)$$

$$\frac{\mu_0 \cdot T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1 \cdot T_1^i(\mu_1,\mu)}{2\cdot(\mu_0-\mu_1)} \xrightarrow{\mu_1=\mu_0} \frac{\mu \cdot T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_0 \cdot T_1^i(\mu_0,\mu_0)}{2\cdot(\mu-\mu_0)} \quad (4.55)$$

$$\frac{\mu \cdot T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_0 \cdot T_1^i(\mu_0,\mu_0)}{2\cdot(\mu-\mu_0)} \xrightarrow{\mu_1=\mu_0=\mu} \frac{\tau^2}{16\cdot\mu^3}\exp(-\frac{\tau}{\mu}). \quad (4.56)$$

Формулы (4.47 – 4.50, 4.52 – 4.56) справедливы для всех Фурье-компонент *R*, *T*. Чтобы учесть азимутальную зависимость в выше приведенных формулах, достаточно заменить индикатрису рассеяния соответствующим Фурье-образом. Влияние поглощения учитывается по аналогии с формулой (4.41). К сожалению, учет поляризационных эффектов привел бы к излишней громоздкости приведенных выражений. Чтобы переписать формулы однократного рассеяния необходимо: 1) заменить индикатрису рассеяния матрицей Мюллера; 2) добавить две матрицы преобразования поворота вектор-параметров Стокса [91]. В формулах двукратного рассеяния должны фигурировать 3 матрицы поворота: из плоскости падающего луча в плоскость рассеяния Ω_0,Ω_1; из плоскости рассеяния Ω_0,Ω_1 в плоскость рассеяния Ω_1,Ω; из плоскости рассеяния Ω_1,Ω в плоскость наблюдения. Между первой и второй матрицей поворота должны располагаться матрицы, зависящие от Ω_0,Ω_1; между второй и третьей матрицами поворота – зависящие от Ω_1,Ω.

4.2.2 Численный метод расчета интенсивности рассеянного излучения в плоскопараллельной среде

Характерной чертой процессов распространения света в водной среде является высокая вероятность рассеяния по сравнению с поглощением. Поэтому световое поле в оптически бесконечной среде, какой является море, определяется в основном многократным рассеянием. Цель теории переноса излучения состоит в количественном описании эффектов многократного рассеяния посредством аналитических выражений и численных расчетов.

К сожалению, существующие численные алгоритмы имеют собственные недостатки. Например, в методах «сложения» [249] и «удвоения» [143] применение формального математического подхода является причиной ошибок осциллирующего характера, а результаты расчетов по методу Монте-Карло [214] требуют дополнительного сглаживания, вследствие статистических шумов.

Численный метод, используемый автором не первый год, не имеет вышеупомянутых ошибок и его относительная погрешность оценивается как 10^{-5}. Метод базируется на следующих принципах:

– принцип «взаимодействия» [221],

– расчет параметров светового поля в дискретных точках пространства. Выбор квадратурных формул и сетки интегрирования,

– метод интерполяции из дискретной сетки точек,

– выбор начального приближения для коэффициентов отражения и пропускания оптически тонкого слоя.

4.2.3 Принцип взаимодействия для плоскопараллельных слоев

Суть принципа «взаимодействия» состоит в линейности и аддитивности реакции оптической среды и ее составляющих на падающую радиацию [221]. Из принципа взаимодействия следуют принципы инвариантности для конечных [2, 3] и бесконечных [91] плоскопараллельных сред и на его основе построены численные методы решения уравнения переноса, такие как методы «сложения» [249] и «удвоения» [143], метод матричного оператора [161, 215], метод инвариантного «погружения» [194, 219].

Задача теории переноса излучения в проблеме дистанционного зондирования Земли в оптическом диапазоне сводится к расчету свойств отражения и пропускания плоскопараллельных сред. Для описания реакции плоскопараллельного слоя на падающее излучение $L(\mu_0,\varphi_0)$ определим линейный интегральный оператор следующим образом

$$\widehat{Y}\cdot L=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\cdot\pi}d\varphi'\int_0^1\sum_{k=1}^{4}y^{ik}(\mu,\varphi,\mu',\varphi')\cdot L^k(\mu',\varphi',\mu_0,\varphi_0)\cdot\mu'\cdot d\mu', \qquad (4.57)$$

где L^k – вектор параметр Стокса;

$y^{ij}(\mu,\varphi,\mu',\varphi')$ – матрица поляризации, равная либо коэффициенту отражения слоя $R^{ij}(\mu,\varphi,\mu',\varphi')$, либо коэффициенту пропускания $T^{ij}(\mu,\varphi,\mu',\varphi')$;

$\mu=cos(\theta)$ – косинус зенитного угла;

φ – азимут.

Линейные интегральные операторы $\widehat{R}$ и $\widehat{T}$ однозначно определяют законы отражения и пропускания однородного слоя для произвольных условий освещения. Для неоднородных слоев следует различать отражение и пропускание слоя при падении света сверху и снизу. Для оптической системы, состоящей из двух слоев, суммарные операторы $\widehat{R}$ и $\widehat{T}$ определяются из решения системы линейный уравнений (4.58), которая с очевидностью следует из Рисунка 4.8.

$$\begin{gathered}\widehat{R}^u\cdot L_0=L_1=\widehat{R}_1^u\cdot L_0+\widehat{T}_1^u\cdot L_3,\\ L_3=\widehat{R}_2^u\cdot L_2,\\ L_2=\widehat{T}_1^d\cdot L_0+\widehat{R}_1^d\cdot L_3,\\ \widehat{T}^d\cdot L_0=L_4=\widehat{T}_2^d\cdot L_2.\end{gathered} \qquad (4.58)$$

Интенсивности внутри среды определяются из второго и третьего уравнения системы (4.58)

$$L_2=(\widehat{E}-\widehat{R}_1^d\cdot\widehat{R}_2^u)^{-1}\cdot\widehat{T}_1^d\cdot L_0, \qquad (4.59)$$

$$L_3 = R_2^u \cdot (\widehat{E} - \widehat{R}_1^d \cdot \widehat{R}_2^u)^{-1} \cdot \widehat{T}_1^d \cdot L_0, \qquad (4.60)$$

где $\widehat{E}$ – единичный оператор;

а $()^{-1}$ обратный оператор.

Поэтому отражение и пропускание суммарного слоя есть

$$\widehat{R}^u = \widehat{R}_1^u + \widehat{T}_1^u \cdot \widehat{R}_2^u \cdot (\widehat{E} - \widehat{R}_1^d \cdot \widehat{R}_2^u)^{-1} \cdot \widehat{T}_1^d, \qquad (5.61)$$

$$\widehat{T}^d = \widehat{T}_2^d \cdot (\widehat{E} - \widehat{R}_1^d \cdot \widehat{R}_2^u)^{-1} \cdot \widehat{T}_1^d. \qquad (4.62)$$

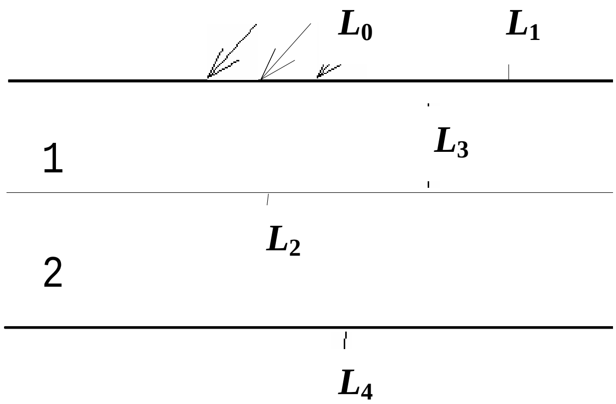

Рисунок 4.8 – Схема «сложения» плоскопараллельных слоев

Аналогично, для освещения снизу получим

$$\widehat{R}^d = \widehat{R}_2^d + \widehat{T}_2^d \cdot \widehat{R}_1^d \cdot (\widehat{E} - \widehat{R}_2^u \cdot \widehat{R}_1^d)^{-1} \cdot \widehat{T}_2^u, \qquad (4.63)$$

$$\widehat{T}^u = \widehat{T}_1^u \cdot (\widehat{E} - \widehat{R}_2^u \cdot \widehat{R}_1^d)^{-1} \cdot \widehat{T}_2^u. \qquad (4.64)$$

Заметим, что

$$\widehat{R}_1 \cdot (\widehat{E} - \widehat{R}_2 \cdot \widehat{R}_1)^{-1} = (\widehat{E} - \widehat{R}_1 \cdot \widehat{R}_2)^{-1} \cdot \widehat{R}_1. \qquad (4.65)$$

Это становится очевидным, если представить обратный оператор в виде бесконечной суммы

$$(\hat{E} - \hat{R}_1 \cdot \hat{R}_2)^{-1} = \hat{E} + \hat{R}_1 \cdot \hat{R}_2 + \hat{R}_1 \cdot \hat{R}_2 \cdot \hat{R}_1 \cdot \hat{R}_2 + \hat{R}_1 \cdot \hat{R}_2 \cdot \hat{R}_1 \cdot \hat{R}_2 \cdot \hat{R}_1 \cdot \hat{R}_2 + ... \quad (4.66)$$

Формула (4.66) используется в алгоритме метода «сложения».

Разбив плоскопараллельную среду на слои можно учитывать вертикальную неоднородность (метод "сложения"). Для однородных сред, "складывая" слои одинаковой толщины можно быстро получить характеристики оптически плотной среды (метод "удвоения"). Приведенная схема применима для расчета яркости внутри среды по формулам (4.59, 4.60) и для учета граничных условий.

4.2.4 Формулы «сложения» в матричном виде

Расчет по формулам (4.57 – 4.65) возможен как в дискретных точках пространства, так и для коэффициентов разложения по ортогональным сферическим функциям. Проблема использования сферических функций заключается в следующем:

– для описания реальных морских индикатрис рассеяния требуется около 1000 членов ряда;

– решение уравнения переноса выражается в виде бесконечного ряда, даже в случае простых аналитических индикатрис рассеяния.

Дальнейшие выкладки проведены для дискретного представления. Если определить коэффициенты отражения $r_{i,j}$ и пропускания $t_{i,j}$ в точках $\Omega_i=(\mu, \varphi)$, то на языке матриц операция интегрирования по углам будет эквивалентна произведению матриц

$$\hat{L}_{i,k} \cdot Y_{k,l} = X_{i,j} \cdot N_{jk} \cdot Y_{k,l}, \quad (4.67)$$

где $N_{j,k}$ – диагональная матрица с элементами равными $N_{j,,j} = 2 \cdot \mu_i \cdot V(\mu_{i,} \varphi_k)$.

Умножение на матрицу $N_{j,,j}$ есть интегрирование по квадратурной формуле с определенным заранее набором точек интегрирования $\mu_{i,}$ φ_k и весовых коэффициентов $V(\mu_{i,} \varphi_k)$. Аналогом единичного оператора будет диагональная матрица $E_{i,j} = N_{i,j}^{-1}$ с элементами $E_{i,i} = (2 \cdot \mu_i \cdot V)^{-1}$, а обратного оператора следующая матрица

$$\left[\hat{X}_{i,j}\right]^{-1} = E_{i,k} \cdot X_{k,l}^{-1} \cdot E_{l,j}, \tag{4.68}$$

где X^{-1} – обратная матрица.

Следовательно, формулы (4.61 – 4.62) в матричном представлении перепишутся в виде

$$R^u = R_1^u + T_1^u \cdot N \cdot R_2^u \cdot (E - R_1^d \cdot N \cdot R_2^u)^{-1} \cdot T_1^d, \tag{4.69}$$

$$T^d = T_2^d \cdot (E - R_1^d \cdot N \cdot R_2^u)^{-1} \cdot T_1^d, \tag{4.70}$$

$$R^d = R_2^d + T_2^d \cdot N \cdot R_1^d \cdot (E - R_2^u \cdot N \cdot R_1^d)^{-1} \cdot T_2^u, \tag{4.71}$$

$$T^u = T_1^u \cdot (E - R_2^u \cdot N \cdot R_1^d)^{-1} \cdot T_2^u. \tag{4.72}$$

Таким образом, задача сводится к стандартным операциям линейной алгебры – сложению, умножению матриц и нахождению обратной матрицы. Для реализации численной схемы необходимо задать сетку и веса интегрирования. Чандрасекаром [91], для интегрирования по зенитному углу было предложено использовать квадратурную формулу Гаусса. Если в интервале [-1..1] задать $2n$ точек μ_i, являющимися корнями P_{2n} полинома Лежандра степени $2n$, то данных способ интегрирования по точкам

$$\int_{-1}^{1} f(\mu) \cdot d\mu \approx \sum_{i=1}^{2n} a_i \cdot f(\mu_i) \tag{4.73}$$

будет оптимальным для заданного числа точек *2n*. Значения соответствующих весов a_i определяются выражением

$$a_i = \frac{1}{\frac{dP_{2n}(\mu_i)}{d\mu}} \cdot \int_{-1}^{1} \frac{P_{2n}(\mu)}{\mu - \mu_i} \cdot d\mu \,. \qquad (4.74)$$

Аналогично для интегрирования по азимуту, точки интегрирования есть корни уравнения

$$\sin n_\varphi \varphi = 0\,, \qquad (4.75)$$

что приводит к равномерной по азимуту сетке с равными весовыми коэффициентами.

Громоздкость численной схемы, заключающуюся в алгебраических преобразованиях матриц размером $(n_\mu \cdot n_\varphi)\times(n_\mu \cdot n_\varphi)$, а при рассмотрении эффектов поляризации еще в 16 раз больше, устраняется посредством дискретного Фурье-преобразования [235].

4.2.5 Фурье преобразование в дискретном представлении

В среде с осевой симметрией рассеяние зависит не от значений азимутальных углов в отдельности, а от их разности. Матрицы коэффициентов отражения и пропускания, как функции азимута, записываются в виде:

$$R,\ T(\varphi_1,\varphi_2)= f(\varphi_1-\varphi_2). \qquad (4.76)$$

Первые две компоненты вектор-параметра Стокса *I*, *Q*, характеризующие сумму и разность интенсивностей в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, являются четными функциями азимута.

$$f_S(-\varphi)=f_S(\varphi), \tag{4.77.а}$$

$$f_S(\pi+\varphi)=f_S(\pi-\varphi), \tag{4.77.б}$$

Запишем для наглядности конечно-разностный аналог матричного оператора для равномерной по азимуту сетки, с шагом 45 град.

$$\widehat{M} = \begin{bmatrix} A & B & C & D & H & D & C & B \\ B & A & B & C & D & H & D & C \\ C & B & A & B & C & D & H & D \\ D & C & B & A & B & C & D & H \\ H & D & C & B & A & B & C & D \\ D & H & D & C & B & A & B & C \\ C & D & H & D & C & B & A & B \\ B & C & D & H & D & C & B & A \end{bmatrix}.$$

Для определения положения плоскости поляризации и степени эллиптичности используются еще два параметра *U* и *V*, которые в случае изотропных частиц имеют антисимметричную зависимость от азимута:

$$f_A(-\varphi)=-f_A(\varphi), \tag{4.78.а}$$

$$f_A(\pi+\varphi)=-f_A(\pi-\varphi). \tag{4.78.б}$$

$$\widehat{A}_S = \begin{bmatrix} 0 & B & C & D & 0 & -D & -C & -B \\ -B & 0 & B & C & D & 0 & -D & -C \\ -C & -B & 0 & B & C & D & 0 & -D \\ -D & -C & -B & 0 & B & C & D & 0 \\ 0 & -D & -C & -B & 0 & B & C & D \\ D & 0 & -D & -C & -B & 0 & B & C \\ C & D & 0 & -D & -C & -B & 0 & B \\ B & C & D & 0 & -D & -C & -B & 0 \end{bmatrix}.$$

С учетом свойств симметрии (4.77, 4.78), матрицы коэффициентов отражения и пропускания для поляризованного света имеют вид

$$R,T=\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & A_{13} & A_{14} \\ S_{21} & S_{22} & A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & A_{32} & S_{33} & S_{34} \\ A_{41} & A_{42} & S_{42} & S_{44} \end{pmatrix},$$

где S_{kl} – азимутально-симметричные матрицы;

A_{kl} – антисимметричные матрицы.

Законы симметрии (4.77, 4.78) позволяют каждой матрице размером $n_\varphi \times n_\varphi$ сопоставить вектор b размером n_φ .Для произвольного числа точек по азимуту n_φ в интервале от 0 до 2π матрица со свойствами (4.77) записывается как

$$S_{ij} = b_{|i-j|+1},\ i=1,\ n_\varphi \tag{4.79}$$

причем

$$b_{n-i+2} = b_i\,. \tag{4.80}$$

Линейное преобразование:

$$R = F^{-1}\cdot S\cdot F \tag{4.81}$$

приводит матрицу S к диагональному виду, где F – матрица, столбцы которой составлены из собственных функций матрицы S. При этом матрица R диагональная, с элементами, равными собственным значениям.

Преобразование (4.81) с помощью символа Кронекера тривиально обобщается на поляризационные матрицы. Для вида симметрии (4.77, 4.78) собственными функциями являются гармонические функции

$$1, \cos\varphi, \sin\varphi, \cos 2\varphi, \cdots \sin k\varphi, \cos k\varphi\ , \qquad (4.82)$$

т.е. *i*-тый столбец матрицы *F* состоит из последовательности значений соответствующей гармонической функции на азимутальной сетке с равномерным шагом по углу. С учетом ортогональности этих функций обратная матрица равна

$$F^{-1} = d(i,j)\ F^{\mathrm{T}}, \qquad (4.83)$$

где верхний индекс *T* означает операцию транспонирования;

d(i,j) – нормировочная диагональная матрица с коэффициентами, равными $2/n_\varphi$ для $i \neq 1$ и $i \neq n_\varphi$,если n_φ четно.

В противном случае $d(i,i)=1/n_\varphi$. Ненулевые элементы диагональной матрицы вида *R* равны

$$R_{1,1} = \sum_{i=1}^{N} b_i \cdot, \qquad (4.84)$$

$$R_{2k-2,2k-2} = R_{2k-1,2k-1} = \sum_{i=1}^{N} b_i \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot (i-1)}{N} \cdot (k-1)\right), \quad k > 1, \qquad (4.85)$$

Если применить преобразование (4.81) к антисимметричной матрице со свойствами (4.78), то получим матрицу, диагональные элементы которой развернуты на 90°, причем ненулевые элементы равны

$$R_{2k-2,2k-1} = -R_{2k-1,2k-2} = \sum_{i=1}^{N} b_i \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot (i-1)}{N} \cdot (k-1)\right),\ k = 2,\ n_\varphi / 2\ . \qquad (4.86)$$

Дискретный пример выглядит следующим образом

$$\widehat{N} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -S & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & U & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -U & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -V & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Окончательно имеем два типа матриц, вида D – диагональная, и вида N – не диагональная, со следующими групповыми свойствами

$$\begin{aligned} &D_1 \cdot D_2 = D_{3,} \\ &N_1 \cdot N_2 = D_{,} \\ &D \cdot N_1 = N_{2,} \\ &N_1 \cdot D = N_{2.} \end{aligned} \qquad (4.87)$$

Заметим, что формальные алгебраические операции над матрицами типа N такие же, как если бы они имели диагональный вид (тип D).

Как видно из (4.85) и (4.86), процедура нахождения ненулевых элементов матриц аналогична Фурье-разложению. Одно из отличий состоит в том, что такое эквивалентное преобразование в предлагаемом методе всего лишь формальное математическое средство, предназначенное для облегчения дальнейших расчетов. Другое отличие состоит в интерпретациях Фурье-разложения. Так в "методе сложения" коэффициенты находятся интегрированием, а в излагаемом методе суммированием.

Преимуществом дискретного представления является следующее:

- излучение, рассеянное один раз, будет учитываться без ошибок, так как в приближении однократного рассеяния индикатриса входит в явном виде;

- процедура суммирования более простая и быстрая. Ее проще реализовать на компьютере и оптимизировать вычисления.

Заметим, что коэффициенты дискретного Фурье-разложения учитывает так же и частоты: $n \cdot j \pm k$, где $j = (1,2, \ldots)$, поэтому если эти частоты существуют в индикатрисе, то интегрирование по азимуту по точкам будет не точным. Поскольку причина этого состоит в большой вытянутости индикатрисы рассеяния, коррекцию следует проводить за счет рассеяния на малые углы.

4.2.6 Особенности интерполяции рассеянного излучения из дискретного в непрерывное пространство

Основное отличие между предложенным методом и "методом сложения" заключается в подходе к Фурье-разложению уравнения переноса. В "методе сложения" численное решение выражается через Фурье ряд, то есть как непрерывная функция азимута. Для этого уравнение переноса разлагается на Фурье - коэффициенты на первом шаге алгоритма. Следует отметить, что стандартный метод «сложения» «боится» сингулярности и поэтому прямое излучение в матрице пропускания выделено как отдельный член. В результате 1) классические формулы сложения отличаются от формул (4.61 – 4.63); 2) обратная матрица определяется по формуле (4.66).

В данном методе рассчитываются величины рассеяния в точках квадратуры, а при переходе к непрерывным функциям используется процедура интерполяции. Эта процедура должна строиться на основе интерполяционной гипотезы о поведении решения.

Если для любой точки пространства при интерполяции использовать все рассчитанные значения яркости в дискретных точках, то результат такой интерполяции должен совпасть с результатом "метода сложения". Так, для молекулярной атмосферы ряд Фурье обрывается на $cos(2 \cdot \varphi)$ и трех точек в интервале $[0..\pi]$ для интерполяции будет достаточно. При этом интепроляционная функция должна быть построена из функций 1, $cos(\varphi)$, $cos(2\ \varphi)$, то есть будет полиномом второй степени от косинуса азимута. Аналогично, для любого конечного Фурье-разложения можно построить интерполяционный полином. Для реальных индикатрис конечное разложение на сферические функции является аппроксимацией. Поэтому при решении уравнения переноса "методом сложения" появляются ошибки, имеющие вид осцилляций по азимуту. Причина таких осцилляций обусловлена тем фактом, что реальные индикатрисы рассеяния, особенно морские, аппроксимируются слишком длинным рядом разложения по сферическим функциям. Это, в первую очередь, связано с большой вытянутостью индикатрисы. Например, типичная морская индикатриса изменяется на 4 – 5 порядков. С другой стороны, коэффициент яркости моря слабо зависит от угла визирования. Только в углах, соответствующих строго обратному рассеянию, наблюдается заметное увеличение яркости. Такое увеличение обусловлено особенностями обратного рассеяния и никак не связано с переносом излучения, рассеянного в малые углы. Значит, точность решения в нашем случае будет определяться точностью аппроксимации задней части индикатрисы. Если угловые особенности индикатрисы не проваливаются под сетку, то в окрестности этих особенностей используется интерполяция по двум точкам. В остальных углах полином второй или третьей степени обеспечивает высокую точность расчетов. Аппроксимация кусочно-непрерывными функциями более предпочтительна хотя бы потому, что разложение на сферические функции оптимально только в интегральном смысле. Так, для морских индикатрис, с увеличением числа членов Фурье-разложения максимальная ошибка не будет уменьшаться при значениях N порядка 30, а с увеличением числа точек сетки ошибка процедуры даже линейной интерполяции оценивается как N^{-2}. Более высокую точность метода интерполяции можно объяснить тем, что высокие частоты в поле рассеянной назад радиации оказываются скомпенсированными, так что функция становится гладкой. Заметим, что при пассивном дистанционном зондировании с борта судна, измерения коэффициента яркости в области углов, соответствующих рассеянию на 180 градусов, вследствие тени от прибора, не производятся. Поэтому в приложении численных результатов к задаче дистанционного зондирования метод кусочно-непрерывной интерполяции обеспечит высокую точность решения прямой задачи теории переноса.

4.2.7 Условия сходимости численного алгоритма

В методах «сложения» и матричного оператора, основанных на принципе «взаимодействия», предполагается что, коэффициенты отражения и пропускания однородного плоскопараллельного слоя известны с большой точностью. Для расчета коэффициентов используется рекуррентная процедура удвоения

$$R_n = R_{n-1} + T_{n-1} \cdot R_{n-1} \cdot (E - R_{n-1} \cdot R_{n-1})^{-1} \cdot T_{n-1}, \tag{4.88}$$

$$T_n = T_{n-1} \cdot (E - R_{n-1} \cdot R_{n-1})^{-1} \cdot T_{n-1}. \tag{4.89}$$

Если не рассматривать эффекты поляризации, то линейные интегральные операторы R и T имеют вид

$$\widehat{Y} \cdot L = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 y(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \cdot L(\mu', \varphi', \mu_0, \varphi_0) \cdot \mu' d\mu' \tag{4.90}$$

с ядром $y(\mu, \varphi, \mu', \varphi')$, равным коэффициенту отражения

$$r(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0) = \pi \cdot \frac{L^{-}(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)}{\mu_0 \cdot L_0} \tag{4.91}$$

или коэффициенту пропускания

$$t(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0) = \pi \cdot \frac{L^+(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)}{\mu_0 \cdot L_0}. \qquad (4.92)$$

В силу линейности уравнения переноса коэффициенты $r(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)$ и $t(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)$ не зависят от интенсивности падающего света L_0 и являются функциями косинусов зенитных углов падения – θ_0 и рассеяния – θ света, а также разности азимутов $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$. В формулах (4.88, 4.89) E – единичный оператор, а $()^{-1}$ – обратный. Индекс n относится к характеристикам слоя с удвоенной по сравнению с предыдущим слоем оптической толщиной. Если оптическая толщина начального слоя равна τ_0, то после n шагов будут известны функции R и T для однородного слоя с оптической толщиной, равной $\tau = \tau_0 \cdot 2^n$. Смысл процедуры удвоения состоит в том, что для коэффициентов отражения и пропускания *достаточно* оптически тонкого слоя можно использовать приближенные решения уравнения переноса. Очевидно, что с вычислительной точки зрения начальное приближение должно быть простым.

Для оптически тонких слоев $T \approx E$, а $R_n \approx 2R_{n-1}$. Следовательно, относительная ошибка расчета определяется относительной ошибкой начального приближения. Поэтому естественным требованием, предъявляемым к погрешности начального приближения, будет стремление к нулю относительной ошибки при уменьшении оптической толщины

$$\varepsilon \underset{\tau_0 \to 0}{\longrightarrow} 0. \qquad (4.93)$$

Вследствие неизбежных ошибок округления возможна расходимость численного алгоритма. Поэтому условие (4.93) является необходимым, но не достаточным.

В пределе малых оптических толщин ($\tau << \mu = \cos(\theta)$) решение уравнения переноса стремится к величине $\frac{p(\cos(\gamma)) \cdot \tau}{4 \cdot \pi \cdot \mu}$, где $p(\cos(\gamma))$ – индикатриса рассеяния света на угол $\gamma = \arccos(\mu \cdot \mu_0 + \sqrt{1-\mu^2} \cdot \sqrt{1-\mu_0^2} \cdot \cos\Delta\varphi)$. Поэтому среди приближенных решений возможны лишь те, в выражениях которых содержится индикатриса рассеяния в явном виде. По этой причине многие приближенные решения уравнения переноса отпадают сразу. Метод последовательных кратностей рассеяния удовлетворяет вышеупомянутому требованию. Остается выяснить, какую кратность рассеяния достаточно учесть, чтобы обеспечить сходимость алгоритма?

4.2.8 Метод учета высоких кратностей рассеяния

Перед тем как перейти к дальнейшим выкладкам следует сделать некоторые замечания. Во-первых, для учета рассеяния большей кратности в рамках метода последовательных кратностей рассеяния требуется (естественно после предварительного аналитического интегрирования) вычислять двойные интегралы по углу, что становится невыгодным с вычислительной точки зрения. Во-вторых, численные методы «сложения» и матричного оператора имеют дело с расчетом функции рассеяния в дискретном пространстве. Следовательно, в дискретном пространстве даже точные функции рассеяния не будут удовлетворять формулам (4.88, 4.89). В основном, данное замечание касается конечного представления реальных индикатрис рассеяния, для описания которых требуется более 1000 членов разложения по полиномам Лежандра или 1000-членная квадратурная формула. Дополнительную сложность составляет описание поведения решения в окрестности μ=0, например, при анализе угловой структуры рассеяния оптически тонких слоев. Поэтому следует предусмотреть дополнительные нормировочные процедуры:

– при численном интегрировании условие нормировки индикатрисы рассеяния $\frac{1}{2}\int_{-1}^{1} p(\mu_0,\mu)\cdot\partial\mu = 1$ должно выполняться строго для всех μ_0;

– в отсутствие поглощения (при ω=1), отражение и пропускание плоскопараллельного слоя должно удовлетворять интегралу потока [81]

$$2 \cdot \int_0^1 [R+T] \cdot \mu \cdot d\mu = 1,$$

где T – полное пропускание, равное $T = T_d + \frac{1}{2 \cdot \mu} \delta(\mu - \mu_0) \cdot \exp(-\frac{\tau}{\mu})$.

Предлагаемый метод учета рассеяния бóльших кратностей состоит в следующем. Для всех углов падения рассчитаем величину потерь потока, нормированную на μ_0

$$\delta\Psi(\mu_0) = 1 - \exp(-\frac{\tau}{\mu_0}) - 2 \cdot \int_0^1 [R_1 + T_{d1}] \cdot \mu d\mu - 2 \cdot \int_0^1 [R_2 + T_{d2}] \cdot \mu d\mu . \quad (4.94)$$

С другой стороны, эта величина равна

$$\delta\Psi(\mu_0) = 2 \cdot \int_0^1 [R_3 + T_{d3}] \cdot \mu d\mu , \quad (4.95)$$

где R_3, T_{d3} – коэффициенты отражения и пропускания света, рассеянного три и более раз.

В соответствии с принципом взаимности эти коэффициенты симметричны относительно μ_0 и μ. Одним из простых и удобных симметричных представлений является

$$R = \frac{\delta\Psi(\mu_0) \cdot \delta\Psi(\mu)}{F_r}, \quad (4.96)$$

$$T = \frac{\delta\Psi(\mu_0) \cdot \delta\Psi(\mu)}{F_t}. \quad (4.97)$$

В случае симметричных индикатрис ($p(\mu)=p(-\mu)$) с большой точностью $R=T$. Тогда нормировочный коэффициент $F_r=F_t$ находим подстановкой выражений (4.96) и (4.97) в (4.95). Для вытянутых индикатрис в пределе при $\tau \to 0$ приближение $R_3=T_3$ для трех и более кратного рассеяния также оказывается правомерным, что обусловлено геометрическим свойством плоскопараллельных слоев. А именно, для любой малой величины τ и произвольного положительного значения d существует такое направление луча $\mu=cos(\theta)$, что оптическая длина пути $\tau/\mu > d$. Поэтому в направлениях при μ, близких к нулю, интенсивность света, рассеянного n раз, наибольшая, как и погрешность приближения n-кратного рассеяния. Интенсивность света, рассеянного внутри слоя два раза входит в выражение (4.40) для функции источника трехкратного рассеяния. Поскольку при малых τ интенсивность L_2 в окрестности малых μ растет с уменьшением μ, а также вследствие непрерывности индикатрисы рассеяния, функция источника в пределе $\tau \to 0$ стремится к симметричной при малых μ.

Для слоев конечной оптической толщины точность приближения $R_3=T_3$ будет определяться степенью вытянутости индикатрисы рассеяния. Другое допущение касается вида выражений (4.96) и (4.97). Хотя такой вид функций коэффициентов отражения и пропускания является приближенным, он был использован в [103] при выводе аналитических выражений для коэффициентов отражения и пропускания непоглощающего плоскопараллельного слоя произвольной оптической толщины. Как показано в приложении, в случае изотропного рассеяния достаточно положить, что $\delta\Psi(\mu_0) = 1 - \exp(-\tau/\mu_0)$. Откуда следует приближение

$$R^i(\mu, \mu_0, \tau_0) = T^i(\mu, \mu_0, \tau_0) = \frac{\left[1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu})\right] \cdot \left[1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu_0})\right]}{2 - 4 \cdot E_3(\tau_0)}, \qquad (4.98)$$

обладающее высокой точностью в широком интервале зенитных углов.

Альтернативный способ нормировки потока состоит в операции включения дефицита потока в нерассеянный свет

$$\Delta T(\mu_0,\mu) = \omega^3 \cdot \frac{\delta\Psi(\mu_0)}{F} \cdot \delta(\mu_0 - \mu)\,. \qquad (4.99)$$

На первый взгляд, такой способ нормировки потока выглядит более естественным для сильно вытянутых индикатрис. Как выяснится, это не совсем так.

Окончательно начальное приближение записывается в виде

$$R(\mu_0,\mu) = \omega \cdot R_1^*(\mu_0,\mu) + \omega^2 \cdot R_2^*(\mu_0,\mu) + \omega^3 \frac{\delta\Psi(\mu_0)\cdot\delta\Psi(\mu)}{F} \qquad (4.100)$$

$$T(\mu_0,\mu) = \omega \cdot T_1^*(\mu_0,\mu) + \omega^2 \cdot T_2^*(\mu_0,\mu) + \omega^3 \frac{\delta\Psi(\mu_0)\cdot\delta\Psi(\mu)}{F}\,. \qquad (4.101)$$

Формулы (4.100) и (4.101) предназначены для расчета азимутально усредненных величин. Для других коэффициентов Фурье-разложения, по-видимому, достаточно точности приближения двукратного рассеяния вследствие уменьшения азимутальной зависимости при многократном рассеянии. Математически это следует из того, что значение интеграла $\frac{1}{4\pi}\int_{-1}^{1}\int_{0}^{2\pi} p(\mu_0,\mu,\varphi)\cdot\cos(n_f\cdot\varphi)d\varphi d\mu < 1$, если $n_f > 0$.

В Таблице 4.1 приведены результаты тестирования различных вариантов начального приближения для расчета коэффициентов отражения однородного плоскопараллельного слоя методом удвоения. Коэффициент отражения $r(\mu_i,\mu_j)$ рассчитывался для матрицы 32×32. В качестве критерия точности использовалось условие

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}\left(\frac{r(\mu_N,\mu_k)}{r_p(\mu_N,\mu_k)} - 1\right)^2} < 10^{-6}, \qquad (4.102)$$

где μ_N близко к единице.

Матрица $r_p(\mu_i, \mu_j)$ рассчитана методом удвоения, начиная с τ=10^{-5} , причем в качестве начального приближения было использовано приближение двукратного рассеяния.

Как и ожидалось, в приближении однократного рассеяния начальная оптическая толщина слоя должна быть достаточно малой, даже при малых вероятностях выживания фотона. Дополнительным недостатком этого приближения является ограниченная его точность при $\tau > 10^{-8}$, в то время как при $\tau < 10^{-8}$ численная схема начинает расходиться вследствие ошибок округления.

Таблица 4.1– Значения начальной оптической толщины приближенных решений, необходимых для расчета коэффициента яркости однородного слоя со средней относительной погрешностью менее 10^{-6}

Индикатриса рассеяния	Вероятность рассеяния назад	Оптическая толщина слоя	Вероятность выживания фотона	Начальная толщина слоя			
				Одно-кратное	Дву-кратное	Двукратное с нормировкой	
						Дельта функцией	Формулы (5.100, 5.101)
Релеевская	0.5	0.25	1	2^{-23}	2^{-13}	2^{-13}	2^{-6}
Дымки L, H для 500 нм	0.096 0.080	0.25	1	2^{-24}	2^{-13}	2^{-13}	2^{-10}
Хеньи-Гринстена g=0.8	0.051	0.5	1	2^{-24}	2^{-14}	2^{-13}	2^{-11}
Индикатриса Петцольда	0.014	2.0	0.906	2^{-26}	2^{-16}	2^{-14}	2^{-12}

Существенно лучшим является приближение двукратного рассеяния. Кроме большей точности по сравнению с приближением однократного рассеяния, оно позволяет уменьшить число удвоений приблизительно на 10. Приближения с нормировкой потока еще эффективнее. В отличие от приближения двукратного рассеяния, дополнительное число операций в этих приближения незначительно.

Интересно отметить, что даже для морских индикатрис нормировка потока по формулам (4.96), (4.97), при $F_r=F_t$!, предпочтительнее формулы (4.99). Это свидетельствует о том, что основной вклад в рассеяние большой кратности для оптически тонких слоев вносят лучи, перерассеянные через зенитные углы, близкие к 90^o. По мере увеличения вытянутости индикатрисы рассеяния, наблюдается общая тенденция всех приближений – требуемые начальные значения оптической толщины уменьшаются. Естественно, эффект поглощения работает в обратном направлении. Снижение точности приближения *n*-кратного рассеяния для вытянутых индикатрис ставит под сомнение целесообразность формальной аппроксимации индикатрисы выражением

$$p(\mu) = 2 \cdot (1 - a_0) \cdot \delta(1-\mu) + \sum_{i=0}^{n} a_i \cdot P_i(\mu),$$

где P_i – полиномы Лежандра.

Выделение части лучей, рассеянных вперед, в дельта функцию математически эквивалентно перенормировке индикатрисы, с уменьшением эффективной оптической толщины. Это, в свою очередь, должно было бы снизить погрешности любого приближенного решения, а не наоборот. Увеличение доли многократного рассеяния в отраженном назад излучении при рассеянии на аэрозольных частицах явилось одной из причин неудачи методики атмосферной коррекции по измерениям в полосе поглощения кислорода [54]. Рассеяние большей кратности увеличивает эффективную длину пробега фотона, после чего становится невозможным разделить отраженную от поверхности составляющую от рассеянной назад аэрозолем.

Еще одним свойством анализируемых начальных приближений является скорость сходимости к точному решению в зависимости от стартовой оптической толщины. Так для индикатрисы Петцольда, в окрестности значений выбранной начальной оптической толщины τ_0, относительная ошибка приближений описывается законами:

- однократное рассеяние $\varepsilon \sim \frac{\tau}{\tau_0}$;
- двукратное рассеяние $\varepsilon \sim \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{1,91}$;
- приближение с нормировкой дельта функцией $\varepsilon \sim \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{1,89}$;
- формулы (4.100, 4.101) $\varepsilon \sim \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{2,21}$.

Приведенное приближение предназначено для расчета нулевой Фурье-компоненты – азимутально усредненных величин. Для других Фурье-компонент следует использовать приближение двукратного рассеяния (4.47) – (4.50, (4.52) – (4.54). При этом точность будет выше, чем для нулевой компоненты, так как азимутальная зависимость при многократном рассеянии уменьшается.

Выводы к разделу 4

Проведены усовершенствования классических программ и алгоритмов расчетов рассеяния на сферических частицах, позволяющие расширить диапазон их применимости.

Выведено дифференциальное уравнение, которое объясняет многие свойства дискретной последовательности функций Бесселя полуцелого порядка. В результате анализа решений этого уравнения было получено:

- аналитическое выражение, определяющее необходимое число итераций для вычисления функций Бесселя и их производных методом обратной рекурсии. В это выражение входит компьютерная погрешность представления иррационального числа, что позволит переопределить параметры численного алгоритма в случае принципиального изменения внутреннего устройства процессора;

- критерий сходимости процедур прямой и обратной рекурсии для функций Бесселя.

Выведены новые формулы для расчета рассеяния света на частице с оболочкой, устраняющие неопределенность деления ноль на ноль при малой толщине оболочки. В данном представлении параметр – толщина оболочки входит в расчетные формулы в явном виде, что позволяет проводить вычисления функций рассеяния света на частицах даже с произвольно малыми толщинами оболочки.

Принцип «взаимодействия» и формулы «сложения» могут служить основой различных специализированных численных алгоритмов для расчета переноса излучения в океане и атмосфере. Изложенный численный метод позволяет с высокой точностью численно решить прямую задачу переноса излучения в плоскопараллельной среде для любых реально наблюдаемых индикатрис рассеяния. Он не имеет проблем, связанных с сингулярностью граничных условий. Быстродействие метода превышает быстродействие классического метода сложения.

Численное решение, в отличие от классического метода сложения, не имеет характерной осциллирующей по азимуту ошибки и поэтому алгоритм может использоваться для создания электронных таблиц при решении задачи атмосферной коррекции. Время расчета по алгоритму линейно растет от числа азимутальных точек.

Начальная оптическая толщина для расчета коэффициентов отражения и пропускания элементарного слоя зависит от степени вытянутости индикатрисы и вероятности выживания фотона, причем, чем больше вытянутость, тем меньше должна быть оптическая толщина. Для атмосферных задач Ж. Ленобль [42] рекомендует значение начальной оптической толщины $\tau_0 < 10^{-6}$ в случае приближения однократного рассеяния. Для морских индикатрис рассеяния в авторском алгоритме используется значение $\tau_0 \sim 2.4 \cdot 10^{-4}$, в то время как при использовании приближения однократного рассеяния $\tau_0 \sim 1.5 \cdot 10^{-8}$. Более высокие значения τ_0 повышают точность и эффективность расчетов поля рассеянного излучения в плоскопараллельной среде.

Основные научные результаты раздела опубликованы в работах [101, 104, 105, 233, 235, 239].

5 ИЗМЕНЧИВОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЭРОЗОЛЯ НАД МОРЕМ

5.1 Исследования оптических свойств аэрозоля в задачах дистанционного зондирования цвета моря

Оперативный контроль состояния морской экосистемы, осуществляемый с помощью дистанционных методов, требует решения совокупности сложных научно-технологических задач. Уже первые попытки обработки спутниковых данных (например, оптического сканера CZSC [208]; ноябрь 1978 г.– июнь 1986 г.) показали необходимость учета влияния атмосферы [136]. Оптические характеристики рассеяния света в чистой молекулярной атмосфере легко могут быть рассчитаны с привлечением стандартных метеорологических данных наблюдений [90]. Одним из наиболее сложных компонент атмосферы является аэрозоль, поскольку состоит из частиц, различающихся по размерному и химическому составу, геометрической форме и структуре. Оптические свойства аэрозоля характеризуются большой временной и пространственной изменчивостью, обусловленной совокупным действием различных процессов и факторов.

В стандартных методах атмосферной коррекции используются инфракрасные каналы для проведения процедуры атмосферной коррекции [137]. В дальнейшем значения атмосферного сигнала в видимой области оцениваются методом выбора аэрозольной модели, т.е. фактически методом экстраполяции. Первоначально исследование аэрозоля не входило в круг задач дистанционного зондирования моря. Однако аэрозольная помеха для прибрежных и внутренних морей существенно превышает долю полезного сигнала, выходящего непосредственно из-под поверхности моря. Это обстоятельство требует повышенной точности прогноза оптических свойств аэрозоля в видимой области спектра, более высокой точности, чем та, которую могут обеспечить статистические или численные модели, используемые в оптике атмосферы.

Методы, основанные на численном моделировании оптических свойств атмосферы, активно используют информацию о микрофизической структуре аэрозоля. С помощью таких метолов можно быстро рассчитывать практически все необходимые величины [39, 75]. В то же время эти методы ограничены уровнем неопределенности в информации о микроструктуре аэрозоля, включая неопределенность результатов ее измерения прямыми методами. В первую очередь это касается частиц субмикронной фракции [77]. Частицы такого размера обладают высокой подвижностью и способностью находиться во взвешенном состоянии достаточно длительное время. В тоже время, размер частиц неустойчив вследствие процессов коагуляции [52] и конденсации водяного пара [15, 40, 48]. При повышенной влажности атмосферы частицы аэрозоля частично или полностью растворяются, а нерастворимый аэрозоль присутствует в каплях в виде вкраплений [66], нарушающих ее оптическую однородность.

Попытки получить более точное математическое описание реальных процессов могут приводить к «катастрофе» – лавинообразному увеличению числа параметров, влияющих на оптические свойства аэрозоля. Так учет зависимости свойств частиц от относительной влажности потребовал бы модельных расчетов профиля относительной влажности или соответствующих оперативных экспериментальных данных. Реальная проблема использования физических соотношений состоит в том, что большинство уравнений выписано в квазистатическом приближении. Условие равновесия в природе зачастую нарушается. Например, относительная влажность над поверхностью моря в безоблачную погоду, при отсутствии тумана, существенно меньше 100%.

Другой способ описания оптических свойств аэрозоля основан на построении статистических моделей аэрозольного рассеяния, требующих данных измерений оптических характеристик атмосферы [19, 69, 90]. Для решения задачи в такой постановке необходимо проводить длительные натурные измерения в широком диапазоне изменчивости прозрачности атмосферы и в различных географических регионах. К сожалению, к результатам статистической обработки экспериментальных данных, следует относиться очень осторожно. Причем это характерно для всех эмпирических соотношений, независимо от близости коэффициента корреляции к единице. Регрессионные соотношения зависят от конкретной выборки -

от сезона, года, десятилетия, и т.д. Поэтому эмпирические алгоритмы имеют ограниченную точность, а в нестандартных ситуациях просто не работают.

Одной из интересных особенностей аэрозольного рассеяния в оптическом диапазоне есть свойство однопараметричности статистических эмпирических моделей [20, 21, 72]. По мнению авторов работы [20] «однопараметричность модели обусловливается ведущей ролью конденсационной трансформации (включая гетерогенную конденсацию паров летучих веществ) в процессах изменчивости субмикронной фракции атмосферного аэрозоля». Иными словами, основной механизм трансформации аэрозоля связан с фазовыми переходами. Поэтому автор данной диссертационной работы не разделяет оптимизма по поводу применимости статистических уравнений в дальнейшем – при построении более сложных моделей. Статистические способы описания природы, как правило, основаны на парадигме равновесного хаоса, а слабые закономерности интерпретируются как случайное отклонение

Формальный характер статистического подхода виден на следующем примере. Типичный коэффициент корреляции двух аэрозольных оптических толщин (АОТ) над Черным морем принимает высокие значения, в пределах от 0,85 – 0,99. Ковариационный анализ (АОТ) над Черным морем показывает, что с высокой точностью вектор, составленный из средних АОТ, пропорционален первому собственному вектору [47]. С физической точки зрения это означало бы, что качественный состав аэрозоля не меняется, а меняется только его концентрация [23]. Однако на практике зачастую наблюдается большая дисперсия показателя Ангстрема, причем при высокой прозрачности атмосферы (см. Рисунок 5.1). Статистически вариацию параметра Ангстрема описывает второй собственный вектор. Но и двухпараметрическая модель аэрозольного рассеяния не устраняет ошибки атмосферной коррекции в коротковолновой области спектра, которые сохраняют закономерный спектральный характер. Интересно заметить, что именно существенное отклонение наблюдаемых величин от статистической закономерности свидетельствует о специфичном и интересном оптическом событии.

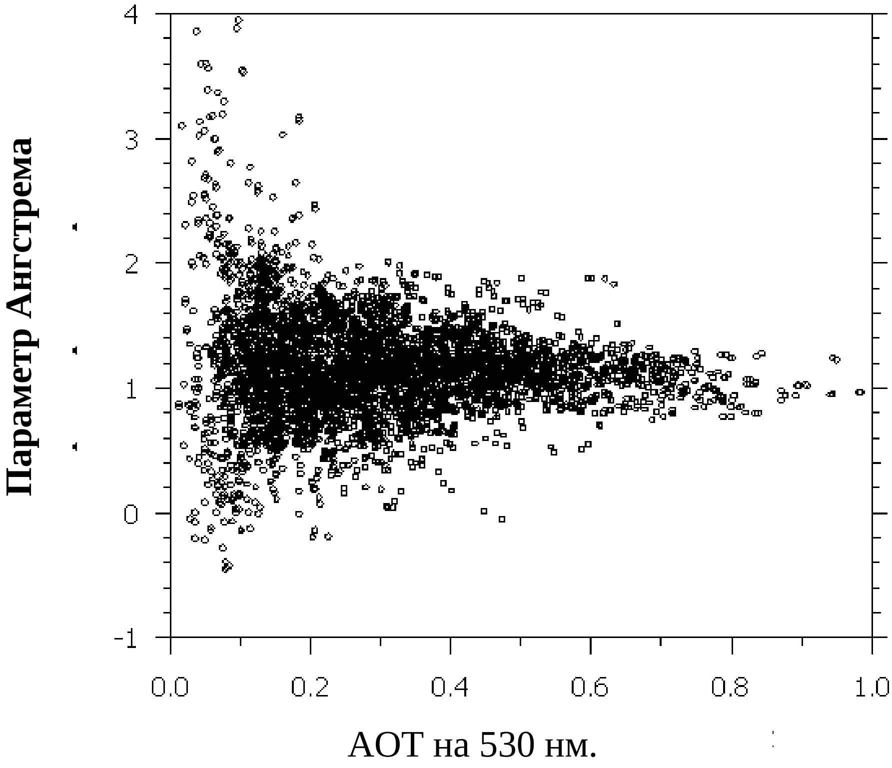

Рисунок 5.1 – Значения параметра Ангстрема, полученные аппроксимацией спектральной кривой АОТ, в 1990 г. в Карадагской астрономической обсерватории в зависимости от величины АОТ на длине волны 530 нм

Неопределенности теоретических оценок и расчетов по эмпирическим алгоритмам можно частично снизить путем систематических наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы. Для контроля за пространственно временной изменчивостью оптических характеристик атмосферы программа AERONET предусматривает регулярные оптические измерения на сети наземных станций, разбросанных по всему миру [109]. Многоканальный солнечный фотометр CIMEL (CE-318) позволяет измерять спектральную прозрачность атмосферы и индикатрису рассеяния в спектральных интервалах 340, 380, 440, 500, 675, 870, 1020 нм. Кроме того, измерения предусматривают оценку интегральных концентраций поглощающих газов: NO_2 и H_2O.

Проблема дистанционного зондирования моря в оптическом диапазоне предъявляет к аэрозольным моделям особое требование – модели должны с высокой точностью описывать оптические свойства аэрозоля и, одновременно, иметь минимальный набор параметров-неизвестных, определяемых при решении обратной задачи. А существует ли такая модель? Ответ на этот вопрос зависит не от имеющейся информации или возможности ее получения, а от того, насколько правильно мы понимаем физику процесса. В силу сложности объекта исследования и требования повышенной точности атмосферной коррекции при дистанционном зондировании моря возникают сомнения в корректности постановки такого рода задач. Понимание сути явления поможет сформулировать научную задачу в новой, более корректной постановке.

5.2 Результаты измерений оптических характеристик атмосферы на Карадагской геофизической обсерватории

Приборы для измерений спектральной прозрачности атмосферы представляют собой солнечные узконаправленные спектрофотометры, отличающиеся друг от друга применяемой диспергирующей системой, методом фотоэлектрической регистрации и способом наведения на солнце. Спектрофотометр М-83 был разработан Г.П. Гущиным [22] и предназначался для контроля за оптическим состоянием атмосферы на территории Советского Союза. Он представляет собой солнечный спектрофотометр со светофильтрами, состоящими из комбинации цветных оптических стекол. Входная и выходная диафрагма прибора формируют телесный угол, равный в эквивалентной плоскости моря *6*°. Измеряемое прямое солнечное излучение, пройдя через диафрагмы и светофильтр, попадает на сурьмяно-цезиевый фотоэлемент Ф-4, который включен на входе усилителя постоянного тока. Отсчет снимается по микроамперметру с погрешностью, не превышающей 2%. Комбинация светофильтр-фотоэлемент выделяет из солнечного спектра участки шириной от 22 до 60 нм, с максимумами спектральной чувствительности на длинах волн 326, 347, 369, 463, 500, 573, 627 и 638 нм.

Исходные данные представляют собой результаты измерений прозрачности атмосферы, полученные в ясную солнечную погоду в Карадагской научно-исследовательской геофизической обсерватории, Крым, г. Феодосия, п. Карадаг.

Начиная с 1969 г. измерения спектральной прозрачности атмосферы, проводились в 5 спектральных каналах: 347, 368, 530, 574, 638 нм. За период с 1969 по 1996 гг. все измерения выполнены научным сотрудником, ставшим впоследствии директором Карадагской обсерватории, Г. К. Гущиным.

На начальном этапе исследования АОТ нами анализировались ее среднедневные значения [47], рассчитанные сотрудниками обсерватории по стандартной методике. Для более детального анализа была использована независимая методика обработки первичных данных. Одно из отличий нашей методики состояло в предположении стабильности характеристик фотометра на протяжении одного календарного года, а точнее в интервалах между метрологическими поверками прибора.

При выборе калибровочных характеристик прибора (внеатмосферных солнечных постоянных $S_0(\lambda)$) использовалась совокупность всех методов их оценки, в том числе характеристики $S_0(\lambda)$ за предыдущий год. Стандартная калибровка солнечных фотометров методом Бугера основана на предположении о постоянстве оптических свойств атмосферы, т.е. постоянства суммарной оптической толщины атмосферы – $\tau(\lambda)$ в течение светового дня. Построение в логарифмическом масштабе графика функции $S(\lambda, m)$ – регистрируемого прибором сигнала в относительных единицах

$$S(\lambda, m) = S_0(\lambda) \cdot \exp[-m\tau(\lambda)], \qquad (5.1)$$

в зависимости от оптической массы $m(h_s) \approx 1/\sin h_s$, где h_s – высота Солнца, позволяет определить $S_0(\lambda)$ методом экстраполяции в пределе функции $S(\lambda, m)$ при $m \to 0$.

Предположение постоянства в течение дня величины $\tau(\lambda)$ над морем редко выполняется. Кроме того, возможны слабые монотонные закономерные изменения АОТ. Анализ полученных данных показывает, что, действительно, как это видно на Рисунке 5.2, прозрачность атмосферы может плавно изменяется в течение дня.

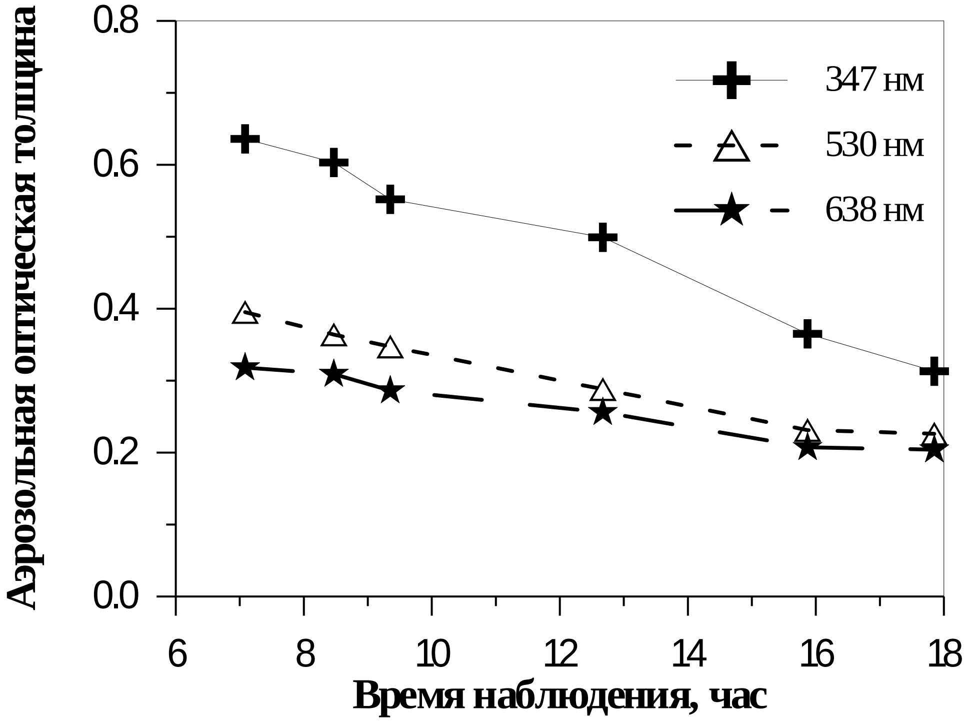

Рисунок 5.2 – Дневная изменчивости аэрозольной оптической толщины над морем в районе Карадагской обсерватории за 29 августа 1992 г.

В ходе калибровки выяснилось, что постоянство прозрачности атмосферы в течении дня на одной длине волны не гарантирует стабильности оптических свойств аэрозоля в другом спектральном интервале. Иначе говоря, дни, для которых методом Бугера можно получить значения внеатмосферной солнечной постоянной, близкие к истинным ее значениям, в коротковолновой и длинноволновой области спектра различны. Такая ситуация свидетельствует об особенностях микроструктуры аэрозоля над морем. Неопределенность в оптической стабильности атмосферы над морем налагает повышенные требования к стабильности приборных характеристик.

Для обработки первичных данных измерений спектральной прозрачности атмосферы был написан специальный программный пакет, который включал следующие процедуры:

1) выбор из базы данных конкретного года/прибора, введение технических характеристик и параметров доступа к новому элементу базы данных (директория, расширение файлов, число спектральных каналов и спектральное разрешение),

2) предварительная обработка и калибровка:

- выбор спектрального канала и дня измерений;

- построение бугеровских прямых, с возможностью отбраковки точек;

- запись результатов в файл с указанием числа используемых точек;

- вывод на экран данных за все дни и построение огибающей,

3) определение калибровочных характеристик прибора следующими методами:

– по гистограмме солнечной постоянной;

– осреднением результатов метода Бугера с весовым множителем, зависящим от числа измерений в течение дня;

– статистическим методом, рекомендованным в книге [22], для временного интервала от месяца до года;

– по гистограмме АОТ, при наперед заданном значении внеатмосферной солнечной постоянной,

4) предварительный анализ:

- проверка правильности ввода в компьютер и редакция первичной информации с использованием критерия правдоподобности спектра АОТ;

- просмотр изменчивости спектральных кривых $\tau_a(\lambda)$ в течении дня,

5) Расчет спектральной АОТ и запись результатов на жесткий диск.

С помощью этой программы была проведена калибровка каналов фотометра за период от 1989 до 1996 г. и обработано более 7000 спектральных кривых прозрачности атмосферы. Некоторые из часто наблюдаемых в районе Карадагской обсерватории спектральных распределений оптической толщины аэрозольной атмосферы приведены на Рисунке 5.3.

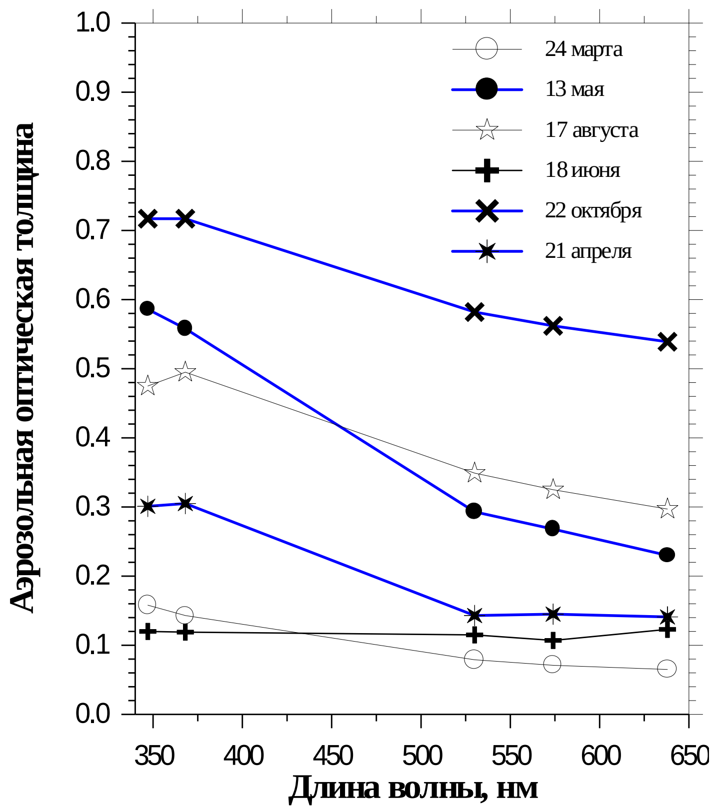

Рисунок 5.3 – Спектральные АОТ над Черным морем, наблюдаемые в районе Карадагской обсерватории в1991 году

Кружками на этом рисунке представлены данные, которые хорошо описываются степенной зависимостью с показателем Ангстрема в диапазоне от 0.8 до 1.4. Крестиками обозначены данные, соответствующие спектральному распределению АОТ, почти не зависящему от длины волны. Из Рисунка 5.3 видно, что нейтральный ход оптической толщины атмосферы может наблюдаться как при малых значениях τ_a (величин порядка 0,1), так и при больших значениях около 0,6. Звездочками обозначены спектральные кривые $\tau_a(\lambda)$, имеющие не совсем обычную структуру, когда с увеличением длины волны оптическая толщина резко уменьшается до примерно одинакового значения в зеленой и красной областях спектра. Такие спектральные кривые невозможно описать степенной зависимостью.

Параметр Ангстрема часто употребляется для описания селективности рассеяния. На Рисунке 5.1 построены все значения этого параметра за 1990 год как функция оптической толщины на 530 нм.

Приведенный рисунок демонстрирует следующие закономерности оптических свойств аэрозоля над морем в безоблачную погоду:

- в условиях высокой прозрачности атмосферы (наиболее благоприятная ситуация для задач дистанционного зондирования), спектральные свойства АОТ наиболее изменчивы и варьируются от нейтрального хода до значений параметра Ангстрема около 2,

- с увеличением мутности атмосферы наклон спектра $\tau_a(\lambda)$ становится все более детерминированным, причем асимптотическое значение параметра Ангстрема при $\tau_a \to \infty$, по видимому, является оптическим критерием условия безоблачности.

Обратим внимание на большой диапазон значений $\tau_a(\lambda)$. Такой диапазон и асимптотический характер поведения спектра при $\tau_a \to \infty$ обусловливают очень высокие значения коэффициентов корреляции между всеми спектральными каналами.

Отсутствие регулярных метрологических поверок солнечного фотометра после распада Советского Союза оказало негативное влияние на стабильность характеристик прибора. Тем не менее, до 1993 года качество измерений прозрачности атмосферы оказалось довольно высоким.

По результатам обработка данных за 4 года были вычислены средние оптические толщины, собственные векторы и собственные значения матрицы ковариации $\tau_a(\lambda)$. Результаты представлены в Таблице 5.1.

Таблица 5.1 – Средние оптические толщины и собственные векторы ковариационных матриц за 1989 – 1992 гг.

Год	Число спектров	Пара-Метр	%дис-персии	Длина волны нм				
				347	368	530	574	638
1989	1087	Средн. τ		0.4538	0.4444	0.2770	0.2732	0.2190
		Вектор 1	*98.0*	0.5823	0.5639	0.3847	0.3440	0.2766
		Вектор 2	1.65	-0.4440	-0.3325	0.3133	0.4341	0.6369
1990	1741	Средн. τ		0.4257	0.4094	0.2824	0.2485	0.2228
		Вектор 1	*99.0*	0.5784	0.5646	0.3819	0.3392	0.2928
		Вектор 2	0.72	-0.4450	-0.3602	0.4220	0.3643	0.6012
1991	1140	Средн. τ		0.4611	0.4561	0.2658	0.2420	0.2133
		Вектор 1	97.5	0.5946	0.5716	0.3685	0.3259	0.2787
		Вектор 2	1.72	-0.4950	-0.2776	0.4280	0.4302	0.5564
1992	974	Средн. τ		0.5637	0.5691	0.3613	0.3461	0.3072
		Вектор 1	97.0	0.5876	0.5740	0.3716	0.3252	0.2852
		Вектор 2	2.07	-0.3112	-0.4878	0.4747	0.5231	0.4077

Как и ожидалось, практически всю изменчивость дисперсии описывает первый собственный вектор. Причем эти векторы за все годы довольно близки к друг к другу. Значительно более высокая корреляция между каналами по сравнению с проанализированными ранее осредненными за день аэрозольными оптическими толщинами, по-видимому, свидетельствует о правильном выборе калибровочных характеристик фотометра. Другая особенность представленных в таблице 5.1 результатов заключается в том, что спектр средней оптической толщины с высокой точностью пропорционален первому собственному вектору. Так, среднеквадратичная ошибка такой аппроксимации составляет 0.011; 0.004; 0.012; 0.018 соответственно для 1989, 1990, 1991 и 1992 гг. Следует отметить, что вследствие систематических погрешностей средняя оптическая толщина рассчитывается с несколько большими ошибками, чем первый собственный вектор.

Несмотря на малые собственные значения, второй собственный вектор описывает изменчивость наклона спектральной кривой $\tau_a(\lambda)$, которая, судя по Рисунку 5.3, весьма существенна. Для наглядности на Рисунке 5.4 приведены вторые собственные вектора и средние оптические толщины, представленные в Таблице 5.1. Как видно из Рисунка 5.4, 1992 год отличался повышенной замутненностью атмосферы. Тем не менее, собственные вектора оказались достаточно близкими.

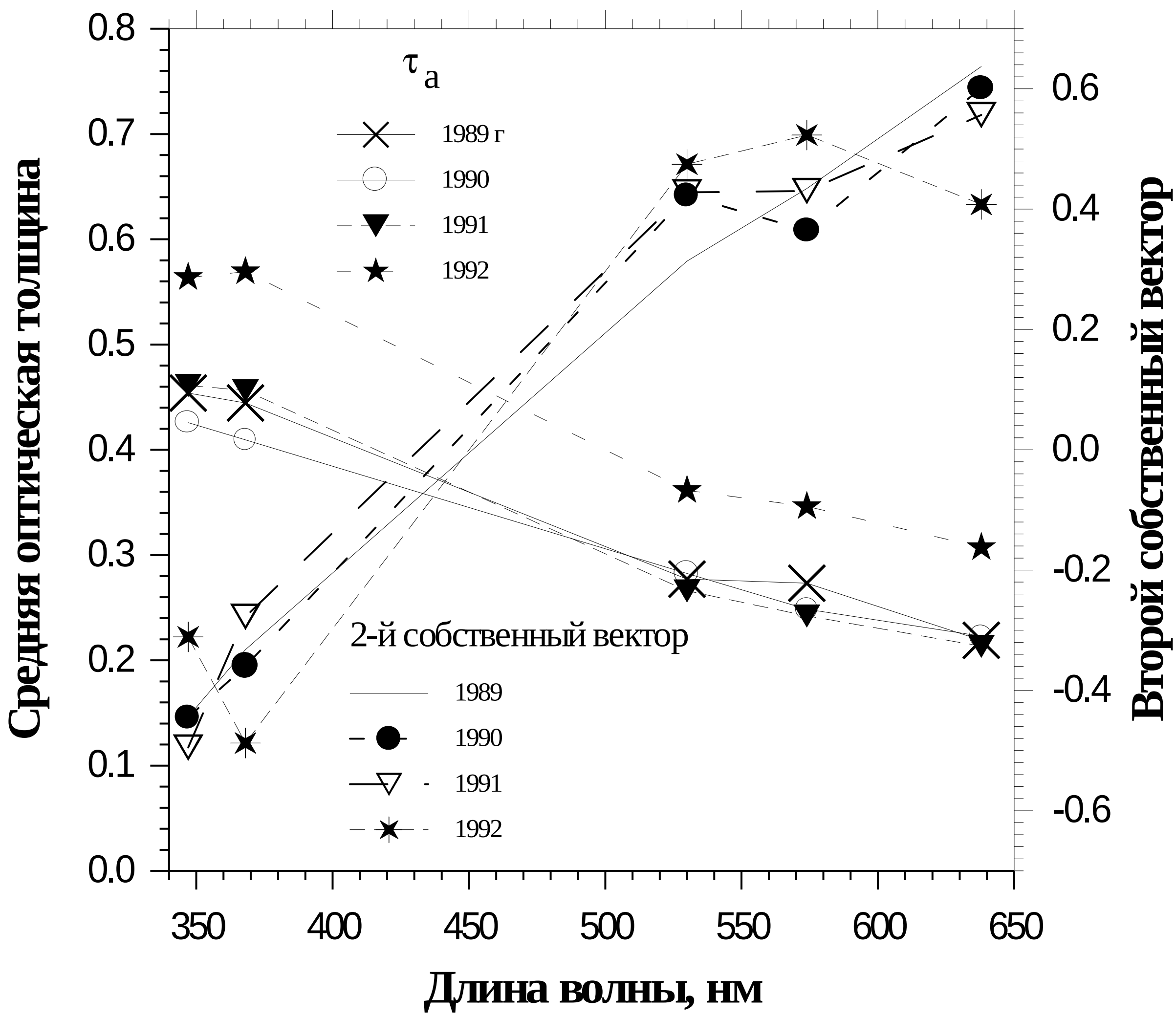

Рисунок 5.4 – Спектральный ход средних оптических толщин и вторых собственных векторов в районе Карадагской обсерватории в 1989 – 1992 гг.

Из Рисунка 5.4 также следует, что кривые средних АОТ не обладают достаточной степенью гладкости, чтобы использовать их в дальнейшем анализе. В этом отношении первый собственный вектор более предпочтителен.

5.3 Сравнение результатов береговых атмосферных оптических исследований с данными судовых наблюдений на акватории Черного и Средиземного морей

Практически весь объем исследований оптических свойств атмосферы над Черным морем до 1998 г. был выполнен с береговых станций в Крыму и на Кавказе. Измерения непосредственно на акватории моря выполнялись эпизодически на очень редких единичных гидрологических станциях, поэтому по ним трудно было судить о применимости результатов береговых исследований для разнообразных морских условий. Исследования в период экспедиции 2 рейса НИС "Горизонт" – 1998 г. позволили существенно восполнить этот пробел, поскольку удалось охватить наблюдениями обширную акваторию Черного и Средиземного морей вплоть до Атлантического океана. Причем важно отметить, что наблюдения проводились по той же методике и с помощью того же солнечного фотометра Карадагской геофизической обсерватории [22], которые используются для измерений прозрачности атмосферы уже более 30-ти лет. Всего было получено 500 спектральных кривых АОТ. Из них 367 в Средиземном море и 133 в Черном море. К кривым АОТ Черного моря были добавлены спектральные кривые, измеренные в районе пролива Дарданеллы, ввиду географической близости к Черному морю и близости к берегам. Для Черного моря АОТ на длине волны 347 нм изменялась в пределах 0.18 – 0.94, а параметр Ангстрема, изменялся от 0.18 до 1.57.

Для Средиземного моря АОТ на длине волны 347 нм. варьировалась от 0.04 до 0.55. Селективность рассеяния, которую будем характеризовать параметром Ангстрема, изменялась от отрицательных значений до 1.34. Для АОТ, как правило, наблюдался сильный суточный ход. На Рисунках 5.5, 5.6 приведены примеры спектрального хода аэрозольной оптической толщины в течение одного дня измерений в Ионическом и Левантийском море.

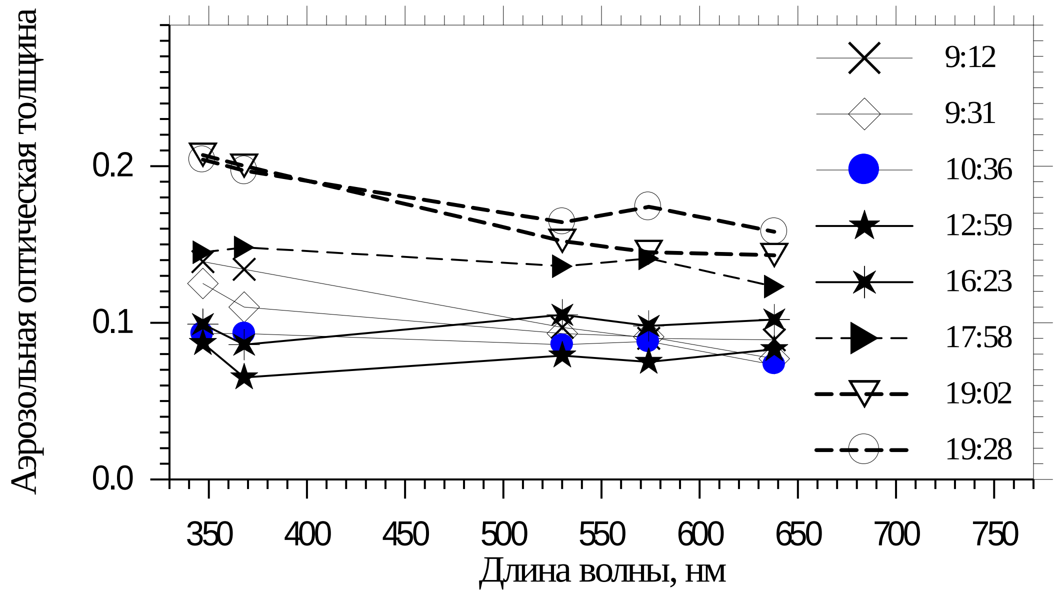

Рисунок 5.5 – Спектральный ход АОТ за 12 мая 1998 г. Ионическое море

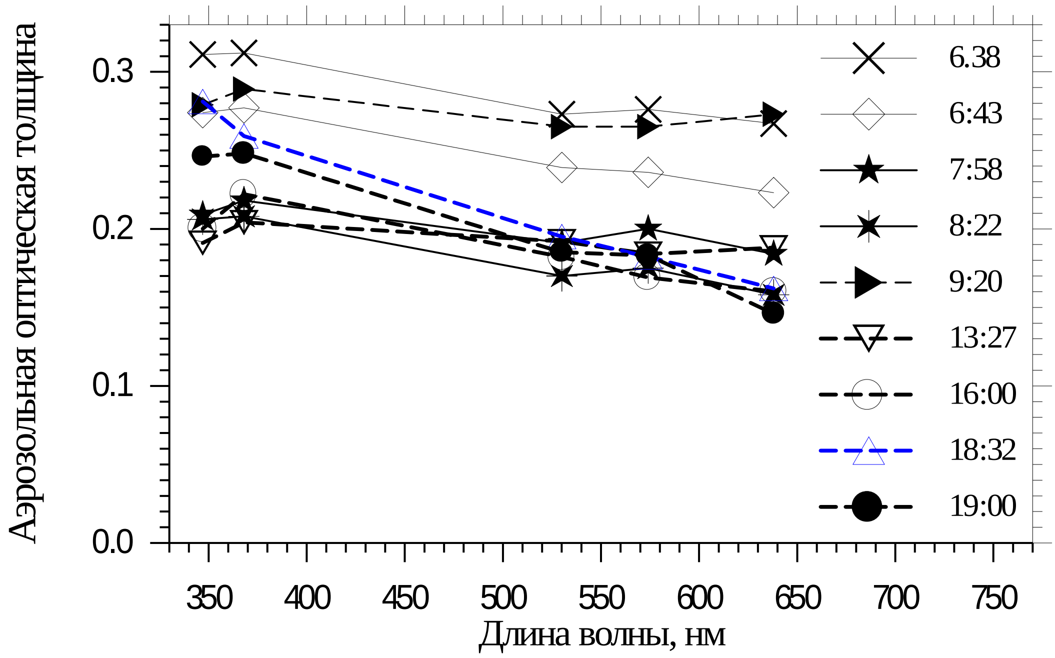

Рисунок 5.6 – Спектральный ход АОТ за 27 мая 1998 г. Левантийское море

На Рисунках 5.5, 5.6 видна большая изменчивость аэрозольного рассеяния в течение светового дня. Заметим также, что нейтральный ход оптической толщины аэрозоля может наблюдаться как для прозрачной атмосферы, так и для более мутной. Немонотонный характер кривых на Рисунках 5.5, 5.6, по-видимому, связан не только со случайными ошибками измерений, но и с флуктуациями АОТ за время переключения светофильтров. Флуктуации на двух соседних каналах 347 и 368 нм. регулярно наблюдаются в данных Карадагской геофизической обсерватории.

Некоторые закономерности дневного хода оптической толщины показаны на Рисунке 5.7. На этом рисунке данные за 12 мая представлены в зависимости от высоты Солнца.

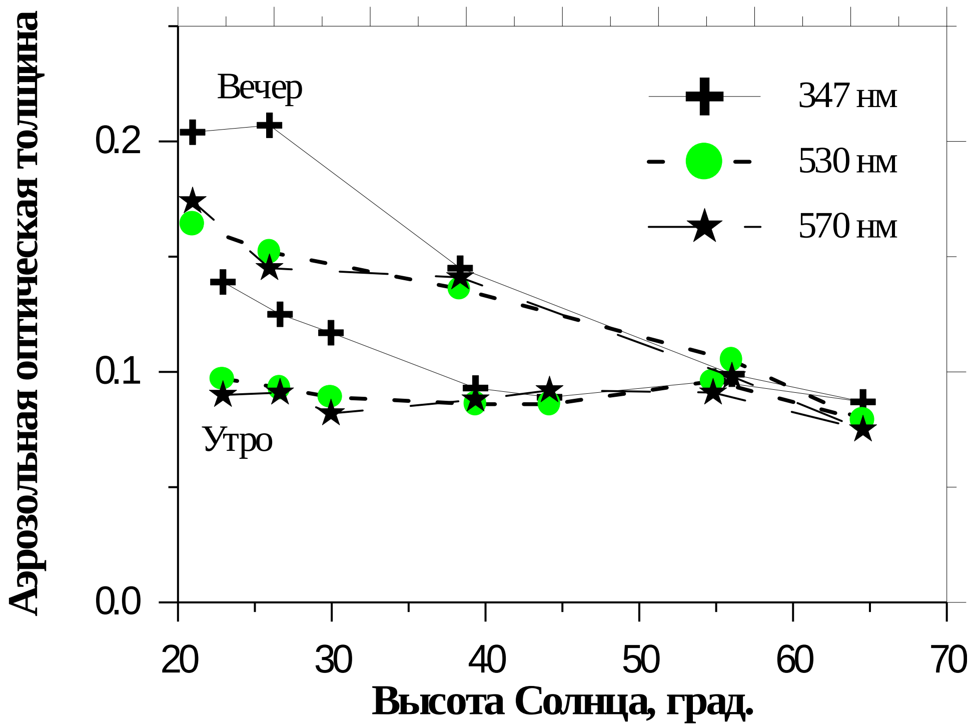

Рисунок 5.7 – Дневная изменчивость аэрозольной оптической толщины 12 мая 1998 г в районе Ионического моря в различных спектральных каналах

В отличие от Рисунков 5.5 и 5.6, данный пример иллюстрирует существенные спектральные изменения в течение дня. Увеличение селективности рассеяния в утренние и вечерние часы может быть обусловлено конденсацией атмосферного водяного пара на мелких частицах, невидимого в оптическом диапазоне. По мере прогревания воздуха, относительная влажность падает, что приводит к испарению воды из солевых растворов.

Метод главных компонент показал, что как для Средиземного, так и для Черного моря вектора средних аэрозольных оптических толщин весьма близки к первым собственным векторам, нормированным на длину радиус-вектора средней оптической толщины. При этом они (собственные вектора) описывают 96% изменчивости дисперсии аэрозольной оптической толщины для Черного и 95.5% для Средиземного морей.

Таблица 5.2. Результаты анализа методом главных компонент судовых измерений аэрозольных оптических толщин над внутренними морями

Длина волны нм	***347***	***368***	***530***	***574***	***638***
Черное море					
Средняя оптическая толщина	0.375	0.371	0.237	0.215	0.193
Первый собственный вектор	0.381	0.375	0.231	0.216	0.182
Относительная ошибка %	***1.4***	***1.1***	***-2.7***	***0.7***	***-5.9***
Средиземное море					
Средняя оптическая толщина	0.201	0.193	0.162	0.150	0.140
Первый собственный вектор	0.202	0.200	0.160	0.151	0.132
Относительная ошибка %	0.7	3.2	-1.7	0.1	-5.6

В Таблице 5.2 приведены средние АОТ $\bar{\tau}(\lambda_i)$, а также нормированные в соответствие с уравнением (5.2) первые собственные векторы $V_1(\lambda_i)$ и их относительные отклонения от вектора средней оптической толщины для аэрозоля над Черным и Средиземным морем

$$\sum_{i=1}^{5} V_1^2(\lambda_i) = \sum_{i=1}^{5} \bar{\tau}^2(\lambda_i). \qquad (5.2)$$

Нормировка первого собственного вектора позволяет проиллюстрировать близость спектральных законов функций $V_1(\lambda_i)$ и $\bar{\tau}(\lambda_i)$. Такие особенности аэрозольного рассеяния говорят о близости законов трансформации аэрозольных частиц над морем и в прибрежной зоне, а также об отсутствии заметного количества фонового аэрозоля. На Рисунке 5.8 приведены первые собственные вектора для аэрозоля над Черным и Средиземным морями, а также, для сравнения, первый собственный вектор, полученный при обработке данных измерения прозрачности атмосферы над Черным морем в 1990 г. в Карадагской астрономической обсерватории. Для векторов использовалось условие нормировки: $\sum_{i=1}^{5} V_1^{\,2}(\lambda_i) = 1$.

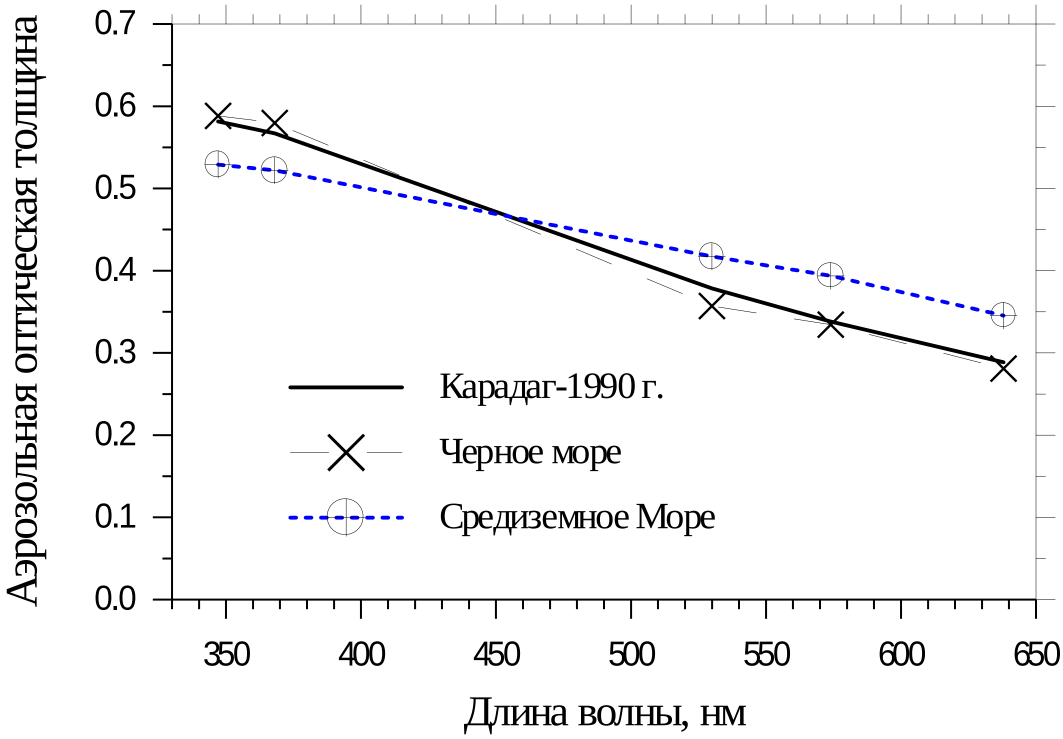

Рисунок 5.8 – Первые собственные вектора АОТ для Черного и Средиземного моря, в сравнении с первым собственным вектором, полученный при обработке данных измерений прозрачности атмосферы над Черным море в 1990 г. в Карадаге

Из Рисунка 5.8 видна близость первых собственных векторов для аэрозоля в 1990 г. над Черным морем в Карадаге и в 1998 г. в рейсе НИС «Горизонт». Это говорит о том, что аэрозоль над морем и в прибрежной зоне в районе Карадага незначительно отличаются по качественному составу. Как на Карадаге, так и над внутренними морями основная изменчивость аэрозольного рассеяния обусловлена изменением концентрации аэрозоля, спектральные свойства ослабления которого описываются первым собственным вектором. Отличие первого собственного вектора для аэрозоля над Средиземным морем от собственных векторов для аэрозоля над Черным морем свидетельствует о присутствии более крупных частиц аэрозоля в атмосфере над Средиземным морем. Среднее значение параметра Ангстрема составило 0.64 для Средиземного и 1.2 для Черного моря. Отметим также, что для Средиземного моря характерна более высокая прозрачность атмосферы.

5.4 Оценка параметров функции распределения аэрозольных частиц по размерам по первому собственному вектору

Вследствие близости вектора с компонентами средних АОТ к первому собственному вектору, представим аэрозольную оптическую толщину в виде

$$\tau_a(\lambda) = C_1 \cdot V_1(\lambda) + \varepsilon(\lambda), \qquad (5.3)$$

где C_1 – концентрация аэрозоля;

$V_1(\lambda)$ – значения первого собственного вектора на длине волны λ, определяющее ослабляющие свойства аэрозоля, типичного для данного года;

$\varepsilon(\lambda)$ – функция, в которую входят как значения второго собственного вектора, так и систематическая ошибка приближения (5.3).

В статистическом смысле величиной $\varepsilon(\lambda)$ можно пренебречь, но для задач дистанционного зондирования такая однопараметрическая модель была бы слишком грубым приближением.

Исходя из статистического анализа основная изменчивость аэрозоля над Черным морем связана с изменением концентрации аэрозоля в атмосфере, а его спектральный ход определяется первым собственным вектором. Предположим, что распределение частиц по размерам удовлетворяет логарифмически нормальному закону

$$\frac{\partial N}{\partial \ln r} = \frac{C}{\sqrt{2\pi} \cdot \ln \sigma} \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\ln(r / r_m)}{\ln \sigma} \right)^2 \right], \qquad (5.4)$$

где C – численная концентрация частиц;

r_{m} – медианный радиус;

$\ln\sigma$ – стандартное отклонение.

Логарифмически нормальный закон характерен для процессов дробления [25]. Для растворимых частиц величина показателя преломления должна зависеть от размера частиц. Для более крупных частиц, представляющие собой водные растворы, показатель преломления должен приближаться к показателю преломления воды, а для мелких – высохших частиц к показателю преломления ядра конденсации, например, соли. Дополнительная математическая сложность заключается в том, что непрерывность функции распределения солевых частиц требует вычисления двойных интегралов при рассмотрении эффектов конденсации водяного пара. Однако это будут только равновесные концентрации водяного пара, а не реальные концентрации.

В качестве первого приближения рассмотрим два типа частиц: 1) аэрозоль в виде капель воды; 2) сферические частицы соли (NaCl). В первом случае учтем дисперсию показателя преломления воды, во втором – будем считать, что показатель преломления равен 1.5. Пользуясь теорией Ми, подберем параметры r_{m} и $\ln\sigma$, чтобы теоретические спектральные кривые наилучшим способом аппроксимировали первые собственные вектора за 1989 – 1992 гг. Результаты решения обратной задачи представлены в таблице 5.3. В таблице также приведены среднеквадратичные отклонения аппроксимации теоретическими кривыми. Для сравнения закон Ангстрема дал бы следующие среднеквадратичные погрешности: 1.42%; 0.98%; 0.80%; 1.00% соответственно для 1989, 1990, 1991, 1992 гг. Как видно из таблицы, восстановленные параметры распределения за анализируемый период времени довольно близки, а частицы модельного аэрозоля представляют собой мелкодисперсную, субмикронную фракцию атмосферного аэрозоля. Это означает, что основная изменчивость оптических свойств аэрозоля над морем происходит за счет этой фракции. Максимум функции распределения или модальный радиус ($r_{mod}=r_m\cdot$ $\exp[-\ln^2\sigma]$) за 1990 – 1992 гг. для модели водяных капель приходится на интервал 0.097 – 0.43 мкм, а для модели солевых частиц (n=1.5) на интервал 0.049 – 0.078 мкм. 1989 год отличается как значительно большими значениями r_{mod} (0.24, 0.16 мкм), так и меньшими величинами дисперсии.

Таблица 5.3. Параметры модели логнормального распределения и теоретические спектральные кривые, аппроксимирующие первые собственные вектора.

Год		Параметры модели			Длины волн				
		r_m мкм	$ln\sigma$	ε%	347	368	530	574	638
1989	Собств.вектор				0.5823	0.5639	0.3847	0.3440	0.2766
	Капли воды	0.256	0.249	0.35	0.5807	0.5664	0.3842	0.3389	0.2819
	Соль	0.170	0.270	0.27	0.5811	0.5656	0.3858	0.3394	0.2798
1990	Собств.вектор				0.5784	0.5646	0.3819	0.3392	0.2928
	Капли воды	0.172	0.433	0.31	0.5813	0.5606	0.3835	0.3420	0.2892
	Соль	0.099	0.495	0.34	0.5822	0.5597	0.3833	0.3421	0.2895
1991	Собств.вектор				0.5946	0.5716	0.3685	0.3259	0.2787
	Капли воды	0.126	0.511	0.24	0.5969	0.5683	0.3699	0.3280	0.2760
	Соль	0.068	0.582	0.27	0.5975	0.5678	0.3697	0.3281	0.2761
1992	Собств.вектор				0.5876	0.5740	0.3716	0.3252	0.2852
	Капли воды	0.151	0.460	0.57	0.5927	0.5670	0.3738	0.3314	0.2785
	Соль	0.079	0.549	0.60	0.5936	0.5660	0.3732	0.3315	0.2791

С другой стороны, собственный вектор за 1989 г. близок к собственному вектору за 1990 г. Это означает, что обратная задача нахождения двух параметров функции распределения является плохо обусловленной. В принципе для описания изменчивости спектральной АОТ достаточно одного параметра. Из двух параметров логнормального распределения предпочтение следует отдать медианному радиусу, зафиксировав дисперсию. Тогда результаты сравнения становятся более сопоставимыми. Например, для модели солевых растворов с радиусом, превышающим радиус солевой частицы в 2 раза, и при $\ln\sigma = 0.434$ имеем следующие значения модального радиуса: 0.140; 0.142; 0.132; 0.135; 0.180 мкм соответственно для 1989 - 1992 гг. и Средиземного моря в мае 1998 г. Естественно ошибка аппроксимации увеличивается, но не превышает 0.58%.

5.5 Результаты исследования атмосферного аэрозоля в рамках программы AERONET

С мая 2006 г. в МГИ НАНУ начались регулярные наблюдения за свойствами атмосферного аэрозоля по программе AERONET. Прибор позволяет измерять спектральную прозрачность атмосферы и индикатрису рассеяния в спектральных интервалах 340, 380, 440, 500, 675, 870, 1020 нм. Он был установлен на крыше института, ул. Капитанская 2.

Одно из главных достоинств прибора состоит в том, что он откалиброван и позволяет адекватно воспроизвести суточный ход АОТ. На Рисунке 5.9 показан пример дневного хода АОТ на разных длинах волн для типичного летнего дня в Севастополе в ясную погоду (20.07.2006 г.) [23].

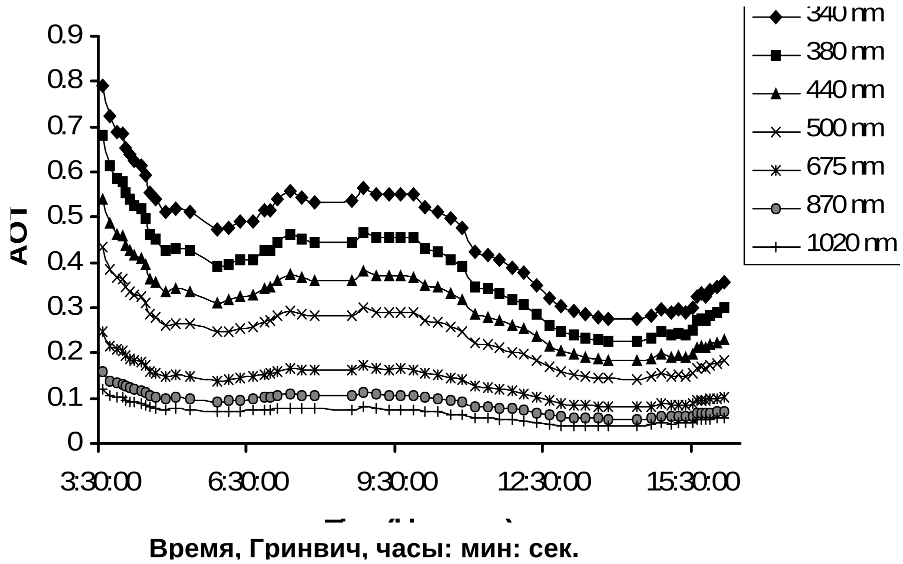

Рисунок 5.9 – Изменчивость АОТ в течении светового дня в Севастополе в летний период (20.07.2006 г.)

По оси X отложено время по Гринвичу в момент проведения измерений. Местное украинское время было на 3 часа больше «летом» и на 2 часа «зимой». Характер дневной изменчивости АОТ можно интерпретировать следующим образом. Расположение прибора таково, что с момента начала измерений до 16 ч местного времени солнце находится над сушей, а вечером садится в море. Интенсивность турбулентного обмена над поверхностью земли выше, чем над морем [26], вследствие сильного прогрева в летний период. Потому, значения АОТ в течение дня больше, чем в вечернее время. Качественное объяснение характерного дневного хода АОТ дано в диссертации С.М. Сакерина [78]. В утренние часы относительная влажность максимальна, поэтому аэрозольные частицы крупнее. Затем с ростом температуры воздуха происходит «обсыхание» аэрозоля, что приводит к уменьшению величин АОТ. В дальнейшем за счет испарения количество водяного пара в атмосфере постепенно возрастает, происходит рост размеров частиц при его конденсации, а следовательно АОТ возрастает. Вечерний рост АОТ объясняется увеличением относительной влажности при уменьшении температуры воздуха. Таким образом подобная изменчивость АОТ в течении дня может объясняться растворимостью аэрозоля.

Средние значения АОТ по месяцам для Севастополя и соответствующие среднеквадратичные отклонения приведены на Рисунке 5.10.

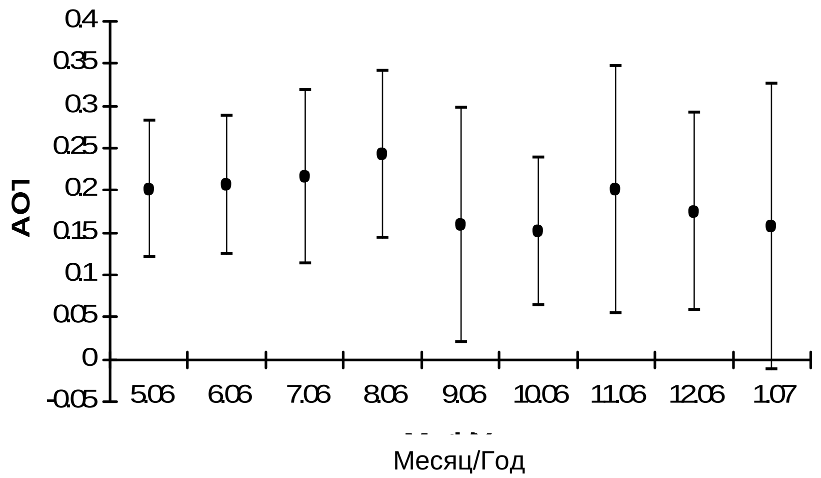

Рисунок 5.10 – Сезонная изменчивость АОТ на длине волны 500 нм в Севастополе

Видно, что диапазон изменения АОТ сравним с самими значениями АОТ, что характеризует довольно заметную изменчивость этой величины.

На Рисунке 5.11 показаны гистограммы распределения полученных значений АОТ за период с мая 2006 г. по январь 2007 г. Из которого видно, что в ближней ИК области спектра распределение АОТ плохо соответствует логнормальному распределению, хотя бы из-за двух локальных максимумов. Расчеты показали, что в видимом диапазоне распределение $\tau_a(\lambda)$ также имеет модальный характер. Как видно из Рисунка 5.11, это наиболее отчетливо наблюдается в ближней УФ области спектра. В дальнейшем изложении будут приводиться результаты стандартных статистических методов, но данный подход к описанию поведения аэрозоля следует считать лишь формальным [23].

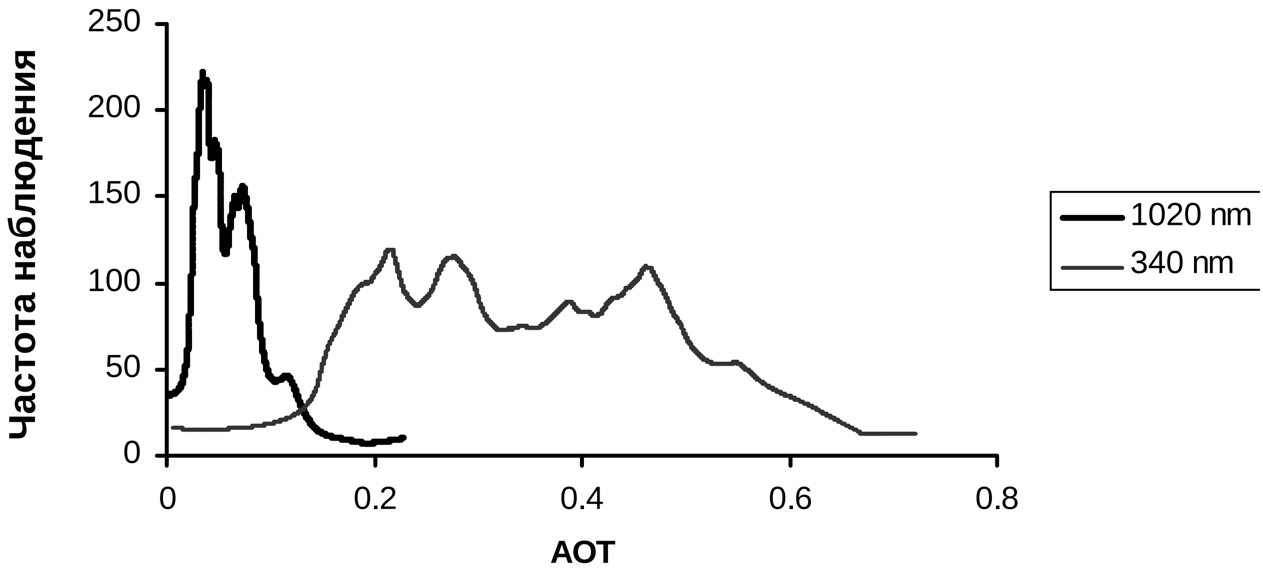

Рисунок 5.11. Гистограмма распределения АОТ

Были рассчитаны следующие статистические характеристики спектральной АОТ. Это средние ее значения и два первых собственных вектора. Результаты показаны на Рисунке 5.12 [23]. Статистический анализ данных АОТ, измеренных в

2006-2007 гг. показал, что первый собственный вектор объясняет .93% вариации АОТ.

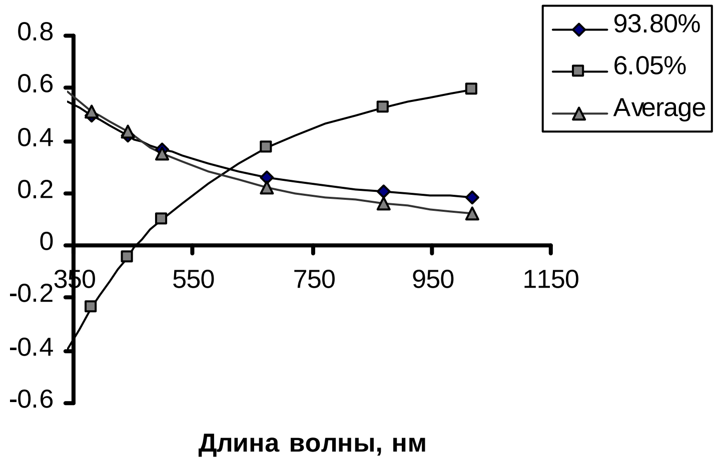

Рисунок 5.12. Компоненты первых двух собственных векторов и средние величины АОТ для Севастополя (2006-2007)

Также как и для карадагских данных средние спектральные величины АОТ практически пропорциональны первому собственному вектору. При сравнении с результатами статистической обработки данных, измеренный на Карадаге в 1989-1992 гг., мы видим, что первое собственное значение принимает меньшее значение. По-видимому, это в основном объясняется более широким спектральным интервалом солнечного фотометра CE-318, фирмы CIMEL (340 – 1020 нм), по сравнению с прибором М-83 (347 – 638 нм). В целом же статистические свойства АОТ в Севастополе и на Карадаге весьма схожи. В обоих случаях эмпирическая модель аэрозоля описывается формулой (5.3). Однако для проведения процедуры атмосферной коррекции точности однопараметрического представления АОТ не будет достаточно.

Было выдвинуто предположение о причине высокой корреляции АОТ на разных длинах волн. Натурные наблюдения за спектральной прозрачностью атмосферы осуществлялись по измерениям ослабления прямого солнечного света, что возможно только в ясную погоду. Условие на отсутствие облачности в момент измерений ограничивает количество разнообразных сценариев генерации и трансформации аэрозоля. Определим степень влияния изменения условий наблюдений на особенности поведения АОТ. Их массива данных выделим группы дней, соответствующие ситуации полной облачности в течение дня с “окном” в 2 – 5 измерения, частичной облачности (когда облачность разрывает или прерывает измерения параметров аэрозоля) и абсолютно безоблачные (“чистые”) дни. На Рисунке 5.13 показаны графики уравнений регрессии между $\tau_a(340\,nm)$ и $\tau_a(670\,nm)$ для трех ситуаций:

1) наблюдения велись только утром или вечером, вследствие облачности в середине дня;
2) облачность присутствовала в утренние и вечерник часы;
3) в течение всего светового дня была ясная погода.

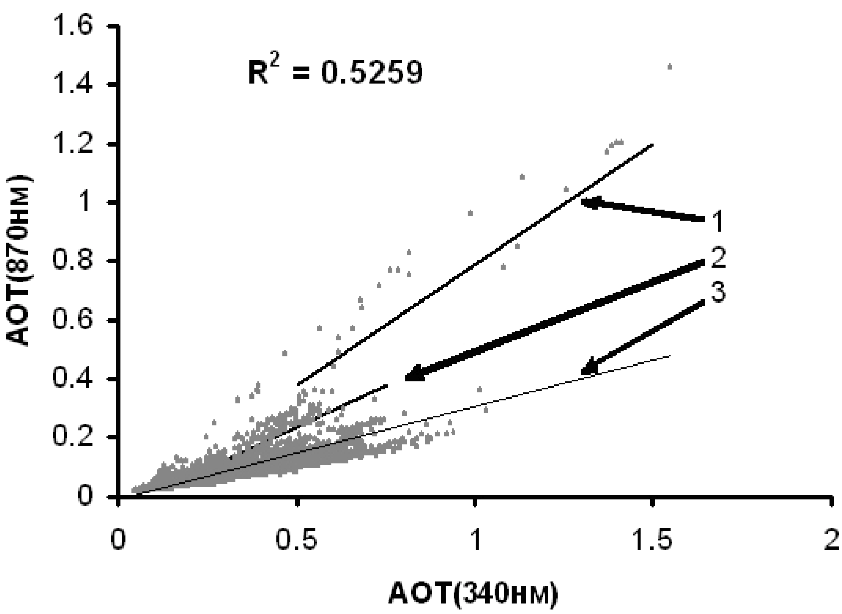

Рисунок 5.13. Характер регрессионных зависимостей величин АОТ в зависимости от наличия облачности в течении дня. Линия 1 – в середине дня, 2 – в начале или конце, 3 - безоблачный день

Из Рисунка 5.13 видно, что все уравнения регрессии существенно отличаются друг от друга. Поскольку по оси Y отложена величина $\tau_a(\lambda)$ в ближней ИК области спектра, то меньший наклон прямых соответствует большему параметру Ангстрема. Таким образом, в безоблачных условиях селективность рассеяния света аэрозолем выше. Как известно с увеличением размера частиц селективность рассеяния, которую можно характеризовать параметром Ангстрема, падает. Такое увеличение размеров аэрозольных частиц может произойти в результате конденсации водяного пара, а появление облачности и есть индикатор фазового перехода водяного пара в жидкую воду.

5.6 Физическая модель трансформации аэрозоля над морем и в прибрежной зоне

Существует простой физический механизм трансформации растворимой фракции аэрозольных частиц [52, 61]. Пусть относительная влажность воздуха равна η, а солевая частица радиусом r находится во взвешенном состоянии. Если величина η превышает некоторое критическое значение η_{cr}, которое зависит от химической природы растворимого вещества, то функция $\eta(r)$ будет описываться законом Рауля-Томсона [61],

$$\frac{\eta}{100} = \left(1 + \frac{c_m \cdot m}{M - m}\right)^{-\rho/\rho'} \cdot \exp\left(\frac{2\sigma'}{R_{H_2O} \cdot \rho' \cdot T \cdot r}\right). \qquad (5.5)$$

В этой формуле m – масса соли, растворенной в сферической капле;

M – масса капли;

c_m – коэффициент, зависящий от температуры T, а также от химических свойств соли и растворителя;

ρ, ρ' – плотность воды и раствора;

σ' – коэффициент поверхностного натяжения раствора;

R_{H_2O} – удельная газовая постоянная водяного пара.

Дадим качественное объяснение изменение размера частицы в неравновесных условиях. На Рисунке 5.14 построены функции $r(\eta)$, обратные функции (5.5) для трех различных значений эквивалентных радиусов сухого ядра поваренной соли NaCl. При $\eta > 100\%$ $r \to \infty$, при $\eta < \eta_{cr}$ в условиях термодинамического равновесия раствор высыхает до размеров солевой частицы. Но что будет, если $\eta << \eta_{cr}$. Теория говорит, что в этом случае образуется множество мелких ядер примерно одинакового размера [41]. В нижней тропосфере относительная влажность $\eta(z)$ растет с высотой z. Тогда условие отсутствия облаков записывается в виде неравенства $\eta(0) < \eta_{cr}$. Следовательно, растворимой аэрозоль будет присутствовать во взвешенном состоянии, как в виде сухих ядер, так и в виде растворов разной концентрации. В результате функция распределения частиц по размерам, даже при наличии в аэрозоле изначально частиц одного химического состава, будет иметь две моды распределения. Соотношение между модами будет зависеть от метеорологических параметров, таких как профиль относительной влажности и интенсивности турбулентного обмена. Кроме того, существует взаимосвязь между оптическими свойствами аэрозоля и радиационным балансом, который зависит от поглощения и рассеяния света на частицах аэрозоля [94].

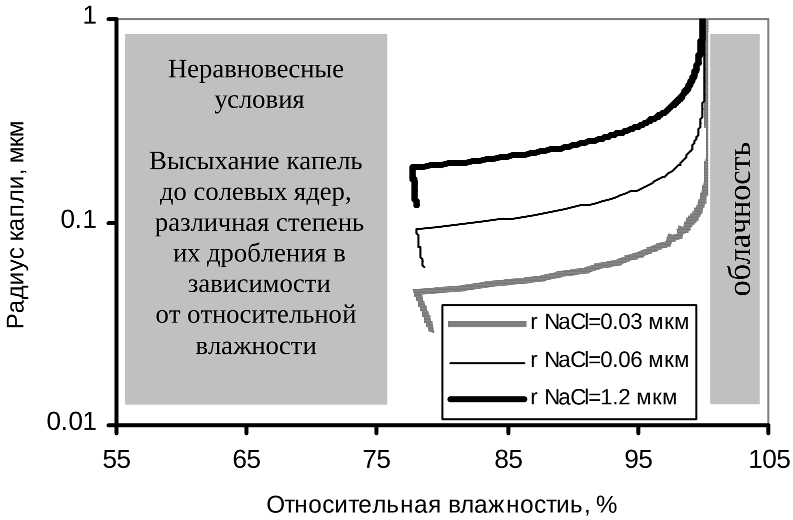

Рис 5.14. Размер капли солевого раствора в зависимости от относительной влажности при разных размерах сухого ядра

Приведенный пример является частью более общего механизма конденсатной трансформации. Как и молекулы водяного пара, сталкиваясь с частицей жидкого аэрозоля, увеличивают ее массу, также и мелкие частицы нерастворимой фракции при столкновении захватываются более крупной жидкой частицей. Аналогия механизмов конденсатной трансформации растворимого и смешанного аэрозоля прослеживается и далее. Высыхание крупных частиц приводит к освобождению ранее захваченных нерастворимых частиц, что напоминает процесс дробления капель насыщенных растворов.

Прибор CE-318 позволяет определять аэрозольную индикатрису рассеяния по измерениям рассеянной радиации небосвода в альмукантарате. Программа AERONET предусматривает стандартизованную обработку данных измерений [128], в результате чего можно определить среднее по атмосфере альбедо однократного рассеяния и получить распределение частиц по размерам. Измерения яркости неба проводятся методом сканирования по азимуту при постоянном зенитном угле, равном зенитному углу Солнца. Важно отметить, что расчет функции распределения частиц по размерам предполагает горизонтальную однородность атмосферы. Как следует из анализа результатов измерений суточного хода, показанного на Рисунке 5.9, это предположение может не выполняться. Помимо влияния границы «атмосфера над морем – атмосфера над сушей» на условие однородности может сказываться естественный перенос воздушных масс в горизонтальном направлении, включая атмосферные фронты со слабо развитой облачностью. В программе AERONET предусмотрен критерий горизонтальной неоднородности атмосферы, основанный на симметрии яркости неба относительно солнечного вертикала. Этот критерий заметно уменьшает количество восстановленных функций распределения частиц по размерам. Тем не менее, все имеющиеся на сайте http://croc.gsfc.nasa.gov/aeronet функции распределения схожи и демонстрируют бимодальный закон распределения частиц по размерам.

На рисунке 5.15 показан пример функции распределения, когда преобладает мода крупных частиц. Соответствующий максимум этой функции приходится на радиус характерный размеру капли мелкого тумана, а также значению максимума распределения частиц по размерам для капель облаков, т. е. 5 мкм. Функция $dV/d\ln r \sim r^4\, dN/dr$, отложенная по оси Y, выбрана из соображения сопоставимости объемов мод крупных и мелких частиц. Напомним, что в условиях стабильной безоблачной погоды преобладает мода «мелких» частиц. Расчеты по теории Ми показали, что в среднем по массиву данных мода крупных «частиц» влияет лишь на показатель рассеяния света в малых углах, а не на его интеграл по углу. Соответственно первый собственный вектор АОТ, в который входит и поглощение света в атмосфере, определяется в основном мелкими частицами [94].

В таблице 5.3 приводились параметры функции логарифмически нормального распределения, которое при расчетах по теории Ми дает спектральную зависимость, аппроксимирующую первый собственный вектор. Значения максимумов соответствующих функции $dV/d\ln r$ варьировались в пределах от 0.15 до 0.21 мкм за период наблюдений с 1989 по 1992 г. на Карадаге.

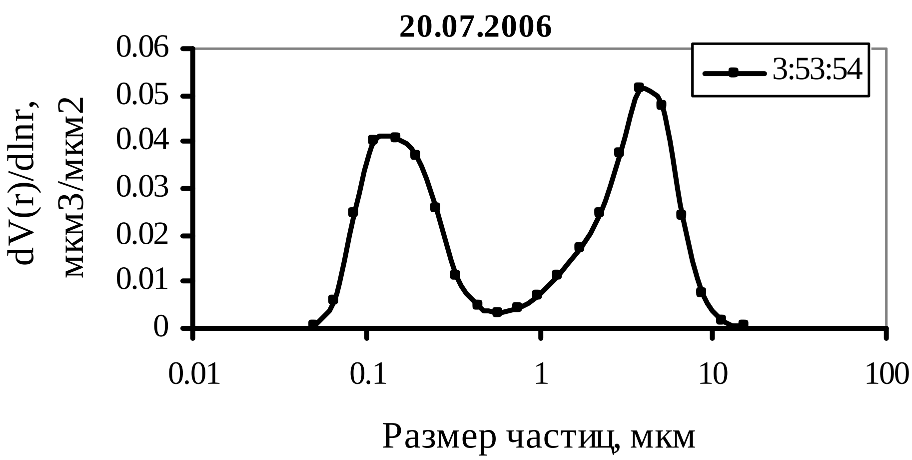

Рисунок 5.15. Распределение аэрозольных частиц по размерам, полученное методом решения обратной задачи [128] по данным измерений AERONET

Рисунок 5.16 показывает удовлетворительное соответствие результатов двух методов оценки функции распределения мелких, субмикронных частиц. При решении обратной задачи определения двух параметров функции распределения по первому собственному вектору считалось, что показатель преломления частиц равен 1.33. Следует заметить, что наиболее информативное время измерения индикатрис рассеяния соответствует низкому положению Солнца. В этом случае диапазон измеряемых углов рассеяния становиться максимальным – от 0° до $180^{\circ} - 2 \cdot h_s$, где h_s – высота Солнца в градусах.

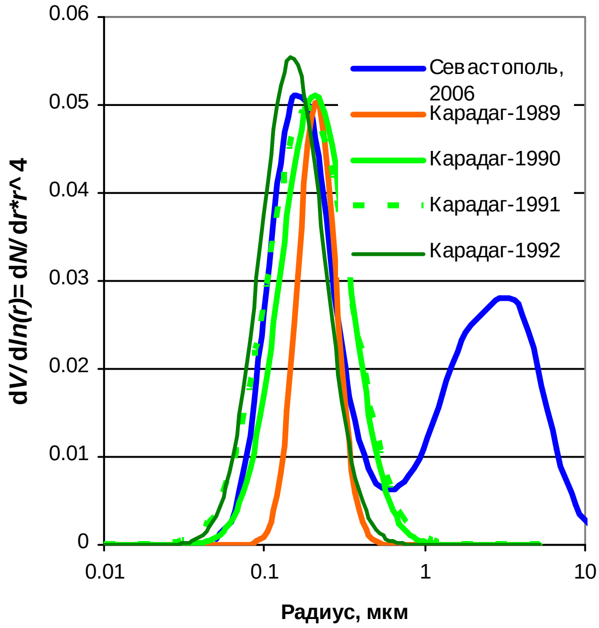

Рис 5.16. Функции распределения частиц по размерам, восстановленные по первому собственному вектору результатов измерений АОТ на Карадаге в 1989 – 1992 гг.

Наличие двух мод аэрозольных частиц является препятствием при проведении процедуры атмосферной коррекции с использованием в ближней ИК области спектра. Помимо субмикронной фракции на угловой показатель рассеяния света незначительно, но закономерно, влияет мода частиц, больших 1 мкм. При этом вклад в рассеяние света этой моды зависит от длины волны света. Предположим, что измерив значения яркости в ближнем ИК диапазоне на верхней границе атмосферы, можно получить два параметра, описывающих мелкодисперсную фракцию и одну характеристику для моды крупных частиц [94]. Однако с уменьшением длины волны (с 870 нм до 412 нм) погрешность в оценке параметров функции распределения мелких частиц скажется на сигнале в большей степени, чем неточность определения одного параметра для функции распределения моды крупной фракции аэрозольных частиц. Таким образом процедура экстраполяции оптических свойств аэрозоля из одной спектральной области в другую обречена на неудачу. Основанный на методе интерполяции в 1992 г. был предложен способ решения проблемы атмосферной коррекции в задаче дистанционного зондирования моря [73]. Было показано, что влияние ошибки в оценке величины коэффициента яркости моря в коротковолновой области спектра будет уменьшаться с увеличением длины волны..

Выводы к разделу 5

Из анализа натурных измерений спектральной прозрачности атмосферы и измерений индикатрисы рассеяния можно сделать следующие выводы:

- высокая корреляция АОТ на различных длинах волн обусловлена малой относительной влажностью, т.е. ограничением на отсутствие облачности в момент измерений;

- статистически изменчивость спектрального ослабления света аэрозолем над Черным морем объясняется изменением концентрации частиц субмикронной фракции. Распределение по размерам достаточно узкое (от 0.01 до 1 мкм);

- для понимания процессов трансформации аэрозоля необходимо принять во внимание наличие двух мод аэрозольных частиц. Бимодальное распределение частиц по размерам может объясняться присутствием в атмосфере частиц, растворимых в воде. Модель растворимого аэрозоля позволяется качественно объяснить влияние относительной влажности, ее профиля, высоты слоя инверсии, профиля температуры на оптические свойства аэрозоля [94];

- при дистанционном зондировании моря в силу неравновесного характера процессов фазового перехода в атмосфере для решения проблемы атмосферной коррекции желательно построить оптическую модель аэрозоля со степенью свободы. Эта модель может не являться линейной комбинацией моделей с фиксированными параметрами.

Основные результаты раздела опубликованы в работах [23, 33, 94, 125, 127].

6 УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ДИСТАНЦИОННЫХ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ БИООПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИБРЕЖНЫХ ВОД

6.1 Основные проблемы определения концентраций оптически активных примесей

Целью дистанционных оптических методов является оценка концентраций оптически активных веществ в верхнем слое моря. Вследствие различий в спектральных свойствах поглощения и рассеяния света примесями становится возможным оценить их концентрацию. Коэффициент яркости моря $\rho(\lambda)$ есть отношение яркости восходящего из-под воды излучения к яркости идеальной диффузно отражающей (ламбертовской) поверхности. Эта величина функционально связана с показателями поглощения $a(\lambda)$ и показателем обратного рассеяния света $b_b(\lambda)$:

$$\rho(\lambda) = f\left(b_b(\lambda)/a(\lambda)\right). \qquad (6.1)$$

Как показали численные расчеты по авторским алгоритмам [104, 105] функциональная зависимость $\rho(\lambda)$ от $b_b(\lambda)/a(\lambda)$ близка к линейной, что соответствует приближенной формуле Мореля [198].

Спектральная функция $b_b(\lambda)$ зависит от концентрации, размерного и химического состава взвешенных веществ, а также как было показано в разделе 2, и от особенностей пространственного распределения неоднородностей самой воды. Как правило, функция $b_b(\lambda)$ плавная и монотонная. Показатель поглощения $a(\lambda)$ определяется поглощением света водой без примесей, поглощением растворенным органическим веществом, поглощением взвешенными частицами. Наибольший интерес представляет спектральный показатель поглощения клеток фитопланктона $a_{ph}(\lambda)$. Хотя основная особенность спектра поглощения клетки объясняется наличием хлорофилла-а, удельный спектр поглощения клеток фитопланктона $a_{ph}^{spe}(\lambda)=a_{ph}(\lambda)/C_{chl}$ значительно варьирует. Это обусловлено как изменчивостью видового состава планктона, так и перестройкой пигментной структуры клеток под воздействием различных физических и биохимических факторов – уровня освещенности, температуры, концентрации питательных веществ [192, 241]. В процессе приспособления фитопланктона к условиям существования изменяется пигментный состав клеток, а, следовательно, и их спектр поглощения. При анализе удельных спектров поглощения клеток фитопланктона было обнаружено их закономерное изменение в зависимости от концентрации хлорофилла-а [256]. Уменьшение $a_{ph}(\lambda)/C_{chl}$ в основном объясняется эффектом «упаковки» [164, 204].

Обнаруженные закономерности носят эмпирический характер и содержат непрерывные, коррелированные по длинам волн ошибки, отличающиеся от случайных ошибок измерений – белого шума. Величина модельных ошибок, как правило, превышает погрешность измерений. В методах многомерной оптимизации [64, 87, 206] все ошибки считаются случайными и поэтому результаты расчетов по этим методам чувствительны к модельным погрешностям. Заметим, что модельные представления о спектрах поглощения клеток фитопланктона получены методом отбора проб с дальнейшей задержкой клеток на фильтре и измерением спектра ослабления [132, 192, 193]. Один из недостатков метода Кишино-Митчелла состоит в том, что некоторые микроорганизмы чувствительны даже к «мягкой» фильтрации [82, 83] и теряют часть внутриклеточной жидкости. Чтобы клетки не разрушались, необходимо увеличить размер пор фильтров. Это позволило бы уменьшить рабочее давление фильтрации. Однако при этом часть клеток, размером меньшим пор фильтра, будут оставаться в отфильтрованной воде и их поглощение останется незамеченным.

При анализе спектров поглощения взвешенным веществом была обнаружена тенденция увеличения удельного вклада цианобактерий с ростом концентрации фитопланктона [7]. Цианобактерии обычно не удается обнаружить методом фильтрации вследствие их малого размера. Результаты работы [7] можно объяснить эффектом перколяции – при большой концентрации клеток поры фильтра забиваются и, тем самым, уменьшается эффективный диаметр пор. Следовательно, существует различие между показателем поглощения света морской воды *in situ* и показателем поглощения, измеренного стандартными методами, то есть с помощью отбора проб и дальнейших лабораторных измерений. В настоящее время разработаны методы измерения общего поглощения воды *in situ* [112, 197]. Однако для определения вклада фитопланктона в суммарный спектральный показатель поглощения морской воды такие измерения требуют решения обратной задачи [225, 226]. Таким образом, малопараметрическая модель, используемая для решения обратных задач (параметризация коэффициента яркости), может принципиально отличаться от классической модели оптических свойств морской воды [56].

В предельном случае однопараметрической модели [140] концентрации оптически активных примесей связываются с индексом цвета – отношением коэффициентов яркости на выбранных двух длинах волн. Частным случаем однопараметрической модели цвета моря является эмпирический алгоритм оценки концентрации хлорофилла (хлорофилл-а + феофетин-а) [135, 203, 228]. При использовании таких алгоритмов в прибрежных водах обычно наблюдается относительно низкая точность восстановления концентраций оптически активных компонентов. Для устранения недостатков эмпирических алгоритмов был разработан полуаналитический алгоритм [10], который использовался в работах [29, 114] для интерпретации данных сканеров цвета моря. Он носит региональный характер и основан на существовании корреляционных связей между поглощением растворенного и взвешенного вещества в различных морях.

Проведение анализа данных спутниковых оптических сканеров предполагает корректный предварительный учет вклада атмосферы в общую яркость системы море-атмосфера, поскольку доля полезного сигнала мала. Как было показано ранее, определение аэрозольного рассеяния света в коротковолновой части видимого диапазона методом экстраполяции сигнала из ближней ИК области недостаточно корректно с физической точки зрения. Кроме того, в прибрежной зоне сами значения коэффициента яркости моря, как правило, малы и к «синей» области еще и уменьшаются. В связи с ростом ошибок с уменьшением длины волны анализ спутниковых данных восходящего излучения на 412 и 443 нм, не является продуктивным [89]. С другой стороны приблизительная оценка коэффициента отражения света водной толщей в коротковолновой области видимого диапазона позволило бы значительно повысить точность атмосферной коррекции, что впервые было показано в работе [73].

6.2 Спектральные особенности коэффициента яркости Черного моря

Черное море подвержено антропогенному воздействию и по своим оптическим свойствам соответствует водам второго типа по классификации Мореля [198]. Оптические свойства бассейна подвержены значительными сезонными вариациями, связанными с речными стоками весной и цветением различных видов фитопланктона. В конце XX века в Черном море наблюдалось массовое цветение коколитофоридов. По данным II-рейса НИС «Горизонт», 1998 г., глубина видимости белого диска составляла в центральной части моря 7 м.

Регулярные исследования оптических характеристик Черного моря возобновились в 2002 г. Измерения проводились в Черном море на океанографической платформе, расположенной у южного побережья Крыма в районе пос. Кацивели (44°23’с.ш., 33°59’в.д.). Целью экспериментов являлся сбор данных об оптическом состоянии атмосферы и верхнего слоя моря, необходимых для совершенствования регионального алгоритма атмосферной коррекции и исследований закономерностей формирования восходящего из моря излучения, а также валидации стандартных алгоритмов обработки спутниковых измерений сканерами MERIS, MODIS и SeaWiFS. В августе 2002, июле 2003, сентябре 2004 года эксперимент проводился совместно специалистами Морского гидрофизического института НАН Украины, Института биологии южных морей НАН Украины и лаборатории прибрежной океанографии Университета Литорали Опалового Берега (Франция). Финансирование экспериментальных исследований осуществлялась в рамках совместного проекта с Космическим Агентством Франции «Долговременные атмосферные биооптические и гидрологические наблюдения в Черном море для валидации сканера MERIS» и проекта НАН Украины «Спутниковая океанография» [63].

Изменение метеорологических условий в эксперименте 2002 г. в период с 27 июля по 15 августа повлекло за собой резкое изменении гидрологических условий в районе платформы. Вследствие переноса водных масс, предположительно из Азовского моря, поверхностная концентрация хлорофилла возросла с 0,5 мг/м^3 до величины 2 мг/м^3. Существенное увеличение поглощения к середине августа объясняет общее уменьшение коэффициента яркости. Поскольку спектральное распределение поглощения взвесью имело вид монотонно возрастающей с уменьшением длины волны кривой, принимающей максимальные значения в коротковолновой области спектра, то с увеличением поглощения произошло смещение максимума спектра яркости моря в область более длинных волн.

Восходящее и нисходящее излучение измерялось стандартным комплексом производства фирмы «Satlantic Inc» на длинах волн 412, 443, 490, 510, 560, 620, 665 нм. На Рисунке 6.1 показаны осредненные за день спектральные величины коэффициента диффузного отражения

$$R = \frac{E_u(-0)}{E_d(+0)}, \tag{6.2}$$

где $E_d(+0)$ – нисходящая облученность над поверхностью;

$E_u(-0)$ – восходящая облученность под поверхностью, соответствующие концентрациям хлорофилла 0,5 мг/м^3 – 2 августа и 1,5 мг/м^3 – 14 августа.

Величина коэффициента диффузного отражения примерно в 2 раза выше, чем величина коэффициента яркости. Это в основном обусловлено эффектом преломления света на границе раздела вода-воздух.

Из Рисунка 6.1 видно, что на длине волны 412 нм коэффициент диффузного отражения практически не изменился. Увеличение R(665) обусловлено увеличением концентрации взвеси, поскольку в этой области доминирует поглощение чистой водой. Как правило, рост концентрации хлорофилла сопровождается увеличением поглощения неживой органики. Поэтому постоянство $R(412)$ можно объяснить корреляцией показателя обратного рассеяния с показателем поглощения в «синей» области спектра.

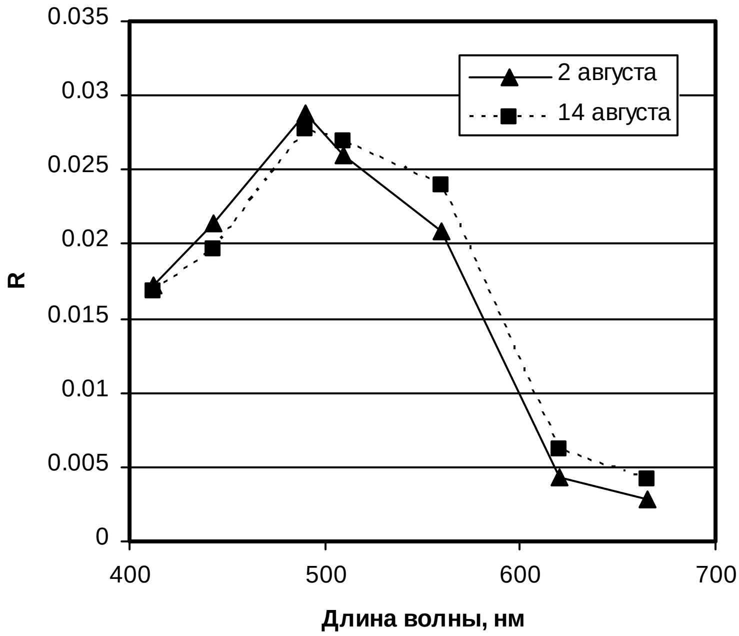

Рисунок 6.1 – Спектральные коэффициенты диффузного отражения, измеренные на океанографической платформе в августе 2002 г.

На следующем Рисунке показана статистическая взаимосвязь между обратным рассеянием на длине волны 555 нм и показателем поглощения неживыми частицами, измеренными в 2002 г. в период с 6 по 15 августа. Причиной такой связи может быть то, что в морской воде одно и то же вещество поглощает и одновременно рассеивает свет. В черноморской воде высока концентрация детрита, то есть взвешенных частиц органического происхождения. Кроме того, растворенное органическое вещество может адсорбироваться поверхностью клеток фитопланктона и минеральных частиц. Такие агрегаты способны одновременно поглощать свет, как растворенная органика, и рассеивать его, как взвесь. Поскольку при этом и рассеяние взвесью, и поглощение примесями зависят от одной и той же концентрации частиц, то они будут коррелировать.

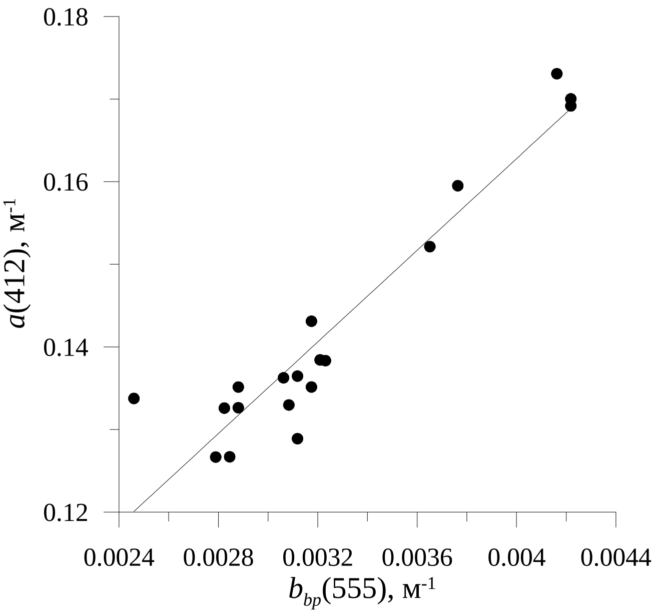

Рисунок 6.2 – Корреляция между обратным рассеянием на частицах на 555 нм и поглощением частиц на длине волны 412 нм. Уравнение регрессии, показанное сплошной линией, $y = 27,74x + 0,052$; $R^2 = 0,89$

Предлагается использовать эту закономерность в качестве оценки коэффициента яркости в коротковолновой части спектра для уточнения результатов атмосферной коррекции по стандартной методике [137]. Рисунок 6.3 демонстрирует типичные погрешности восстановления коэффициента яркости Черного моря со спутника. Представленные коэффициенты яркости соответствуют районам открытого моря, соседними с пикселем, в который попадает платформа. Видно, что только в одном случае стандартная атмосферная коррекция не привела к ошибке – к отрицательным значениям коэффициента яркости моря. Понятно, что если бы во всех случаях величины коэффициента яркости на границах видимого диапазона принимали бы постоянные значения, то величина индекса цвета $\rho(555)/\rho(490)$ лучше соответствовала бы наблюдениям с уровня поверхности моря. Следовательно, по крайней мере, эмпирические алгоритмы отражали бы тенденцию изменения концентрации хлорофилла. Касательно аналитических алгоритмов определения параметров модели оптических свойств морской воды, можно заметить, что условие постоянства значений коэффициента яркости на границах видимого диапазона позволяет стабилизировать работу алгоритма и увеличить корреляцию между восстановленными и измеренными концентрациями хлорофилла при обработке данных измерений с платформы [32]. Результаты моделирования коэффициента яркости показали, что при увеличении концентрации непоглощающих, но рассеивающих свет частиц алгоритм может давать приемлемую оценку концентрации хлорофилла [96].

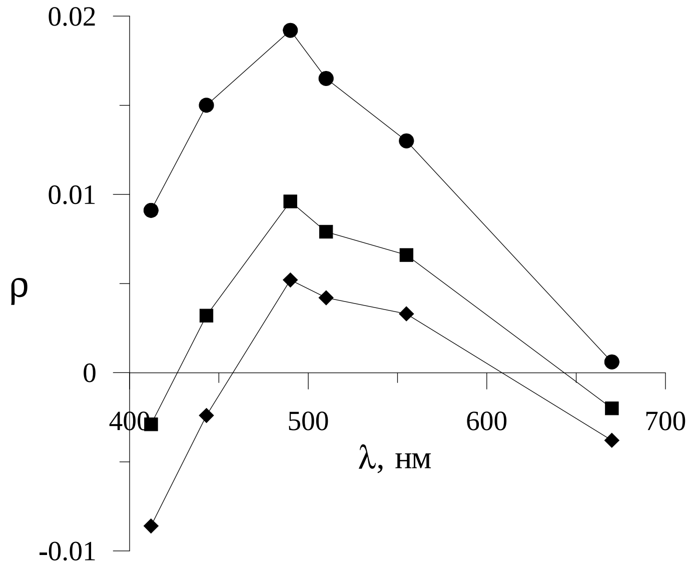

Рисунок 6.3 – Примеры восстановленных спектральных кривых коэффициентов яркости моря в прибрежных водах Черного моря (SeaWiFS, 27.07.02)

Как выяснилось в дальнейшем, применение условия «постоянства» для вод с концентрацией хлорофилла, менее 0,3 мг/м^3 приводит к его отрицательным значениям. На Рисунке 6.4 показан спектральный ход коэффициента яркости, измеренный в более чистой воде на платформе в 2007 г.

Малые значения дисперсии в длинноволновой области спектра и ее увеличение при продвижении в «синюю» область свидетельствуют о вариациях поглощения при примерном постоянстве рассеяния. Значительные, согласованные изменения коэффициента яркости наблюдаются в спектральном интервале 380 – 570 нм. Максимальному коэффициенту яркости соответствует относительная прозрачность по диску Секки 17 м.

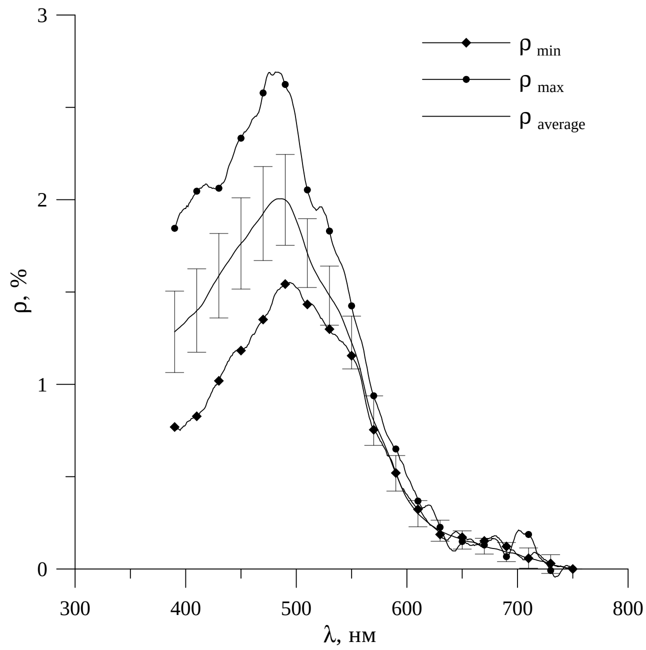

Рисунок 6.4 – Изменчивость спектрального коэффициента яркости в июле и в октябре 2007 г.

6.3 Оптическая модель коэффициента яркости Черного моря

Решение задачи восстановления биооптических свойств морской воды методом оптимизации становится возможным при небольшом числе параметров. Эти параметры должны быть достаточно общими, а с практической точки зрения информативными. В качестве параметров оптической модели были выбраны: концентрация пигментов C_{chl}, показатель поглощения света неживой органикой C_{ddm} и показатель рассеяния взвесью $b_{bp}(\lambda_0)$. Кроме того, в морской воде содержится множество микроорганизмов, например, бактерии, которые также влияют на коэффициент яркости моря. Поэтому под «концентрацией пигментов» будут подразумеваться пигменты фитопланктона и других микроорганизмов.

Согласно [242], поглощение морской воды $a(\lambda)$ представляется в виде суммы:

$$a(\lambda) = a_w(\lambda) + a_p(\lambda) + a_{dm}(\lambda), \tag{6.3}$$

где λ – длина волны;

$a_w(\lambda)$ – показатель поглощения света чистой морской водой [240];

$a_p(\lambda)$ – показатель поглощения взвешенными частицами;

$a_{dm}(\lambda)$ – спектральный показатель поглощения растворенным органическим веществом.

В ходе лабораторных измерений поглощения света взвешенным веществом выделяются две компоненты

$$a_p(\lambda) = a_d(\lambda) + a_{ph}(\lambda), \tag{6.4}$$

где $a_d(\lambda)$ – поглощение детритом;

$a_{ph}(\lambda)$ – поглощение клетками фитопланктона.

Детрит и растворенное желтое веществе представляют собой результат разложения органического вещества. Их формы спектра поглощения похожи. Использую формулу (6.4) представим (6.3) в виде

$$a(\lambda) = a_w(\lambda) + a_{ph}(\lambda) + a_{ddm}(\lambda), \tag{6.5}$$

где $a_{ddm}(\lambda)$ – поглощение неживой органикой.

Общепринято аппроксимировать спектральное поглощение света растворенным органическим веществом $a_{dm}(\lambda)$ в видимой области экспоненциальным законом

$$a_{dm}(\lambda) = C_{ddm} \exp(-\alpha(\lambda - \lambda_0)), \tag{6.6}$$

где C_{ddm} – поглощение неживой органикой на длине волны λ_0, а значение α в среднем равно 0,015 нм$^{-1}$, хотя из литературы известно, что значение параметра α может существенно отклоняться от среднего.

В частности по данным работ [146, 226] прибрежные воды характеризуются значениями показателя степени α в диапазоне 0,015–0,025 нм$^{-1}$. Рассматривались различные значения спектрального наклона поглощения неживой органики α, с учетом характерного соотношения концентраций детрита и растворенной органики в Черном море [92].

Спектральный показатель поглощения $a_{ph}(\lambda)$ также не является постоянным, поскольку величина удельного поглощения фитопланктона ($a^*{}_{ph}(\lambda) = a_{ph}(\lambda)/C_{chl}$) зависит от количественного и качественного пигментного состава клетки, причем с ростом содержания пигментов в клетке уменьшается величина максимума поглощения на 440 нм и спектр удельного поглощения становится более гладким.

Поглощение света клетками фитопланктона записывается в виде

$$a_{ph}(\lambda) = C_{chl}\, a^*{}_{ph}(\lambda), \tag{6.7}$$

где $a^*{}_{ph}(\lambda)$ – величина удельного поглощения, статистически зависящая от концентрации C_{chl}.

В работе [256] предлагается спектр удельного поглощения хлорофилла в виде:

$$a^*_{ph}(\lambda) = A(\lambda)(C_{chl})^{-B(\lambda)}, \tag{6.8}$$

где $A(\lambda)$ и $B(\lambda)$ – табличные функции.

Формула (6.8) получена статистически на выборке, где концентрация хлорофилла менялась на 2 порядка, и потому предполагает сильную зависимость удельного поглощения от концентрации хлорофилла. В черноморской воде не наблюдается таких значительных изменений концентрации хлорофилла [92], а излишняя взаимообусловленность будет усложнять модель. Поэтому в настоящей работе использовалась функция $a^*{}_{ph}(\lambda)$ по модели [256] при C_{chl} = 0,75 мг/м^3 (Рисунок 6.5). При этом на длине волны 443 нм вклад хлорофилла в суммарное поглощение составляет 26%, чистой воды 14%, а 60% дает желтое вещество. Именно доминирование поглощения желтого вещества над остальными компонентами позволяет в некоторых случаях пренебрегать поглощением хлорофилла, особенно для выполнения приближенных оценок.

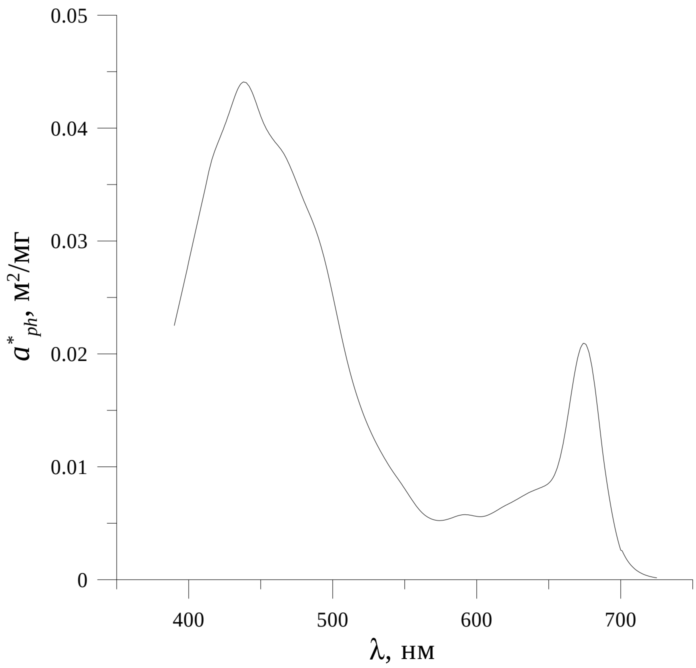

Рисунок 6.5 – Удельное поглощение хлорофилла по модели [256]

Модель рассеяние света морской водой принимает во внимание три компоненты. Это рассеяние света чистой водой, рассеяние на крупных частицах биологической природы и рассеяние света частицами минеральной взвеси. Частицы биологического происхождения практически не оказывают влияния на характеристики обратного рассеяния. Спектральный показатель обратного рассеяния на молекулах воды описывается теоретической формулой, а спектр обратного рассеяния света на частицах взвеси обычно аппроксимируется степенной зависимостью. Поэтому модель обратного рассеяния света морской водой будет иметь вид

$$b_b(\lambda) = b_{bw}(\lambda) + b_{bp}(\lambda), \qquad (6.9)$$

где $b_b(\lambda)$ – общий показатель обратного рассеяния света;

$b_{bw}(\lambda)$ – показатель обратного рассеяния света чистой водой;

$b_{bp}(\lambda)$ – показатель обратного рассеяния на частицах взвеси.

Для того, чтобы решить обратную задачу была предложена 3-параметрическая модель свойств морской воды, основанная на изложенном выше анализе особенностей рассеяния и поглощения света в море. Модель поглощения света морской водой приведена к двухпараметрической зависимости

$$a(\lambda) = a_w(\lambda) + C_{chl} a^*_{ph}(\lambda) + C_{ddm} e^{-\alpha(\lambda - \lambda_0)}, \qquad (6.10)$$

где $a^*_{ph}(\lambda)$ – удельное поглощение света пигментами.

Обратное рассеяние формируется чистой морской водой и частицами, без разделения их на фракции

$$b_b(\lambda) = b_{bw}(\lambda) + b_{bp}(\lambda_0)\frac{\lambda_0}{\lambda}. \qquad (6.11)$$

В целом, малопараметрические модели, которые используются для описания показателей поглощения $a(\lambda)$ и рассеяния назад $b_b(\lambda)$ в данной работе и в других исследованиях, например [29, 114, 196, 224, 242, 256], различаются только способами параметризации удельных величин поглощения и рассеяния. В данной работе выбор параметризации обусловлен соответствием спектров удельных величин тем характеристикам, которые наблюдались в Черном море.

Таким образом, коэффициент яркости будет зависеть от соотношения

$$\frac{b_b}{a} = \frac{b_{bw}(\lambda) + b_{bp}(\lambda_0)\dfrac{\lambda_0}{\lambda}}{a_w(\lambda) + C_{chl}a^*_{chl}(\lambda) + C_{ddm}e^{-\alpha(\lambda-\lambda_0)}}. \qquad (6.12)$$

Тогда параметр Гордона, используемый обычно для вычисления коэффициента диффузного отражения, будет равен:

$$x = \frac{b_{bw}(\lambda) + b_{bp}(\lambda_0)\dfrac{\lambda_0}{\lambda}}{b_{bw}(\lambda) + b_{bp}(\lambda_0)\dfrac{\lambda_0}{\lambda} + a_w(\lambda) + C_{chl}a^*_{chl}(\lambda) + C_{ddm}e^{-\alpha(\lambda-\lambda_0)}}. \qquad (6.13)$$

Полученные таким образом модельные значения затем используются для аппроксимации экспериментальных данных. Способ определения неизвестных параметров модели, основанный на методе наименьших квадратов, изложен далее.

6.4 Метод минимизации функционала в обратной задаче биооптики моря

Достоверность алгоритмов, применяемых для обработки данных измерений световых полей в море, зачастую ограничивается условием идеальности. С увеличением степени неопределенности, обусловленной ошибками измерений, интерпретация результатов может быть весьма субъективной. Об этом свидетельствует довольно большой разброс в величинах показателей вертикального ослабления, полученных с помощью разных программ по одним и тем же экспериментальным данным. В работе [223] нами было показано, что для значений нисходящей облученности различия результатов, полученных нелинейным и линейным методом оптимизации, могут достигать 5%, вследствие эффектов фокусировки и расфокусировки света, обусловленных поверхностным волнением. Наблюдаемые различия между результатами расчетов величин яркости восходящего излучения по различным методам составляют величину порядка 1 – 2% , что заметно ниже.

Возможность реализовать метод нелинейной оптимизации для обработки данных измерений коэффициента яркости моря появилась после устранения целого ряда систематических погрешностей. Стандартные алгоритмы оптимизации состоят в аппроксимации экспериментальных данных модельной функцией и нахождении параметров модели методом наименьших квадратов. Вычисление параметров модели по экспериментальным данным для коэффициента яркости моря сводится к поиску минимума выражения

$$f = \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} [\rho_e(\lambda) - \rho_m(\lambda)]^2 \,. \qquad (6.14)$$

где $\rho_e(\lambda)$ – измеренные значения коэффициента яркости;

$\rho_m(\lambda)$ – значения модельной функции.

Функционал (6.14) есть функция переменных $b_{bp}(l_0)$, C_{ddm} и C_{chl}. Его минимизация проводится на всем диапазоне измерений (λ_1=390 нм, λ_2=700 нм), Иными словами, решается система уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{\partial f(b_{bp}, C_{chl}, C_{ddm})}{\partial C_{ddm}} = 0 \\ \dfrac{\partial f(b_{bp}, C_{chl}, C_{ddm})}{\partial C_{chl}} = 0 \\ \dfrac{\partial f(b_{bp}, C_{chl}, C_{ddm})}{\partial b_{bp}} = 0 \end{cases} . \qquad (6.15)$$

В результате получается решение математической задачи, при этом не учитывается приближенный характер модельного описания физической задачи. Сводя к минимуму сумму отклонений экспериментальных данных от модельных значений, мы устраняем случайную составляющую погрешности измерений, идеализируя модельные представления [96]. Однако модель не может описать все спектральные особенности поглощения и рассеяния растворенных и взвешенных веществ и все особенности их стратификации в море.

Причина несовершенства моделей лежит в «сложности» природных процессов. Эта сложность является результатом взаимодействия между составляющими исследуемого объекта. Каждое из составляющих заслуживает быть объектом исследования. На поглощение света клетками влияет таксономический состав популяции планктона, их размеры и содержание пигментов в хлоропластах. Модельный удельный спектр $a_{ph}^{spe}(\lambda) = a_{ph}(\lambda)/C_{Chl}$ есть некоторый средний или типичный спектр. Если взять в качестве $a_{ph}^{spe}(\lambda)$ спектральную кривую, характерную для конкретного сезона и района моря, то разница двух функций всегда будет непрерывной функцией. С другой стороны, эта разница и есть модельная погрешность, которая является спектрально коррелированной функцией. Удельное поглощение растворенного органического вещества $a_y^{spe}(\lambda) = a_y(\lambda)/C_y$ также может закономерно варьировать по времени и пространству. Поэтому $a_y^{spe}(\lambda)$ имеет свою модельную погрешность. Допустим, имеются измерения суммарного поглощения фитопланктона и растворенного органического вещества a_1, a_2 на двух длинах волн λ_1, λ_2, ближней ультрафиолетовой области спектра, и в максимуме полосы поглощения хлорофилла. Составив линейную систему двух уравнений, можно однозначно определить C_{Chl}, C_y. Наличие третьего измерения a_3 на длине волны λ_3 принципиально меняет ситуацию. Формальных математических проблем нет. В результате решения переопределенной системы уравнений методом наименьших квадратов получатся несколько другие величины концентраций C_{Chl}^*, C_y^*. Однако приближенный характер модели не дает оснований считать, что вновь полученные величины концентраций точнее предыдущих. Например, в том случае, если λ_3 расположена в полосе поглощения вспомогательного пигмента, то, по мнению специалиста в области биооптики значение поглощения a_3 является не ошибочным, а характеризует относительную концентрацию этого пигмента в клетке.

К сожалению, помимо модельных погрешностей существуют и случайные ошибки измерений. Чтобы их компенсировать желательно при минимизации функционала использовать весь диапазон длин волн. Одновременное наличие двух типов ошибок подразумевает возможность оптимизации метода вычисления. В предлагаемом алгоритме оптимизация осуществляется методом разделения всей видимой области на участки. Частная производная невязки по концентрации каждой оптически активной компоненты берется только в том спектральном участке, где его эффект наиболее значимый по сравнению с влиянием других компонентов. Это позволяет разделять спектральное поглощения на составляющие на основе общих закономерностей поглощения света этими компонентами. Концентрация желтого вещества будет определяться по коротковолновой области спектра, а концентрация пигментов фитопланктона в основной полосе их поглощения. Для определения величин обратного рассеяния света взвесью будет использоваться спектральный диапазон 460 – 650 нм.

Обозначим три выделенных участка как G_1, G_2, G_3 в порядке возрастания длин волн. Тогда функцию *f* можно представить в виде трех слагаемых, по одному для каждого выделенного участка

$$f = f(G_1) + f(G_2) + f(G_3)\,. \tag{6.16}$$

Использование предложенного метода предполагает, что производными от *f* по каждой переменной на участках, не соответствующих этой переменной, можно пренебречь. Это означает, что если на одном из спектральных участков изменился оптический сигнал, то эти изменения могли произойти только за счет соответствующего параметра. Таким образом, получаем следующую систему уравнений (6.17), отличную от (6.15). Выбор спектральных интервалов был обоснован в работе [170] с помощью численных расчетов, при этом критерий оптимального выбора интервала состоял в близости восстановленной и модельной концентраций хлорофилла. Система уравнений совместно с указанными спектральными интервалами выглядит следующим образом:

$$\left.\frac{\partial f(C_{chl}, C_{ddm}, b_{bp})}{\partial b_{bp}}\right|_{\lambda_1=460}^{\lambda_2=650} = 0$$

$$\left.\frac{\partial f(C_{chl}, C_{ddm}, b_{bp})}{\partial C_{chl}}\right|_{\lambda_1=420}^{\lambda_2=460} = 0\ . \qquad (6.17)$$

$$\left.\frac{\partial f(C_{chl}, C_{ddm}, b_{bp})}{\partial C_{ddm}}\right|_{\lambda_1=390}^{\lambda_2=395} = 0$$

Система (6.17) может решаться путем выполнения нескольких итераций вычисления параметров модели. Для достижения условия остановки $\left| C_{Chl}^{i} - C_{Chl}^{i-1} \right| < 0.001$ требуется около 10 итераций. Заметим, что результаты решения систем (6.15) и (6.17) будут совпадать в случае, если модель идеально соответствует эксперименту и в эксперименте отсутствуют ошибки измерений.

Нормированная на концентрацию хлорофилла величина спектрального поглощения пигментами $a^{*}_{ph}(\lambda)$, , будет рассчитываться на следующей формуле

$$a^{*}_{ph} = \frac{1}{C_{chl}} \left[\frac{k \cdot b_b(\lambda)}{\rho_e(\lambda)} - a_w(\lambda) - C_{ddm} e^{-\alpha(\lambda - \lambda_0)} \right], \qquad (6.18)$$

где k – коэффициент пропорциональности между измеренным коэффициентом яркости ρ_e и отношением b_b / a (см. формулу (6.1)).

Пример расчета поглощения пигментов показан на Рисунке 6.6. На этом рисунке, помимо восстановленного $a^{*}_{ph}(\lambda)$ приведены спектры удельного модельного поглощения [256] при $C_{Chl} = 0{,}75\ \frac{\text{мг}}{\text{м}^3}$ и спектры, полученные экспериментально методом Кишино-Митчелла [132, 193]. Биологические и модельные данные качественно совпадают, поскольку идеологически основаны на одном и том же методе – методе взятия проб с последующей фильтрацией и измерением свойств фильтра на спектрофотометре. Локальные максимумы восстановленного поглощения фитопланктона соответствуют поглощению света вспомогательными пигментами. Достоверность их наличия можно подтвердить с помощью альтернативных методов измерения поглощения. В контексте данного раздела, Рисунок 6.6 приведен для того, чтобы показать систематическое отличие результатов контактных и дистанционных методов определения спектральных свойств поглощения морской водой. Именно вследствие дополнительных локальных максимумов функции $a^{*}_{ph}(\lambda)$ стандартный метод минимизации функционала был бы не совсем корректным.

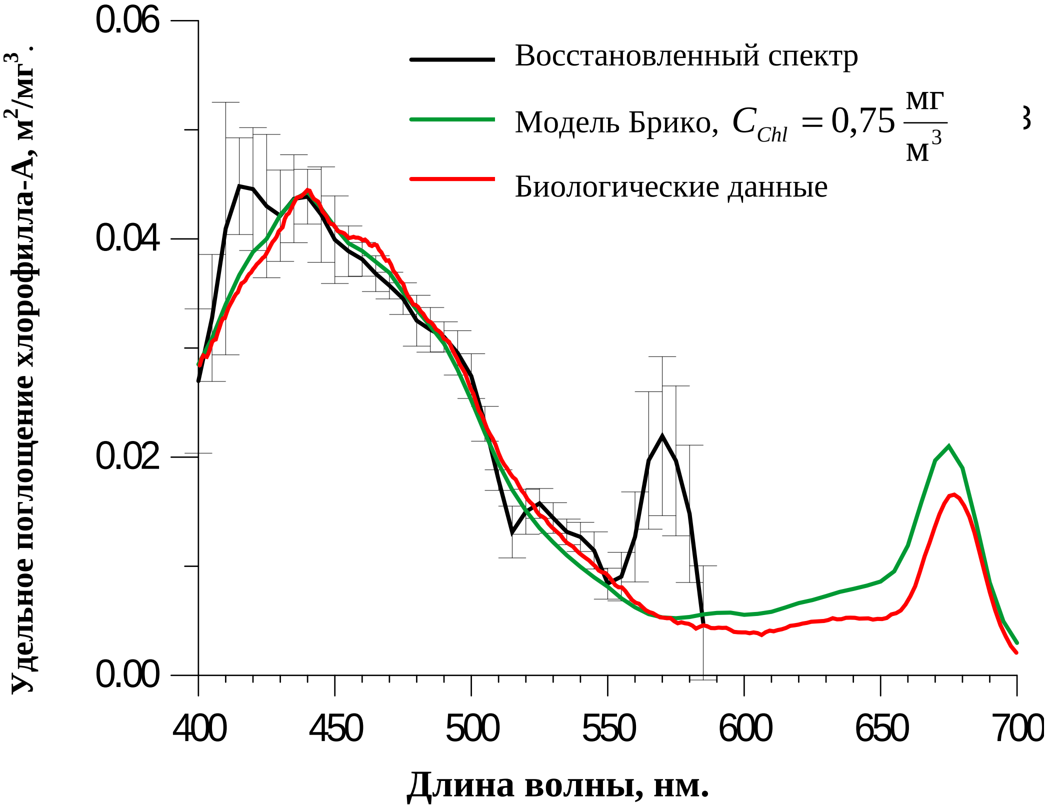

Рисунок 6.6 – Сравнение результатов определения удельного поглощения фитопланктона с модельными представлениями

6.5 Уточнение функциональной зависимости коэффициента яркости моря от характеристик рассеяния и поглощения света морской водой

Для определения оптических свойств морской воды по коэффициенту яркости моря методом решения обратных задач необходимо установить связь между измеренными величинами коэффициента яркости (или коэффициента диффузного отражения (КДО)) и первичными гидрооптическими характеристиками.

Величину коэффициента яркости морской воды обычно записывают в виде отношения обратного рассеяния к поглощению света водой b_b/a, где b_b – показатель обратного рассеяния света морской водой, a – показатель поглощения. Из аналитического решения уравнения переноса излучения в двухпотоковом приближении следует, что для анализа КДО больше подходит параметр Гордона $x = \dfrac{b_b}{a + b_b}$. В любом случае тип функциональной связи *f(x)* будет зависеть от условий освещения и индикатрисы рассеяния морской воды. Тип функции *f(x)* можно определить путем расчета переноса излучения численным методом, изложенным в разделе 4. Метод позволяет использовать любые индикатрисы рассеяния, не представляя их в виде ряда. Поэтому в расчетах использовались экспериментально измеренные индикатрисы. Чтобы проанализировать зависимость от свойств морской воды следует зафиксировать геометрию наблюдения. Примем в качестве «стандартных» условий равномерное диффузное освещение поверхности моря, и для расчетов коэффициента яркости допустим, что угол визирования близок к надиру. Следует заметить, что часть лучей, отраженных в заднюю полусферу, не выйдут из среды вследствие эффекта полного отражения, хотя параметр b_b есть интеграл от 90 до 180°. Средний угол рассеяния, формирующий выходящее из-под воды излучение, приблизительно равен $\arccos(-0.83) \approx 140^\circ$. Этот же угол используется в приборе Hydroscat-6 для измерения обратного рассеяния в морской воде. Таким образом, функциональная зависимость $f\left(2\pi\beta(140)/a\right)$ есть альтернативный способ параметризации коэффициента яркости.

Показатель рассеяния морской воды определяется суммой показателей рассеяния на молекулах воды и на взвешенных частицах. На данной длине волны первый постоянен, а второй зависит от концентрации частиц. Результирующая индикатриса рассеяния будет выражаться как линейная комбинация двух соответствующих индикатрис рассеяния, взятых с весом, равным вкладу каждой составляющей в полное рассеяние. В расчетах использовалась следующая модель морской индикатрисы рассеяния

$$p_{sw}(\gamma) = \frac{1}{b_p(\lambda) + b_w(\lambda)}\left[b_p(\lambda) \cdot p_p(\gamma) + b_w(\lambda) \cdot p_w(\gamma)\right], \qquad (6.19)$$

где b – показатель рассеяния;

p – индикатриса рассеяния;

γ – угол рассеяния;

индексы p, w обозначают характеристики частиц и чистой воды соответственно.

В качестве индикатрис рассеяния взвеси $p_p(\gamma)$ использовались средние индикатрисы, полученные в эксперименте на океанографической платформе в 2002 году [244]. Для этого из измеренных индикатрис рассеяния морской воды вычиталась релеевская часть, а затем индикатрисы рассеяния на частицах осреднялись по длинам волн. Таким образом, зависимость результирующей индикатрисы от длины волны определяется только спектральными показателями рассеяния, но не изменением формы индикатрисы рассеяния взвеси с длиной волны. Параметр асимметрии индикатрисы равнялся 65.

Функция $p_{sw}(\gamma)$ зависит не от $b_p(\lambda)$ и $b_w(\lambda)$ по отдельности, а определяется их отношением, как это видно из формулы (6.19). Поэтому для описания всех изменений модельной функции $p_{sw}(\gamma)$ может использоваться один параметр $r_{pw} = \dfrac{b_p(\lambda)}{b_w(\lambda)}$. Для диапазона значений параметра Гордона от 0 до 0.2 и диапазона r_{pw} от 0 до 30 был проведен расчет переноса излучения. Результаты аппроксимировались рядом по степеням *x*: $R_I(x) = \sum_{n=1}^{3} k_n \cdot x^n$, Причем значение k_3 было близко к нулю, если использовать параметр Гордона для аппроксимации КДО и использовать величину b_b/a при аппроксимации коэффициента яркости. При заданном

r_{pw} величина $2\pi\beta(140)/a$ линейно связана с b_b/a. Полученное численное решение уравнения переноса излучения представляет собой зависимости коэффициента яркости и КДО от первичных гидрооптических характеристик

$$R(\lambda) = k_1 x + k_2 x^2. \tag{6.20}$$

Графики величин k_1 и k_2, являющихся результатами аппроксимации функциональной зависимости коэффициента яркости от параметра b_b/a, показаны на Рисунке 6.7.

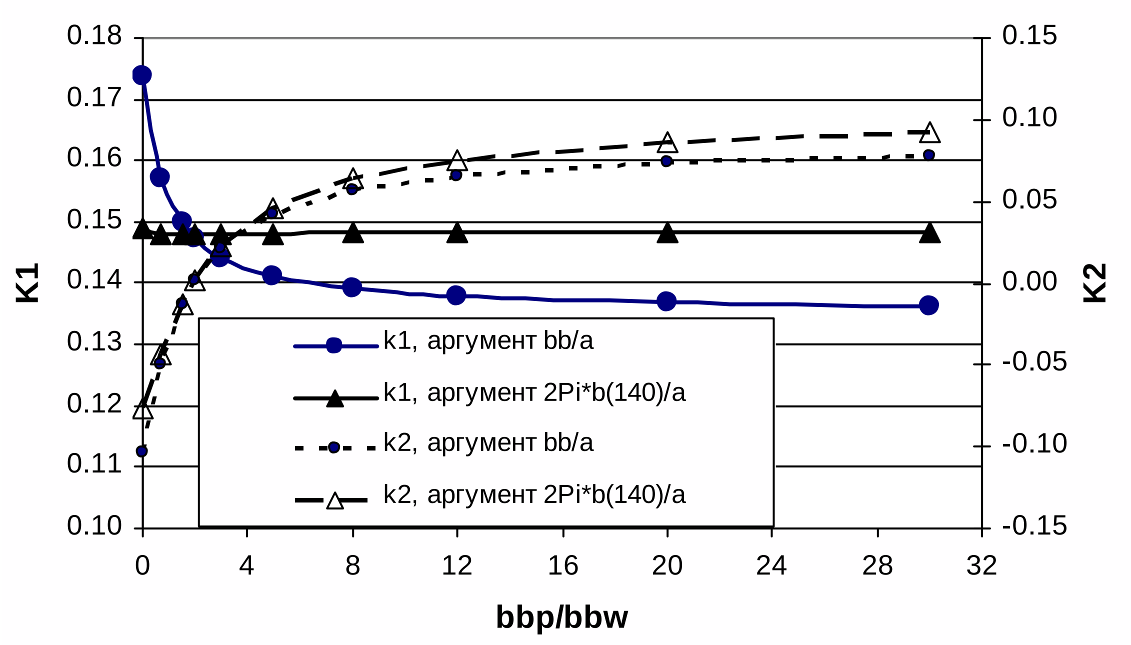

Рисунок 6.7 – Зависимость двух первых коэффициентов ряда разложения от параметра r_{pw} для функциональной зависимости коэффициента яркости моря в надир от аргумента $x = b_b/a$, $x = 2\pi\beta(140)/a$ при диффузном освещении поверхности

Так как индикатриса рассеяния на частицах сильно вытянутая, графики на Рисунке 6.7 иллюстрируют изменение коэффициентов разложения по аргументу b_b/a от вытянутости морской индикатрисы рассеяния. С увеличением вытянутости k_1 убывает, а k_2 увеличивается. При $x \approx 2$ функциональная зависимость близка к линейной. Асимптотика k_1 определяется формой индикатрисы «взвеси». По-видимому, это и имеется в виду, когда говорится, что даже при диффузном освещении поверхности коэффициент яркости зависит от индикатрисы рассеяния света морской водой. Однако если перейти к аргументу $x = 2\pi\beta(140)/a$, то выясняется, что $k_1 \sim const$. Иными словами, при диффузном освещении поверхности моря влияние индикатрисы сказывается лишь на нелинейных членах разложения функции ρ по аргументу $x = 2\pi\beta(140)/a$.

В аналитических методах решения обратных задач допустимо восстанавливать концентрацию взвеси с некоторой систематической ошибкой и, напротив, нежелательно иметь систематическую ошибку в оценке молекулярного рассеяния, вследствие сильной его спектральной зависимости. Ошибка в оценке молекулярного рассеяния может повлечь за собой погрешность определения более важного параметра – концентрации хлорофилла. Поэтому для расчетов можно рекомендовать следующую формулу

$$\rho = 0.93 \cdot \beta(140^\circ)/a\,. \qquad (6.21)$$

Так коэффициент пропорциональности не будет сильно зависеть от индикатрисы рассеяния, а влияние ее формы скажется на нелинейных членах разложения по малому параметру $\beta(140)/a$.

6.6 Усовершенствованная методика атмосферной коррекции в задаче дистанционного зондирования прибрежных вод Черного моря

Величина коэффициента яркости моря в коротковолновой части видимого диапазона может варьироваться по всей акватории Черного моря. Поэтому желательно найти способ оценки этой величины, как для открытой части Черного моря, так и для прибрежной. Величину коэффициента яркости моря на длине волны 412 нм предлагается определять, используя двухпараметрическую модель коэффициента яркости. Параметры модели будут рассчитываться по измеренным значениям коэффициента яркости на 510 и 555 нм. Возможность параметризации коэффициента яркости обусловлена следующими причинами.

Приблизительно до конца 80-х годов прошлого века считалось, что поглощения света желтым веществом и детритом описывается формулой

$$a_{y,d}(\lambda) = C_{ddm}\exp(-\alpha(\lambda - \lambda_0)) \qquad (6.22)$$

с постоянным значением α, равным 0,015 нм$^{-1}$. В формуле (6.22) C_{ddm} – поглощение неживой органикой на длине волны λ_0. Применение модели поглощения (6.22) для нахождения концентрации хлорофилла (C_{ChlA}) аналитическим методом по спектральному коэффициенту яркости Черного моря зачастую приводило к отрицательным и близким к нулю значениям C_{Chl}. Кроме того, функция невязки в плоскости параметров концентраций неживой органики (желтое веществе + детрит) и C_{Chl} имеет “овражный” вид [51], то есть невязка остается примерно постоянной вдоль некоторой линии. Поскольку для произвольного значения C_{Chl} в интервале 0 – 1 мг/м^3 существует оптимальное C_{ddm}, такое, что значение невязки близко к своей минимальной величине, то формулу (6.22) можно использовать для оценки спектрального хода суммарного поглощения примесей.

Как упоминалось выше, значение параметра α может варьироваться в диапазоне 0,010 – 0,025 нм$^{-1}$ [146, 226]. В прибрежных морях основные вариации приходят на диапазон 0,015 – 0,019 нм$^{-1}$ [166]. В работе [7] рассматриваются различные значения спектрального наклона поглощения неживой органики α, с учетом характерного соотношения концентраций детрита и желтого вещества в Черном море. В прибрежной части моря параметр α изменялся в пределах 0,018 – 0,02 нм$^{-1}$. Основной вклад в поглощение света в Черном море вносит детрит и растворенная органика, при этом вклад хлорофилла в общее поглощение оценивается как 3% в максимуме его основной полосы поглощения. Очевидно, что процедура аппроксимации общего поглощения всеми органическими компонентами будет давать заниженные значения параметра α. Результаты решения обратной задачи методом многомерной оптимизации показали, что увеличение параметра α с 0,015 до $\approx$0,019 нм позволяет восстанавливать разумные значения концентрации C_{Chl} [34, 37, 96, 99,100].

В качестве иллюстрации на Рисунке 6.8, показан пример аппроксимации типичного коэффициента яркости Черного моря двумя моделями. Численные значения норм невязок малы и близки друг к другу. Эти значения составили $3{,}18 \cdot 10^{-5}$ для двухпараметрической модели и $2{,}04 \cdot 10^{-5}$ для трехпараметрической. Аппроксимации получены методом наименьших квадратов путем минимизации функционала по всему спектральному диапазону измерений. Стандартный способ минимизации устраняет только случайную погрешность эксперимента, считая модельные представления абсолютной истиной. Способ уменьшения влияния модельных ошибок будет рассмотрен ниже. Этот метод может применяться для решения переопределенной системы уравнений. Он ранее интуитивно использовался в работах [74, 99].

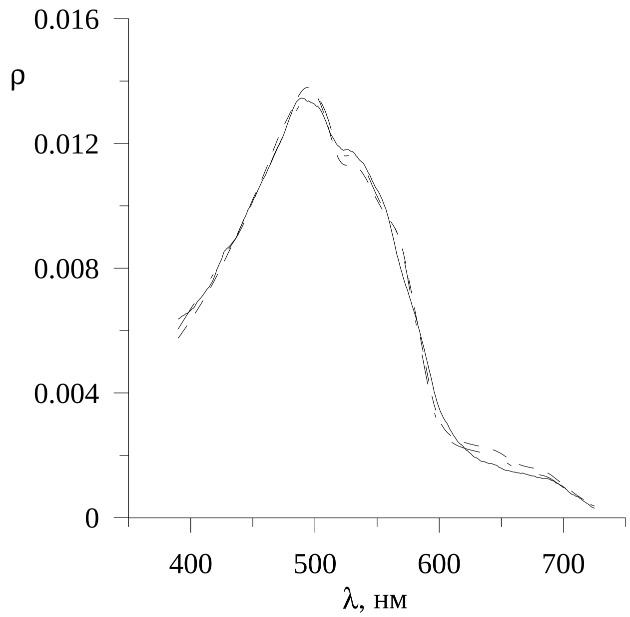

Рисунок 6.8 – Аппроксимация экспериментального спектра коэффициента яркости (сплошная линия) двухпараметрической (пунктир) и трехпараметрической (штрих-пунктир) моделями

Коэффициент яркости может хорошо описываться двухпараметрической моделью, но она физически менее корректна. Смысл использования трехпараметрической модели состоит именно в том, что она использует все оптически важные компоненты. Таким образом, в первом приближении можно считать коэффициент яркости зависящим от двух параметров, используя заниженные значения показателя наклона в модели спектра поглощения неживой органики. С помощью двухпараметрической модели, в которую входит показатель поглощения C_{ddm} и показатель обратного рассеяния $b_{bp}(\lambda_0)$ на опорной длине волны λ_0, становится возможным определить коэффициенты яркости в произвольной области спектра

$$\rho = k\frac{b_{bw}(\lambda) + b_{bp}(\lambda_0)\frac{\lambda_0}{\lambda}}{a_w(\lambda) + C_{ddm}e^{-\alpha(\lambda-\lambda_0)}}. \qquad (6.23)$$

Применительно к задаче уточнения результатов атмосферной коррекции предлагается определять коэффициент яркости только в коротковолновой области спектра – для сканера SeaWiFS на длине волны 412 нм.

Использование постоянного значения коэффициента яркости в длинноволновой области видимого диапазона означало бы постоянство оптических свойств верхнего слоя воды (~ 3 м) на всей акватории. Можно бы не корректировать «красный» канал (665 или 670 нм), если бы не ошибки стандартной коррекции на этой длине волны (также как и в канале 412 нм, доля полезного сигнала здесь мала). Альтернативой является вычисление ρ в «красной» области по формуле (6.23). Однако, поскольку для вычисления используются значения яркости на 510 и 555 нм, излучения сформированного в более толстом водном слое, то вследствие стратификации найденные параметры $b_{bp}(\lambda_0)$ и C_{ddm} могут оказаться непригодными для вычисления коэффициента яркости подповерхностного слоя в длинноволновой области видимого диапазона спектра. В дальнейшем, использовалось постоянное значение $\rho(665)$. Предназначение предлагаемой коррекции – компенсировать ошибки стандартной атмосферной коррекции. Поэтому спектральный ход функции интерполяции должен соответствовать спектральному ходу ошибок алгоритма [137], применяемого к Черному морю.

Для определения спектральной зависимости корректирующего слагаемого – $C(\lambda)$ данные Level – I были подразделены на группы по критерию отношения величин атмосферной составляющей к суммарному сигналу в ближней ИК области спектра. Вклад атмосферы определялся по измеряемому спутником значению восходящей яркости L_u на длине волны 865 нм. Поскольку в ближней ИК области спектра коэффициент яркости Черного моря, как правило, пренебрежимо мал, считалось, что можно пренебречь его изменчивостью, и использовать для вычисления его среднее значение $\rho_{865} = 0.0015$.

Относительный вклад атмосферы определялся по формуле

$$x_{atm} = 1 - \frac{L_{sea} T_1 T_2}{L_u}, \tag{6.24}$$

где T_1 и T_2 – коэффициенты пропускания света атмосферой вверх и вниз, соответственно;

L_{sea} – яркость вышедшего из морской воды излучения на 865 нм.

$$L_{sea} = \frac{\rho_{865}\ S_0 \mu_0}{\pi}, \tag{6.25}$$

где S_0 – солнечная постоянная;

$\mu_0 = \cos\theta_0$ – косинус зенитного угла Солнца.

Коэффициенты пропускания определялись по формулам линейного алгоритма [257]

$$T_1 = \frac{1}{1 + \frac{b_b \tau}{\mu}}, \qquad T_2 = \frac{1}{1 + \frac{b_b \tau}{\mu_0}}, \tag{6.26}$$

где b_b – суммарный показатель рассеяния назад в атмосфере;

τ – суммарная оптическая толщина атмосферы,

$\mu = \cos\theta$, θ – зенитный угол сканера.

Воспользовавшись линейным соотношением для коэффициента яркости атмосферы

$$\rho = \frac{b_b \tau}{2\mu\mu_0}, \tag{6.27}$$

с учетом того, что

$$\rho = \frac{\pi L_u}{\mu_0 S_0} \tag{6.28}$$

получим

$$T_1 = \frac{1}{1 + \dfrac{2\pi L_u}{S_0}}, \qquad T_2 = \frac{1}{1 + \dfrac{2\pi\mu L_u}{\mu_0 S_0}}. \tag{6.29}$$

С увеличением рассеяния света в атмосфере, вследствие роста АОТ или зенитного угла Солнца, ошибка атмосферной коррекции будет расти. Изменчивость восстановленного спектра коэффициента яркости моря будет обусловлена как процессами, происходящими в море, так и ошибками оценки вклада атмосферы. Разделяя данные на группы, можно обнаружить закономерности в изменении влияния ошибок атмосферной коррекции при росте сигнала от атмосферы. Для каждой группы был проведен ковариационный анализ спектров коэффициента яркости моря, полученных по стандартной методике атмосферной коррекции, то есть использовались данные Level – II.

На Рисунке 6.9 показаны собственные вектора ковариационной матрицы, рассчитанные по массиву восстановленных спектров коэффициента яркости Черного моря. Из Рисунка видно, что с возрастанием вклада моря изменяется форма первого собственного вектора. Для случая наибольшего вклада моря она напоминает форму коэффициента яркости моря со смещенным в длинноволновую область максимумом. По-видимому, в случае чистой атмосферы изменчивость коэффициента яркости объясняется изменчивостью биооптических свойств воды, и стандартная атмосферная коррекция может правильно устранять влияние атмосферы. С ростом вклада атмосферы форма первого собственного вектора меняется, при этом сглаживается максимум на 555 нм и происходит рост значений в коротковолновой области. Такая форма соответствует коэффициенту яркости атмосферы и объясняется, в основном, рассеянием на атмосферном аэрозоле.

Первый собственный вектор объясняет 65 – 85% изменчивости восстановленного коэффициента яркости в зависимости от группы. При максимальном вкладе атмосферы его можно интерпретировать как ошибку определения оптических свойств аэрозоля по стандартной методике атмосферной коррекции.

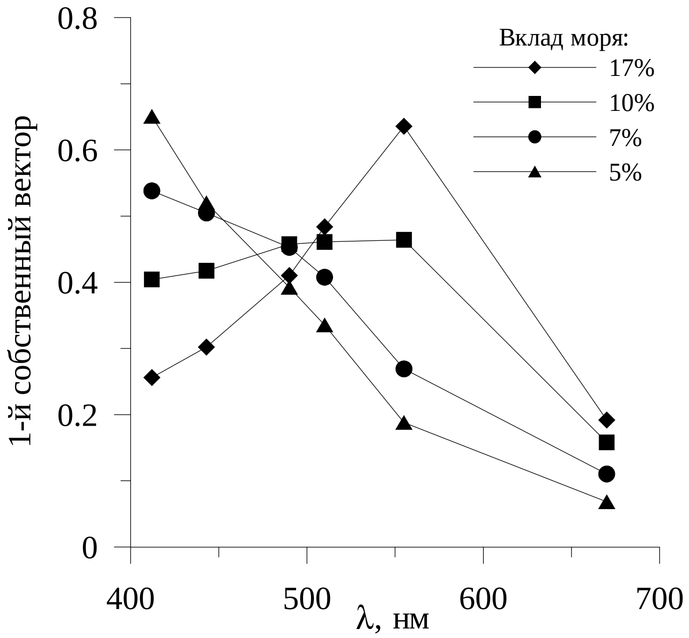

Рисунок 6.9 – Поведение первого собственного вектора с изменением вклада атмосферы в восходящую яркость

Предлагается удобное аналитическое выражение, с высокой точностью аппроксимирующее первый собственный вектор (Рисунок 6.10):

$$C(\lambda) = \frac{a}{\lambda^2} + b. \qquad (6.30)$$

Первое слагаемое формулы (6.30) с физической точки зрения можно интерпретировать как влияние субмикронной фракции атмосферного аэрозоля. Тогда второе слагаемое учитывает слабоселективный закон рассеяния на грубой фракции аэрозольных частиц.

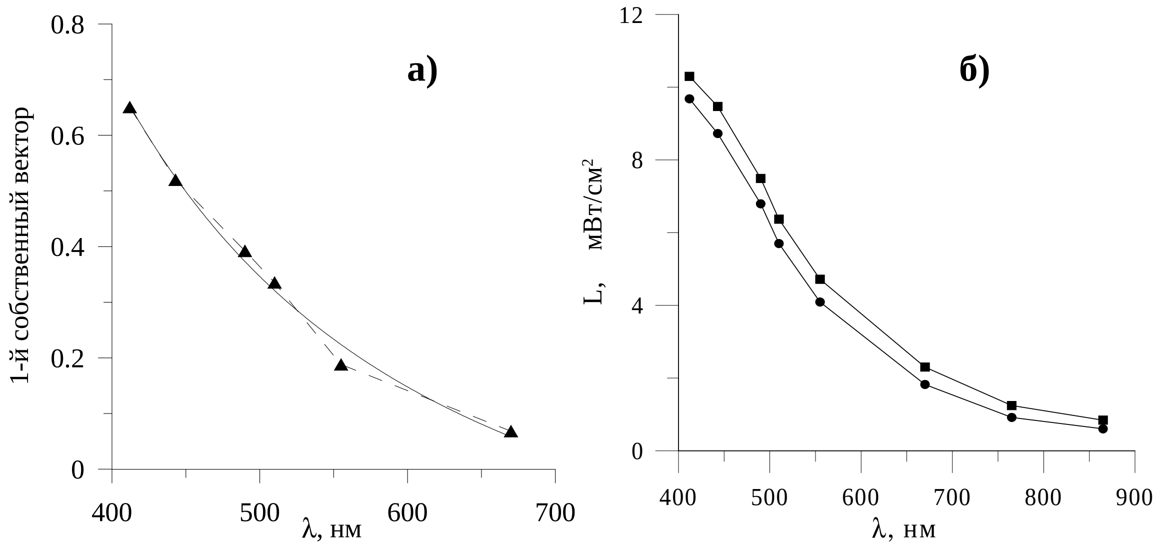

Рисунок 6.10 – Первый собственный вектор, вычисленный при максимальном вкладе атмосферы, (а). Спектральная восходящая яркость над морем на верхней границе атмосферы в районе Южного берега Крыма (б)

В дальнейшем для коррекции данных Level – II величины *a* и *b* находятся для каждой спектральной кривой из условия

$$\begin{cases} C(412) = \rho^*(412) - \rho(412) = \dfrac{a}{412^2} + b, \\ C(665) = \rho^*(665) - \rho(665) = \dfrac{a}{665^2} + b, \end{cases} \tag{6.31}$$

где $\rho^*(412)$ и $\rho^*(665)$ – выбранные для коррекции постоянные значения на границах диапазона, где доля атмосферной помехи максимальна;

$\rho(412)$ и $\rho(665)$ – исходные значения коэффициента яркости.

Для случая максимального вклада атмосферы первый собственный вектор аппроксимируется уравнением $y = a/x^2 + b$ с коэффициентом корреляции 0,99.

Решая систему (6.31), получаем

$$a = \frac{C(665) - C(412)}{\dfrac{1}{665^2} - \dfrac{1}{412^2}}, \qquad b = C(665) - \frac{a}{665^2}. \tag{6.32}$$

Для каждого исходного спектрального коэффициента яркости коэффициенты a и b вычисляются по формулам (6.32), а затем находятся скорректированные значения коэффициенты яркости моря

$$\rho^*(\lambda) = \rho(\lambda) + C(\lambda). \tag{6.33}$$

На Рисунке 6.11 показаны карты распределения концентрации хлорофилла, рассчитанные без применения коррекции. Общими чертами обеих карт является то, что в прибрежной зоне наблюдаются минимумы концентрации хлорофилла с нулевыми или отрицательными значениями. Алгоритм расчета переноса излучения в методе Гордона-Ванга [137] предполагает плоскопараллельную горизонтально однородную атмосферу. Это условие, очевидно, не выполняется на границах облачности. Поэтому в окрестности областей, где нет данных значений яркости вследствие критерия по облачности, наблюдаются заметные вариации величин концентрации хлорофилла. Кроме того, выбросы наблюдаются также вблизи берега из-за эффекта засветки более высоким альбедо берега.

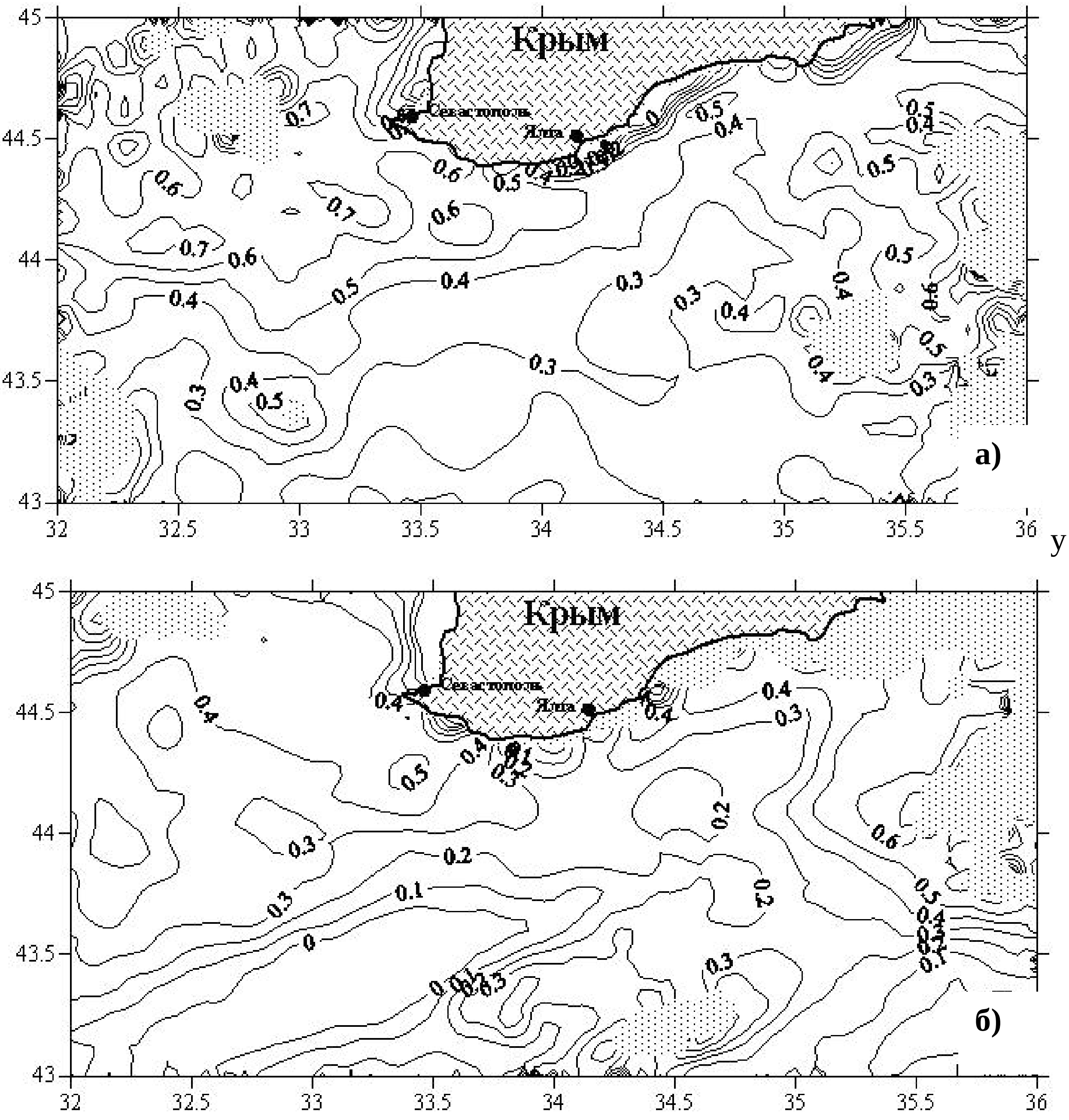

Рисунок 6.11 – Карты распределения концентрации хлорофилла, полученные методом решения обратной задачи по данным LEVEL – II.; а) – 2.08.2002 г. и б) – 1.09.2004 г. Точками заполнены области, покрытые облачностью

Наблюдающиеся в прибрежной зоне минимумы концентрации хлорофилла соответствуют тем областям, где значения яркости, рассчитанные по спутниковым данным, в синей части спектра отрицательны. В работах [71, 89] предлагалось исключать из рассмотрения спектры $\rho(\lambda)$ с величиной $\rho(412)$, меньшей 0.002. Такая потеря информации обусловлена проблемами определения оптических характеристик аэрозоля в коротковолновой области по измерениям в ИК диапазоне. Использование предлагаемого метода коррекции позволяет обрабатывать данные с заниженными значениями яркости в коротковолновой области, обработка которых по стандартной методике давала бы отрицательные значения $\rho(\lambda)$.

При коррекции на константу отрицательные значения восстановленной концентрации хлорофилла получаются в открытой части моря. Это объясняется особенностями алгоритма. При искусственном занижении яркости в коротковолновой части спектра форма коэффициента яркости становится сильно искаженной. При такой форме суммарное поглощение примесями имеет большую по модулю производную в «синей» области. Поэтому даже при нулевой модельной концентрации хлорофилла необходимо увеличить величину параметра α, чтобы получить приемлемую аппроксимацию восстановленного коэффициента яркости его модельными значениями. \

Использование усовершенствованного метода коррекции спутниковых данных не искажает форму кривой спектра коэффициента яркости для открытого моря, поэтому полученные значения концентрации лучше соответствуют характерным величинам для открытого моря (Рисунок 6.12).

Следует обратить внимание на то, что в результате удалось получить для исследуемого района более типичные значения концентраций хлорофилла [212], величины которых составляют в среднем 0,4 мг/м3. Пространственное распределение концентрации хлорофилла в открытой части моря практически однородно. Неоднородность поля в виде нескольких максимумов концентрации хлорофилла наблюдается вблизи берега. Расположения этих максимумов хорошо соответствует местам стока городских и промышленных вод, по которым выносятся минеральные и органические вещества.

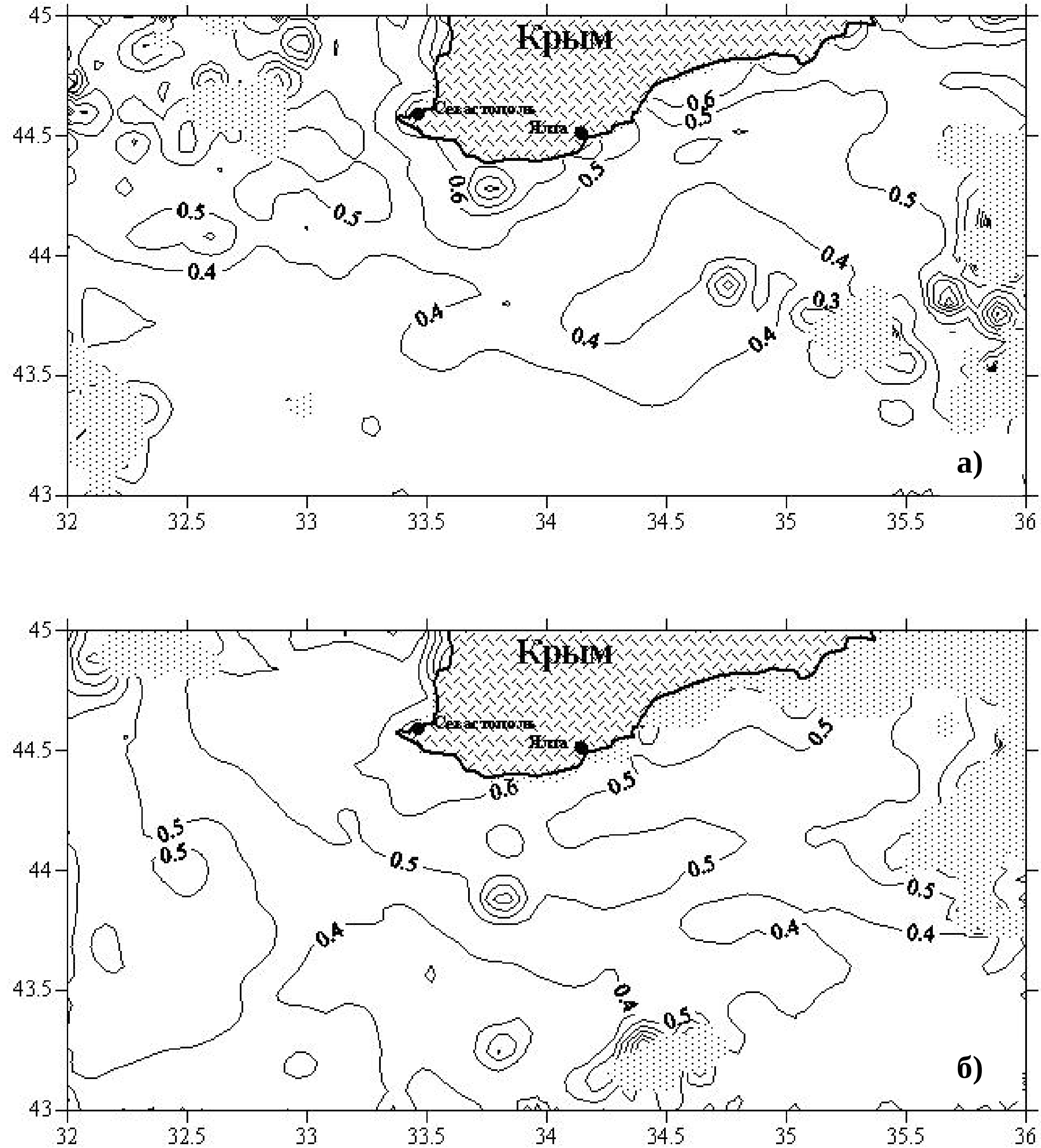

Рисунок 6.12 – Карты распределения концентрации хлорофилла, полученная методом решения обратной задачи после проведения коррекции данных LEVEL – II. а) – 2.08.2002 г., б) – 01.09.2004 г.

Выводы к разделу 6

Одним из способов параметризации коэффициента яркости моря является предположение о постоянстве коэффициента яркости на концах видимого диапазона. Данный метод позволяет повысить устойчивость решения обратной задачи биооптики моря, увеличить корреляцию между восстановленными и измеренными концентрациями хлорофилла при обработке данных измерений с платформы. Метод хорошо работает для прибрежных вод, когда увеличение показателя рассеяния назад сопровождается увеличением поглощения в коротковолновой области спектра. Для открытой части Черного моря данный метод занижает концентрацию хлорофилла.

Для оценки яркости моря в коротковолновой области спектра предложена двухпараметрическая модель коэффициента яркости. В качестве параметров модели используются показатель обратного рассеяния взвешенных частиц и показатель поглощения неживой органики. Спектральный закон поглощения характеризуется заниженным значением показателя экспоненты α. Оценка коэффициента яркости в коротковолновой области спектра производится по двум измерениям в «зеленой» области спектра.

Работоспособность алгоритма проиллюстрирована на примере карт распределения хлорофилла, построенных для района моря вблизи Южного берега Крыма на основе спутниковых данных. Восстановленные величины концентраций хлорофилла в этом районе Черного моря соответствуют результатам стандартных биологических методов определений.

Различные методы аппроксимации натурных данных измерений световых полей в море могут давать разные решения. Предложен метод минимизации функционала, позволяющий учесть модельные погрешности. Этот метод физически более корректен, чем стандартный метод наименьших квадратов и может использоваться в методах решения обратных задач. Благодаря новому методу оптимизации повышается точность определения биологических параметров и стабилизируется решение обратной задачи.

Основные результаты раздела опубликованы в работах [31, 32, 35 – 38, 45, 96, 97, 100, 167 – 170, 223, 238].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совершенствование аппаратуры и разработка новых методов исследования моря влечет за собой повышение точности и адекватности физико-математических моделей. В диссертационной работе предлагается новый подход к описанию физических процессов и явлений, определяющих распространение света в море, и имеющих важное прикладное значение, в частности для определения цвета моря с помощью дистанционного зондирования. Для этого выдвинута гипотеза о наличие нелокальных неоднородностей в морской воде, влияющих на ее оптические свойства и перенос в ней электромагнитного излучения.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. реализован и апробирован метод определения показателя рассеяния света морской водой в широком спектральном (380 – 780 нм) и угловом (0,5 – 178°) интервалах:

– создан алгоритм измерений показателя рассеяния света в воде;

– усовершенствован метод и проведена калибровка измерителя углового показателя рассеяния света;

– предложен и реализован метод устранения бликовой составляющей, не требующий априорной информации о рассеивающих свойствах эталона;

– для расширения диапазона измерений величин показателя рассеяния света морской водой разработан полуаналитический метод учета многократного рассеяния.

2. В диссертации впервые приведены результаты натурных экспериментальных исследований углового показателя рассеяния света морской водой в широком спектральном интервале 380 – 780 нм и в диапазоне углов 0,5 – 178°. Измерения проводились в водах Черного, Средиземного, Балтийского морей и в водах Мексиканского залива. При высоких концентрациях растворенной органики наблюдалась заметная неустойчивость оптического сигнала. Впервые показано, что

в естественных водах практически всегда наблюдается локальный минимум спектральной селективности рассеяния в области передних углов 20 – 30°.

Измерения показателя рассеяния света показали, что:

– несмотря на разнообразие природных вод, угловая структура функции рассеяния схожа. Основное отличие индикатрис рассеяния света заключался в степени ее вытянутости. Параметр асимметрии индикатрисы рассеяния света на частицах взвеси изменялся в диапазоне от 50 до 130;

– асимметрия индикатрисы в длинноволновой области спектра примерно на 10 – 20% выше, чем в коротковолновой области;

– в области малых углов рассеяния 0.5 – 5° наблюдается обратная закономерность – рост вытянутости пика рассеяния с уменьшением длины волны;

коэффициент корреляции общего показателя рассеяния с угловым показателем рассеяния в диапазоне углов 2 – 5° составляет 98%. Получены соответствующие уравнения регрессии в зависимости от длины волны.

3. Показано, что причиной высокой анизотропии рассеяния света в воде, очищенной от примесей, может являться пространственное согласование неоднородностей самой воды. Возможный механизм возникновения пространственно-согласованных неоднородностей состоит в передаче энергии от малых масштабов ($\sim 3{\cdot}10^{-10}$ м) к большим ($\sim 10^{-5}$ м) при стремлении молекул к случайному распределению. Появление источника энергии внутри жидкой среды обусловлено асимметрией межмолекулярного потенциала взаимодействия. Передача энергии молекул осуществляется посредством собственных гиперзвуковых колебаний среды, а ее диссипация приводит к появлению неоднородностей, сравнимых с длиной световой волны.

4. Предложена модель неоднородностей локальной плотности жидкой воды. Для описания отдельных составляющих в общей системе неоднородностей введено понятие оптической квазичастицы. На основе сопоставления модельных расчетов и экспериментальных данных были оценены параметры функции распределения оптических квазичастиц по размерам. Выведены формулы, учитывающие взаимное расположение оптических квазичастиц. Модель оптических неоднород-

ностей воды описывает существование локального минимума функций рассеяния в окрестности 30°. Наличие минимума подтверждается результатами экспериментов по рассеянию света в искусственных полидисперсных средах.

Проведен эксперимент, подтверждающий согласованный характер расположения квазичастиц относительно друг друга. Оценено время релаксации воды к первоначальному «невозмущенному» состоянию. Сделаны оценки объемной меры подпространства «дефектов» в воде. Было экспериментально показано, что эффект увеличения рассеяния света при смешивании вод различной плотности в основном объясняется диффузией примеси по системе «дефектов» воды на масштабе 10 – 1000 нм. Специфика механизма диссипации тепловой энергии и диффузии концентрации примесей состоит в существовании неоднородностей воды *a priory,* а не их возникновения в результате внешних возмущений.

Выдвинуто предположение, что несоответствие параметров светового поля в сверхчистых водах Мирового океана и оптических «констант» чистой воды обусловлено эффектом пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости воды. Пространственная дисперсия приводит к согласованию электромагнитного поля с неоднородностями диэлектрической проницаемости среды. Предложена полуэмпирическая теория переноса излучения в средах с пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости. Получено решение системы уравнений в двухпотоковом приближении.

5. Одним из признаков неравновесных процессов является невозможность точного предсказания состояния системы. В диссертации показано, что ни модельные, ни статистические методы не способны предсказать спектральные свойства аэрозольного рассеяния во всем видимом диапазоне с требуемой для задач дистанционного зондирования моря точностью если в качестве исходной информации использовать значения коэффициента яркости системы море-атмосфера в ближней ИК области спектра. Регрессионные зависимости между аэрозольными оптическими толщинами на различных длинах волн являются формальными, а высокие значения коэффициентов корреляции, прежде всего, обусловлены ограничением на отсутствие облачности в момент измерений прозрачности атмосфе-

ры. На основе анализа данных АОТ сделан вывод о неопределенности значений микрофизических характеристик аэрозоля и их взаимосвязи с процессами образования облачности. Данный вывод означает, что для параметризации оптических свойств аэрозоля необходима, по крайней мере, одна степень свободы. Вследствие неустойчивости аэрозольных характеристик наиболее корректный метод решения задачи дистанционного зондирования моря в видимом диапазоне состоит в привлечении процедуры интерполяции. Для его реализации необходимо выполнить параметризацию коэффициента яркости моря в коротковолновой области спектра. С этой целью в шестом разделе диссертации предложена двухпараметрическая физическая модель спектрального коэффициента яркости моря, позволяющая оценить его значения в «синей» области спектра. Кроме того, предложен и реализован метод оценки спектральной интерполяционной функции по спутниковым данным. Работоспособность алгоритма проиллюстрирована на примере карт распределения хлорофилла, построенных для района моря вблизи Южного берега Крыма на основе спутниковых данных. Восстановленные величины концентраций хлорофилла в этом районе Черного моря соответствуют результатам измерений по стандартным методикам.

7. Усовершенствованы методы расчетов характеристик отраженного оптического излучения в море и в атмосфере:

– предложен новый более стабильный и эффективный способ расчета рассеяния света на сферических;

– разработан способ повышения устойчивости расчета параметров световых полей в плоско-параллельной среде с сильной анизотропией рассеяния света разработан;

– разработан эффективный алгоритм расчета азимутальной зависимости параметров светового поля, не имеющий осциллирующей по азимуту ошибки вычислений. В результате чего вне области сингулярности индикатрисы рассеяния и отражения света от поверхности заметно уменьшена погрешность расчета рассеянной радиации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амбарцумян В.А. К вопросу о диффузном отражении света мутной средой / В.А. Амбарцумян // ДАН СССР. – 1943. – Т. 38. – № 8. – С. 257–261.
2. Амбарцумян В.А. Новый способ расчета рассеяния света в мутной среде / В.А. Амбарцумян // Изв. АН СССР, серия геогр. и геофиз. – 1942. – Т. 97. – № 3. – С. 97–103.
3. Амбарцумян В.А. О рассеянии света атмосферами планет / В.А. Амбарцумян // Астрофизический журнал. – 1942. – Т. 19. – № 5. – С. 30–41.
4. Антонченко В.Я. Основы физики воды / В.Я. Антонченко, А.С. Давыдов, В.В. Ильин. – Киев: Наукова думка, 1991. – 670 с.
5. Бабенко В.А. Рассеяние света радиально–неоднородными частицами / Бабенко В.А., Пришивалко А.П. – Минск, 1975 – 73 с. (препринт ин-т физики АН БССР)
6. Базаров И. П. Методологические проблемы статистической физики и термодинамики / И. П. Базаров. – М., Изд-во Моск. ун-та, 1979. – 87 с.
7. Берсенева Г.П. Хлорофилл и оптические характеристики фитопланктона в шельфовых водах Черного моря у побережья Крыма / Г.П. Берсенева, Т.Я. Чурилова // Морской гидрофизический журнал. – 2001. – № 2. – С. 44–57.
8. Богушевский А.П. Морской широкодиапазонный логарифмический фотометр / А.П. Богушевский, М.Е. Ли, П.П. Шерстянкин // Морские гидрофизические исследования. – 1973. – №2. – С. 173–179.
9. Борен К.Ф. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К.Ф. Борен, Д.Р Хафмен. – М.: МИР, 1986. – 660 с.
10. Буренков В.И. Подспутниковые измерения цвета океана: валидация спутникового данных сканера цвета SeaWiFS / В.И. Буренков, О.В. Копелевич, С.В. Шеберстов // Океанология. – 2000. – Т. 40. – №3. – С. 357–362.
11. Ван де Хюлст. Г. Рассеяние света малыми частицами / Г. ван де Хюлст. – изд. Иностранной литературы, Москва, 1961. – 536 с.

12. Варламов С. Тепловые свойства воды / С. Варламов // Квант.– 2002.– №3. – С. 10–12.

13. Васильев А. В. Универсальный алгоритм для вычисления оптических характеристик двухслойных сферических частиц с однородным ядром и оболочкой / Васильев А. В., Ивлев Л. С.// Оптика атмосферы и океана. – 1996. – Т. 9. – N 12. – С. 1552–1561.

14. Вода как гетерогенная структура / А.В. Сыроешкин, А.Н. Смирнов, В.В. Гончарук [и др.] // Электронный научный журнал «Исследовано в России». – 2006. – С. 843 – 854, http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/088.pdf.

15. Георгиевский Ю.С. Влажность как фактор изменчивости аэрозоля / Ю.С. Георгиевский, Г.В. Розенберг // Изв. АН СССР, ФАО. – 1973. – Т. 9. – № 2. – С. 126–138.

16. Гинзбург С.Л. Необратимые явления и неэргодичность спиновых и структурных стекол: автореферат дис. … док. физ.–мат. наук: 01.04.02 / Гинзбург Саул Лейбович. – СПб., 1992. – 32 с.

17. Гипотеза о пространственном согласовании оптических неоднородностей воды и ее подтверждение в экспериментах по измерению рассеяния света / Е.Б. Шибанов, Ж.–Ф. Бертон, М.Е. Ли [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т. 92., Вып. 10. – С. 741–745.

18. Гончарук В. В. Наука о воде / В. В. Гончарук. – Киев: Наукова думка, 2010. – 511 с.

19. Горчаков Г.И. Корреляционные связи между оптическими характеристиками мелкодисперсных дымок / Г.И. Горчаков, Г.В. Розенберг // Изв. АН СССР. ФАО. – 1967. – Т. 3. – № 6. – С. 611–620.

20. Горчаков Г.И. Однопараметрическая модель приземного аэрозоли / Г.И. Горчаков, А. С. Емиленко, М.А. Свириденков // Изв. АН СССР, ФАО. – 1981. – Т. 17. – № 1. – С. 39–49.

21. Горчаков Г.И. Статистическая модель оптических характеристик атмосферной дымки / Г.И. Горчаков, М.А. Свириденков // Изв. АН СССР, ФАО. – 1979. – Т. 15. – № 1. – С. 53–58.

22. Гущин Г.П. Методы, приборы и результаты измерения прозрачности атмосферы / Г.П. Гущин. – Л.: Гидрометеоиздат, 1988. – 423 с.
23. Домнич М.Н. Исследование атмосферного аэрозоля над Черным морем в прибрежной зоне по результатам наземных измерений 1989–1990 гг. и 2006–2007 гг. / М.Н. Домнич, Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – 2008. – Вып. 17. – С. 298 – 302.
24. Ерлов Н.Г. Оптика моря / Н.Г. Ерлов. – Л.: Гидрометеоиздат, 1980. – 247 с.
25. Колмогоров А.Н. О логарифмически–нормальном законе распределения частиц при дроблении / А.Н. Колмогоров // Докл. АН СССР. – 1941. – Т. 31. – № 2. – С. 99–101.
26. Кондратьев К.Я. Аэрозольные модели атмосферы / К.Я. Кондратьев, Д.В. Поздняков. – М.: Наука, 1981. – 104 с.
27. Копелевич О.В. Малопараметрическая модель оптических свойств морской воды / О.В. Копелевич // Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана. – М.: Наука, 1983. – С. 208 – 234.
28. Копелевич О.В. О нефелометрическом методе определения общего показателя рассеяния света морской водой / О.В. Копелевич, В.И. Буренков // Изв. АН СССР, ФАО. – 1971. – Т. 7. – № 12. – С. 1280–1289.
29. Копелевич О.В. Разработка и использование региональных алгоритмов для расчета биооптических характеристик морей России по данным спутниковых сканеров цвета / О.В. Копелевич, В.И. Буренков, С.В. Шеберстов. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Москва, 2006. – Т. 2. – С. 99–105.
30. Копелевич О. В. Расчеты спектрального показателя рассеяния света морской водой / О. В. Копелевич, Е.М. Межеричер // Изв. АН СССР Физ. Атмос. Океана. – 1983. – Т. 19. – С 144–148.
31. Корчемкина Е.Н. Алгоритм расчета концентраций пигментов фитопланктона по данным дистанционного зондирования / Е.Н. Корчемкина,

Е.Б. Шибанов, М.Е. Ли // Окружающая среда – XXI: междунар. конф., 9 – 10 октября 2008 г.: тезисы докл. – Днепропетровск, 2008. – С. 63–65.

32. Корчемкина Е.Н. Восстановление первичных гидрооптических характеристик морской воды по спутниковым данным коэффициента яркости / Е.Н. Корчемкина, Е.Б. Шибанов // Радиофизика и электроника: VII Харьковская конф. молодых ученых, 12 – 14 декабря 2007 г.: тезисы докл. – Харьков, 2007. – С. 95.

33. Корчемкина Е.Н. Использование данных сети АЭРОНЕТ для атмосферной коррекции спутниковых измерений / Е.Н. Корчёмкина, Е.Б. Шибанов // Современные проблемы оптики естественных сред (ONW–2015): сб. тр. 8 науч. конф. – Санкт–Петербург.–2015.– с. 176–179.

34. Корчемкина Е.Н. Метод определения спектрального показателя поглощения фитопланктона по коэффициенту яркости моря / Е.Н. Корчемкина, Е.Б. Шибанов // Системы контроля окружающей среды. сб. науч. тр – Севастополь, – 2005. – С. 90–94.

35. Корчёмкина Е.Н. Метод решения обратной задачи биооптики моря по данным эксперимента на океанографической платформе / Е.Н. Корчемкина, Е.Б. Шибанов // Современное состояние экосистем Черного и Азовского морей: междунар. науч. конф., 13 – 16 сентября 2005 г.: тезисы докл. – Крым, Донузлав, 2005. – С. 170–171.

36. Корчемкина Е.Н. Региональный алгоритм восстановления концентраций пигментов фитопланктона / Е.Н. Корчемкина, Е.Б. Шибанов, М.Е. Ли // Аэрокосмические наблюдения в интересах стабильного развития и безопасности: Всеукраинская конф., 3 – 5 июня 2008 г.: тезисы докл. – Киев, 2008. – С. 90–92.

37. Корчёмкина Е.Н. Региональный аналитический алгоритм восстановления первичных гидрооптических характеристик морской воды по данным коэффициента яркости / Е.Н. Корчёмкина, Е.Б. Шибанов // Радиофизика и электроника. – 2008. – Т. 13. – № 2. – С. 256–262.

38. Корчемкина Е.Н. Усовершенствование методики атмосферной коррекции для дистанционных исследований прибрежных вод Черного моря // Е.Н. Корчёмкина, Е.Б. Шибанов, М.Е. Ли // Исследование Земли из космоса. – 2009. – № 6. – С. 24–30.

39. Креков Г.М. Оптико–локационная модель континентального аэрозоля / Г.М. Креков, Р.Ф. Рахимов. – Новосибирск: Наука, 1982. – 198 с.

40. Лактионов А.Г. Зависимость размеров частиц естественного аэрозоля от влажности воздуха / А.Г. Лактионов, Ю.П. Богомолов // Изв. АН СССР. ФАО. – 1972. – Т. 8. – № 3. – С. 291–298.

41. Лифшиц Е.М. Физическая кинетика / Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. – М.: Наука, 1979. – Т. 10. – 527 с., с 503–509.

42. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Стандартные методы расчета / Ж. Ленобль – Л. Гидрометеоиздат, 1990. – 264 с.

43. Ли М.Е. Некоторые результаты измерения индикатрисы рассеяния в широком диапазоне углов в искусственных средах и природных водах / М.Е. Ли, О.В. Мартынов, Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа: сб. науч. тр. – Севастополь, 2003. – Вып. 9. – С. 216 – 225.

44. Ли М.Е. Новые принципы измерения индикатрисы рассеяния в широком диапазоне углов / М.Е. Ли, О.В. Мартынов, Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа: сб. науч. тр. – Севастополь, 2003. – Вып. 8. – С. 194 – 211.

45. Ли М.Е. Определение концентрации примесей в морской воде по спектру яркости восходящего излучения / М.Е.Ли, Е.Б. Шибанов, Е.Н. Корчемкина, О.В. Мартынов //Морской гидрофизический журнал. – 2015. – №6. – С. 17–33.

46. Ли М.Е. Совершенствование методов измерения спектрально–углового показателя рассеяния света морской водой / М.Е. Ли, О.В. Мартынов,

Е.Б. Шибанов // Современные проблемы оптики естественных сред (ONW–2015): сб. тр. 8 науч. конф. – Санкт–Петербург, 2015. – С. 262—267.

47. Ли М.Е. Спектральная прозрачность атмосферы над Черным морем / М.Е. Ли, Е.Б. Шибанов, В.Г. Любарцев // Морской гидрофизический журнал. – 2000. – № 4. –С. 46–68.

48. Лившиц Г.Ш. О связи коэффициента рассеяния атмосферной дымки с относительной влажностью / Г.Ш. Лившиц, А.И. Соловьева, Т.Е. Травина // Изв. АН СССР, М О. – 1974. – Т. 10. – С. 991–993.

49. Лопатин В.Н. Влияние оболочки на ослабление и рассеяние света сферическими трехслойными частицами – моделями клеток / Лопатин В. Н., Сидько Ф.Я. // Оптика и спектроскопия. – 1977. – Т. 43. – Вып. 5. – С. 930–935.

50. Лопатин В.Н. Рассеяние и ослабление света двухслойными и трехслойными шарами: дис. … канд. физ.–мат. наук / Лопатин Валерий Николаевич. – Красноярск. – 1977. – 157 с.

51. Любарцев В.Г. Моделирование спектров коэффициента яркости водной толщи / В.Г. Любарцев, М.А. Крашенинникова // Дистанционное зондирование моря с учетом атмосферы. Программа "Интеркосмос". Москва–Берлин-Севастополь: Изд. ИКИ АН ГДР, 1987. – Т. 2., ч. I. – С. 111–119.

52. Мак–Картни Э. Оптика атмосферы. Рассеяние света молекулами и частицами / Э. Мак–Картни. – М.: Мир. – 1979. – 533 с.

53. Маленков Г.Г. Структура и динамика жидкой воды / Г.Г. Маленков // Журн. структур. химии. – 2006. – Т. 47, приложение. – с. S5–S35.

54. Малкевич М.С. Метод комплексных исследований океана и атмосферы из космоса / М.С. Малкевич, В.В. Бадаев // Исследования Земли из космоса. – 1981. – No 4. – С.45–53.

55. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы / Б. Мандельброт. – М.: Институт компьютерных исследований, 2002. – 656 с.

56. Маньковский В.И. Основы оптики океана / В.И. Маньковский. – Морской гидрофизический институт НАН Украины, Севастополь, 1996.– 119 с.

57. Маньковский В.И. Соотношение между интегральным показателем рассеяния света морской водой и показателем рассеяния в фиксированном направлении / В.И Маньковский // Морск. гидро–физ. исслед. – 1971. – № 6 (56). – С. 146–154.

58. Маньковский В.И. Экспериментальные и теоретические данные о точке пересечения индикатрис рассеяния света морской взвесью / В.И. Маньковский // Изв АН СССР, ФАО. – 1975. – № 12. – С. 1284–1293.

59. Маньковский В.И. Экстремальные индикатрисы рассеяния света морской водой / В.И Маньковский //Морск. гидро–физ. исслед. – 1973. – № 3(62). – С. 100.

60. Маньковский В.И. Морской импульсный нефелометр // Приборы для научных исследований и системы автоматизации в АН УССР. Киев, «НАУКОВА ДУМКА», 1981, С. 87–89.

61. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы / Л.Т. Матвеев. – Л.: Гидрометеоиздат, 1984. – 752 с., С. 316.

62. Медведев Н.Н. Метод Вороного—Делоне в исследованиях структуры некристаллических систем / Н.Н. Медведев // Новосибирск: Изд–во СО РАН, 2000. – 209 с.

63. Международный подспутниковый эксперимент на океанографической платформе п. Кацивели / Г.К. Коротаев, Г.А. Хоменко, М. Шами [и др.] // Морской гидрофизический журнал. – 2004. – № 3. – С. 28–38.

64. Метод Левенберга–Марквардта [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://alglib.sources.ru/optimization/levenbergmarquardt.php.

65. Методы и результаты мониторинга оптических характеристик водной среды байкальского нейтринного телескопа, осуществляемого стационарным глубоководным прибором ASP–15 / Б.А. Таращанский, Г.П. Коханенко, Р.Р. Миргазов [и др.] // Оптика атмосферы и океана. – 2010. – Т. 23. – № 9. – С. 793–802.

66. Морачевский В. Г. Особенности фазовых переходов воды в загрязненной атмосфере / В. Г. Морачевский // В кн.: Современные проблемы метеорологии, 1981. – Вып. 73. – С.46 – 64.

67. Николис Г. Познание сложного / Г. Николис, И. Пригожин. – М.: Мир, 1990. – 342 с.

68. О типизации индикатрис рассеяния света морской воды / О.В. Копелевич, В.И. Буренков, О.А. Гущин [и др.] // Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. – М.: Наука, 1975. – 215 с., с 70–74.

69. Оптические параметры атмосферного аэрозоля / Г.В. Розенберг, Г.И. Горчаков, Ю. С. Георгиевский [и др.]. – В кн.: Физика атмосферы и проблема климата. – М.: Наука, 1980. – С. 2I6–257.

70. Оптические характеристики прибрежных вод и атмосферы в районе Южного берега Крыма в конце летнего сезона 2008 года / В.И. Маньковский, Г.А. Толкаченко, Е.Б. Шибанов [и др.] // Морской гидрофизический журнал. – 2010. – №3. – С. 52 – 74.

71. Оценка изменчивости оптических свойств воды в Черном море летом 1998 года по данным спутникового прибора SeaWiFS / В.С. Суетин, В.В. Суслин, С.Н. Королев [и др.] // Морской гидрофизический журнал. – 2002. – № 6. – С. 44–54.

72. Панченко М.В. Однопараметрическое представление индикатрисы рассеяния и относительная влажность воздуха / М.В. Панченко, В.Я. Фадеев // В сб.: Исследование атмосферного аэрозоля методами лазерного зондирования. Новосибирск; Наука. – 1980. – С. 202–210.

73. Паршиков С.В. Дистанционное зондирование оптически активных примесей с применением коротковолнового участка спектра / С.В. Паршиков, М.Е. Ли // Автоматизированные системы контроля состояния морской среды: сб. науч. тр. – Севастополь, 1992. – С. 65–78.

74. Паршиков С.В. Использование спектральных особенностей восходящего излучения для контроля состояния водных экосистем / С.В. Паршиков,

М.Е. Ли // Автоматизированные системы контроля состояния морской среды: сб. науч. тр. – Севастополь, 1992. – С. 79– 89.

75. Полный радиационный эксперимент / Под ред. Н.Я. Кондратьева. – Л., Гидрометеоиздат. – 1976. – 238 с.

76. Радиальные функции распределения атомов и пустот в больших компьютерных моделях воды / В.П. Волошин, Н.Н. Медведев, Ю.И. Наберухин [и др.] // Журн. структур, химии. – 2005. – Т. 46. – № 3. – С. 451–458.

77. Розенберг Г.В. Оптические исследования атмосферного аэрозоля / Г.В. Розенберг // УФН. – 1968. – Т. 95. – Вып. 1. – С. 159–208.

78. Сакерин С. М. Пассивное зондирование оптических характеристик атмосферы над океаном и континентом: дис. … д–ра физ.–мат. наук: 01.04.05 / Сакерин Сергей Михайлович. – Томск, 1998. – 376 с.

79. Светорассеивающие свойства морской воды в различных районах./ О.В. Копелевич, Ю.Л. Маштаков, В.М. Павлов [и др.] // Гидрофизические и оптические исследования в Атлантическом и Тихом океане. – М.: Наука, 1974. – 328 с., с 113–116.

80. Сидько Ф.Я. Поляризационные характеристики взвесей биологических частиц / Сидько Ф.Я., Лопатин В. Н., Парамонов Л.Е. – Новосибирск: Наука, 1990. – 120 с.

81. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет / В.В. Соболев. – М.: Гос. Изд. Тех–теор. Лит,1956. – 391 с.

82. Современные методы количественной оценки распределения морского планктона./ под ред. Виноградова М. Е. – М.: Наука, 1983. – 280 с.

83. Сорокин Ю.И. Черное море / Ю.И. Сорокин. – М.: Наука, 1982. – 216 с.

84. Супранадмолекулярные комплексы воды / А.Н. Смирнов, В.Б. Лапшин, А.В. Балышев [и др.] // Электронный научный журнал «Исследовано в России». – 2000. – С. 413–421. – http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/038.pdf.

85. Торопова Т.Д. Статистические характеристики индикатрис рассеяния приземного слоя атмосферы / Т.Д. Торопова. – В сб.: Исследование оптических

свойств атмосферы в коротковолновой области спектра. – Алма–Ата; Наука, Каз.ССР, I98I. – С. 66– 87.

86. Третьяков Ю. Д. Процессы самоорганизации в химии материалов / Ю. Д. Третьяков // Успехи химии. – 2003. – Т. 72. – № 8. – С. 731–762.

87. Трифонов А.Г. Оптимизация методом наименьших квадратов [Электронный ресурс] / А.Г. Трифонов // Консультационный центр MATLAB компании SOFTLINE. – Режим доступа: http://matlab.exponenta.ru /optimiz /book_1/13.php

88. Увеличение рассеяния света при смешивании чистых вод различной плотности / Е.Б. Шибанов, Ж.–Ф. Бертон, М.Е. Ли [и др.] // Морской гидрофизический журнал. – 2011. – №4. – С. 36–42.

89. Устранение аэрозольных искажений при анализе данных наблюдений Черного моря цветовым сканером CZCS со спутника Nimbus–7 / В.С. Суетин, Е.Н. Сычев, В.В. Суслин [и др.] // Морской гидрофизический журнал. – 1997. – № 4. – С. 71–79.

90. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света / И.Л. Фабелинский. – М.: Наука, 1965. – 511 с.

91. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии / С. Чандрасекар. – ИЛ, 1953. – 431 с.

92. Чурилова Т.Я. Поглощение света фитопланктоном, детритом и растворенным органическим веществом в прибрежном районе Черного моря (июль – август 2002 г) / Т.Я. Чурилова, Г.П. Берсенева // Морской гидрофизический журнал. – 2004. – №4. – С. 39–50.

93. Шибанов Е.Б. Влияние мелкодисперсной примеси на рассеяние света в «чистой» фильтрованной воде / Е.Б. Шибанов // Морской гидрофизический журнал. – 2008. – № 2. – С. 46–56.

94. Шибанов Е.Б. Влияние статистически неравновесных процессов на оптические свойства аэрозоля над морем / Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа: сб. науч. тр. – Севастополь, 2010. – Вып. 23. – С. 70–74.

95. Шибанов Е.Б. Влияние структурных неоднородностей воды на рассеяние света / Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа: сб. науч. тр. – Севастополь, 2009. – Вып. 20. – С. 139–144.

96. Шибанов Е.Б. Восстановление биооптических характеристик вод Черного моря при условии постоянства коэффициента яркости на длине волны 400 нм / Е.Б. Шибанов, Е.Н. Корчемкина // Морской гидрофизический журнал. – 2008. – №1. – С. 38–50.

97. Шибанов Е.Б. Восстановление оптических характеристик фитопланктона при условии постоянства коэффициента яркости на длине волны 412 нм / Е.Б. Шибанов, Е.Н. Корчемкина // Современные проблемы рационального природопользования в прибрежных морских акваториях Украины: междунар. молодежная науч. конф., 12 – 14 июня 2007 г.: тезисы докл. – Кацивели, 2007. – С. 27–28.

98. Шибанов Е.Б. Методика восстановления коэффициента яркости моря по измерениям с самолета / Е.Б. Шибанов, В.А. Урденко // Дистанционное зондирование моря с учетом атмосферы. Программа "Интеркосмос". Москва–Берлин– Севастополь: Изд ИКИ АН ГДР, 1987. – Т.2. – ч. I. – С. 53–71.

99. Шибанов Е.Б. Метод решения обратной задачи биооптики моря по данным подспутникового эксперимента на океанографической платформе / Е.Б. Шибанов, М.Е. Ли // Морской гидрофизический журнал. – 2000. – № 3. – С. 50–63.

100. Шибанов Е.Б. Региональный аналитический алгоритм восстановления первичных гидрооптических характеристик морской воды по данным коэффициента яркости / Е.Б. Шибанов, Е.Н. Корчёмкина // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – 2007. – Вып. 15. – С. 397–404.

101. Шибанов Е.Б. Стабильный и быстрый способ вычисления функций Бесселя в задаче расчета рассеяния света на частицах со сферической симметрией /

Е.Б. Шибанов // Морской гидрофизический журнал. – 2007. – № 2. – С. 71–80.

102. Шибанов Е.Б. Учет структурной неоднородности воды при расчете световых полей в море / Е.Б. Шибанов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа: сб. науч. тр. – Севастополь, 2010. – Вып. 21. – С. 188–196.

103. Шибанов Е.Б. Физическая модель переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере для задач дистанционного зондирования, приближение для изотропно и анизотропно рассеивающего слоя / Е.Б Шибанов, Е.И. Афонин. – М., 1989. – 41 с. – Деп. в ВИНИТИ, № 1631 – В89.

104. Шибанов Е.Б. Численный метод решения уравнения переноса излучения. Коэффициенты отражения и пропускания оптически тонкого плоскопараллельного слоя / Е.Б. Шибанов // Морской гидрофизический журнал. – 2005. – №3. – С. 62–72.

105. Шибанов Е.Б. Численный метод решения уравнения переноса излучения. Основные принципы и формулы / Е.Б. Шибанов // Морской гидрофизический журнал. – 2005. – №2. – С. 37–45.

106. Шифин К.С. Рассеяние света просветленной сферой / К.С. Шифин, А.Я. Перельман, , А.М. Кокорин // В кн. Оптика моря и атмосферы Л.,ГОИ АН СССР, 1984. – С. 98–99.

107. A model for estimating bulk refractive index from the optical backscattering ratio and the implications for understanding particle composition in case I and case II waters / M.S. Twardowski, E. Boss, J.B. Macdonald [et al.] // Journ. of Geophys. Res. – 2001. – Vol. 106, C7. – P. 14129–14142.

108. Aden A.L. Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres./ A.L. Aden, M. Kerker // J. Appl. Phys. – 1951. – Vol. 22. – P. 1242–1246.

109. AERONET – A federated instrument network and data archive for aerosol characterization / B.N.Holben, T.F. Eck, I. Slutsker [et al.] // Rem. Sens. Environ. – 1998. – **66. –** P. 1–16.

110. Ahn Y.H. Light backscattering efficiency and related properties of some phytoplankters / Y.H. Ahn, A. Bricaud, A. Morel // Deep Sea Res. – 1992. – Part I. – Vol. 39. – P. 1835–1855.

111. Alldredge A. Characteristics, dynamics, and significance of marine snow / A. Alldredge, M. W. Silver // Progr. Oceanogr. – 1988. – **20. –** P. 41–82.

112. Analysis of in situ spectral absorption meter data / J.R.V. Zaneveld, J.C. Kitchen, A. Bricaud [et al.] // Ocean Optics 11, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 1750.–1992.– P.180–186.

113. Angular distribution of scattered light in deep sea water/ T. Sasaki, N. Okami, G. Oshiba [et al.] // Rec. Oceanogr. Works Jpn. – 1960. – **5**. – P. 1 – 10.

114. Application of SeaWiFS data for studying variability of bio–optical characteristics in the Barents, Black and Caspian Seas / O.V. Kopelevich, V.I. Burenkov, S.V. Ershova [et al.] // Deep–Sea Research II. – 2004. – Vol. 51. – P. 1063–1091.

115. Asano S. Light scattering properties of spheroidal particles / S. Asano // Applied Optics. – 1979. – **18. –** P. 712–723.

116. Atkins W. R. G. An experimental study of the scattering of light by natural waters / W. R. G. Atkins, H. H. Poole // Proc. Royal Soc. London B, 1952. – Vol. 140. – P. 321–338.

117. Brice B. A. Photoelectric light scattering photometer for determining high molecular weights / B. A. Brice, M. Halwer, R. Speiser // J. Opt. Soc. Am. – 1950. – Vol. 40**. –** P. 768–778.

118. Buiteveld H. The optical properties of pure water / H. Buiteveld, J.H. Hakvoort, M. Donze // SPIE, Vol 2258, Ocean Optics XII. – 1994. – p. 174–183.

119. Cachorro V.E. New Improvements for Mie Scattering Calculations / V.E. Cachorro, L.L. Salcedo // Journal of Electromagnetic Waves and Applications.–1991.– Vol. 5. – No 9.. – P. 913–926.

120. Carder K. L. Optical effects of large particles / K. L. Carder, D. K. Costello // In: Ocean optics Spinrad R. W., Carder L. K., Perry M. J. (eds.) Oxford University Press, New York, 1994. – P. 243–257.

121. Computations of scattering matrices of four types of non–spherical particles using diverse methods / J. W. Hovenier, K. Lumme, M. I. Mishchenko [et al.] // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 1996. – **55. –** P. 695–705.

122. Dave J.V. Scattering of electromagnetic radiation by a large, absorbing –sphere. / Dave J.V. // IBM J. Res. Develop. – 1969. – May, No 1. – P. 302–313.

123. Design and test of a polar nephelometer / K. H. Leong, M. R. Jones, D. J. Holdridge [et al.] // Aerosol Sci. Tech. – 1995. – Vol. 23**. –** P. 341–356.

124. Determination of complex refractive index of polystyrene microspheres from 370 to 1610 nm. / X. Ma, J.Q. Lu, R. S. Brock [et al.] // Phys. Med. Biol. – 2003. – 48. – P. 4165–4172.

125. Domnich M.N. Statistical characteristics of aerosol optical thickness over the Black Sea / M.N. Domnich, E.B. Shybanov // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 11 – 15, 2007: proceedings. – Nizhny Novgorod, 2007. – P. 229–232.

126. Domnich M.N. Analysis of microphysical characteristics of atmospheric aerosol over the Black Sea in an off–shore area / M.N. Domnich, E.B. Shybanov // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 6 – 9, 2009: proceedings. – Saint–Petersburg, 2011. – P. 236–238.

127. Draine B. T. Wave propagation on a polarizable point lattice and the discrete dipole approximation / B. T. Draine, J. Goodman, Beyond Clausius–Mossotti // Astrophys. J. – 1993. – Vol. 405. – P. 685–697.

128. Dubovik O. M. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements / O. M. Dubovik, D. King // J. Geophys. Res., –2000. – Vol. 105. – P. 20 673–20 696.

129. Effects of asphericity on single particle scattering / P. Latimer, A. Brunsting, B.E. Pyle [et al.] // Applied Optics. – 1978. – Vol. 17. **–** P. 3152–3158.

130. Einstein A. Theory of opalescence in homogeneous liquids and liquid mixtures in the vicinity of the critical point (In German: Theorie der Opaleszenz von homogenen Flussigkeiten und Flussigkeitsgemischen in der Nahe der kritischen Zustandes) / A. Einstein // Ann. Physik. – 1910. – Vol. 33. – P. 1275–1298. (In

English: Colloid chemistry. Alexander J. (ed.). – Reinhold, New York, 1926. – Vol. 1. – P. 323–339).

131. Errington J.R. Origin of Low–Density Domains in Liquid Water/ J.R. Errington, P.G. Debenedetti, S. Torquato // Phys. Rev Let. – 2002. – Vol. 89. – No. 21. – P. 215503–1 – 215503–4
132. Estimation of the spectral absorption coefficients of phytoplankton in the sea / M. Kishino, N. Takahashi, N. Okami [et al.] // Bull. Mar. Sci. – 1985. – Vol. 37. – P. 634–642.
133. Foley J.T. Electromagnetic scattering from a spatially dispersive sphere / J.T. Foley, D.N. Pattanayak // Opt. Commun. – 1974. – **12.** – P. 113–117.
134. Fry E. S. Absolute calibration of a scatterance meter. In: Suspended solids in water / E. S. Fry // R. J. Gibbs (ed.). Plenum Press, New York, 1974. – P. 101–109.
135. Gordon H.R. Remote Assessment of Ocean Color for Interpretation of Satellite Visible Imagery / H.R. Gordon, A. Morel //A Review, Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies. New York, Springer–Verlag, 1983. – 114 p.
136. Gordon H.R. Removal of atmospheric effects from satellite imagery of the ocean / H.R. Gordon // Appl. Opt. – 1978. – Vol. 17. – No 10. – p. 1631–1636.
137. Gordon H.R. Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: a preliminary algorithm / H.R. Gordon, M. Wang // Appl. Optics. – 1994. – Vol. 33. – № 3. – P. 443–452.
138. Grouping and adding method for calculating light scattering by large fluffy aggregates/ Y. Okada, T. Mukai, I. Mann [et al.] // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. – 2007. – Vol. 108. – P. 65–80.
139. Haller H. R. Photometer for quasielastic and classical light scattering / H. R. Haller, C. Destor, D. S. Cannell // Rev. Sci. Instrum. – 1983. – **54. –** P. 973–983.
140. Haltrin V. Chlorophyll–based model for on seawater optical properties / V. Haltrin // Appl. Opt., 1999. – Vol. 38. – No 33.– P. 6826–6832.
141. Haltrin V. I. Light scattering coefficient of seawater for arbitrary concentrations of hydrosols / V. I. Haltrin // J. Optical Soc. America. – 1999.– Vol. 16. – No 7. – P. 1715–1723.

142. Haltrin V.I. Polar nephelometer for sea truth measurements / V.I. Haltrin, M.E. Lee, O.V. Martynov // Proceedings of the Second international airborne remote sensing conference and exibition. San Francisco, California, USA: Published by ERIM, 1996. – Vol.II. – P. 444–450.

143. Hansen H. E. Multiple Scattering of Polarized Light in Planetary Atmospheres. Part 1: The Doubling Method / H. E. Hansen // J. Atmos. Sci. – 1971. – Vol. 28. – P. 120–125.

144. Hansen H.E. Radiative Transfer by Doubling Very Thin Layers / H.E. Hansen // Astroph. Jl. – 1969. – 155. – P. 565–573.

145. Hecht E. Optics / E. Hecht – Addison–Wesley Reading, Massachusetts. – 1987. – 676 p.

146. Hojerslev N.K. Spectral light absorption by gelbstoff in coastal waters displaying highly different concentrations. / N.K. Hojerslev // Proceedings, Ocean Optics XIV. – Washington, DC, Office of Naval Research, 1998.

147. Holland A. C. Problems in calibrating a polar nephelometer / A. C. Holland // In: Light scattering by irregularly shaped particles, D. W. Schuerman (ed.) Plenum Press, New York, 1980. – P. 247–254.

148. Holland, R. Finite–volume time–domain (1.FVTD) techniques for EM scattering / R. Holland, V. R. Cable, L. C. Wilson // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1991. – Vol. 33**. –** P. 281–293.

149. Hou W. Characteristics of large particles and their effects on the submarine light field: Ph.D. Thesis / W. Hou. – Department of Marine Science, University of South Florida, Florida, USA, 1997. – 165 pp.

150. Hou W. Scattering phase function of very large particles in the ocean / W. Hou, K. L. Carder, D. K. Costello // In: Ocean Optics XIII. 1997, Steven G. Ackleson (ed.) Proc. SPIE 2963: P. 579–584.

151. Infeld L. The Influence of the Width of the Gap upon the Theory of Antennas / L. Infeld //Q. Appl. Math. –1947. – Vol. 5. – P. 113–132.

152. Integral properties of angular light scattering coefficient measured in various natural waters / V.I. Haltrin, M.E. Lee, E.B. Shybanov [et al.] // Current Problems

in Optics of Natural Waters: International Conference, Sept. 8 – 12, 2003: proceedings. – Saint–Petersburg, 2003. – P. 252–257.

153. Investigation of spectral–angular properties of southern Baltic water / E.B. Shybanov, M.E. Lee, O.V. Martynov [et al.] // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 11 – 15, 2007: proceedings. – Nizhny Novgorod, 2007. – P. 65–69.

154. Ishimaru A. Wave Propagation and Scattering in Random Media / A. Ishimaru, Chapter 7, Academic Press, San Diego, 1978. – 600 p.

155. Jonasz M. Light Scattering by Particles in Water (Theoretical and Experimental Foundations) / M. Jonasz, G. R. Fournier. – Academic Press is an imprint of Elsevier, 2007. – 704 p.

156. Jonasz M. Nonspherical sediment particles: comparison of size and volume distributions obtained with an optical and resistive particle counter / M. Jonasz // Marine Geology. – 1987. – Vol. 78**. –** P. 137–142.

157. Jonasz M. Nonsphericity of suspended marine particles and its influence on light scattering / M. Jonasz // Limnology and Oceanography. – 1987. – **32. –** P. 1059–1065.

158. Kadyshevich Ye. A. Light–scattering matrices of inshore waters of the Baltic Sea / Ye. A. Kadyshevich // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. – 1977. – Vol. 13, P. 77–78.

159. Kaiser T. Stable algorithm for the computation of Mie coefficients for scattered and transmitted fields of a coated sphere / T. Kaiser, G. Schweiger // Comput. Phys. – 1993. – Vol. 7. –No 6. – P. 682–686.

160. Karp–Boss, L. Motion of diatom chains in steady shear flow / L. Karp–Boss, P.A. Jumars // Limnology and Oceanography. – 1998. – Vol. 43**. –** P. 1767–1773.

161. Kattawar G.W. Matrix operator theory: II. Scattering for maritime haze / G.W. Kattawar, G.N. Plass, F.E. Catchings // Appl. Opt. – 1973. – Vol. 12. – P. 1071–1084.

162. Khare V. Short–Wavelength Scattering of Electromagnetic Waves by a Homogeneous Dielectric Sphere : Ph. D. Thesis / V. Khare. – U. Rochester, N.Y, 1976 (available from University Microfilms, Ann Arbor, Mich.).
163. Kim M. Optical Modeling Of Phytoplankton: Comparison Between Spherical And Nonspherical Models / M. Kim, W.D. Philpot // Proc. of the International Conference "Current Problems in Optics of Natural Waters". – St.Petersburg, Russia. – 2001. – P.345 – 349.
164. Kirk J.T.O. A theoretical analysis of the contribution of algal cells to the attenuation of light within water. II. Spherical cells / J.T.O. Kirk // New Phytol. – 1975. – Vol. 75. – P. 21–36.
165. Kob W. The Mode–Coupling Theory of the Glass Transition / W. Kob // Experimental and Theoretical Approaches to Supercooled Liquids: Advances and Novel Applications Eds.: J. Fourkas, D. Kivelson, U. Mohanty, and K. Nelson, ACS Books, Washington, 1997.
166. Kopelevich O.V. The current low–parametric models of seawater optical properties / O.V. Kopelevich // In proceedings of the International Conference "Current Problems in Optics of Natural Waters", St.Petersburg. – 2001. – P. 18–23.
167. Korchemkina E.N. Improved method of remote sensing retrieval of sea water admixtures concentrations / E.N. Korchemkina, E.B. Shybanov, M.E. Lee // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 11 – 15, 2007: proceedings. – Nizhny Novgorod, 2007. – P. 171–174.
168. Korchemkina E.N. Improved method of remote sensing retrieval of sea water chlorophyll / E.N. Korchemkina, E.B. Shybanov, M.E. Lee // Mathematical methods in Electromagnetic Theory: International Conference, June 29 – July 2, 2008: proceedings. – Odessa, 2008. – P. 372–374.
169. Korchemkina E.N. Regional analytical algorithm of sea water constituents concentrations retrieving from sea reflectance / E.N. Korchemkina, E.B. Shybanov, M.E. Lee // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 11 – 15, 2007: proceedings. – Nizhny Novgorod, 2007. – P. 166–170.

170. Korchemkina E.N. Special minimization technique for analytical algorithms of chlorophyll retrieval / E.N. Korchemkina, E.B. Shybanov, M.E. Lee // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 8 – 12, 2009: proceedings. – Saint–Petersburg, 2009. – P. 73–77.

171. Kullenberg G. Observations of light scattering functions in two oceanic areas / G. Kullenberg // Deep–Sea Res. – 1984. – Vol. 31. – P. 295–316.

172. Kullenberg G. Observed and computed scattering functions / G. Kullenberg // Optical Aspects of Oceanography, N.G. Jerlov and E.S. Nielsen, Eds, Academic Press, 1974. – P. 25–49.

173. Kullenberg G. Scattering of light by Sargasso Sea water / G. Kullenberg // Deep–Sea Res. – 1968. – Vol. 15**. –** P. 423–432.

174. Laux A. Calibration technique for optical instruments by Maalox suspensions / A. Laux // Personal communication, NAVAIR, Maryland, USA, 2003.

175. Lee M.E. A new method for the measurement of the optical volume scattering function in the upper ocean / M. Lee, M. Lewis // J. Atmos. Ocean. Tech. – 2003. – No 20. – P. 563–571.

176. Lee M.E. Testing of measurements of the volume scattering function in a wide angle range / M.E. Lee, O.V. Martynov, E.B. Shybanov // Current Problems in Optics of Natural Waters: International Conference, Sept. 8 – 12, 2003: proceedings. – Saint–Petersburg, 2003. – P. 279–283.

177. Lentz W. J. Generating Bessel Functions In Mie Scattering Calculations Using Continued Fractions / W. J. Lentz // Appl. Opt. – 1976. – Vol. 15. – Issue 3. – P. 668–671.

178. Light scattering by structures spheres // M. Kerker, D.D. Cooke, H. Chew H. [et al.] / J. Opt. Soc. Amer. – 1978. –Vol. 68. – No 5. – P. 592–601.

179. Light scattering coefficient by quartz particules suspended in seawater / V.I. Haltrin, E.B. Shybanov, R. H. Stavn [et al.] // Proceeding of the International Geoscience and Remote Sensing Symposium, 1999, IEEE, Piscataway, NJ, USA. – 1999. – P. 1420–1422.

180. Maffione R. Correct for loss of photons along the path / R. Maffione // R. Maffione, personal communication, 2001.

181. Malenkov G.G. Structural and dynamic heterogeneity of computer simulated water: ordinary supercooled, stretched and compressed / G.G. Malenkov, D.L. Tytik, E.A. Zheligovskaya // J. Mol. Liq. – 2003. – 106. – No 2—3. – P. 179–198.

182. Matheson L. A. Optical and electrical properties of polystyrene / L. A. Matheson, J. L. Saunderson // In: Styrene, Its Polymers, Copolymers and Derivatives. Boundy R. H., Boyer R. F. (eds.) Reinhold Publishing Corp., New York, 1952. – P. 517–573.

183. McIntyre D. Absolute light–scattering photometer: I. Design and operation / D. McIntyre, G. C. Doderer // J. Res. Nat. Bur. Stand. – 1959. – **62**: – P.153–159.

184. Measurements and Modeling of the Volume Scattering Function in the Coastal Northern Adriatic Sea / J–F. Berthon, E. Shybanov, M. Lee [et al.] // Applied Optics. – 2007. – 46. – P. 5189–5203.

185. Measurements of Scattering Function of Sea Water in Southern Baltic / W. Freda, T. Król1, O.V. Martynov [et al.] // The European Physical Journal. – 2007. – Vol. 144. – № 1. – P. 147–154.

186. Measurements of the volume scattering function of a red tide event / D.J. Gray, A.D. Weidemann, Z. Lee [et al.] // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 11 – 15, 2007: proceedings. – Nizhny Novgorod, 2007. – P. 33–36.

187. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien speziell kolloidaler Metallösungen / G. Mie // Ann. Phys. – 1908. – Vol. 25. – P. 377–445.

188. Mielenz K. D. Algorithms for Fresnel diffraction at rectangular and circular apertures / K. D. Mielenz // J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. – 1998. – Vol. 103. – P. 497–509.

189. Mishchenko M.I. Light Scattering by Nonspherical Particles, Theory, Measurements, and Applications / M.I. Mishchenko , J.W. Hovenier, L.D. Travis. – Academic Press, 2000. – 690 p.

190. Mishchenko M. I. T–matrix computations of light scattering by large spheroidal particles / M. I. Mishchenko, L. D. Travis // Opt. Commun. – 1994. – **109. –** P. 16–21.

191. Mishchenko M.L T–matrix computations of light scattering by nonspherical particles. A review / M.L. Mishchenko, L.D. Travis, D.W. Mackowsky // J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 1996. – No 55. – P. 535–575.

192. Mitchell B.G. Chlorophyll–a specific absorption and fluorescence excitation spectra for light–limited phytoplankton / B.G. Mitchell, D.A. Kieffer // Deep–Sea Research. – 1988. – Vol. 35. – No. 5. – P. 639–663.

193. Mitchell B.G. Algorithms for determining the absorption coefficient of aquatic particulates using the quantitative filter technique (QFT) / B.G. Mitchell // Ocean Optics – 1990. – X. – P. 137 – 148.

194. Mobley C. D. Light and water: Radiative transfer in natural waters / C.D. Mobley. – Academic. San Diego, 1994. – 592 pp.

195. Mobley C. D. Phase function effects on oceanic light fields / C.D. Mobley, L.K. Sundman, E. Boss // Appl. Opt. – 2002. – Vol. 41. – P. 1035–1050.

196. Moderate–Resolution Imaging Spectrometer algorithms for chlorophyll a and absorption with bio-optical domains based on nitrate-depletion temperatures / K.L. Carder, F.R. Chen, Z.P. Lee [et al.] // J. Geophys. Res. – 1999. – Vol. 104. – P. 5403–5421.

197. Moore C. Preliminary results from an in situ spectral absorption meter / C. Moore, J.R.V. Zaneveld, J.C. Kitchen // Ocean Optics 11, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 1750, 1992. – P. 330–337.

198. Morel A. Analysis of variations in ocean color / A. Morel, L. Prieur // Limnol. Oceanogr. – 1977. – Vol. 22. – P. 709–722.

199. Morel A. Diffusion de la lumière par les eaux de mer: résulats expérimentaux et approche théorique / A. Morel // Optics of the Sea, Interface and In–water transmission and imaging, NATO Advisory Group for Aerospace Research and Development (AGARD), Lecture series n°61, 1973, 3.1 – 1 – 3. 1 – 76.

200. Morel A. Diffuse reflectance of oceanic waters. II: Bidirectional aspects. / A. Morel, B. Gentili // Appl. Opt. – 1993. – Vol. 32. – P. 6864–6879.
201. Morel A. Etude experimentale de la diffusion de la lumiere par l'eau, les solution de chlorure de sodium et l'eau de mer optiquement pures / A. Morel // J.Chim.Phys.– 1966.. – No 10. – P. 1359–1366.
202. Morel A. Interpretation des variations de la forme de I'indicatrice de diffusion de la lumiere par les eaux der mer / A. Morel // Ann. Geophys. – 1965. – V.21. – No 2. – P. 157–162.
203. Morel A. Optical properties of pure water and pure seawater / A. Morel // in Optical Aspects of Oceanography, edited by N. G. Jerlov and E. Steemann Nielson, Academic, San Diego, Calif., 1974. – P. 1–24,
204. Morel A. Theoretical results concerning light absorption in a discrete medium, and application to specific absorption of phytoplankton / A. Morel, A. Bricaud // Deep Sea Res. – 1981. – Part I. – **28**. – P. 1375–1393.
205. Morel A. The scattering of light by sea water. Experimental results and theoretical approach. (In French: Diffusion de la lumiere par les eaux de mer; resultats experimentaux et approche theorique) / A. Morel // In: Optics of the sea, interface and in–water transmission and imaging. AGARD Lecture Series 1973. No. 61, Published in August 1973, translated to English by G. Halikas, 161 pp.
206. Nelder J.A. A simplex method for function minimization / J.A. Nelder, R. Mead // Comput. J. – 1965. – Vol. 7. – P. 308–313.
207. Nelson D.R. Order frustration and defects in liquids and glasses / D. R. Nelson // Phys.Rev.B. – 1983. – Vol. 28. – P. 5515–5535.
208. Nimbus–7 coastal zone color scanner: System description and initial imagery / D.W.A. Hovis, D. K. Clark, F. Anderson [et al.] // Science. – 1980. – Vol. – 210**.** – P. 60–63.
209. Ocean color chlorophyll algorithms for SeaWiFS / J. E. O´Reilly, S. Maritorena, B. G. Mitchell [et al.] // J. Geophys. Res. – 1998. – Vol. 102.– P. 24937–24953.
210. Optical properties of the ‘‘clearest’’ natural waters / A. Morel, B. Gentili, H. Claustre [et al.]// Limnol. Oceanogr. – 2007. – **52.** – No 1. – P. 217–229.

211. Optical properties of the particles in the Crimea coastal waters (Black Sea) / M. Chami, E.B. Shybanov, T.Y. Churilova [et al.] // J. Geophys. Res. – 2005. – Vol. 110. – C11020, doi: 10.1029/2005JC003008.
212. Parameterization of light absorption by phytoplankton, nonalgal particles and coloured dissolved organic matter in the Black Sea / T. Churilova, V. Suslin, G. Berseneva [et al.] // Current problems in optics of natural waters:International Conference, Sept. 11 – 15, 2007: proceedings. – Nizhny Novgorod, 2007. – P. 70–74.
213. Petzold, T. J. Volume scattering functions for selected ocean waters / T.J. Petzold // SIO Ref. 72–78, Scripps Institution of Oceanography, San Diego, 1972. – P. 79.
214. Plass G.N. Radiance and polarization of the Earth's atmosphere with haze and clouds / G.N. Plass, G.W. Kattawar // J. Atm. Sci. – 1971. – Vol. 28. – P. 1187–1198.
215. Plass G.N. Matrix Operator Theory II. Scattering from Maritime Haze / G.N. Plass, G.W Kattawar., F.E. Catchings // Appl. Opt. – 1973. – Vol. 12. – P. 1071–1084.
216. Pritchard B. S. Two instruments for atmospheric optics measurements / B.S. Pritchard, W.G. Elliot // J. Opt. Soc. Am. – 1960. – Vol. 50**. –** P. 191–202.
217. Privoznik K. G. Absorption, extinction and phase function measurements for algal suspensions of Chlorella pyrenoidosa / K.G. Privoznik, K.J. Daniel, F.P. Incropera // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. – 1978. – Vol. 20**. –** P. 345–352.
218. Pope R.M. Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements / R.M. Pope, E.S. Fry // Appl. Optics. – 1997. – Vol. 36. – No 33. – P. 8710–8723.
219. Preisendorfer R.W. Generalized invariant imbedding relation / R.W. Preisendorfer // Proc. Nat. Acad. Sci. – 1961. – Vol. 47. – 591 p.
220. Preisendorfer. R. W. Radiative Transfer on Discrete Spaces / R.W. Preisendorfer. – Pergamon Press Inc., New York, 1965. – 461 p.

221. Preisendorfer R.W. Hydrologic Optics / R.W. Preisendorfer // VOLUME II, Chapter 3, The Interaction Principle, Joint Tsunami Research Effort, Honolulu Hawaii, U.S. Department of Commerce, NOAA, Environmental Research Laboratories, Pacific Marine Environmental Laboratory, 1976. – P. 188–400.

222. Raman C.V. On the molecular scattering of light in water and the colour of the sea / C.V. Raman // Proc. R. Soc. London Ser. A 101, 1922. – P. 64–80.

223. Regression of in–water radiometric profile data / D. D'Alimonte, E.B. Shybanov, G. Zibordi [et al.] // Optics Express. – 2013. – Vol. 21. – Issue 23. – pp. 27707–27733, doi: 10.1364/OE.21.027707

224. Remote Sensing of Inherent Optical Properties: Fundamentals, Tests of Algorithms, and Applications: [Reports of the International Ocean–Colour Coordinating Group / Ed. Z.–P. Lee] – № 5. – IOCCG, Dartmouth, Canada, 2006.

225. Roesler C.S. High resolution vertical profiles of spectral absorption, attenuation, and scattering coefficients in highly stratified waters / C.S. Roesler, J.R.V. Zaneveld // Ocean Optics 12, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 2258, 1994. – P. 309– 319.

226. Roesler C.S. Modeling in situ phytiplankton absorption from total absorption spectra in productive inland marine waters / C.S. Roesler, M.J. Perry, K.L. Carder // Limnol. Oceanogr. – 1989. – Vol. 34. – P. 1510–1523.

227. Roesler C.S. Spectral beam attenuation coefficient retrieved from ocean color inversion / C.S. Roesler, E. Boss // Geophy. Res. Lett. – 2003. – Vol. 30. – No 9, 1468, doi:10.1029/2002GL016185.

228. Sathyendranath S. Light emerging from the sea – interpretation and uses in remote sensing / S. Sathyendranath, A. Morel // Remote Sensing Applications in Marine Science and Technology, Ed. A. P. Cracknell, – Dordrecht, D. Reidel Publishing Company, 1983. – P. 323–357.

229. Sherman G. C. Scattering of coherent and incoherent light by latex hydrosols / G.C. Sherman, F.S. Harris Jr., F.L. Morse // Appl. Opt. – 1968. – 7. – P. 421–423.

230. Shybanov E.B. Distinctive features of light scattering in pure waters / E.B. Shybanov, M.E. Lee // Current Problems in Optics of Natural Waters: International Conference, Sept. 8 – 12, 2003: proceedings. – Saint–Petersburg, 2003. – P. 297–301.

231. Shybanov E. B. Physical model of optical inhomogeneities of water / E.B. Shybanov // Proc.SPIE 10466, 23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1046647 (30 November 2017); doi:10.1117/12.2288279.

232. Shybanov E. B. Light fields in the clear natural water as an evidence of own water heterogeneity / E.B. Shybanov // Proc. SPIE 10035, 22nd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 100352A (November 29, 2016); doi:10.1117/12.2249351; http://dx.doi.org/10.1117/12.2249351.

233. Shybanov E.B. Light scattering on the spherical particles with a thin light absorbing film / E.B. Shybanov // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 6 – 9, 2011: proceedings. – Saint–Petersburg, 2011. – P. 103–106.

234. Shybanov E. B. Light scattering properties of seawater in the central and north–west part of the Black sea / E. B. Shybanov, M. E. Lee // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept.10 – 14, 2013: proceedings. – Saint–Petersburg, 2013. – P. 31–35.

235. Shybanov E.B. Numerical method of the radiative transfer equation solution in the plane parallel media / E.B. Shybanov // Proceedings of the International Conference "Current Problems in Optics of Natural Waters". – St.Petersburg. – 2001. – P. 283–289.

236. Shybanov E.B. Physical reason for existence of fractal structures in water / E.B. Shybanov // Current problems in optics of natural waters: International Conference, Sept. 11 – 15, 2007: proceedings. – Nizhny Novgorod, 2007. – P. 41–45.

237. Shybanov E. B. Program MBP.p to calculate Mie light scattering by a very huge spherical particles / E.B. Shybanov // Technical note, Sevastopol, MHI, Optics Laboratory, January 1999.

238. Shybanov E.B. Some results of the sea reflectance reconstruction from inherent optical properties data / E.B. Shybanov, M.E. Lee, T.Y. Churilova // Current Problems in Optics of Natural Waters: International Conference, Sept. 8 – 12, 2003: proceedings. – Saint–Petersburg, 2003. – P. 220–224.

239. Shybanov E.B. The improved computational method of scattering calculation on spherical particles / E.B. Shybanov // Proc. of the International Conference "Current Problems in Optics of Natural Waters". – St.Petersburg, Russia. – 2001. – P.383–389.

240. Smith R.C. Optical properties of clearest natural waters (200-800 nm) / R.C. Smith, K.S. Baker // Appl. Optics. – 1981. – Vol. 20. – No 2. – P. 177–184.

241. Smoluchowski M. Molecular kinectic theory of opalescence in gases at critical point as well as some related features. / M. Smoluchowski //(In German: Molekular–kinetische Theorie der Opaleszenz von Gasen im kritischen Zustande, sowie einiger verwandter Erscheinungen) Ann. Phys. –1908. – Vol. 25: – P. 205–226.

242. Sosik H.M. Light absorption by phytoplankton, photosynthetic pigments and detritus in California Current System / H.M. Sosik, B.G. Mitchell // Deep–Sea Res. – 1995. –Vol. 42. – № 10. – P. 1717–1748.

243. Sosik H.M. The effect of temperature on growth, light absorption and quantum yield in Dunaliella tertiolecta. / H.M. Sosik, B.G. Mitchell // Journal of Phycology. – 1994. – Vol. 30.. – P. 833–840.

244. Spectral variation of the volume scattering function measured over the full range of scattering angles in a coastal environment / M. Chami, E.B. Shybanov, G.A. Khomenko [et al.] // Appl. Opt. – 2006. – Vol. 45, No 15. – P. 3605–3619.

245. Stramski D. Effects of microbial particles on oceanic optics: A database of single–particle optical properties / D. Stramski, C.D. Mobley // Limnol. Oceanogr. – 1997. – Vol. 42: – P 538–549.

246. Stramski D. Gas microbubbles: An assessment of their significance to light scattering in quiescent seas / D. Stramski // In: Ocean Optics XII. Proc. SPIE **2258**: 1994. – P 704–710

247. Sugihara S. Back–scattering of light by particles suspended in water / S. Sugihara, M. Kishino, N. Okami // Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. – 1982. – **76. –** P. 1–8.

248. Syvitski J.P.M. In–situ characteristics of particles settling within a deep–water estuary / J.P.M. Syvitski, K.W. Asprey, K.W.G. Leblanc // Deep–Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 1995. – Vol. 42. – P. 223–256.

249. Takashima T. A. New Approach of the Adding Method for Computations of Emergent Radiation of an Inhomogeneous Plane Parallel Atmosphere/ T.A. Takashima // Astrophy. Spa. Sci. – 1975. – Vol. 36. – P. 319–328.

250. The particulate backscattering ratio at LEO 15 and its use to study particle composition and distribution / E. Boss, W.S. Pegau, M. Lee [et al.] // J. Geophys. Res. – 2004. – Vol. 109. – C01014, doi:10.1029/2002JC001514.

251. The role of seawater constituents in light backscattering in the ocean / D. Stramski, E. Boss, D. Bogucki [et al.] // Prog. Oceanogr. – 2004. – Vol. 61. – P 27–56.

252. Toon O.B. Algorithms for the calculation of scattering by stratified spheres // O.B. Toon, T.P. Ackerman / Appl. Opt. –1981. – Vol. 20. – P. 3657–3660.

253. Tyler J. E. Nephelometer for the measurement of volume scattering function in situ / J. E. Tyler, W. H. Richardson // J. Opt. Soc. Am. – 1958. – Vol. 48. – P. 354–357.

254. Tyler J. E. Design theory for a submersible scattering meter / J. E. Tyler // Appl. Opt. –1963. – 2. – P. 245–248.

255. Ulloa O.S. Effect of the particle–size distribution on the backscattering ratio in seawater / O.S. Ulloa, S. Sathyendranath, T. Platt // Appl. Opt. – 1994. – Vol. 33. – P. 7070–7077.

256. Variability in the chlorophyll–specific absorption coefficients of natural phytoplankton: Analysis and parameterization / A. Bricaud, M. Babin, A. Morel [et al.] // J. Geophys. Res. – 1995. – Vol. 100. – № C7. – P. 13321–13332.

257. Viollier M. An algorithm for remote sensing of water color from space / M. Viollier , D. Tanre, P.Y. Deschamps // Boundary–Layer Meteorol. – 1980. – Vol.18. – No.3. – P. 247–267.

258. Voss K. J. Measurement of the Mueller matrix for ocean water / K. J. Voss, E. S. Fry // Appl. Opt. – 1984. – Vol. 23. – P. 4427–4439.

259. Waterman P. C. Matrix formulation of electromagnetic scattering / P. C. Waterman // Proc. IEEE 53, 1965. – P. 805–812.

260. Waterman P. C. Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering / P.C. Waterman // Phys. Rev. – 1971. – D 3. – P. 825–839.

261. Wiscombe W.J. Improved Mie Scattering Algorithm / W.J. Wiscombe // Appl. Opt. – 1980. – Vol. 19. – P. 1505–1509.

262. Wiscombe W.J. Mie scattering calculations: advances in technique and fast, vector–speed computer codes / W.J. Wiscombe // NCAR/TN-140+STR, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colo, 1979.

263. Yee S. K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / S. K. Yee // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1966. – 14. – P. 302–307.

264. Zhang X. The effect of bubbles on light scattering in the ocean / X. Zhang, M. Lewis, B. Johnson // In: Ocean Optics XIV, Kailua-Kona, Hawaii, 1998, November 10 – 13.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

(справочное)

Приближенные аналитические выражения для коэффициентов отражения и пропускания при изотропном рассеянии

Для анализа основных закономерностей распространения света в атмосфере предпочтительно пользоваться аналитическими выражениями. Одним из простых выражений для коэффициента яркости атмосферы является его линейная зависимость от оптической толщины [136]. На основе этого представления был предложен и широко использовался алгоритм атмосферной коррекции для спутника [256]. Был также апробирован самолетный аналог линейного алгоритма [98], который основывался на методе экстраполяции – на определении рассеивающих свойств атмосферного аэрозоля в видимой области по измерениям рассеянного солнечного излучения в ближней ИК области спектра. При сопоставлении результатов атмосферной коррекции самолетных измерений на различных высотах выяснилось, что точности линейного алгоритма явно недостаточно [103].

Погрешности восстановления коэффициента яркости обусловлены ошибками приближенных формул теории переноса, несовершенством простых оптических моделей атмосферы и ошибками в выборе параметров более сложных атмосферных моделей. Считается, что пространственно-временные неоднородности распределения атмосферного аэрозоля – основное препятствие для наблюдения цветовых контрастов моря с борта самолета или со спутника. Причина этого проста - аэрозольные частицы сильно рассеивают свет и даже могут его поглощать. При наблюдении цвета моря с самолета дополнительную неопределенность вносит неоднородность вертикального распределения поглощающих и рассеивающих частиц в атмосфере. Перед тем, как выработать рекомендации по совершенствованию алгоритмов атмосферной коррекции хотелось бы предварительно получить оценку влияния каждого фактора.

В разделе 5 рассматривается вопрос о спектральных особенностях ослаблении света аэрозолем над морем, в первую очередь обусловленного рассеянием на частицах. Если попытаться оценить влияние аэрозольного поглощения на суммарную яркость атмосферы с помощью простых формул линейного приближения

$$R \approx \omega \frac{p_b(\mu, \mu_0)}{4\mu\mu_0}\tau\,, \qquad \text{(A.1)}$$

то выясняется, что поглощение не влияет на коэффициент отражения, поскольку $\omega = \int b \cdot dz \Big/ \int c \cdot dz$, а $\tau = \int c \cdot dz$. Для оценки влияния поглощения и других нелинейных эффектов требуется получить альтернативный вид зависимости яркости от оптических свойств конечного плоско-параллельного слоя.

Смысл линейного приближения состоит в аппроксимации многократного рассеяния, которое по своей природе является нелинейным эффектом, простой зависимостью. Чтобы качественно описать эффекты многократного рассеяния в первом приближении рассмотрим случай изотропного рассеяния. Хотя для изотропного рассеяния были получены аналитические решения для коэффициентов отражения и пропускания [1, 91], эти решения не являются аналитическими в буквальном смысле, а выражаются через специальные функции. Приближение же Соболева [81] для изотропного рассеяния не имеет достаточной точности.

В случае консервативного рассеяния ($c = b$), интегрирование уравнения переноса по телесным углам приводит к двум простым интегралам [81], функций от оптической толщины τ_0. Это интеграл потока

$$H(\tau_0) = \int L \cdot \cos(\theta) \cdot d\omega = \int_0^{\tau_0} g_1(\tau) \cdot d\tau + C_1\,, \qquad \text{(A.2)}$$

где $g_1 = \int J_0 \cdot d\omega$;

J_0 – функция источника;

C_1 – произвольная постоянная.

Величина $H(\tau_0)$ представляет собой поток излучения через горизонтальную площадку. Другой интеграл, так называемый K-интеграл, имеет вид

$$K(\tau_0) = \int L \cdot \cos^2(\theta) \cdot d\omega = \int_0^{\tau_0} g_2(\tau) \cdot d\tau - \\ -(1-\frac{x_1}{3}) \cdot \left[\int_0^{\tau_0} d\tau \int_0^{\tau} g_1(\tau') \cdot d\tau' + C_1 \cdot \tau_0 \right] + C_2, \quad (A.3)$$

где x_1 – первый коэффициент разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра.

Пусть на изотропно рассеивающий слой атмосферы оптической толщины τ_0 падает параллельный поток света под углом $\theta_0 = arccos(\mu_0)$. Для изотропного рассеяния $x_1=0$, тогда имеем

$$H(\tau_0) = \mu_0 \cdot \left[1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu_0}) \right] + C_1, \quad (A.4)$$

$$K(\tau_0) = C_2 - \left[C_1 \cdot \tau_0 + \mu_0 \cdot \tau_0 - \mu_0^2 + \mu_0^2 \cdot \exp(-\frac{\tau_0}{\mu_0}) \right]. \quad (A.5$$

Из граничных условий

$$\begin{cases} L(\tau_0, \mu) = 0, & \text{для} \quad \mu < 0, \\ L(0, \mu) = 0, & \text{для} \quad \mu > 0 \end{cases} \quad (A.6)$$

находим C_1 и C_2

$$C_1 = 2 \cdot \pi \cdot \int_0^1 L(\tau_0, \mu) \cdot \mu \cdot d\mu - \mu_0 \cdot \left[1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu_0}) \right] = 2 \cdot \pi \cdot \int_{-1}^0 L(0, \mu) \cdot \mu \cdot d\mu, \quad (A.7)$$

$$C_2 = 2\pi\int_{-1}^{0} L(0,\mu)\cdot\mu^2 d\mu = \\ = 2\pi\int_{0}^{1} L(\tau_0,\mu)\cdot\mu^2 d\mu + \left[C_1\cdot\tau_0 + \mu_0\cdot\tau_0 - \mu_0^2 + \mu_0^2\cdot\exp(-\frac{\tau_0}{\mu_0})\right]. \qquad (A.8)$$

Согласно принципу взаимности, при изотропном рассеянии коэффициенты R и T для однородных слоев симметричны относительно μ и μ_0 . Кроме того, $R \approx T$. В этом легко убедиться, если провести разложение приближения однократного рассеяния по малому параметру τ/μ. Сравнивая их с результатами разложения выражения $\frac{(1-\exp(-\tau_0/\mu))(1-\exp(-\tau_0/\mu_0))}{4\tau_0}$ можно прийти к выводу, что имеет смысл искать решение в виде

$$R = \frac{\psi(\tau_0/\mu)\cdot\psi(\tau_0/\mu_0)}{F_1(\tau_0)} + \frac{K(\tau_0/\mu)\cdot K(\tau_0/\mu_0)}{F_2(\tau_0)}; \\ T = \frac{\psi(\tau_0/\mu)\cdot\psi(\tau_0/\mu_0)}{F_1(\tau_0)} - \frac{K(\tau_0/\mu)\cdot K(\tau_0/\mu_0)}{F_2(\tau_0)}, \qquad (A.9)$$

где $F_1(\tau_0)$, $F_2(\tau_0)$ - нормировочные функции;

$\psi(\tau_0/\mu)$ - функциональные зависимости, которые находяться из (A.7, A.8).

Тогда получим, что

$$\psi(\tau_0/\mu) = 1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu}), \qquad (A.10)$$

$$F_1(\tau_0) = 4\cdot(0.5 - E_3(\tau_0)), \qquad (A.11)$$

$$K(\tau_0/\mu) = \frac{\tau_0}{2}\left[1 + \exp(-\frac{\tau_0}{\mu})\right] - \mu\cdot\left[1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu})\right], \qquad (A.12)$$

$$F_2(\tau_0) = (1+\tau_0)\cdot\exp(-\tau_0) + \frac{\tau_0^2}{2} - 1. \qquad (A.13)$$

В формуле (А.11) $E_3(x) = \int_1^{\infty} y^{-3} \cdot \exp(-x \cdot y) \cdot dy$ – интегрально-показательная функция третьего порядка, которая связана с интегрально-показательной функцией первого порядка

$$E_1(x) = \int_1^{\infty} \frac{\exp(-x \cdot y)}{y} dy \approx -\left[\gamma + \ln x - x + \frac{x^2}{2 \cdot 2!} + ...(-1)^n \frac{x^n}{n \cdot n!}\right], \qquad (А.14)$$

где $\gamma \approx 0.5772156$ - постоянная Эйлера, выражающаяся через рекуррентные соотношения для интегрально-показательных функций

$$E_{n+1}(x) = \frac{e^{-x} - x \cdot E_n(x)}{n}. \qquad (А.15)$$

Заметим, что ряд (А.14) сходится быстрее ряда $e^{-x} \approx \sum_{k=0}^{n} (-1)^k \frac{x^k}{k!}$. Выражение (А.13) следует из рекуррентных соотношений (А.15). Вторые слагаемые в формулах (А.9) при малых τ оцениваются первым членом разложения по малому параметру, равному $\frac{\tau^3}{48 \cdot \mu^2 \cdot \mu_0^2}$, и описывают асимметрию *R* и *T*. Если пренебречь этими слагаемыми, то коэффициенты отражения и пропускания приближенно будут равны

$$R(\mu, \mu_0, \tau_0) = T(\mu, \mu_0, \tau_0) = \frac{\left[1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu})\right] \cdot \left[1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu_0})\right]}{2 - 4 \cdot E_3(\tau_0)}. \qquad (А.16)$$

Знаменатель формулы (А.16) разлагается в ряд

$$2(1-e^{-\tau_0})+2\tau_0 e^{-\tau_0}-2\tau_0{}^2 E_1(\tau_0)\approx 4\tau_0\left[1-\frac{\tau_0}{2}\left(0.9228+\ln(1/\tau_0)\right)-\frac{\tau_0{}^2}{6}+\frac{\tau_0{}^3}{48}\right]. \quad (A.17)$$

Из (A.17) видно, что коэффициенты R и T в нуле содержат особенность типа $\tau_0{}^2\ln(1/\tau_0)$. Это является следствием плоской параллельности среды.

Сравним теперь результаты расчетов по полученным формулам с известными приближениями и точным решением. На Рисунке А.1 приведены зависимости относительных ошибок расчета коэффициента яркости по формулам (А.9), (А.16) для μ=1, $\mu_0=\sqrt{0.5}$, как функции оптической толщины слоя, в сравнении с ошибками приближений Соболева, однократного и двукратного рассеяния, и линейного приближения $R=\dfrac{\tau}{4\cdot\mu\cdot\mu_0}$, при изотропном консервативном рассеянии.

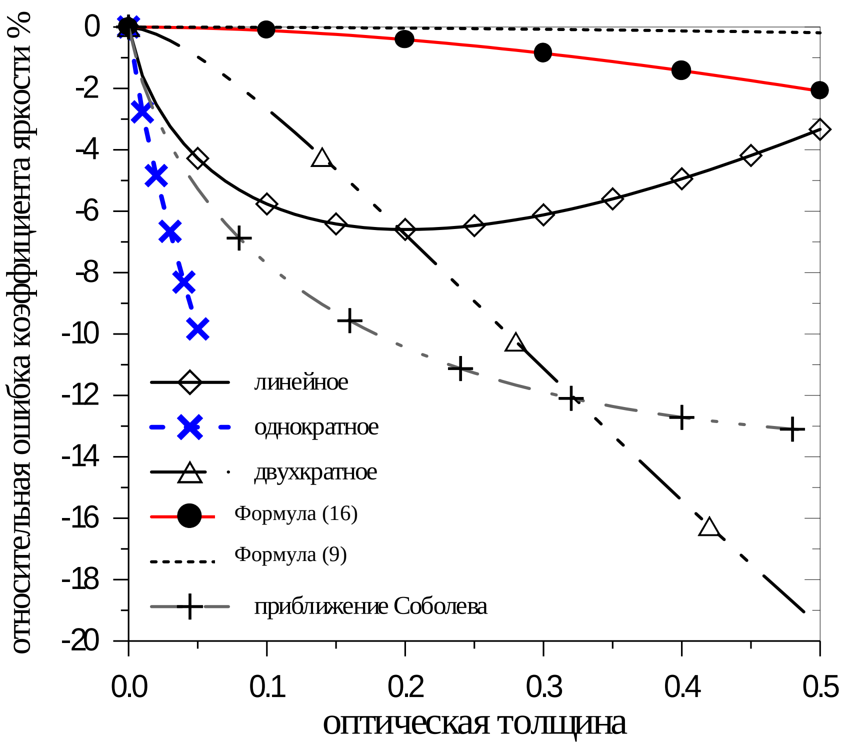

Рисунок А.1 – Относительная ошибка приближенных выражений для коэффициента яркости при изотропном рассеянии; $\theta=0^o$, $\theta_0=45^o$

Анализ кривых показывает, что формула (А.9) дает практически точное решение в заданном интервале оптических толщин (ошибка менее 0,2%), и даже приближение (А.16) значительно точнее других приближений и имеет ошибку порядка 2% при τ=0.5. Другим достоинством приближения (А.16) является его простой и удобный для дальнейших расчетов вид, а так же монотонный рост погрешности. В диапазоне малых оптических толщин, приближение двукратного рассеяния также дает достаточную точность и производная его относительной ошибки при τ=0 равна нулю. По сравнению с приближением двукратного рассеяния, линейное приближение для заданных μ, μ_0, будет точнее при $\tau > 0.2$ и значительно хуже при малых. Учет эффектов многократного рассеяния в приближении Соболева, также увеличивает его точность по сравнению с приближением двукратного рассеяния при $\tau > 0.32$.

Сравним теперь угловую зависимость коэффициентов отражения и пропускания, определяемых формулами (А.9), (А.16), с точным решением и приближением двукратного рассеяния. Рисунок А.2 иллюстрирует результаты расчета углового хода коэффициентов отражения и пропускания слоя атмосферы при μ=1 и τ_0=0,4.

Анализ Рисунка А.2 показывает, что все эти приближения одинаково хорошо описывают угловой ход R и T . Только приближение двукратного рассеяния несколько занижает абсолютные значения коэффициентов примерно на 16% и равномерно на всем диапазоне углов. Заметное расхождение наблюдается при $\theta_o > 70^o$. Так более сложное приближение (А.9) остается достаточно точным до зенитных углов порядка 85^o, а ошибки приближения (А 16) растут с увеличением θ_0, особенно для коэффициента пропускания. Для коэффициента отражения погрешность формулы (А.16) при $\theta_o = 70^o$ менее 3% , а при $\theta_o = 90^o$ эта формула даже немного точнее чем (А.16). В аналитических приближениях для плоскопараллельных слоев малым параметром является величина τ/μ. Так погрешность приближения двукратного рассеяния порядка $(\tau/\mu)^3$. В нашем случае выражения получены из интегралов уравнения переноса (А.2) и (А.3). Поэтому один порядок по

$1/\mu$ исчезает, и погрешность формулы (А.16) есть $O(\tau^3/\mu^2)$, а погрешность формулы (А.9) следует оценить как $O(\tau^4/\mu^3)$. По этой причине, угловая зависимость коэффициентов отражения и пропускания более точная, чем в приближении двукратного рассеяния. Вследствие симметрии анализируемых приближений от зенитных углов, приведенные рисунки можно интерпретировать как угловую структуру рассеянного излучения при фиксированной высоте Солнца. Поэтому, в широком диапазоне зенитных углов предлагаемые приближения должны удовлетворительно описывать угловую структуру рассеянного света.

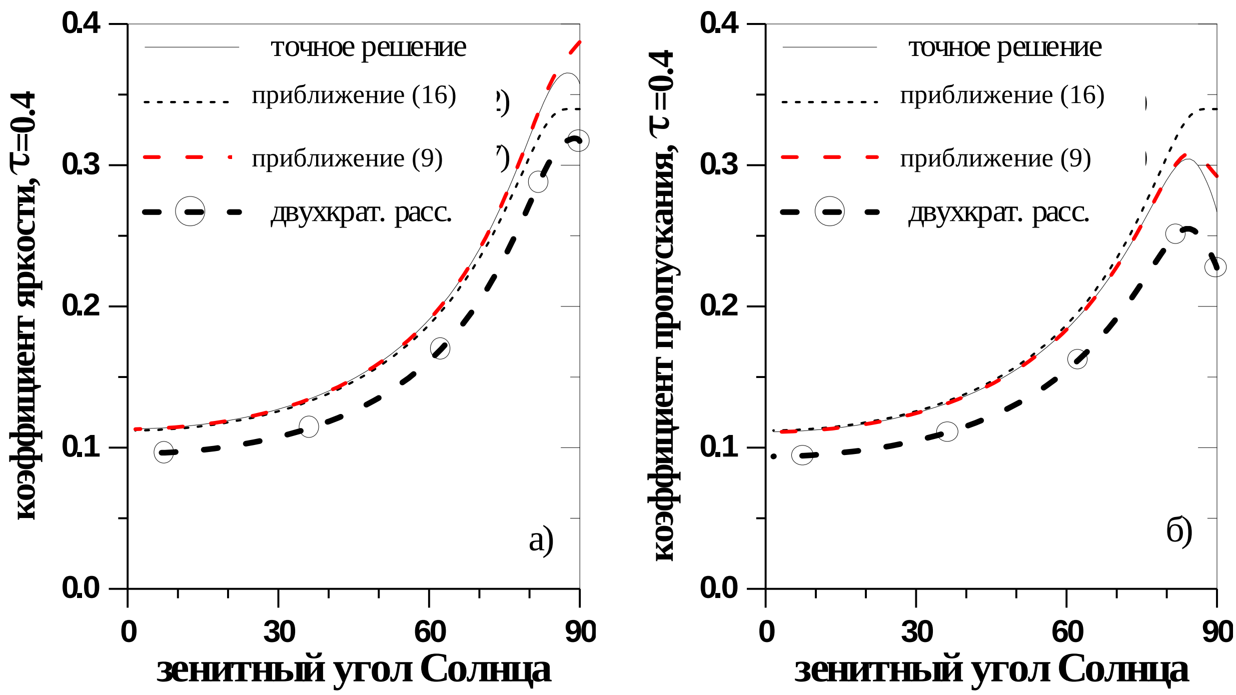

Рисунок А.2 – Зависимость коэффициента яркости в надир а), и коэффициента пропускания б) от зенитного угла Солнца для изотропно рассеивающего слоя оптической толщины 0.4