

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

На правах рукописи



Шефер Ольга Владимировна

**ПАРАМЕТРИЗОВАННАЯ МОДЕЛЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОБЛАКА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОКРАТНОГО
РАССЕЯНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ**

Специальность 25.00.29 – Физика атмосферы и гидросферы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Научный консультант

доктор физико-математических наук, профессор
Каргин Борис Александрович

Томск – 2018

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
Глава 1 Физические свойства газовой дисперсной среды для расчета оптических характеристик кристаллических облаков	30
1.1 Дисперсные составляющие кристаллической облачности	31
1.1.1 Типы атмосферных частиц природного и антропогенного происхождения	31
1.1.2 Микрофизические параметры облачных кристаллов	35
1.1.3 Пространственная ориентация атмосферных кристаллов	38
1.1.4 Оптические параметры, характеризующие химический состав атмосферных частиц	40
1.2 Основные методы и средства определения оптических характеристик аэродисперсной среды	44
1.2.1 Методы расчета оптических характеристик аэродисперсной среды ...	44
1.2.2 Оптические средства определения характеристик аэродисперсной среды	48
1.3 Общая формализация для расчета характеристик однократного рассеяния	52
1.4 Выводы к главе 1	57
Глава 2 Методика расчета характеристик светорассеяния для крупного пластинчатого кристалла	60
2.1 Модель частицы для расчета характеристик светорассеяния	61
2.2 Формализация характеристик рассеяния в передней полусфере	69
2.3 Формализация характеристик рассеяния в задней полусфере	77
2.4 Численное исследование характеристик рассеяния в передней полусфере	84

2.5 Численное исследование характеристик рассеяния в задней полусфере	90
2.6 Оценка границы применимости метода физической оптики для расчета оптических характеристик	115
2.7 Выводы к главе 2.....	125
Глава 3 Оптическая модель полидисперсной среды для исследования высокоинтенсивной отраженной лучистой энергии	127
3.1 Общий формализм	129
3.2 Оценка характеристик отраженного излучения применительно к моностатическому зондированию	134
3.2.1 Схема оценивания поляризационных характеристик	134
3.2.2 Алгебраическая формула для расчета аномального обратного рассеяния	148
3.2.3 Оценка микрофизических параметров пластинок и их флаттера	155
3.3 Оценка характеристик отраженного излучения применительно к бистатической схеме зондирования	166
3.3.1 Оценка энергетических характеристик зеркально отраженного излучения	166
3.3.2 Оценка поляризационных характеристик зеркально отраженного излучения	177
3.4 Выводы к главе 3.....	182
Глава 4 Характеристики ослабления оптического излучения дисперсным компонентом	184
4.1 Формализм расчета ослабления лучистой энергии	186
4.2 Характеристики ослабления лучистой энергии отдельными крупными частицами	194
4.2.1 Характеристики ослабления для пластинки	194

4.2.2	Характеристики ослабления для столбиков	210
4.2.3	Характеристики ослабления для скошенной пластинки	215
4.3	Выводы к главе 4	221
Глава 5 Характеристики излучения, рассеянного совокупностью частиц в направлении вперед		
224		
5.1	Ослабление излучения крупными преимущественно ориентированными кристаллами	226
5.2	Рассеяние излучения в направлении вперед системой пластинок	260
5.3	Коэффициент ослабления для сферических частиц	264
5.4	Выводы к главе 5	270
Глава 6 Параметризованные характеристики однократного рассеяния для простейших моделей полидисперсной среды		
273		
6.1	Аналитические выражения для расчета характеристик однократного рассеяния пластинками	274
6.1.1	Коэффициент ослабления для горизонтально ориентированных пластинок	274
6.1.2	Коэффициент поглощения для горизонтально ориентированных пластинок	286
6.1.3	Альbedo однократного рассеяния для горизонтально ориентированных пластинок	292
6.2	Характеристики однократного рассеяния для сферических частиц	297
6.3	Выводы к главе 6	300
Глава 7 Численные эксперименты по определению характеристик пропускания лучистой энергии газово-аэрозольной средой		
302		
7.1	Критерий учета составляющих газово-аэрозольной смеси при оценивании пропускания излучения	304

7.2 Пропускание лучистой энергии газово-аэрозольной средой, содержащей метан	314
7.3 Пропускание лучистой энергии газово-аэрозольной средой, содержащей триоксид диалюминия	321
7.4 Пропускание лучистой энергии полидисперсной средой	330
7.5 Выводы к главе 7	345
Заключение	348
Благодарности	352
Список литературы	353

Введение

Актуальность исследований

Кристаллические облака играют важную роль в погодообразующих процессах земной атмосферы [37, 175, 180]. Оптические свойства облаков определяют условия распространения излучения и оказывают решающее воздействие на радиационный баланс. К настоящему времени роль кристаллических облаков в прогнозировании климата Земли является одной из самых неопределенных [95]. Воздействие перистых облаков на радиационный поток может вызвать как парниковый эффект, так и привести к выхолаживанию атмосферы. Изучение влияния формы, размера и концентрации частиц, а также их оптических и ориентационных свойств на распространение лучистой энергии имеет решающее значение в понимании роли ледяных облаков в трансформации радиационных потоков. Проблеме изучения оптических характеристик кристаллических облаков в современной науке уделяется большое внимание. Она решается в рамках многих международных научно-исследовательских проектов, связанных с изучением атмосферы Земли (например, Radiation Sciences Program, Global Aerosol Climatology Project, SIRAMOSА и многие др.). Результатом таких исследований является разработка целого ряда баз данных оптических характеристик атмосферных образований по различным аспектам.

Различного рода природные и технологические процессы угрожающе влияют на климат, среду обитания и на здоровье людей [31, 36, 73, 111, 185]. Необходимость проведения мониторинга и оценка физических параметров окружающей среды, как в локальных, так и в глобальных масштабах, привела к интенсивному развитию теоретических и экспериментальных методов исследования атмосферных образований природного и антропогенного происхождения. К малоизученным объектам относятся кондиционные следы самолета, существенно влияющие на радиационные характеристики атмосферы,

особенно в местах с плотным трафиком полетов. Оптические явления, формируемые при взаимодействии лучистой энергии с атмосферными кристаллами [3, 48, 105, 129, 141, 142], могут создавать «слепые зоны» для приёмного устройства и влиять на перенос изображения в атмосфере. Важнейшей проблемой судоходства в процессе освоения Арктики является предсказание поведения льдов. Ее решение во многом зависит от состояния и состава атмосферы. В частности, наличие гипса в надповерхностном слое приводит к длительному и устойчивому замораживанию водной поверхности [73].

Рассеяние лучистой энергии является мощным средством для исследования газовой-дисперсных сред. Оптические методы с применением как наземных, так и аэрокосмических технологий считаются наиболее эффективными в изучении кристаллических облаков [1, 2, 9, 26, 27, 60, 86, 110, 125, 132, 133, 141–146, 159, 168]. Среди них как наиболее перспективные выделяются пассивное и лазерное зондирование. Приемные устройства, регистрирующие не только энергетические, но и поляризационные характеристики излучения широкого диапазона длин волн, используются для получения наиболее информативных данных оптических характеристик аэродисперсных сред [109, 110, 169]. Ряд научных центров мирового сообщества на протяжении многих лет активно проводят исследование кристаллических облаков с применением лидарных систем [1, 2, 9, 26, 27, 60, 86, 110, 125, 132, 133, 141–146, 159, 168]. К настоящему времени разработана концепция применения пассивного и лазерного зондирования при использовании полистатических технологий для определения горизонтальных и вертикальных профилей физико-химических характеристик атмосферных образований и выявления взаимно индуцированных изменений аэродисперсных сред различной природы. Эта программа направлена на реализацию прорывных инновационных технологий в области изучения локального и глобального распределения характеристик облачности и осадков, а также установления связи между состоянием атмосферы и проходящими в ней процессами [123].

Для извлечения свойств ледяных облаков по данным зондирования используют приемлемую информацию, которая, как правило, формируется на основе соответствующих численных моделей. К настоящему времени разработан целый ряд численных имитаций частиц, устанавливающих взаимосвязь между, с одной стороны, характеристиками светорассеяния, с другой стороны, параметрами рассеивателя и падающего излучения. Для расчета характеристик рассеяния несферическими частицами с произвольной формой и ориентацией в пространстве широко используются приближение дипольных моментов (DDA) и Т-матричная процедура (ТММ). Однако их применение не является эффективным в случае частиц, размеры которых много больше длины волны падающего излучения. Стремительный рост вычислительных возможностей и введение ряда алгоритмических приемов (в частности, ощутимый вклад в развитие методики Т-матриц сделан Мищенко М.И. [131], а в усовершенствование DDA – Юркиным М.А. и Ноекстра А.Г. [199]) отчасти расширяют границы применения этих методов.

Большой вклад в изучение характеристик рассеяния атмосферными кристаллами был сделан Liou K.N., Tokano Y. [173], Yang P. [193] и их коллегами. Ими проведены численные исследования свойств рассеяния света крупными кристаллами при использовании метода геометрической оптики, а впоследствии и дополнительном учете волновых эффектов рассеяния электромагнитного излучения [42, 72, 195]. Существенный вклад в разработку оптических моделей кристаллических и смешанных облаков сделан А.Г. Петрушиным [13–17]. Предложенные им параметризованные модели атмосферных кристаллов предназначены для расчета оптических характеристик дисперсных сред применительно к задачам дистанционного зондирования и распространения оптического излучения через кристаллические и смешанные облака. Для расчета характеристик светорассеяния крупными кристаллами использовался метод геометрической оптики с учетом дифракции. Поповым А.А. был предложен вычислительный метод пучков, позволяющий в рамках физической оптики

решить задачу рассеяния электромагнитного излучения для крупных полупрозрачных кристаллов выпуклой формы при любом их положении в пространстве [19, 20, 148]. Предложенный им подход позволил корректно рассчитать угловое распределение лучистой энергии с учетом тонкой структуры рассеяния, обеспечиваемой особенностью формы кристалла и волновой природой излучения. Затем этот метод был адаптирован и использован Поповым А.А. и Шефер О.В. применительно к моностатическому поляризационному зондированию для расчета характеристик рассеяния системой частиц [A1, A2, A10, A11]. Позднее, исследователями ИОА СО РАН Боровым А.Г., Коношонкиным А.В. и др. методом трассировки лучей, а затем в приближении физической оптики разработан метод расчета матрицы рассеяния для отдельных кристаллов произвольной формы [102–104]. В силу сложности численной реализации определения характеристик рассеяния оптического излучения системой крупных полупрозрачных кристаллов проблема расчета оптических характеристик полидисперсными атмосферными средами остается открытой.

Известно, что после взаимодействия с частицами могут измениться не только энергетические, но и поляризационные свойства электромагнитного излучения. Особая роль в этом принадлежит кристаллам, имеющим преимущественную ориентацию в пространстве. При рассеянии света на таких кристаллах могут возникать в атмосфере различного рода оптические явления. Так, например, при отражении лучистой энергии от плоской поверхности кристаллов с устойчивой ориентацией в пространстве формируются высокоинтенсивные отраженные потоки излучения [105, 135, 143]. Platt С.М.Р. один из первых экспериментально исследовал аномальное обратное рассеяние с применением моностатического сканирующего лидара [142]. Нами впервые разработаны интерпретационные схемы аномального рассеяния применительно к моно-бистатической схеме зондирования для количественной оценки физико-химических параметров частиц [A4, A5, A10, A15–A18]. При этом полученные результаты для случая моностатической схемы совпадают не только качественно,

но и количественно с экспериментальными данными аномального обратного рассеяния, представленными Platt С.M.R. [142, 143]. Позднее, численное исследование зеркально отраженного излучения было проведено группой исследователей под руководством Борового А.Г. [45]. Несмотря на то, что процесс аномального рассеяния известен давно, его особенности еще не изучены в полной мере.

Изучение поляризационных эффектов рассеяния и ослабления лучистой энергии для атмосферных кристаллов далеко от завершения. Так, например, для крупных кристаллов, в своем большинстве, ослабление рассматривают как скалярную величину. К настоящему времени появились работы, иллюстрирующие векторную природу ослабления лучистой энергии, при этом показаны энергетические и поляризационные свойства экстинкции для слабо поглощающих отдельных частиц [72, 195]. Впервые автором работы получена матрица экстинкции (МЭ), содержащая полную информацию об ослаблении излучения крупными полупрозрачными пластинчатыми кристаллами, преимущественно ориентированными в пространстве, с учетом функции распределения частиц по размерам. Кроме того, определены ранее неустановленные ярко выраженные закономерности энергетических и поляризационных характеристик экстинкции для крупных кристаллов произвольной формы [A20, A23, A25–A27, A29–A33, A38–A40].

К настоящему времени накоплен обширный материал по изучению оптических характеристик дисперсных и газовых компонент [5–7, 73, 92, 167, 177]. Получена качественная оценка основных параметров однородных по составу аэрозолей и газов. Однако влияние газовой-дисперсной смеси на трансформацию излучения в условиях атмосферы не изучено, многие особенности не определены или требуют уточнений. В частности, оптические характеристики кристаллических облаков для ИК области практически не исследованы. Это создает серьезную проблему для изучения радиационного режима атмосферы. Не решена задача согласованности экспериментальных и численных данных

оптических характеристик. Эта проблема вызвана различием реальных параметров среды (атмосферное образование в природных условиях есть многокомпонентная среда) и модели (в своем большинстве это монодисперсная среда или усредненный вариант полидисперсной среды без учета особенностей светорассеяния). Исследователи указывают на необходимость проведения параметризации характеристик рассеяния, ослабления и поглощения по различным аспектам (по микрофизическим, оптическим и ориентационным параметрам частиц) для различных спектральных областей. Это позволит выявить информативность оптических характеристик и сформировать надежную методику оценивания физико-химических параметров многокомпонентной среды по данным зондирования при различных условиях эксперимента.

В связи с вышеуказанным, актуальность темы диссертации состоит в том, что предложенная модель аэродисперсной среды обеспечивает численное исследование характеристик однократного рассеяния для ансамбля полупрозрачных кристаллов с учетом их пространственного расположения и функции распределения по их размерам, а также при рассмотрении состояния поляризации падающего видимого и ИК излучения. Решение этой задачи позволило получить новые данные, которые следует учитывать в разработке климатических моделей, в изучении переноса излучения через анизотропные среды, при оценке данных пассивного и лазерного зондирования кристаллических облаков.

Цели и задачи

Целью данной работы является разработка комплекса оптических моделей кристаллической облачности, позволяющей численно имитировать газодисперсную среду природного и антропогенного происхождения с различными физико-химическими свойствами для исследования особенностей ослабления лучистой энергии с учетом дихроизма и анизотропии рассеяния, а также для оценки характеристик высокоинтенсивного отраженного излучения.

Для этого сформулированы следующие **задачи**:

– Построить физико-математическую модель крупного кристалла, позволяющую рассчитать характеристики однократного рассеяния для монодисперсной среды с возможностью реализовать произвольное расположение частицы, источника и приемника излучения, а также состояние поляризации падающего излучения. В качестве отдельного кристалла выбрать ту форму частицы, которая наблюдается в природе с высокой повторяемостью и формирует наиболее ярко выраженные оптические эффекты при взаимодействии с лучистой энергией.

– Разработать эффективную модель аэродисперсной среды для исследования энергетических и поляризационных характеристик высокоинтенсивного отраженного оптического излучения применительно к пассивному и лазерному зондированию кристаллических облаков.

– Разработать схемы оценивания микрофизических, оптических и ориентационных параметров кристаллов по данным аномального рассеяния применительно к моно-бистатическому лазерному зондированию.

– Получить в алгоритмической форме выражения для расчета элементов матрицы экстинкции для крупных кристаллов, которые в наибольшей степени влияют на характер ослабления по своим микрофизическим, оптическим и ориентационным свойствам. Для отдельных крупных кристаллов изучить закономерности спектральной зависимости элементов матрицы экстинкции при различных физических параметрах частиц.

– Провести исследование параметризованных энергетических и поляризационных характеристик ослабления видимого и ИК излучения средой, состоящей из ансамблей частиц различных по форме и ориентации.

– Сформировать оптическую модель газовой-аэрозольной среды для расчета ослабления и функции пропускания видимого и ИК излучения с учетом молекулярного поглощения и аэрозольной экстинкции, обусловленной рассеянием и поглощением частицами различной природы.

– Провести численный эксперимент по определению ослабления и функции пропускания для ряда моделей газовой-аэрозольных сред антропогенного и природного происхождения.

– Провести оценку отдельного и совместного влияния газовой и аэрозольной составляющих на общее пропускание средой.

Научная новизна

В результате выполнено:

– Впервые разработана оригинальная параметризованная физико-математическая модель полидисперсной среды, представленная системой полупрозрачных крупных преимущественно ориентированных пластинок для расчета энергетических и поляризационных характеристик рассеяния, сформированная на основе матрицы рассеяния. При этом введена параметризация по размерному параметру, аспекту отношения геометрических размеров кристалла с учетом закона распределения частиц по размерам и взаимосвязи значений комплексного показателя преломления с длиной волны падающего излучения видимого и ИК диапазонов. Преимущество предложенной модели заключается в ее универсальности, поскольку предусматривается произвольный выбор расположений источника, приемника и рассеивателя, что обеспечивает возможность ее применения для широкого круга задач физики атмосферы.

– Впервые получены оригинальные аналитические формулы для расчета характеристик однократного рассеяния (коэффициент аномального обратного рассеяния, коэффициент ослабления, коэффициент поглощения, альbedo однократного рассеяния), позволяющие получить количественную оценку указанных величин для полидисперсной среды, в состав которой входят горизонтально ориентированные пластинки.

– Предложенные схемы оценивания ориентации, флаттера, показателя преломления и параметров распределения частиц по размерам по данным

высокоамплитудного зеркально отраженного излучения от системы преимущественно ориентированных пластинок при бистатическом лазерном зондировании кристаллических облаков не имеют аналогов.

– Впервые получены выражения в алгоритмической форме для расчета элементов матрицы экстинкции в случае системы крупных преимущественно ориентированных пластинок, позволяющие получить полную информацию об ослаблении видимого и ИК излучения с учетом дихроизма и анизотропии рассеяния. Это обеспечивает качественно новое представление оптических характеристик кристаллических облаков, зависящих от поляризационного эффекта ослабления.

– Результаты сравнительного анализа значений энергетических и поляризационных характеристик ослабления видимого и ИК излучения кристаллами различными по форме, размерам и характеру ориентации являются новыми. Впервые продемонстрировано превалирующее влияние в формирование особенностей ослабления лучистой энергии тонких преимущественно ориентированных пластинок.

– Установлены параметры рассеивателя и лучистой энергии для формирования нейтрального и спектрального хода характеристик ослабления видимого и ИК излучения кристаллической облачностью. Эти сведения корректируют и дополняют имеющиеся.

– Впервые разработана физико-математическая модель аэродисперсной среды для исследования пропускания видимого и ИК излучения. Ее новизна состоит в том, что в ней учитываются молекулярное поглощение газовой составляющей и ослабление, обусловленное рассеянием и поглощением дисперсным компонентом с различными физико-химическими свойствами, в том числе анизотропными.

Теоретическая и практическая значимость

Методики определения физико-химических параметров многокомпонентной кристаллической облачности основываются на выделении определенного спектрального диапазона длин волн, где в большей степени проявляется влияние того или иного компонента среды при определенных условиях эксперимента (например, сканирование, измерение углового распределения трансформированного излучения и т.д.). В этой связи предложенная параметризованная модель кристаллического аэрозоля в виде системы пластинок является основой для расчета оптических характеристик среды, в состав которой входят преимущественно ориентированные пластинчатые кристаллы. Относительно простая численная реализация предложенной модели, заключающей в себе физическую ясность картины светорассеяния, позволяет проще разбираться в сложных сплетениях особенностей оптических свойств многокомпонентного кристаллического облака и повышает эффективность его исследования.

Разработанная оптическая модель атмосферной среды может быть использована для оценки данных высокоинтенсивной зеркально отраженной лучистой энергии, полученных с применением моно-бистатической схемы зондирования атмосферных образований, содержащих преимущественно ориентированные пластинки. Предложенная схема оценивания энергетических и поляризационных характеристик зеркально отраженного излучения является инструментом для определения микрофизических, оптических и ориентационных параметров пластинчатых кристаллов, входящих в сложную по составу аэродисперсную среду. Кроме того, пластинки могут служить своего рода «трассерами» для определения характеристик других дисперсных составляющих среды.

Использование полученной в работе матрицы экстинкции позволяет улучшить представление характеристик ослабления, используемых в лидарном уравнении и в уравнении переноса излучения, а также при решении задач

многократного рассеяния для случая крупных преимущественно ориентированных кристаллов.

Предложенная модель многокомпонентной газовой-аэрозольной смеси для расчета характеристик ослабления способна имитировать многокомпонентную среду с различными микрофизическими, оптическими и ориентационными параметрами. На основе оценки совместного и отдельного вклада составляющих газовой-аэрозольной смеси могут быть установлены с заданной точностью граничные условия микрофизических параметров среды, когда следует учитывать те или иные компоненты. Это позволяет сформировать наиболее оптимальную модель для численного исследования. При этом могут быть выделены спектральные диапазоны, в рамках которых наилучшим образом выявляются особенности ослабления, обусловленные определенными составляющими среды. Это имеет практическую значимость для определения местоположения источников, возмущающих атмосферу, для контроля экологической ситуации в локальном и глобальном масштабах, а также для установления природы и микрофизических параметров среды.

Методы исследований

Диссертация посвящена разработке оптических моделей аэродисперсной среды применительно к решению задач пассивного и лазерного зондирования, а также к распространению лучистой энергии через ледяные облака, в состав которых входят преимущественно ориентированные кристаллы. Применение полученной модели в виде ансамбля преимущественно ориентированных пластинок является надежным при решении задач, основанных на методологии выделения из многокомпонентной среды пластинчатых кристаллов, обеспечивающих ярко выраженные и устойчивые особенности характеристик однократного рассеяния.

Для определения оптических характеристик полидисперсной среды, состоящей из частиц различных форм, размеров и характера ориентации

применялись различные методы. Для объемных частиц использовалось решение Ми задачи рассеяния плоской волны на сфере. В рамках метода физической оптики моделировался механизм рассеяния лучистой энергии крупными кристаллами. Рассеяние и ослабление излучения преимущественно ориентированными частицами представлены в векторной форме, что позволило определить не только энергетические, но и поляризационные особенности оптических характеристик. Пропускание газовой-аэрозольной смеси вычислялось с учетом двух составляющих: молекулярного поглощения и аэрозольной экстинкции, обусловленной рассеянием и поглощением частицами. Молекулярное поглощение определялось по методологии прямых расчетов («line-by-line»), основанной на использовании баз данных по параметрам спектральных линий (ПСЛ) поглощения атмосферных и примесных газов.

На защиту выносятся следующие положения

1. Разработанная в рамках метода физической оптики физико-математическая модель кристаллического облака для расчета матрицы рассеяния обеспечивает численное представление характеристик рассеяния полидисперсной среды, состоящей из крупных пластинок при произвольном расположении источника, приемника и плоскости преимущественной ориентации частиц. Авторская модель удовлетворяет требованиям параметризации, применяющейся при дистанционном зондировании и решении задачи переноса лучистой энергии, при учете вариаций параметров распределения частиц по размерам, различных соотношений между толщиной и радиусом пластинки, между длиной волны и значениями комплексного показателя преломления, определяющими природу вещества кристалла. Частный случай зеркального отражения оптического излучения, вытекающий из полученной модели, количественно подтверждается результатами экспериментального исследования аномального обратного

рассеяния ледяным облаком, содержащим пластинчатые кристаллы [A8, A13, A19, A20].

2. При рассмотрении зеркально отраженного излучения от полидисперсной среды, в состав которой входят крупные преимущественно ориентированные пластинчатые кристаллы, определяются параметры распределения пластинок по размерам и их флаттер по данным моно-бистатического зондирования при малоугловом (до 1°) сканировании лидаром. При этом информативным источником данных является отношение дифференциальных коэффициентов рассеяния, один из которых получен при строго зеркальном отражении, а другой при малом отклонении от этого направления. При условии, что оптическая характеристика откладывается по оси ординат, а угловая – по оси абсцисс, то длина интервала, на котором указанная зависимость является константой, определяет величину флаттера, а ее тангенс угла наклона – средний радиус частиц [A4, A5, A10, A14–A18].

3. В рамках численной модели полидисперсной среды, в состав которой входят крупные преимущественно ориентированные пластинки, по данным поляризационных характеристик зеркально отраженного излучения определяются ориентация и показатель преломления кристаллов. Схема оценивания заключается в расчете отношений между параметрами вектора Стокса для случаев линейной или круговой поляризации падающего излучения и наиболее оптимальна при наклоне плоскости преимущественной ориентации пластинок к направлению падения излучения от 30 до 70 градусов. При линейной поляризации падающего излучения дополнительным условием для нахождения искомых величин кристаллов является изменение (от 0 до 90 градусов) ориентации плоскости поляризации падающего излучения [A6, A11, A14, A16, A35, A36].

4. Авторская параметризованная модель матрицы экстинкции, полученная в рамках метода физической оптики, содержит в себе полную информацию об энергетических и поляризационных характеристиках ослабления видимого и ИК излучения для полидисперсной среды, состоящей из крупных преимущественно

ориентированных полупрозрачных пластинчатых кристаллов. Осциллирующая зависимость сечения ослабления от размерного параметра, для частного случая вытекающего из предложенной модели, количественно совпадает с соответствующими расчетами по методу дискретно-дипольного приближения других исследователей [A3, A23, A25, A29].

5. Предложенные расчетные соотношения для коэффициентов ослабления видимого и ИК излучения для систем крупных пластинок и столбиков, а также мелких кристаллов представляют собой модель полидисперсной ледяной среды, обеспечивающей спектральную зависимость экстинкции при различных микрофизических, оптических и ориентационных параметрах частиц с учетом поляризации падающего излучения. Крупные преимущественно ориентированные пластинки и частицы, соизмеримые с длиной волны падающего излучения, оказывают преобладающее влияние на волновую зависимость ослабления более чем на порядок по сравнению с другими составляющими полидисперсной среды [A12, A26, A27, A30, A31, A33, A38].

6. Полученные в рамках метода физической оптики аналитические параметризованные выражения для расчета коэффициента ослабления, коэффициента поглощения, вероятности выживания кванта и аномального обратного рассеяния для системы горизонтально ориентированных пластинчатых кристаллов обеспечивают вычисление указанных характеристик в реальном масштабе времени с погрешностью не более 2.5%. Предложенные алгебраические формулы адекватно описывают связь характеристик однократного рассеяния с параметрами модифицированного гамма-распределения пластинок по размерам (концентрацией пластинок в единице объема, их средним радиусом, характеристикой дисперсии размеров), комплексным показателем преломления частиц и длиной волны падающего излучения [A1, A2, A7, A9, A32, A34].

7. Предложенные модели газовой дисперсной среды, учитывают природу газовых и дисперсных составляющих с различными микрофизическими, оптическими и ориентационными параметрами для произвольной поляризации

падающего излучения видимого и ИК диапазонов длин волн и обеспечивают определение отдельного и совместного вклада компонентов смеси в функцию пропускания. На различных спектральных интервалах проявляется селективность составляющих среды с различными физико-химическими свойствами. При равной концентрации различных дисперсных компонент среды в формирование особенностей функции пропускания частицами подавляющий вклад обеспечивают крупные преимущественно ориентированные пластинки [A21, A22, A24, A28, A37, A39, A40].

Достоверность представленных результатов

Достоверность полученных в диссертации результатов обеспечивается:

- результатами сравнения известных асимптотических величин оптических характеристик и соответствующих расчётных значений, полученных на основе предложенной физико-математической модели;
- корректностью учета особенностей ослабления и рассеяния оптического излучения крупными полупрозрачными кристаллами при согласии с классическими представлениями соответствующих физических процессов;
- количественным согласием результатов с аналогичными расчетными данными, полученными исследователями с применением других методов расчета;
- количественным совпадением расчетных характеристик рассеяния и аналогичных экспериментальных данных.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались на всесоюзных и международных конференциях и симпозиумах: Satellite Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere IV (Italy), 1999; MUSCLE International Workshop on Multiple Scattering Lidar Experiments (Italy) - 1999, 2004; International Symposium Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics (Россия, Томск /

Иркутск) – 2005, 2007, 2009, 2011, 2012, 2014, 2015, 2016, 2017, 2018; Актуальные проблемы радиофизики (Россия, Томск) – 2008, 2012, 2013; XXV International Laser Radar Conference, 2010 (Россия, Санкт-Петербург); International Conference on Mechanical Engineering и Automation and Control Systems (MEACS), 2014 (Россия, Томск); XVIII Международный симпозиум и школа молодых учёных по молекулярной спектроскопии высокого разрешения – 2015 (Россия, Томск); VI научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения Мирового океана» (ТПОМО-6) – 2015 (Россия, Владивосток); Electromagnetic & Light Scattering (ELS-XV, Germany, Leipzig) – 2015, (ELS-XVI, US, Maryland) – 2017; International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON) – 2016 (Россия, Москва); XI Всероссийская научно-практическая конференция «Перспективные системы и задачи управления» и «Седьмая молодежная школа-семинар «управление и обработка информации в технических системах» – 2016 (Россия, Крым); XIII International Conference on pulsed lasers and laser applications (AMPL) – 2017 (Россия, Томск).

Участие в выполнении следующих основных проектов и грантов:

1) РФФИ, проект № 94-02-03190-а, тема «Голографическая диагностика ансамбля оптически мягких частиц» (1994–1995 гг.), исполнитель;

2) РФФИ, проект № 01-05-65209-а, тема «Матрица рассеяния облаков, содержащих ориентированные кристаллы в оптическом диапазоне длин волн» (2001–2003 гг.), исполнитель;

3) РФФИ, проект № 05-08-18150-а, тема «Моделирование процессов лучистого теплообмена для построения пространственных профилей термодинамических параметров среды в неоднородных газовых смесях» (2005–2007 гг.), исполнитель;

4) РФФИ, проект № 06-05-64484-а, тема «Решение задач атмосферной оптики методом Монте-Карло с учетом стохастичности и анизотропии рассеивающих сред» (2006–2008 гг.), исполнитель;

5) РФФИ, проект № 09-05-00963-а, тема «Исследование особенностей переноса излучения в атмосфере методом Монте-Карло с учетом различных типов облачности и подстилающей поверхности» (2009–2011 гг.), исполнитель;

6) РФФИ, проект № 12-05-00169-а, тема «Решение задач оптики облачной атмосферы методом Монте-Карло с учетом стохастичности и анизотропии рассеивающих сред» (2012–2014 гг.), исполнитель;

7) Госконтракт «Наука», тема «Исследование и разработка новых технологий, алгоритмов и программных средств интеллектуальных систем спутниковой навигации и управления мобильными группами (01.01.2012–31.12.2013), исполнитель;

8) Госзадание Минобрнауки России на 2014–2015 гг., № НИР 645 по разделу «Науки о Земле и смежные науки», руководитель.

Личный вклад автора

Основными соавторами научных публикаций являлись Попов А.А., Войцеховская О.К. и Каширский Д.Е.

Результаты совместной работы с Поповым А.А. по разработке алгоритмов, методик расчета и проведение численного исследования коэффициентов обратного рассеяния для системы преимущественно ориентированных пластинок и коэффициента ослабления для системы горизонтально ориентированных пластинок были положены в основу развития модели, представленной в диссертации. Разработка и численная реализация усовершенствованной физико-математической модели для исследования кристаллической облачности оптическими методами, учитывающих угловое распределение энергетических и поляризационных характеристик рассеяния и матрицу экстинкции, были выполнены автором. Численное исследование и систематизация оптических

характеристик однократного рассеяния для отдельных частиц и их ансамблей, выполнялись автором. Обсуждение результатов расчета характеристик рассеяния и ослабления облачными кристаллами проводились при участии Попова А.А. Формирование модели газовой-аэрозольной среды, алгоритмизация, проведение расчетов в части аэрозольной составляющей выполнено автором диссертации. Характеристики газовой молекулярной компоненты получены Войцеховской О.К. и Каширским Д.Е. Анализ полученных результатов газовой-аэрозольной смеси проводился совместно с соавторами.

Публикации

По теме диссертационной работы О.В. Шефер опубликовано 104 работы: 40 статей в журналах, включенных в перечень ВАК (14 статей, индексируемых в Scopus или Web of Science), из них 7 статей в зарубежных научных журналах с $IF > 1$; 63 публикации в сборниках трудов международных, всероссийских и региональных конференций и симпозиумов (из них 20 статей в сборниках трудов, индексируемых Scopus или Web of Science) и 1 препринт.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 7 глав, заключения, списка литературы. Работа изложена на 391 страницах, содержит 137 рисунков и графиков, 11 таблиц, библиографию из 304 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы работы и излагается состояние вопроса. Здесь указаны цель и задачи исследования, раскрывается научная новизна и практическая значимость работы, формулируются основные положения, выносимые на защиту, приведены основные публикации по теме диссертации и описана общая структура работы.

В **Первой главе** представлен обзор основных компонент аэродисперсной среды. Проиллюстрированы данные о возможных формах, размерах и оптических свойствах частиц. При этом основной акцент сделан на крупные атмосферные кристаллы, принимающие устойчивое положение в пространстве. Рассмотрены способы параметризации микрофизических свойств кристаллических облаков, к которым относятся введение закона распределения частиц по размерам, аспекта отношения размеров частиц и их средних размеров. Представлена краткая информация о наиболее востребованных методах расчета характеристик светорассеяния, а именно, теория Ми, дискретно-дипольное приближение, Т-матричная процедура, а также методы физической и геометрической оптики. Особо выделены возможности гибридного метода, позволяющего корректно и эффективно рассчитать характеристики однократного рассеяния для совокупности крупных преимущественно ориентированных кристаллов. Приводятся общие характеристики основных оптических методов для экспериментального исследования газовой-дисперсной среды, которые следует учитывать при разработке численной модели рассеивателя. Представлены формулы расчета характеристик ослабления, рассеяния и поглощения, которые являются базовыми в определении оптических параметров среды.

Во **Второй главе** представлена оптическая модель частицы для исследования энергетических и поляризационных характеристик излучения, трансформированного крупной полупрозрачной пластинкой. В рамках метода физической оптики в алгоритмической форме представлены соотношения для элементов матриц рассеяния и ослабления, а также для сечений рассеяния, пропорциональных соответствующим параметрам вектора Стокса. Представленные выражения связывают физические параметры частицы (геометрические размеры, комплексный показатель преломления) и параметры падающего излучения (длину волны, состояние поляризации) с характеристиками излучения трансформированного рассеивателем при различных положениях источника, приемника и кристалла. Для отдельной частицы проведено численное

исследование энергетических и поляризационных характеристик, являющихся комбинациями элементов матрицы рассеяния в зависимости от физических параметров частицы и характеристик падающего излучения. Определены границы применимости метода физической оптики в задачах рассеяния лучистой энергии пластинчатым кристаллом.

В **Третьей главе** дается сравнительная оценка высокоинтенсивного излучения, отраженного от различных по форме облачных кристаллов, среди которых выделены крупные преимущественно ориентированные пластинки. На основе модели пластинчатого кристалла, разработанной в рамках метода физической оптики и представленной в главе 2, численно сформирована параметризованная полидисперсная среда применительно к моно-бистатическому лазерному зондированию кристаллических облаков. Демонстрируется вывод формулы для коэффициента обратного рассеяния лидарного сигнала, зеркально отраженного от системы ориентированных пластинок. Полученная формула связывает аномально высокие амплитуды отраженного эхо-сигнала с основными характеристиками полидисперсной среды. Получены и исследованы энергетические и поляризационные характеристики отраженного излучения с учетом флаттера пластинок и применения процесса сканирования источником (приемником). Предложены простые аналитические выражения, связывающие ориентацию и оптические свойства ансамбля пластинчатых кристаллов с отношениями коэффициентов обратного рассеяния при линейной и круговой поляризациях падающего излучения. Опираясь на отношения коэффициентов обратного рассеяния, изложен алгоритм определения показателя преломления и ориентации пластинок, в основу которого положена двухугловая схема зондирования и решение двух нелинейных уравнений, сводимое к итерационному процессу. Иллюстрируемая методика применима при оценивании отношений параметров вектора Стокса для зеркально отраженного излучения от системы пластинок в случае бистатического зондирования. Исследована информативность отношения коэффициентов рассеяния, один из которых получен при зеркальном

отражении излучения от пластинок, а другой при малом смещении оси приема (в случае бистатической схемы зондирования) или оси лидара (в случае моностатического зондирования) от этого направления. На основе этих характеристик предложена схема оценивания микрофизических параметров ансамбля пластинок и их флаттера по данным моно-бистатического зондирования.

В **Четвертой главе** приводятся соотношения для расчета матрицы экстинкции для крупного полупрозрачного пластинчатого кристалла, полученные в рамках метода физической оптики. Демонстрируются выражения для расчета сечения (фактора) ослабления лучистой энергии, а также его относительных характеристик для пластинки, прямоугольного и гексагонального столбиков. Представленные выражения связывают физические параметры частицы (геометрические размеры, показатель преломления) и параметры падающего излучения (длину волны, состояние поляризации) с характеристиками излучения, прошедшего через кристалл при различных положениях источника, приемника и кристалла. Полученные выражения позволяют рассчитать характеристики трансформированного оптического излучения с учетом возможных колебаний частиц относительно их устойчивого положения в пространстве.

Представлены результаты численного исследования энергетических и поляризационных характеристик ослабления в зависимости от микрофизических, оптических, ориентационных параметров пластинок и столбиков, а также состояния поляризации падающего излучения видимого и ИК диапазона длин волн. Демонстрируются особенности ослабления отдельными крупными кристаллами, которые будут нивелироваться или оставаться ярко выраженными при рассмотрении системы частиц.

В **Пятой главе** приведены результаты численного исследования ослабления для системы кристаллов различной формы и размеров. При расчете экстинкции для крупных кристаллов применялся метод физической оптики, а для мелких частиц объемной формы использовалась теория Ми. В качестве

характеристик ослабления рассмотрены коэффициент (и фактор) ослабления и его комбинации, а также наиболее информативные элементы матрицы экстинкции. Проанализировано влияние формы, комплексного показателя преломления, ориентации частиц и параметров распределения по их размерам, а также длины волны и состояния поляризации падающего излучения на ослабление лучистой энергии. Определены условия возникновения спектрального хода коэффициента ослабления в видимом и ИК диапазонах длин волн в случае крупных кристаллов. Продемонстрировано, что вклад в формирование спектральной зависимости коэффициента ослабления частицами, соизмеримыми с длиной волны падающего излучения на порядки ниже, чем для случая крупных кристаллов с плоскопараллельными гранями при наименьшем их количестве. Показано, что волновая зависимость ослабления, обеспечивается прохождением излучения, главным образом, через преимущественно ориентированные пластинчатые кристаллы. Обнаружено, что поляризационные характеристики экстинкции для крупных кристаллов могут составлять несколько десятков процентов для ИК диапазона длин волн.

В **Шестой главе** в рамках метода физической оптики демонстрируется вывод приближенных аналитических выражений для коэффициентов ослабления и поглощения оптического излучения полидисперсной системой горизонтально ориентированных пластинчатых кристаллов. При этом использован модифицированный гамма-закон распределения частиц по размерам. Алгебраические формулы позволяют проводить вычисления коэффициента ослабления с погрешностью не более 2.5% и коэффициента поглощения – не более 1%.

Проиллюстрированы основные закономерности спектральной зависимости характеристик однократного рассеяния (коэффициенты ослабления, рассеяния, поглощения и вероятность выживания кванта) для горизонтально ориентированных пластинок и сферических частиц. Показаны особенности

оптических характеристик ледяных кристаллов с различными микрофизическими свойствами.

Седьмая глава иллюстрирует результаты численного исследования зависимости ослабления и пропускания видимого и ИК излучения аэродисперсной средой в состав которой входят различные компоненты с различными микрофизическими и оптическими параметрами.

На основе численного исследования функции пропускания ИК излучения газово-аэрозольной средой сформированы критерии совместного и отдельного учета влияния молекулярного поглощения и аэрозольной экстинкции. При этом для определенности рассмотрена смесь водяного пара и мелкодисперсного компонента с различными микрофизическими и оптическими свойствами. С ошибкой не более 5% определены граничные значения концентрации и эффективных размеров частиц, когда основной вклад приходится на одну из составляющих или же, следует учитывать их совместное влияние на общее ослабление рассматриваемой средой.

Представлены результаты численного эксперимента по определению пропускания видимого и ИК излучения газово-аэрозольным слоем над морскими акваториями. В качестве основной газовой составляющей среды выбран метан, дисперсная составляющая представлена системой сферических частиц. Анализируется отдельный и совместный вклад молекулярного поглощения метана и аэрозольной экстинкции (с учетом рассеяния и поглощения частицами) в формирование пропускания оптического излучения газово-дисперсной средой. Продемонстрированы закономерности ослабления, проявляющиеся в различных спектральных диапазонах длин волн в зависимости от физических свойств газово-аэрозольной смеси, которые могут быть положены в основу определения источников возмущения надповерхностного слоя атмосферы морских акваторий и оценки состава аэродисперсной среды.

Проведен численный эксперимент по определению спектральной зависимости пропускания видимого и ИК излучения через выбросы продуктов

сгорания ракетного двигателя, содержащих триоксид диалюминия и водяной пар. Иллюстрируются спектральные особенности оптических характеристик среды при различных параметрах функции распределения частиц по размерам, позволяющие контролировать физико-химические свойства выхлопов двигателя.

Демонстрируются результаты численного эксперимента по определению пропускания видимого и ИК излучения атмосферным слоем, в состав которого входят ансамбли различных по форме и размерам кристаллов. Для расчета ослабления применялись теория Ми и метод физической оптики. Показана ярко выраженная спектральная зависимость пропускания излучения совокупностью частиц, соизмеримых с длиной волны падающего излучения и крупных пластинок и столбиков. Демонстрируются особенности влияния ориентации, показателя преломления частиц, параметров распределения их по размерам, величины аспекта отношения их размеров, а также состояние поляризации падающего излучения на функцию пропускания лучистой энергии. Показано преобладающее воздействие крупных преимущественно ориентированных пластинок на спектральный ход пропускания оптического излучения. Рассмотрен разделенный и совместный вклады больших пластинок и мелких частиц объемной формы в общее пропускание полидисперсной средой.

Глава 1

Физические свойства газовой-дисперсной среды для расчета оптических характеристик кристаллических облаков

При разработке численной модели для расчета оптических характеристик аэродисперсной среды необходимо учитывать форму, размеры, концентрацию, показатель преломления и пространственную ориентацию частиц. Знание априорной информации по макро и микрофизическим свойствам изучаемого объекта позволяет упростить процесс теоретического исследования и уменьшить неоднозначность при оценке данных натурального эксперимента и согласованных с ним результатов численного эксперимента.

Центральными объектами исследования в работе являются крупные атмосферные кристаллы. Для численной реализации характеристик рассеяния такими частицами выбран гибридный метод, объединяющий в себе формализм разделов геометрической и физической оптики. Он является одним из самых универсальных и эффективных приближений для расчета оптических характеристик крупных кристаллов, позволяющих учесть векторную природу трансформированного излучения и численно исследовать тонкую структуру особенностей рассеяния.

В первой главе представлены предельно общие формулы для расчета характеристик однократного рассеяния. Их детализация приводится в других главах, где излагается решение частных задач рассеяния для рассматриваемых составляющих среды при использовании конкретных методов расчета. Иллюстрируемые в этой главе величины являются основой для формирования широкого круга характеристик однократного рассеяния, многие из которых не

рассматривались в данной работе, но могут быть легко получены на основе модификаций или комбинаций полученных.

1.1 Дисперсные составляющие кристаллической облачности

1.1.1 Типы атмосферных частиц природного и антропогенного происхождения

Различного рода природные и технологические процессы являются источниками формирования как мелкой, так и крупной дисперсных фракций аэрозоля. Форма, размеры, показатель преломления, ориентационные свойства частиц зависят от природы и условий их развития. Зачастую в атмосфере одновременно могут присутствовать несколько типов аэрозолей, для каждого из которых характерны свои микрофизические, оптические и динамические параметры, а также определенный потенциал для взаимодействия с другими дисперсными и газовыми компонентами облака [5, 6, 39, 64, 65, 112, 163, 164]. К настоящему времени в научной литературе представлен большой объем информации о различных типах аэрозолей и их характеристиках. Для численного исследования аэродисперсной среды с применением оптических методов, как правило, рассматривают модели, которые являются упрощенной версией геофизической реальности, но отражают основные закономерности взаимодействия лучистой энергии с рассматриваемым объектом. По своим химико-физическим свойствам частицы подразделяются на типы. Учитывая природу возникновения, аэрозоль бывает природного и антропогенного происхождения. По внешнему виду атмосферных кристаллов существует множество классификаций [7, 35, 37, 134]. Одна из полных структур включает в

себя около 80 разновидностей [116]. Существуют и другие разделения на группы частиц (например, выделяют по характеру ослабления или рассеяния лучистой энергии [A3, A18, A19]), являющиеся актуальными при решении различных задач светорассеяния. При разработке численной модели для расчета оптических характеристик аэродисперсной среды необходимо учитывать форму, размеры, концентрацию, показатель преломления и пространственную ориентацию частиц.

В качестве основных дисперсных компонент атмосферных образований рассмотрим основные группы частиц. *Морской аэрозоль* формируется за счет испарения воды, разбивания волн и разрыва пузырьков. Очевидно, в состав этого аэрозоля входит морская соль [94, 100, 162, 163]. В кристаллической фазе такие частицы имеют форму кубиков. Морской аэрозоль может выступать в качестве ядер конденсации облаков.

Минеральные аэрозоли представляют собой частицы пыли, поднимающейся с открытой почвы. Их оптические свойства варьируются в зависимости от доминирующих минералов в местах их формирования. В некоторых случаях пыль может распространяться на большие расстояния. Минеральные аэрозоли зачастую являются несферическими частицами. Концентрация морского аэрозоля или частиц пыли в атмосфере зависит от ветра, удаленности и характера места их возникновения. Данные по оптическим свойствам пылевого аэрозоля можно найти в публикациях [163, 179, 181].

Вулканы могут быть источником золы и двуокиси серы, порождающей аэрозоли сульфата или серной кислоты. *Вулканические аэрозоли* оказывают региональное влияние [59, 75, 118]. Однако при особенно сильном извержении вулканов воздействие аэрозоля на атмосферу и климат может быть значительным, если диоксид серы внедряется в тропическую стратосферу [82, 119, 121].

Выбросы промышленного происхождения (функционирование высокотемпературных печей, выхлопы двигателей, пожары) порождают *антропогенный аэрозоль*. Микрофизические и оптические свойства такой среды могут существенно различаться. Например, при химической реакции карбоната с

SO₂, образующегося при сжигании угля, формируются частицы в виде отдельных иголок и тонких пластин (подобие полотен), которые могут достигать десятки микрометров. Повышенная концентрация таких частиц в воздухе весьма пагубно влияет на здоровье людей [166]. Продукты сгорания топлива в факеле ракетного двигателя образуют сажевые частицы, содержащие триоксид диалюминия [40, 108, 167, 196]. Средние размеры таких частиц могут варьироваться от менее 1 мкм до свыше 10 мкм (что, в частности, зависит от удаленности факела). Частицы инверсионных следов на высоте примерно 10 км и температуре 220 К, не превышая времени существования 10 минут, зачастую имеют асферическую форму, и эффективный размер составляет около 3 мкм. Однако при различных условиях формирования и трансформации кондиционные следы могут содержать частицы, параметры которых существенно отличающиеся от указанных выше [176, 177].

В данной работе основным объектом исследования являются кристаллические облака, в этой связи более подробно рассмотрим физико-химические свойства облачных кристаллов. Так, при охлаждении теплых воздушных масс образуются облака. При отрицательной температуре формируются ледяные кристаллы, но при этом возможно некоторое содержание переохлажденных капель воды. Ледяные частицы размерами 10 – 30 мкм и их ядра образования преимущественно находятся около верхней границы облака, где начинается зарождение кристаллов. Затем частицы оседают в более активные слои, где происходит увеличение их размеров или появление сложных объемных форм. Содержание переохлажденной воды в слоях кристаллического облака во многом зависит от динамики его центральной части. Формирование тех или иных видов атмосферных кристаллов обеспечивается условиями роста частиц [36, 136, 137, 154, 183]. В облаках с малым перенасыщением (например, таких как волнистые и туманообразные перистые облака) при температуре ниже –20° С главным образом формируются кристаллы пластинчатой и призматической форм. В облаках с повышенной влажностью (например, в перисто-кучевых облаках) при

такой же температуре образуются пустотелые кристаллы. При большой перенасыщенности в ледяных облаках при температуре выше -20°C формируются кристаллы преимущественно сложных объемных форм. В облаках при температуре от -20°C до -40°C наблюдается поликристаллическая структура. В облаках при температуре ниже -50°C обычно содержатся монокристаллы. Это объясняется тем, что уже при -40°C частицы в жидком агрегатном состоянии практически полностью отсутствуют [87, 145]. В спокойных слоях атмосферы с пониженным содержанием воды над льдом даже выше -20°C формируются крупные монокристаллы. В диапазоне температур от -8°C до -25°C ледяные кристаллы растут преимущественно в виде гексагональных пластинок. В области температур -12°C до -15°C наблюдается наибольший темп роста пластинок. Типичный диапазон размеров ледяных кристаллов в среднеширотных перистых облаках варьируется примерно от 10 мкм (что свойственно частицам, находящимся при облачной вершине) до 2000 – 4000 мкм (что характерно для частиц, располагающихся в нижней части облака). В арктической зоне для различных типов частиц границы изменения размеров могут существенно варьироваться. Частицы почти всех видов были обнаружены в облаках разных географических широт на высоте от 2 до 11 км. Существует множество работ [7, 37, 57, 86, 90], в которых исследовался состав облаков и определялся преобладающий вид частиц. Примеры изображений, иллюстрирующие формы ледяных частиц в зависимости от температуры облака и его глубины по отношению к его вершине, можно найти в следующих работах [33, 35]. Для прогнозирования рассеяния излучения и радиационных свойств кристаллических облаков необходимо учитывать типичные размеры и формы частиц, входящих в их состав.

1.1.2 Микрофизические параметры облачных кристаллов

При численном моделировании или анализе данных зондирования оптических характеристик среды параметризованное представление атмосферного образования позволяет корректно учесть взаимодействие излучения с рассеивателями [36, 71, 80, 81, 120]. Согласно условиям кристаллографического роста атмосферных частиц установлено, что между основными размерами кристалла (например, между длиной и шириной) существует определенная функциональная зависимость $d=f(a)$. Такую величину принято называть аспектом отношения размеров частицы (aspect ratio of particle). Исследователями было установлено, что зависимость между большой и малой осями кристалла может быть выражена степенной функцией [35, 37, 65, 154]

$$d=A \cdot a^{\beta}, \quad (1.1)$$

где A и β – эмпирические константы.

Значения параметров выражения (1.1) при определенных границах изменения d для некоторых типов кристаллов можно найти в работах [7, 154]. В частности, для гексагональных пластинок, размеры которых не превышали значений для $d=60$ мкм (d – толщина) и для $a=2200$ мкм (a – радиус) $A=2.020$, $\beta=0.449$ вполне удовлетворительно согласовались с экспериментом [80]. Однако в зависимости от состояния среды даже для одного вида кристаллов могут наблюдаться различные соотношения между основными геометрическими размерами частицы. Оценивая этот параметр, выделяют толстые, тонкие и средние по толщине кристаллы. Принимая во внимание значение аспекта отношения размеров рассеивателя, влияние химико-физических свойств частиц на ряд оптических характеристик среды становится удобопонятным. Кроме того, учет взаимосвязи $d=d(a)$ позволяет значительно снизить расчетное время характеристик, зависящих от изменения размеров.

Моделирование микроструктуры атмосферного образования базируется на знании функции распределения частиц по размерам. При исследовании кристаллических облаков [33, 56, 132, 188] были получены эмпирические зависимости, представляющие спектр размеров некоторых видов кристаллов. Функции распределения для частиц сложной формы с несколькими определяющими параметрами в настоящее время практически отсутствуют. Однако для качественной оценки характеристик светорассеяния такими частицами достаточно рассматривать эффективный размер частиц или определять геометрию основания кристалла и его сечение, на которое падает и через которое проходит излучение. Существуют соотношения, описывающие распределение кристаллов, где используется только один из геометрических размеров d_3 (d_3 – диаметр эквивалентной сферы, образующейся после таяния ледяной частицы). Так, например, экспоненциальная зависимость

$$f(d_3) = C \cdot \exp(-\mu \cdot d_3) \quad (1.2)$$

качественно согласовалась с экспериментальными данными [83]. В выражении (1.2) C – концентрация частиц в единице объема, μ – параметр распределения. Однако для большинства ансамблей облачных кристаллов распределение их по размерам не может быть удовлетворительно описано соотношением (1.2).

В зависимости от природы частиц и условий их формирования, вид функций распределения по размерам может существенно различаться. В качестве примера рассмотрим металлосодержащие аэрозоли, образуемые при сгорании ракетного топлива. Среди наиболее важных компонент указанной среды выделяется триоксид диалюминия Al_2O_3 . В работах [40, 108] рассматривались Al_2O_3 аэрозольные модели, имеющие различные микрофизические свойства. Так, для частиц с радиусами a от 0.01 мкм до 2 мкм функция распределения частиц по размерам представлена как $f(a) = 1115 \cdot a^2 \cdot \exp(-2.4 \cdot a^3)$ и концентрация частиц в

единице объема $C \approx 1550000 \text{ л}^{-1}$; для a от 0.01 мкм до 6 мкм – $f(a) = 342.7 \cdot a^{0.5} \cdot \exp(-2.5 \cdot a)$, $C \approx 7700 \text{ л}^{-1}$; для a от 0.01 мкм до 10 мкм – $f(a) = 48.04 \cdot a \exp(-1.78 \cdot a)$, $C \approx 15000 \text{ л}^{-1}$; для a от 0.01 мкм до 20 мкм – $f(a) = 1.92 \cdot \exp(-0.65 \cdot a)$, $C \approx 3000 \text{ л}^{-1}$.

Размеры большинства ледяных кристаллов в перистых облаках составляют от нескольких десятков до несколько сотен и даже тысяч микрон [191]. В многочисленных исследованиях кристаллических облаков при различных температурных режимах наблюдалось распределение частиц с ярко выраженным максимумом [33, 53, 87 – 91]. По данным натурных измерений установлено, что спектр размеров кристаллов в перистых облаках вполне удовлетворительно может быть представлен модифицированным гамма-распределением

$$N(a) = C \cdot \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \cdot \frac{1}{a_m} \cdot \left(\frac{a}{a_m}\right)^\mu \cdot \exp\left(\frac{-\mu \cdot a}{a_m}\right). \quad (1.3)$$

Здесь Γ – гамма-функция; C – концентрация кристаллов; a_m и μ – параметры распределения: a_m определяет размер частицы (например, радиус пластинки), соответствующий максимуму функции $N(a)$, μ характеризует ширину области под $N(a)$, которая включает в себя частицы с размерами a , близкими к a_m . Изменяя параметры a_m и μ , можно удовлетворительно задать различные функции $N(a)$ с четко выраженным максимумом.

Очевидно, что в зависимости от условий формирования среды законы распределения частиц по размерам могут существенно отличаться от (1.3). При исследовании кристаллических облаков, описанных в работе [87], было зарегистрировано бимодальное распределение частиц по размерам. Такое распределение можно описать суперпозицией двух гамма-распределений.

Закон распределения частиц по нескольким размерам (например, плотность распределения пластинок / столбиков $N(a, d)$ по толщине и протяженности) может быть упрощен. Так, учитывая взаимосвязь между соответствующими

геометрическими размерами (в частности, $d=d(a)$) можно легко перейти к соотношению (1.3). Следует отметить, что при анализе экспериментальных данных более приемлемо использовать функцию распределения частиц по средним размерам (\bar{a}). В этой связи следует перейти от $N(a)$ к $N(\bar{a})$. Параметр \bar{a} определяется по классической схеме

$$\bar{a} = \frac{\int_0^{+\infty} a \cdot N(a) da}{\int_0^{+\infty} N(a) da}. \quad (1.4)$$

Если в качестве $N(a)$ использовать модифицированное гамма-распределение, то подставляя в формулу (1.4) выражение (1.3) получим

$$\bar{a} = a_m (1 + 1/\mu). \quad (1.5)$$

1.1.3 Пространственная ориентация атмосферных кристаллов

Характер ориентации системы облачных кристаллов в значительной мере влияет на прохождение радиации в атмосфере [18]. При свободном падении частиц сила гравитации и сопротивление воздуха определяет характер движения и расположение их в пространстве. Кристаллы ориентируются максимальной площадью по направлению движения так, чтобы сопротивление воздуха было наибольшим. Частицы, для которых моменты инерции в их вращательном движении относительно различных осей несущественно отличаются друг от друга, будут хаотически ориентированы. При исследовании поведения частиц в спокойной атмосфере [158, 200] установлено, что в своем большинстве плоские кристаллы оседают практически без колебаний или вращений. Столбчатые кристаллы при отношении главных осей примерно равном 3, а максимальная ось

которых направлена перпендикулярно направлению движения, также оседают без колебаний. При большем значении отношения осей падение столбиков сопровождается вращением и колебанием. Характер оседания атмосферных кристаллов может быть оценен по значению числа Рейнольдса (R)

$$R = g \cdot u / \nu, \quad (1.6)$$

где g – определяющий размер частицы (например, для круглой пластинки – это диаметр), u – скорость движения частиц, ν – кинематическая вязкость среды. По результатам исследования кучево-дождевых облаков (cumulonimbus) установлено, что для мелких частиц (с размерами примерно 1 мкм), для которых $R < 0.01$, какой-либо определенной ориентации не наблюдалось [52]. При значении R от 0.1 до 50, а для кристаллов протяженных форм (например, для пластинок или столбиков) и до 300, частицы ориентировались максимальной осью вдоль горизонта. По данным исследования [116] установлено, что для кристаллов пластинчатой и столбчатой форм наблюдается строго устойчивая ориентация при $R < 100$, а при $R \approx 300$ возникают несущественные вибрации. Для больших частиц (с размерами более 1000 мкм) наблюдаются ощутимые колебания лишь при $R \gg 100$ [116]. Следует заметить, что определить точные значения числа Рейнольдса для облачных частиц в естественных условиях достаточно трудно.

По степени устойчивости ориентации в атмосфере из всех видов кристаллов выделяются пластинки. При малой горизонтальной составляющей скорости ветра эти частицы ориентируются в горизонтальной плоскости. При дистанционном зондировании ледяных облаков [3, 45, 86, 115, 134, 135, 142, 143], содержащих такие частицы, на приемном устройстве фиксируется высокоамплитудный зеркально отраженный сигнал. В зимний период, когда воздушные потоки менее воздействуют на дисбаланс на одинаково ориентированные системы кристаллов, наиболее часто фиксируется аномальное рассеяние.

Очевидно, что атмосфера – это не стабильная система. Поведение частиц в ней зависит от характера движения воздушных масс. Переориентация каждой частицы будет определяться разностью векторов скорости ее падения и скорости движения вихря. Вихри большого масштаба не влекут за собой хаотическую ориентацию, если ансамблю частиц свойственна преимущественная ориентация в спокойных слоях атмосферы. Такие вихри переносят макроскопические объемы облака. Если скорость воздушного потока меньше скорости падения частиц, то преимущественно ориентированная система кристаллов, как правило, остается такой же. Устойчивую ориентацию частиц в облаке обеспечивает электростатическое поле. Однако степень его воздействия на частицы существенно зависит от их формы и исходной ориентации [52]. Учет характера ориентации облачных частиц является важным звеном при формировании приемлемой модели кристалла для расчета характеристик однократного рассеяния [18].

1.1.4 Оптические параметры, характеризующие химический состав атмосферных частиц

Оптические свойства частиц зависят от структуры вещества [7, 54, 63, 73, 96, 117, 140, 164, 174, 182]. При этом в качестве основной характеристики рассматривают комплексный показатель преломления

$$\tilde{n} = n + i \cdot \chi.$$

Вещественная часть n , называемая показателем преломления, определяет запаздывание (или опережение) фазы волны, прошедшей через вещество, мнимая часть χ , именуемая показателем поглощения, определяет уменьшение интенсивности. Для прозрачного материала величина n определяется как отношение скорости c электромагнитного излучения в вакууме к фазовой

скорости v этого излучения в рассматриваемом материале (т.е. $n=c/v$). В частности, для воздуха значение n составляет примерно 1.0003, однако в оптике атмосферных сред эту величину рассматривают обычно как равную 1.

Известно, что значения \tilde{n} зависят от длины волны излучения λ , проходящего через вещество. По данным работы [182] для ледяных частиц в условиях чистой атмосферы зависимости $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ представлены на Рисунке 1.1.

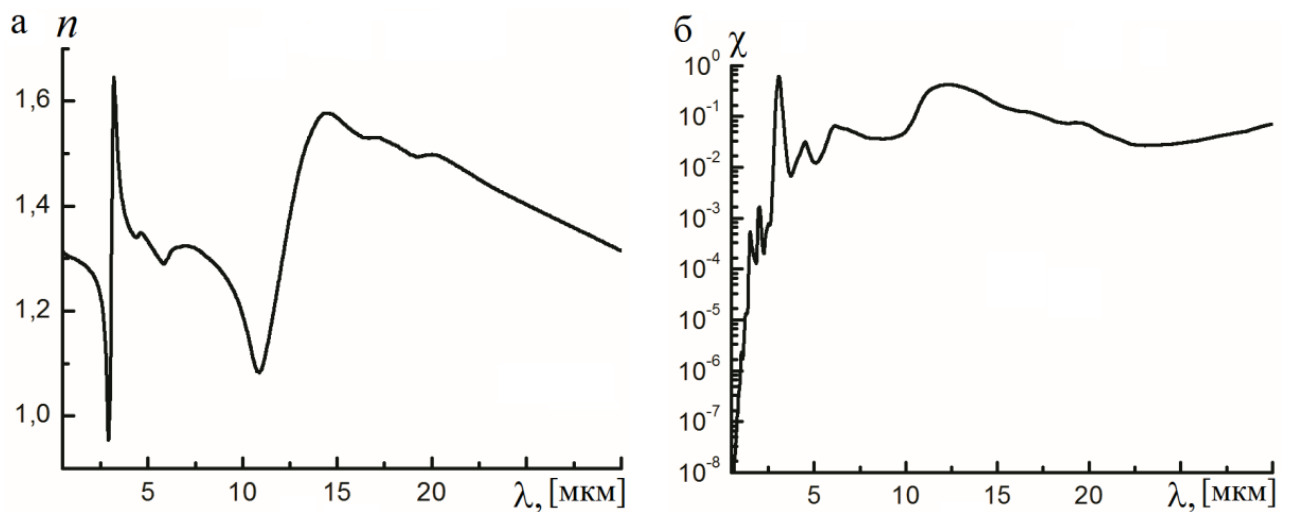


Рисунок 1.1: Зависимости реальной и мнимой частей комплексного показателя преломления от длины волны для чистого льда: $n=n(\lambda)$ (а), $\chi=\chi(\lambda)$ (б).

Облачные кристаллы могут иметь различные структурные дефекты и содержать микропримеси, которые влияют на оптические свойства частиц. Например, в зоне индустриального загрязнения показатель поглощения света для атмосферных частиц может достигать 0.1, а показатель преломления – 1.75 [15]. Очевидно, что в зависимости от природы возникновения и условий роста частиц значения \tilde{n} могут существенно отличаться от величин, демонстрируемых на Рисунке 1.1.

На Рисунке 1.2 иллюстрируются оптические свойства частиц триоксида диалюминия, являющиеся основным дисперсным компонентом продуктов сгорания в реактивных двигателях. Чем выше температура в факеле ракетного

двигателя, тем выше значения показателя преломления \tilde{n} частиц вещества Al_2O_3 [63, 99]. Очевидно, что при минимальных значениях показателя поглощения χ , особенности спектрального хода $n=n(\lambda)$ будут в большей степени влиять на поведение волновой зависимости оптических характеристик среды.

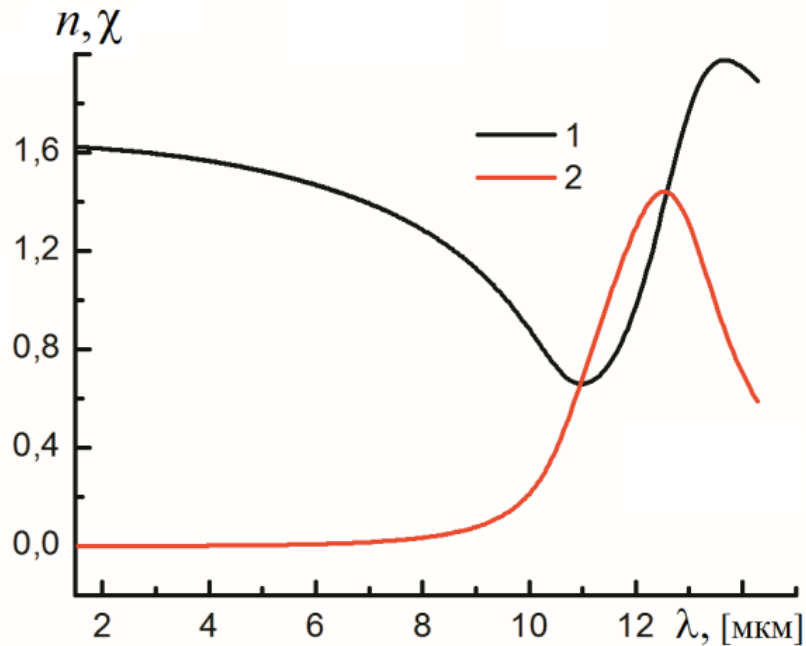


Рисунок 1.2: Зависимости реальной и мнимой частей комплексного показателя преломления от длины волны для триоксида диалюминия: 1 – $n=n(\lambda)$, 2 – $\chi=\chi(\lambda)$.

Природа газа, его концентрация (давление), температура может существенным образом влиять на величину оптических характеристик среды, в составе которой он содержится [74]. В качестве одной из основных характеристик газового компонента, учитываемого при анализе данных зондирования, полученных с применением оптических методов, является молекулярное поглощение. Данные спектральной зависимости этой величины могут быть взяты из различных источников. Среди широко известных баз данных по спектральным линиям поглощения (ПСЛ) различными газами можно выделить HITRAN и

НІТЕМР [92, 155, 156]. В качестве примера рассмотрим спектральную зависимость молекулярного поглощения для метана.

На Рисунке 1.3 показаны результаты расчета коэффициента молекулярного поглощения (K_{mol}) в зависимости от длины волны. В интервале длин волн от 0.5 мкм до 15 мкм наблюдаем 7 максимумов $K_{\text{mol}}(\lambda)$, в области которых располагаются основные колебательно-вращательные полосы поглощения CH_4 .

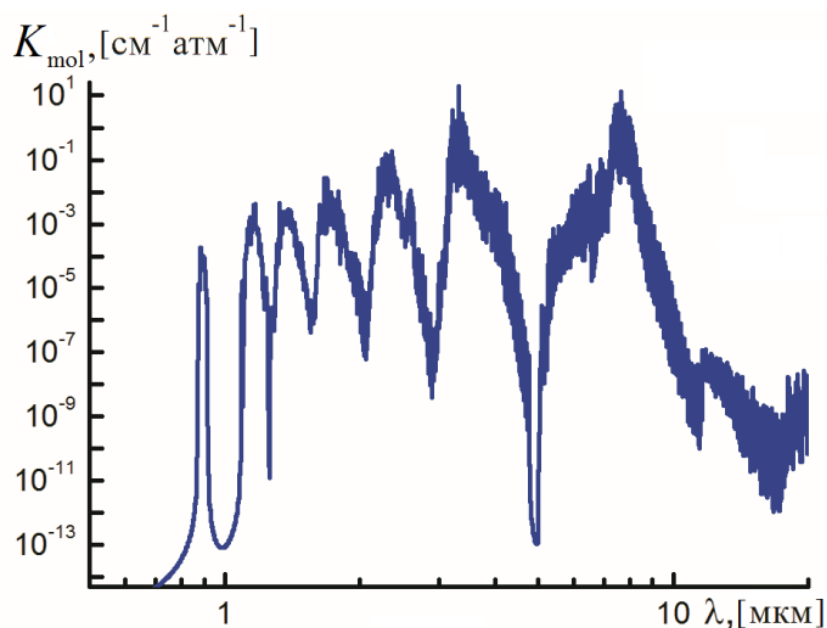


Рисунок 1.3: Коэффициент молекулярного поглощения метана в зависимости от длины волны.

Данные были получены при использовании информационно-вычислительной системы «TRAVA» [28, 178], в которую включены как архив базы данных по ПСЛ НІТЕМР и НІТРАН 2012 [155, 156]. Этот комплекс программ использовался при расчете поглощения мало атомными газами различной природы (CO , CO_2 , NO , NO_2 , H_2S , SO_2 , H_2O и др.) при нормальных и высоких температурах.

1.2 Основные методы и средства определения оптических характеристик аэродисперсной среды

1.2.1 Методы расчета оптических характеристик аэродисперсной среды

Научно-исследовательское сообщество в области изучения распространения излучения в атмосфере уделяет большое внимание характеристикам однократного рассеяния кристаллами аэродисперсных сред. На протяжении нескольких последних десятилетий наблюдаются устойчивые улучшения в моделировании процессов рассеяния, ослабления и поглощения несферическими частицами [21, 101, 102, 107, 113, 114, 124, 125, 152, 165, 172, 176, 189–194].

Для численного исследования свойств трансформированного излучения, прошедшего через слоистую среду, прежде всего, следует разработать модель отдельной частицы, позволяющую адекватно установить зависимость характеристик светорассеяния от параметров падающего излучения и параметров рассеивателя. Представление моделируемого процесса светорассеяния зависит от формы, размеров и оптических свойств частицы.

Решение Ми [4, 8] задачи рассеяния плоской волны на сфере является универсальной. Этот формализм может быть использован при моделировании сред, состоящих как из мелких, так и крупных частиц, причем их форма может быть не только близкой к сферической, но иметь сложные объемные очертания. Теория Ми адекватно описывает множество эффектов, связанных с трансформацией излучения после взаимодействия со средой. Если задача обязывает проводить усреднение по форме и ориентации частиц, а учет особенностей характеристик светорассеяния, обусловленной тонкой геометрической структурой кристаллов, является незначимой, то зачастую

использование классического решения задачи рассеяния на сфере является вполне приемлемо.

Для учета несферичности рассеивателей используются методы более сложные в численной реализации. К настоящему времени для расчета светорассеивающих свойств несферических частиц с произвольной формой и ориентацией в пространстве наиболее эффективно применяются конечно-разностный метод (finite-difference time-domain method FDTD) [171, 192 – 194], метод дипольных моментов (discrete-dipole approximation DDA) [138, 139, 170, 197 – 199] и T-матричная процедура (T-matrix method TMM) [38, 44, 127, 128, 130, 131, 184]. Для решения задачи рассеяния неоднородными частицами произвольной формы используют метод конечных разностей. Исходная задача представляется в виде совокупности дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими граничными условиями. T-матричный метод является одним из универсальных и эффективных методов расчета рассеяния электромагнитного излучения, основанного на численном решении макроскопических уравнений Максвелла. Этот метод применим для определения характеристик рассеяния, как для отдельной частицы, так и для их совокупности. В основе метода дискретно-дипольного приближения лежит деление объема частицы на части, называемые «диполями», с последующим решением точного электромагнитного объемного интегрального уравнения. Числовая точность метода DDA зависит от количества диполей, используемых для представления геометрии частицы. Рассмотренные выше методы являются эффективными для расчета оптических свойств кристаллов с параметрами малого размера, однако они непрактичны и вычислительно неэффективны для больших размерных параметров ($x > 20$, $x = 2\pi a / \lambda$, a – эффективный размер частицы, λ – длина волны падающего излучения). На практике наиболее приемлемым приближением для получения решения рассеяния света в случае больших кристаллов является комбинация точных численных методов, (применяемых, главным образом, для малых частиц) и методов, основанных на приближении геометрической оптики.

В методе геометрической оптики [42, 49] для определения распределения лучей, трансформированных частицей в ближней зоне, используется технология трассировки лучей. Для расчета углового распределения поля в дальней зоне применяется дифракция Фраунгофера, хотя зачастую ограничиваются определением дельта-функции. Преимущество метода геометрической оптики состоит в простоте численного моделирования для расчета эффективных характеристик рассеяния без рассмотрения тонкой структуры рассеянного поля, обеспечиваемой формой и ориентацией частиц. Применение этого метода считается вполне приемлемым для расчета характеристик светорассеяния хаотически ориентированными частицами при большом размерном параметре ($x > 100$). Для повышения точности расчетов оптических характеристик светорассеяния для несферических частиц используют полуклассические приемы [41 – 43, 50, 103, 104, 148, 187]. Так, гибридный метод, включающий в себя формализм физической оптики и геометрической оптики [49, 50, 148] позволяет рассчитать характеристики однократного рассеяния с учетом тонкой структуры кристаллов, их пространственной ориентации, а также состояния поляризации падающего излучения. Рассеянное поле на поверхности или внутри частицы описывается в рамках геометрической оптики. Для учета волновой природы рассеянного поля в дальней зоне используется формализм дифракции, что составляет основу физической оптики. Для корректного представления полного рассеянного поля крупным кристаллом важным является использование не только приемлемого, но и согласованного формализма геометрической оптики, сочетающегося с формализмом физической оптики. При представлении рассеяния света частицей вместо большого количества прямолинейных лучей, характерных для большинства алгоритмов их трассировки, используются пучки параллельных лучей. При другом подходе рассматривается плоский фронт (или поперечно широкий пучок), на пути его распространения располагается частица. Частица делит фронт на пучки согласно форме грани и ее ориентации относительно направления падения излучения. Трансформированное поле в ближней зоне

описывается с применением законов геометрической оптики. При этом используются закон Снеллиуса, а также коэффициенты прохождения и отражения для параллельных и перпендикулярных компонент плоской волны (коэффициенты Френеля). Для каждого пучка с различным порядком отражений от граней частицы фазовые сдвиги волны определяются с учетом толщины частицы, длины волны и направления падения излучения, а также комплексного показателя преломления. Методика расчета характеристик пучка, каждый из которых является частью фронта плоской волны, основана на алгоритмической суперпозиции лучей, распространяющихся параллельно друг другу после выхода из кристалла. При расчете рассеянного поля использование такого подхода позволяет применить тот же формализм и при определении дифракционного поля. В этом случае появляется возможность когерентного суммирования дифрагированного и рефракционного полей с учетом фазовых сдвигов [148]. При использовании интеграла Фраунгофера рассеянное поле из ближней зоны корректно пересчитывается в дальнюю зону. Следует отметить, что для описания перехода из ближней зоны в дальнюю может быть использовано точное интегральное уравнение для электромагнитного излучения. На основе этого уравнения определяется рассеянное поле в любой точке дальней зоны через интеграл от рассеянного поля над поверхностью частицы. Однако применение этого интеграла численно ограничено небольшими частицами, размер которых не превышает десятки длин волн [104].

При построении численной модели газовой-аэрозольной среды применительно к оптическим методам исследования кроме дисперсного компонента учитывается газовая составляющая. При расчете характеристик молекулярного поглощения широко используется методология прямых расчетов («line-by-line»), основанная на использовании баз данных по параметрам спектральных линий поглощения атмосферных и примесных газов, содержащих центры, интенсивности, полуширины и энергии нижних уровней колебательно-

вращательных переходов. При этом используются известные из литературы базы данных HITEMP и HITRAN по ПСЛ [155, 156].

1.2.2 Оптические средства определения характеристик аэродисперсной среды

Для измерения параметров аэродисперсной среды используют контактные и бесконтактные методы [1, 2, 133, 159]. К контактными методам относится зондовый метод. Его используют для определения формы, концентрации частиц, а также разброса их по размерам. При этом чувствительный элемент располагается в области измерений. Однако его присутствие приводит к изменению физических процессов, происходящих в зоне измерений, что обеспечивает искажение регистрируемых данных. Основу бесконтактных оптических методов составляет измерение параметров излучения, трансформированного частицей (или собственное излучение частицей). Их основное преимущество перед зондовыми методами – отсутствие возмущений исследуемого течения.

Особенностью многочисленных газово-аэрозольных сред природного и антропогенного происхождения является их распределенность по большой площади и нередко в труднодоступных районах [51, 79, 83, 175]. Для исследования таких образований к наиболее эффективным методам относятся активные и пассивные оптические методы; при пассивном – приемное устройство регистрирует собственное излучение объекта (например, после взаимодействия с солнечным излучением), при активном – зондирующее излучение (например, лазерное излучение) трансформированное объектом. Среди активных методов выделяется лазерное зондирование [26, 32, 60, 78, 84, 110 – 112, 143, 150, 157, 180, 186]. Возможность генерировать лучистую энергию различных длин волн и различных состояний поляризации, а также обеспечивать трассу зондирования в произвольном направлении позволяет создавать наиболее приемлемые условия для получения информативных данных. В частности, наибольшую

чувствительность при определении параметров среды, содержащей тот или иной газ, имеет лазерная абсорбционная спектроскопия для определенного диапазона длин волн, где лежат основные колебательно-вращательные полосы поглощения рассматриваемого газа, и наблюдается его селективность на фоне других составляющих среды.

В зависимости от угла регистрации излучения (угол между направлением падения / распространения излучения и направлением приёма) выделяются следующие методы: метод спектральной прозрачности (при угле наблюдения равным 0), метод малых углов индикатрисы рассеяния, метод полной индикатрисы рассеяния, лидарный метод (метод обратного рассеяния). Основными характеристиками, измеренными с применением оптических средств, являются: индикатриса рассеяния, степень поляризации, прозрачность [2].

При зондировании аэродисперсной среды с помощью одночастотного моностатического неполяризованного лидара может быть получена информация о ее микроструктуре. В частности, преимущественно ориентированные пластинки ледяного облака могут сформировать высоко амплитудный зеркально отраженный сигнал. Его величину связывают с площадью отражающей поверхности рассеивателя [157].

Использование возможности сканирования лидаром увеличивает информативность регистрируемого сигнала. При угловом смещении направления зондирования изменение характеристик обратного рассеяния приписывается кристаллической среде. Одночастотный сканирующий лидар позволяет получить информацию, касающуюся микроструктуры ледяного облака и флаттера преимущественно ориентированных кристаллов [46 – 48, 55, 61, 105, 141 – 144].

Одной из принципиальных особенностей рассеяния излучения на несферических частицах является появление в отраженном сигнале кросс-поляризованной компоненты. В этой связи поляризационный лидар наряду с неполяризованным позволяет получить более информативные данные. Фиксированное на приемном устройстве изменение состояния поляризации эхо-

сигнала является своего рода индикатором формы частиц. Характер изменения степени поляризации при прохождении излучения через толщу облака различен для капельных и кристаллических облаков [24, 25, 142, 157]. Кросс-поляризованная компонента эхо-сигнала для капельных облаков формируется за счет многократного рассеяния. Объем несферических частиц порождает деполаризацию в рассеянном излучении уже при первом взаимодействии с кристаллом. Для кристаллического облака, в силу низкой концентрации ледяных частиц в нем, изменение профиля степени поляризации по высоте незначительное, тогда как градиент степени поляризации с высотой гораздо выше для случая жидкокапельных облаков. При зондировании полидисперсной среды поляризационным сканирующим лидаром регистрируемое измерение деполаризационного отношения приписывается кристаллической фазе, а его стабильность – жидкокапельной фазе.

При поляризационном лазерном зондировании могут быть использованы одновременно 4 измерительных канала по количеству параметров вектора Стокса [4, 22]. Возможность такого лидара связывают с предположением получить информацию об ориентации и форме частиц. Реализация четырех различных состояний поляризации лазерного излучения дает возможность определить матрицу рассеяния. В свою очередь матрица рассеяния заключает в себе всю информацию о рассеивающих свойствах совокупности частиц, связанных непосредственно с изменением падающего излучения. Параметры Стокса для рассеянного поля определяются матрицей рассеяния. В случае полидисперсной кристаллической среды все 16 элементов матрицы рассеяния могут быть отличны от нуля. Но из-за нестабильности исследуемого объема определение всех элементов матрицы рассеяния является сложной задачей.

Исследование кристаллических облаков проводится с использованием наземных и бортовых устройств и приборов [32, 133, 146, 149, 150], а также в искусственно созданных специализированных камерах [160, 165]. Исследование кристаллических облаков в лабораторных условиях несет в себе ряд

особенностей. С одной стороны, удастся зафиксировать ряд закономерностей рассеяния на несферических частицах, с другой стороны, не удастся сформировать среду идентичную по микроструктуре природному ледяному облаку. Изучение кристаллических облаков в лабораторных условиях является приемлемым для решения частных задач.

Нередко атмосферные образования нижнего яруса заслоняют более высокие облака, следовательно, препятствуют дистанционному зондированию с земли. Применение самолетных лидаров позволяет избежать эти трудности [90, 142] и более эффективно проводить зондирование в труднодоступных районах. Использование спутника в качестве носителя предоставляет возможность расширить и углубить знания о газовой-аэрозольных средах [125, 151].

К настоящему времени разработана концепция для организации комплексного зондирования полидисперсных образований из космоса [123]. Ее замысел состоит в разработке и применении полистатической лидарной системы для получения с высоким разрешением горизонтальных и вертикальных аэрозольных характеристик, а также для определения взаимно индуцированных изменений свойств облаков. Принцип разработки комплексной лидарной системы таков: имеется спутник, на платформе которого установлен лидар, хост системы для приема рассеянного лазерного излучения располагаются на разнесенных в пространстве автономных платформах. При этом полистатическая поляризационная лидарная система, сочетающая в себе измерительные возможности пассивного многоуглового мультиспектрального поляриметра с возможностью вертикального профилирования лидаром, позволяет получить данные зондирования, многократно снижающие неопределенность при их интерпретации и использовании при решении задачи переноса излучения через тестируемую среду. Реализация этой концепции в полной мере позволяет сделать своего рода прорыв в исследовании атмосферных образований природного и антропогенного происхождения, изучении климата Земли и распространения излучения в системе земля – атмосфера.

1.3 Общая формализация для расчета характеристик однократного рассеяния

Исследование характеристик однократного рассеяния лучистой энергии связано с решением многих задач оптики атмосферы и астрофизики. К таким задачам относятся: исследование атмосферы оптическими методами, определение радиационного баланса земля – атмосфера, распространение излучения в полидисперсной среде, наблюдение за космическими объектами и изучение состава неоднородных сред, окружающих эти объекты. К настоящему времени процессы распространения оптического излучения через верхние слои атмосферы и в космическом пространстве являются наименее изученными. Знание и понимание физических свойств оптических характеристик однократного рассеяния кристаллами являются важными для изучения ключевых разделов в теории переноса излучения через умеренно плотные и разряженные атмосферные среды и пылевые космические образования [4, 29, 30, 94, 95, 97, 98]. Изучение роли атмосферных образований и пылевых космических облаков в пропускании излучения относится к одной из самых неопределенных и сложных проблем в астрофизике и климатологии. Понимание прямого и косвенного влияния аэрозольных составляющих среды на радиационные процессы требует как фундаментальных знаний, так и достоверных натурных данных, касающихся свойств ослабления, поглощения и рассеяния, зависящих от формы, размеров, ориентации и показателя преломления частиц. Численное исследование влияния ослабления, рассеяния и поглощения излучения на вероятность выживания кванта позволит установить основные закономерности прохождения лучистой энергии через полупрозрачные среды.

Моделирование процесса распространения оптического излучения в различных полидисперсных средах связано с выполнением трудоемких расчетов соответствующих оптических характеристик. Так, для расчета альбедо

однократного рассеяния необходимо знать две характеристики из трех, связанные известным законом сохранения энергии «ослабление = поглощение + рассеяние» [4, 8]. Для дисперсной среды рассматриваются интегральные величины, такие как коэффициенты ослабления (α_{ext}), поглощения (α_{abs}) и рассеяния (α_{sca}). Каждый коэффициент является интегралом, подынтегральная функция которого содержит в качестве множителя соответствующее сечение (S_{ext} – сечение ослабления, S_{abs} – сечение поглощения, S_{sca} – сечение рассеяния) для частицы той или иной формы. Эти характеристики, в свою очередь, являются результатом решения задачи рассеяния волны на отдельной частице.

В случае полидисперсной среды альbedo однократного рассеяния (Λ) связано с коэффициентами рассеяния, поглощения и ослабления как

$$\Lambda = \alpha_{\text{sca}} / \alpha_{\text{ext}}, \quad \alpha_{\text{sca}} = \alpha_{\text{ext}} - \alpha_{\text{abs}}. \quad (1.7)$$

Коэффициенты ослабления, поглощения и рассеяния без учета функции распределения частиц по размерам могут быть определены следующими формулами:

$$\alpha_{\text{ext}} = C \langle S_{\text{ext}} \rangle, \quad \alpha_{\text{abs}} = C \langle S_{\text{abs}} \rangle, \quad \alpha_{\text{sca}} = C \langle S_{\text{sca}} \rangle, \quad (1.8)$$

где C – концентрация частиц в единице объема, три величины, заключенные в угловые скобки, означают соответствующие эффективные сечения. В качестве усредненных характеристик могут быть использованы нормированные величины

$$\Theta_{\text{ext}} = S_{\text{ext}} / S_{\text{sq}}, \quad \Theta_{\text{abs}} = S_{\text{abs}} / S_{\text{sq}}, \quad \Theta_{\text{sca}} = S_{\text{sca}} / S_{\text{sq}}, \quad (1.9)$$

где S_{sq} – площадь геометрической тени частицы, Θ_{ext} – фактор ослабления, Θ_{sca} – фактор рассеяния, Θ_{abs} – фактор поглощения.

При учете распределения частиц по размерам используются интегральные соотношения

$$\alpha_{\text{ext}} = \int S_{\text{ext}}(a) N(a) da , \quad (1.10)$$

$$\alpha_{\text{abs}} = \int S_{\text{abs}}(a) N(a) da , \quad (1.11)$$

$$\alpha_{\text{sca}} = \int S_{\text{sca}}(a) N(a) da . \quad (1.12)$$

Излучение, проходя через среду, может изменить не только свои энергетические, но и поляризационные характеристики. Общее уравнение переноса в векторной форме для неизлучающей среды может быть записано в следующем виде [128, 130]:

$$\frac{d\mathbf{I}(\mathbf{n})}{ds} = -C \langle \mathbf{K}(\mathbf{n}) \rangle \cdot \mathbf{I}(\mathbf{n}) + C \int_{4\pi} d\mathbf{n}' \langle \mathbf{Z}(\mathbf{n}, \mathbf{n}') \rangle \mathbf{I}(\mathbf{n}') , \quad (1.13)$$

где $\langle \mathbf{Z} \rangle$ – фазовая матрица и $\langle \mathbf{K} \rangle$ – матрица экстинкции, усредненные по размерам частиц.

При записи уравнения переноса в скалярной форме матрица экстинкции $\langle \mathbf{K} \rangle$ заменяется коэффициентом ослабления, а вектор-параметр \mathbf{I} – скалярной величиной I , представляющей интенсивность излучения. Одной из наиболее простых форм дифференциального уравнения переноса, характеризующего изменение неполяризованного излучения вдоль пути dx с учетом ослабления и рассеяния хаотически ориентированными частицами, является следующее представление [93]:

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha_{\text{ext}} I + \int_{\Omega} Z(\vartheta, \varphi) \alpha_{\text{sca}}(\vartheta) d\omega. \quad (1.14)$$

Здесь скалярная величина Z характеризует излучение, рассеянное в телесном угле Ω . Изменение интенсивности излучения I на бесконечно малом его отрезке пути dx складывается из ослабления и рассеяния в том же направлении света, облучающего соответствующий элемент объема во всех направлениях. Решение вышеуказанного уравнения представляется в виде [93]

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\int_0^x \alpha_{\text{ext}}(x') dx'\right) + \int_0^x \left\{ \exp\left(-\int_0^{x'} \alpha_{\text{ext}}(x'') dx''\right) \cdot \int_{\Omega} Z(\vartheta, \varphi) \alpha_{\text{sca}}(\vartheta) d\omega \right\} dx', \quad (1.15)$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения.

Решение уравнения радиационного переноса для неоднородной среды основывается на разделении оптического пути на дискретные однородные слои. По мере распространения падающего пучка в однородном аэродисперсном слое интенсивность затухает по закону

$$I = I_0 \exp(-\alpha_{\text{ext}} \cdot h), \quad (1.16)$$

где h – путь, который проходит излучение в слое, I и I_0 определены выше. Для расчета такой оптической характеристики как функция пропускания T (ФП) средой, используется соотношение

$$T = \frac{I}{I_0}, \quad (1.17)$$

или

$$T = \exp(-\alpha_{\text{ext}} \cdot h). \quad (1.18)$$

Рассмотрим аэродисперсную среду, в состав которой входят газ и дисперсный компонент. Пропускание лучистой энергии такой смесью рассчитывается с учетом двух составляющих: молекулярного поглощения и аэрозольной экстинкции, обусловленной рассеянием и поглощением частицами. Для расчета функции пропускания введем следующие обозначения: T_a – ФП аэрозоля, T_g – ФП газа, T_{com} – ФП при совместном учете газовой и аэрозольной составляющих.

$$T_a = \exp(-\alpha_{ext} \cdot h), \quad (1.19)$$

$$T_g = \exp(-K_{mol} \cdot \eta \cdot h), \quad (1.20)$$

$$T_{com} = T_a \cdot T_g. \quad (1.21)$$

Здесь K_{mol} – коэффициент молекулярного поглощения, η – парциальное давление газа. Выражение (1.20) с учетом m различных газовых составляющих имеет вид

$$T_g = \exp(-h \sum_{i=1}^m K_{mol}^i \cdot \eta_i). \quad (1.22)$$

При рассмотрении слоя среды, в состав которой входят частицы различных форм и фракций общий коэффициент ослабления определяется как

$$\alpha_{ext} = \sum_{i=1}^m \alpha_{ext}^i, \quad (1.23)$$

где α_{ext}^i – коэффициент ослабления совокупностью частиц определенного вида (например, каждый вид имеет отличительные свойства по форме, характеру ориентации или оптическим свойствам). Здесь m есть количество видов частиц.

Для исследования атмосферных образований на практике наиболее часто применяется лазерное зондирование. При этом рассматривается уравнение лазерной локации, куда входят оптические характеристики полидисперсной среды. Без учета молекулярного рассеяния оно имеет вид [128]:

$$P(z, \lambda) = P_0(\lambda) \cdot z^{-2} \cdot A(\lambda) \cdot \beta_{\pi}^{back}(z, \lambda) \exp\left(-2 \int_{z_0}^z \alpha_{ext}(z', \lambda) dz'\right). \quad (1.24)$$

Здесь β_{π}^{back} – коэффициент обратного рассеяния (частный случай (1.12)), $\alpha_{ext}(z', \lambda)$ – коэффициент ослабления, z – текущая координата в направлении зондирования, λ – длина волны, $A(\lambda)$ – аппаратная функция, $P(z, \lambda)$ – мощность излучения от рассеивающего объема, находящегося на расстоянии z от лидара, $P_0(z, \lambda)$ – мощность излучения источника. Характеристики ослабления и рассеяния являются одними из основных величин в решении уравнения (1.24). Для их определения следует соотносить микрофизические параметры тестируемой среды и численных моделей рассеивателей. Выбор адекватного метода расчета оптических характеристик атмосферного образования является необходимым условием для корректного решения уравнения лазерной локации. Очевидно, такое условие должно выполняться и в других прикладных задачах, используемых характеристики однократного рассеяния.

Выводы к главе 1

Основной целью этой главы является представление общей информации о компонентах аэродисперсной среды, об их физико-химических параметрах, которые используются как априори при расчете оптических характеристик моделируемой среды. Кроме того, эта информация важна при выборе

оптимального метода для расчета характеристик однократного рассеяния. К наиболее существенным микрофизическим характеристикам среды относятся:

- компоненты аэродисперсной среды (дисперсная и газовая составляющие, их природа и весовые характеристики);
- форма, возможные размеры частиц, комплексный показатель преломления, их ориентация в пространстве (хаотически ориентированные частицы или преимущественно ориентированные с учетом их возможного флаттера).

Параметризованное представление микроструктуры полидисперсной среды является важным аспектом для согласования результатов численного и натурального экспериментов при определении характеристик однократного рассеяния. При этом актуально вводить в рассмотрение:

- относительную характеристику, представляющую собой отношение между основными размерами частицы;
- размерный параметр;
- функция распределения частиц по размерам с учетом концентрации, модального и среднего размеров системы рассеивателей, а также разброса их по размерам.

Учет возможностей методов и средств, используемых к настоящему времени для определения оптических характеристик аэродисперсной среды, обеспечивает состоятельность и практическую значимость реализуемой численной имитации атмосферного образования. При разработке модели важным звеном является рассмотрение:

- широкого спектра длин волн с высоким разрешением,
- определение углового распределения рассеяния от 0° до 360° ,
- учет поляризационных свойств падающего и рассеянного излучения.

В качестве основного объекта исследования выделено атмосферное образование, в состав которого входят крупные кристаллы, обеспечивающие

основной вклад в формирование особенностей оптических характеристик рассматриваемых сред. Изложенные особенности и приемы при расчете характеристик светорассеяния в рамках метода физической оптики позволяют корректно численно определить характеристики трансформированной лучистой энергии.

Глава 2

Методика расчета характеристик светорассеяния для крупного пластинчатого кристалла

Для изучения особенностей излучения, взаимодействующего с ледяным облаком, прежде всего, следует разработать модель отдельной частицы, позволяющую адекватно установить зависимость параметров трансформированного излучения от характеристик рассеивателя и падающего излучения. Представление процесса светорассеяния лежит в основе определения оптических величин, базирующихся на расчетах ослабления, поглощения и углового распределения трансформированного излучения. Известно, что облачные кристаллы весьма разнообразны по своим формам и размерам [57, 58, 69, 77, 83, 85, 88, 95]. К настоящему времени в силу трудностей численной реализации процесса рассеяния на крупных ориентированных частицах созданы модели, представляющие решения частных задач, возникающих при численном и экспериментальном исследовании кристаллических облаков. Особенности оптических характеристик для полупрозрачных кристаллов в ИК области с учетом дихроизма и анизотропии рассеяния слабо изучены.

Среди всех крупных моделей атмосферных кристаллов выделяется пластинка. Внимание к этому объекту основано на следующем. Пластинчатый кристалл является моделью несферической частицы, позволяющей продемонстрировать ярко выраженные анизотропные свойства. Такой формы частицы входят практически во все смешанные и ледяные облака и не редко являются преобладающими в их составе. Ряд оптических эффектов (ложное солнце, гало, лунные и солнечные столбы, ослепляющий световой поток, образующий «слепую зону», высокоинтенсивный эхо-сигнал и др.), наблюдаемых

в атмосфере, формируется при взаимодействии лучистой энергии с пластинчатыми кристаллами [3, 105, 115, 141 – 143, 158]. Даже менее чем десятая доля пластинок в составе облака зачастую обеспечивает определяющий вклад в оптические характеристики среды, в частности, к таким характеристикам относятся: ослабление, аномальное рассеяние, вызванное зеркальным отражением, рассеяние вблизи направления вперед. Предлагаемая модель может быть использована для исследования этих эффектов. Кроме того, пластинка имеет простую форму с точки зрения численной реализации.

При формировании модели отдельной частицы имеет значение «закладка» степеней свободы, которые касаются: реализации произвольного положения источника, приемника и пластинки, возможности варьировать размерами кристалла, учитывая различную связь между толщиной и величиной ее основания, а также возможности менять значения комплексного показателя преломления, включая их связь с длиной волны падающего излучения, которое может иметь величину из широкого диапазона (например, видимого и ИК спектров) и произвольное состояние поляризации. Выполнение этого условия обеспечит обширные потенциальные возможности использования модели для широкого круга задач применительно к оптическим методам исследования кристаллических облаков.

Данная глава основана на публикациях [A8, A19, A20, A46, A61, A63, A67, A75, A79, A90].

2.1 Модель частицы для расчета характеристик светорассеяния

Традиционно атмосферные кристаллы пластинчатой формы представляют в виде гексагональной пластинки [7, 43, 72, 124, 137]. Оптические характеристики отдельной частицы позволяют описать ряд эффектов, вызванных тонкой

структурой кристалла. Если модель нацелена на изучение характеристик светорассеяния для преимущественно ориентированной системы частиц, то возникает необходимость проводить усреднение по совокупности ориентаций, определяемых вращением гексагональной пластинки вокруг ее оси. При усреднении существенно сглаживаются особенности характеристик светорассеяния, обусловленные тонкой геометрической структурой кристалла, и тогда имеет смысл заранее упростить геометрию рассеивателя. Диск является простейшей и вполне удовлетворительной обобщенной геометрической моделью отдельной частицы полидисперсной среды, состоящей из пластинчатых кристаллов.

В качестве рассеивателя рассмотрим круглую (и гексагональную) пластинку радиусом a (также a – сторона основания гексагональной пластинки или радиус окружности, в которую вписано основание пластинки) и толщиной d (см. Рисунок 2.1). Полупрозрачная пластинка имеет комплексный показатель преломления $\tilde{n}=n+\chi\cdot i$. Электромагнитное поле падающей плоской волны представляется в виде электрической составляющей $\mathbf{E}=\mathbf{x}_1\cdot\mathbf{E}_1+\mathbf{y}_1\cdot\mathbf{E}_2$, магнитной составляющей $\mathbf{H}=-\mathbf{x}_1\cdot\mathbf{H}_2+\mathbf{y}_1\cdot\mathbf{H}_1$ и волнового вектора \mathbf{k} . Поскольку амплитуды электрических и магнитных составляющих связаны между собой как $\mathbf{H}_1=\mathbf{E}_1/z_1$, $\mathbf{H}_2=\mathbf{E}_2/z_1$ (z_1 – сопротивление свободного пространства), то соотношения для магнитных составляющих в данной работе приводиться не будут.

На пластинку под углом β к ее оси падает плоская волна эллиптической поляризации ($\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$). Вектор \mathbf{E}_2 составляет с нормалью к плоскости падения \mathbf{n}_\perp угол γ . Угол α описывает поворот гексагональной пластинки в плоскости ее основания вокруг собственной оси. Вышедшие из пластинки или отраженные от нее рефракционные лучи формируются в основном в двух направлениях: β и $\pi - \beta$ (см. Рисунок 2.1). В них сосредоточена основная часть энергии рассеянного поля. Определим для данного рассеивателя те характеристики, которые представляют интерес для лазерного и пассивного зондирования. Для их расчета воспользуемся

гибридным методом, заключающий в себе метод геометрической и физической оптики [148], особенности которого изложены в разделе 1.2.1.

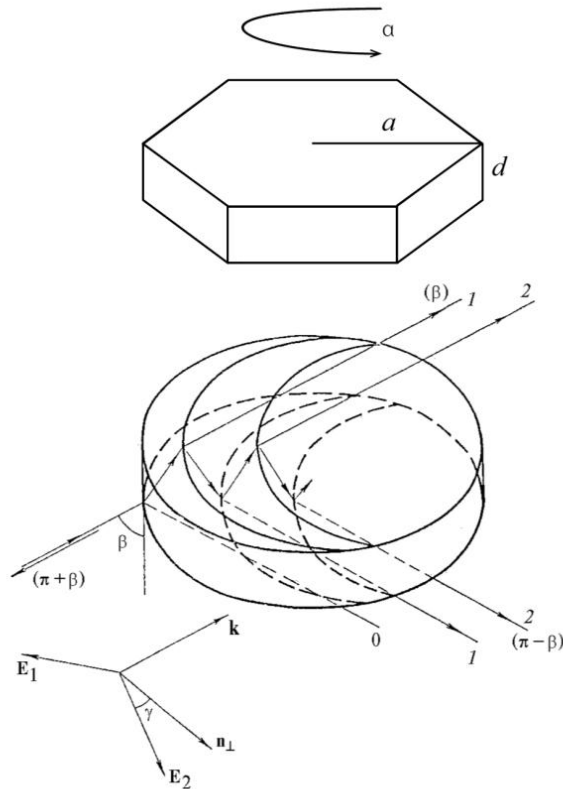


Рисунок 2.1: Схема моделей пластинчатых кристаллов.

Для расчета характеристик рассеяния предлагается такая схема. Условно все пространство поделим на переднюю и заднюю полусферы. Задней полусферой назовем часть сферы, которая ограничена основанием пластинки и содержит падающие и отраженные лучи. Передней полусферой назовем часть сферы, которая содержит в себе основание пластинки и лучи, рассеянные в направлении вперед. Для определения полного рассеянного поля в передней полусфере учтем дифракционное поле и поле рефракционных пучков, вышедших из кристалла. Эти поля являются наиболее значимыми для рассеяния вблизи направления вперед. В случае тонкой пластинки, не нарушая общности задачи, рассеянием от боковой поверхности можно пренебречь. Хотя подавляющая часть энергии электромагнитного поля от боковой поверхности рассеивается в передней

полусфере, ее площадь, как правило, существенно меньше площади геометрической тени частицы. Рассматривая систему частиц, после усреднения по ориентации, влияние боковой поверхности будет пренебрежимо малым, более того, оно еще уменьшается, если рассматривается ослабление или рассеяние вблизи направления вперед. Далее определим трансформированное поле в задней полусфере. К нему отнесем рассеянное поле пучков, вышедших из пластинки или отраженных от нее в направлении $\pi - \beta$. Определим рассеянное поле для этих пучков в любой точке задней полусферы. Следует отметить, что обратное направление $\pi + \beta$ является особо важным для моностатического зондирования. При расчете рассеяния в дальней зоне воспользуемся дифракционным интегралом.

Представим необходимые угловые характеристики, связывающие положения источника, частицы и приемника, находящегося в любой точке пространства (см. Рисунок 2.2). Пусть в точке O_1 располагается источник излучения, в точке O_2 – приемник, в точке O_3 – частица. $Oxyz$ – лабораторная (абсолютная) система координат, относительно которой вводятся еще три системы координат $O_1x_1y_1z_1$, $O_2x_2y_2z_2$ и $O_3x_3y_3z_3$, связанные соответственно с источником, приемником и рассеивателем. Координатная плоскость Oxy параллельна поверхности земли, а вдоль оси Oz направлена нормаль к ней. Распространение падающего излучения совпадает с положительным направлением оси O_1z_1 . Волновой вектор Пойнтинга \mathbf{k} указывает направление падения света на основание пластинки. Очевидно, что $\mathbf{k} \parallel O_1z_1$. Электрические составляющие падающей волны эллиптической поляризации (\mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2) располагаются соответственно вдоль осей O_1x_1 и O_1y_1 . \mathbf{n}_\perp – нормаль к плоскости падения. Для определенности, в качестве рассеивающей частицы представлена гексагональная пластинка. Плоскость, проходящая через основание кристалла, есть координатная плоскость $O_3x_3y_3z_3$ ортогональной системы координат $O_3x_3y_3z_3$. β – угол между направлением падения излучения \mathbf{k} (или осью O_1z_1) и нормалью \mathbf{n}

к основанию пластинки (или осью O_3z_3). Угол высоты ψ и угол широты ξ задают возможные положения пластинки, вызванные ее колебанием относительно оси O_3z_3 . При фиксированном значении ψ и при непрерывном изменении ξ от 0 до 2π нормаль к основанию пластинки опишет конус с осью O_3z_3 .

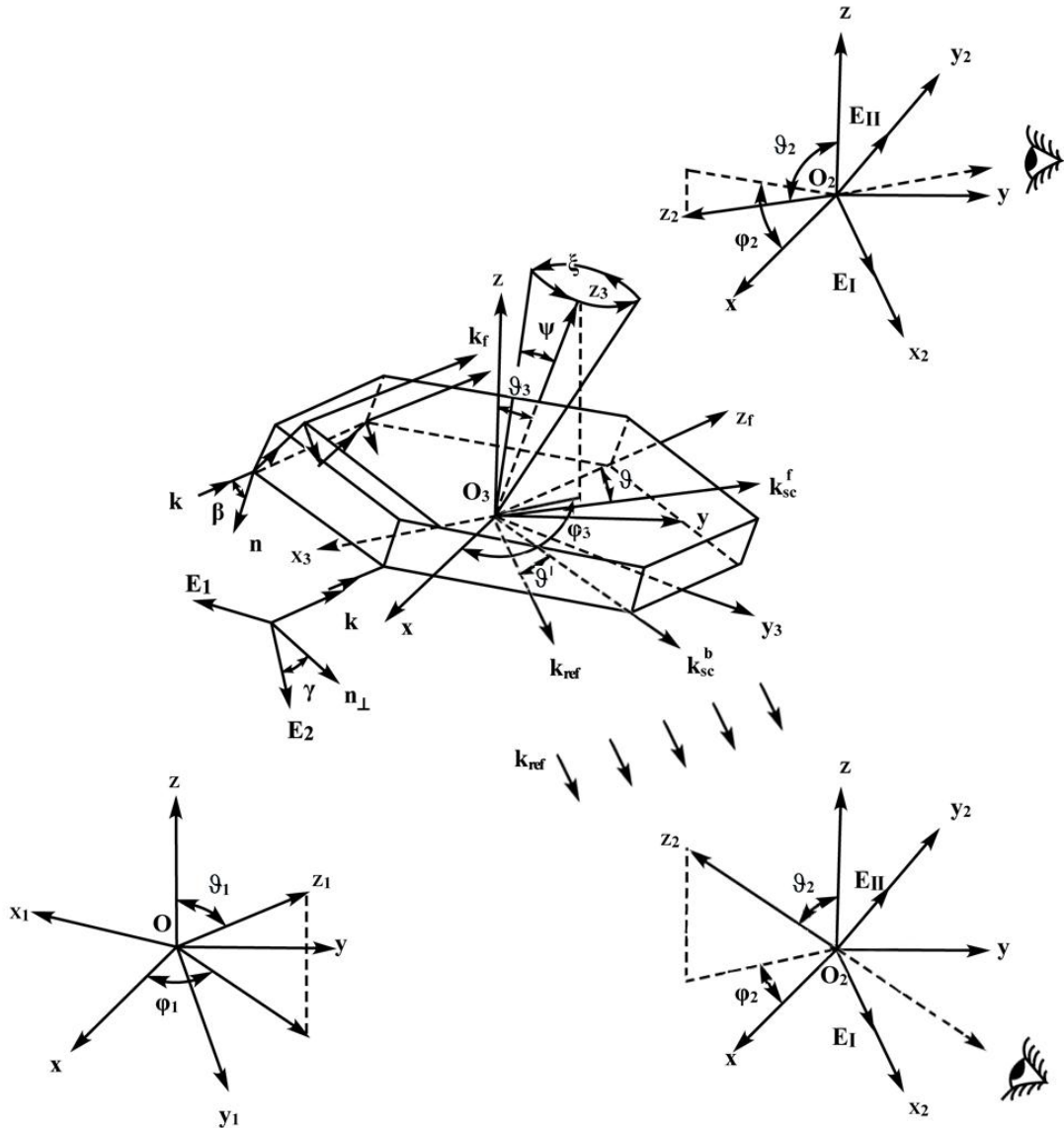


Рисунок 2.2: Совокупность систем координат для описания рассеяния света в пространстве.

Электромагнитное поле, представленное лучами, вышедшими после ряда внутренних переотражений, формируется в направлении O_3z_f . Вектор k_f указывает направление выхода из пластинки рефракционных лучей. Очевидно,

что $\mathbf{k} \parallel \mathbf{k}_f \parallel O_3z_f$. Лучи, зеркально отраженные от основания пластинки (или вышедшие в этом направлении после ряда внутренних переотражений), формируются в направлении O_3z_{ref} . Вектор \mathbf{k}_{ref} указывает направление распространения зеркально отраженного пучка, $\mathbf{k}_{ref} \parallel O_3z_{ref}$.

Прием рассеянного излучения может осуществляться в любой точке пространства. Если вектор, указывающий направление приема, располагается в 1, 2, 3 или 4 октантах системы координат $O_3x_3y_3z_3$ (или $\vartheta_3 \in [0, 90^\circ]$ и $\varphi_3 \in [0, 360^\circ]$), то точка наблюдения находится в передней полусфере. В этом случае вектор рассеянного излучения, направленного на приемник, обозначим как \mathbf{k}_{sc}^f ($\mathbf{k}_{sc}^f \parallel O_2z_2$). Если вектор, указывающий направление приема располагается в 5, 6, 7 или 8 октантах системы координат $O_3x_3y_3z_3$ (или $\vartheta_3 \in (90^\circ, 180^\circ)$, $\varphi_3 \in (0, 360^\circ)$), то точка наблюдения находится в задней полусфере. Тогда вектор рассеянного излучения, направленного на приемник, обозначим как \mathbf{k}_{sc}^b ($\mathbf{k}_{sc}^b \parallel O_2z_2$). \mathbf{E}_I и \mathbf{E}_{II} – составляющие электрического поля, регистрируемого приемником. Они располагаются вдоль осей O_2x_2 и O_2y_2 соответственно. Рассмотрим переднюю полусферу. Отклонение направления приема от линии выхода лучей из пластинки (т.е. угол между направлениями O_3z_f и \mathbf{k}_{sc}^f) обозначим как ϑ . Для задней полусферы имеем следующее. Отклонение направления приема от линии «строго» зеркального отражения (т.е. угол между направлениями O_2z_{ref} и \mathbf{k}_{sc}^b) обозначим как ϑ' .

Для представления нормированных характеристик светорассеяния достаточно определить угловое положение единичных векторов, задающих составляющие рассеянного поля. В связи с этим центры всех четырех систем координат совместим в одной точке O и определим угловые зависимости орт (\mathbf{x} , \mathbf{y} , \mathbf{z}) абсолютной системы координат с ортами (\mathbf{x}_i , \mathbf{y}_i и \mathbf{z}_i) следующим соотношением

$$\begin{pmatrix} \mathbf{x} \\ \mathbf{y} \\ \mathbf{z} \end{pmatrix} = S_i \begin{pmatrix} \mathbf{x}_i \\ \mathbf{y}_i \\ \mathbf{z}_i \end{pmatrix}, i=1, 2, 3, \quad (2.1)$$

где

$$S_i = \begin{pmatrix} \cos \varphi_i \cos \vartheta_i & -\sin \varphi_i & \cos \varphi_i \sin \vartheta_i \\ \sin \varphi_i \cos \vartheta_i & \cos \varphi_i & \sin \varphi_i \sin \vartheta_i \\ -\sin \vartheta_i & 0 & \cos \vartheta_i \end{pmatrix}.$$

Очевидно, что углы ϑ_i , φ_i определяют положение базисных векторов \mathbf{x}_i , \mathbf{y}_i и \mathbf{z}_i ($i=1, 2, 3$) каждой из трех соответствующих систем координат $Ox_i y_i z_i$ ($i=1, 2, 3$) относительно абсолютной системы $Oxyz$.

Вращения тела в пространстве относительно декартовой системы координат принято описывать матрицей Эйлера [128, 130]. Эти две координатные системы связаны между собой углами Эйлера α , β , γ . Угол α определяет поворот пластинки вокруг оси Oz_3 , угол β совпадает с углом падения пучка на основание пластинки, а угол γ задает ориентацию плоскости поляризации относительно плоскости падения, или другими словами, угол γ определяет возможные положения взаимно ортогональных векторов \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 при их повороте вокруг оси Oz_1 . Определим положение составляющих падающего поля \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 в системе координат, связанной с рассеивателем. Орты систем координат $Ox_1 y_1 z_1$ и $Ox_3 y_3 z_3$ можно представить с помощью преобразования

$$\begin{pmatrix} \mathbf{x}_3 \\ \mathbf{y}_3 \\ \mathbf{z}_3 \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \mathbf{x}_1 \\ \mathbf{y}_1 \\ \mathbf{z}_1 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

где A – матрица Эйлера,

$$A = \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma - \sin \alpha \sin \gamma & -\cos \alpha \cos \beta \sin \gamma - \sin \alpha \cos \gamma & \cos \alpha \sin \beta \\ \sin \alpha \cos \beta \cos \gamma + \cos \alpha \sin \gamma & -\sin \alpha \cos \beta \sin \gamma + \cos \alpha \cos \gamma & \sin \alpha \sin \beta \\ -\sin \beta \cos \gamma & \sin \beta \sin \gamma & \cos \beta \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

На основании связей для введенных выше систем координат (2.1) и (2.2) матрица A определится, как $A = S_3^{-1} \cdot S_1$. Введем еще одну матрицу $B = S_3^{-1} \cdot S_2$, которая устанавливает следующую связь

$$\begin{pmatrix} \mathbf{x}_3 \\ \mathbf{y}_3 \\ \mathbf{z}_3 \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} \mathbf{x}_2 \\ \mathbf{y}_2 \\ \mathbf{z}_2 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Матрицы A и B позволят в дальнейшем получить составляющие рассеянного поля в системе координат, связанной с пластинкой.

Углы Эйлера можно рассчитать, как некоторые комбинации углов ϑ_1, φ_1 и ϑ_3, φ_3 :

$$\begin{aligned} \cos \beta &= \sin \vartheta_3 \cos \vartheta_1 \cos(\varphi_3 - \varphi_1) + \cos \vartheta_3 \cos \vartheta_1, \\ \sin \beta &= \sqrt{1 - \cos^2 \beta}, \\ \sin \alpha &= -\sin \vartheta_1 \sin(\varphi_3 - \varphi_1) / \sin \beta, \\ \cos \alpha &= (\cos \vartheta_3 \sin \vartheta_1 \cos(\varphi_3 - \varphi_1) - \sin \vartheta_3 \cos \vartheta_1) / \sin \beta, \\ \sin \gamma &= \sin \vartheta_3 \sin(\varphi_3 - \varphi_1) / \sin \beta, \\ \cos \gamma &= -(\sin \vartheta_3 \cos \vartheta_1 \cos(\varphi_3 - \varphi_1) - \cos \vartheta_3 \sin \vartheta_1) / \sin \beta. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Элементы матрицы A определяют положение векторов $\mathbf{k}, \mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ в системе координат $Ox_3y_3z_3$. Следует отметить, что при произвольном угле ориентации плоскости поляризации γ составляющие \mathbf{E}_1 или \mathbf{E}_2 не лежат в плоскости падения

волны. При любом значении γ для представления характеристик светорассеяния и применения к ним формул Френеля необходимо преобразовать составляющие \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 так, чтобы одна из них была перпендикулярна плоскости падения, а другая находилась в ней. Для этой цели воспользуемся следующей взаимосвязью

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{\parallel} \\ \mathbf{E}_{\perp} \\ \mathbf{k} \end{pmatrix} = F_{\gamma} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{E}_2 \\ \mathbf{k} \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

где

$$F_{\gamma} = \begin{pmatrix} -\cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ \sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Векторы \mathbf{E}_{\perp} и \mathbf{E}_{\parallel} в системе координат, связанной с пластинкой, определяются элементами первого и второго столбцов матрицы $A_F = A \cdot F_{\gamma}$.

Описание расположения приемника в задней и передней полусферах имеют ряд различий. По этой причине дальнейшая формализация характеристик рассеяния для произвольной точки пространства излагается порознь в соответствующих разделах ниже.

2.2 Формализация характеристик рассеяния в передней полусфере

Определим углы, задающие положение вектора приема излучения в передней полусфере \mathbf{z}_2 относительно векторов \mathbf{E}_{\perp} , \mathbf{E}_{\parallel} и \mathbf{k}_f . Искомые проекции вектора \mathbf{z}_2 согласно (2.4) запишутся как

$$\begin{aligned}
\cos \psi_x &= A_{F_{11}} \cdot B_{13} + A_{F_{21}} \cdot B_{23} + A_{F_{31}} \cdot B_{33}, \\
\cos \psi_y &= A_{F_{12}} \cdot B_{13} + A_{F_{22}} \cdot B_{23} + A_{F_{32}} \cdot B_{33}, \\
\cos \psi_z &= A_{F_{13}} \cdot B_{13} + A_{F_{23}} \cdot B_{23} + A_{F_{33}} \cdot B_{33}.
\end{aligned}
\tag{2.7}$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned}
\cos \psi_x &= \sin \vartheta \cos \varphi, \\
\cos \psi_y &= \sin \vartheta \sin \varphi, \\
\cos \psi_z &= \cos \vartheta,
\end{aligned}
\tag{2.8}$$

не трудно определить ϑ и φ . Углы ϑ и φ отсчитываются от направления \mathbf{k}_f . Введем новую систему координат $Ox_S y_S z_S$, связанную с $Ox_3 y_3 z_3$:

$$A_T = A_F \cdot S_{\varphi\vartheta} \cdot P_\varphi, \tag{2.9}$$

где

$$S_{\varphi\vartheta} = \begin{pmatrix} \cos \varphi \cos \vartheta & -\sin \varphi & \cos \varphi \sin \vartheta \\ \sin \varphi \cos \vartheta & \cos \varphi & \sin \varphi \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & 0 & \cos \vartheta \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

и

$$P_\varphi = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.11}$$

Электрические составляющие рассеянного поля $\mathbf{E}_{s_1}, \mathbf{E}_{s_2}$ определяются элементами первого и второго столбцов матрицы A_T . Причем эти векторы лежат в

плоскости, перпендикулярной направлению приема Oz_2 . Напомним, что $\mathbf{E}_I, \mathbf{E}_{II}$ – составляющие поля, регистрируемого на приемнике. Тогда взаимосвязь $\mathbf{E}_{s_1}, \mathbf{E}_{s_2}$ и $\mathbf{E}_I, \mathbf{E}_{II}$ определится с помощью линейных соотношений

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_I &= -\cos u \cdot \mathbf{E}_{s_1} + \sin u \cdot \mathbf{E}_{s_2}, \\ \mathbf{E}_{II} &= \sin u \cdot \mathbf{E}_{s_1} + \cos u \cdot \mathbf{E}_{s_2},\end{aligned}\tag{2.12}$$

где

$$\begin{aligned}\cos u &= A_{T_{12}} \cdot B_{12} + A_{T_{22}} \cdot B_{22} + A_{T_{32}} \cdot B_{32}, \\ \sin u &= A_{T_{11}} \cdot B_{12} + A_{T_{21}} \cdot B_{22} + A_{T_{31}} \cdot B_{32}.\end{aligned}$$

Определим электрическую составляющую полного рассеянного электромагнитного поля в передней полусфере. Здесь под полным полем будем понимать поле, сформированное в дальней зоне в результате когерентного сложения дифракционного поля и поля рефракционных лучей, прошедших через рассеиватель. Рассеянное поле представим известным соотношением [4, 8]

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{A} \cdot \exp(ikr) / ikr.\tag{2.13}$$

Здесь k ($k=2\cdot\pi/\lambda$) – волновое число. Вектор \mathbf{A} задан в виде суммы двух взаимно перпендикулярных векторов \mathbf{A}_1 и \mathbf{A}_2 , как $\mathbf{A}=\mathbf{A}_1+\mathbf{A}_2$. Комплексные амплитуды рассеянного ($\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2$) и падающего ($\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$) полей связаны соотношением [4]

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A}_1 \\ \mathbf{A}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{E}_2 \end{pmatrix},\tag{2.14}$$

где S_{ij} ($i=1, 2; j=1, 2$) – элементы амплитудной матрицы (S).

Для определения рассеянного поля воспользуемся методом физической оптики [19, 20, 148, А63], который позволяет когерентно сложить дифракционное поле и поле рефракционных пучков с учетом фазовых набегов

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1 &= (\mathbf{A}_{D_1} - \mathbf{A}_{R_1}) \cdot (\boldsymbol{\vartheta}_0 \cos \varphi - \boldsymbol{\varphi}_0 \sin \varphi), \\ \mathbf{A}_2 &= (\mathbf{A}_{D_2} - \mathbf{A}_{R_2}) \cdot (\boldsymbol{\vartheta}_0 \sin \varphi + \boldsymbol{\varphi}_0 \cos \varphi). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Отметим, что орты сферической системы координат $\boldsymbol{\vartheta}_0, \boldsymbol{\varphi}_0, \mathbf{r}_0$ (ϑ, φ и r – координаты сферической системы координат) представлены элементами матрицы \mathbf{A}_T , а углы ϑ и φ определены в системе координат $Ox_1y_1z_1$, связанной с падающей волной. Согласно принципу Бабине амплитуды дифракционного поля A_{D_1} и A_{D_2} определяются как

$$\begin{aligned} A_{D_1} &= \frac{k^2}{4 \cdot \pi} (1 + \cos \vartheta) E_1 F(\vartheta, \varphi) \cdot \exp(i\psi_0), \\ A_{D_2} &= \frac{k^2}{4 \cdot \pi} (1 + \cos \vartheta) E_2 F(\vartheta, \varphi) \cdot \exp(i\psi_0). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Угловая функция $F(\vartheta, \varphi)$ является интегралом Фраунгофера

$$F(\vartheta, \varphi) = \iint_{S_{sq}} \exp(-ik x \cos \varphi \sin \vartheta - ik y \sin \varphi \sin \vartheta) dx dy, \quad (2.17)$$

где S_{sq} – площадь геометрической тени частицы. В соотношении (2.16) ψ_0 – фазовый набег невозмущенной части фронта волны после ее прохождения через объем, содержащий пластинку

$$\psi_0 = 2ka \cdot \sin \beta + kd \cdot \cos \beta.$$

Амплитуды рассеянного поля A_{R_1} и A_{R_2} , прошедшего через пластинку, определяются как сумма амплитуд рассеянных пучков, образующихся при многократных прохождениях через пластинку, части фронта первичной волны. Используя метод, представленный в [148] для расчета амплитуд рассеянного поля, величины A_{R_1} и A_{R_2} определим в виде

$$A_{R_1} = \frac{k^2}{4 \cdot \pi} (1 + \cos \vartheta) (E_1 a_{11} + E_2 a_{12}), \quad (2.18)$$

$$A_{R_2} = \frac{k^2}{4 \cdot \pi} (1 + \cos \vartheta) (E_1 a_{21} + E_2 a_{22}).$$

$$a_{11} = \cos u \cdot \cos \gamma \cdot B_{\parallel} + \sin u \cdot \sin \gamma \cdot B_{\perp},$$

$$a_{12} = \cos u \cdot \cos \gamma \cdot B_{\perp} - \cos u \cdot \sin \gamma \cdot B_{\parallel}, \quad (2.19)$$

$$a_{21} = \cos u \cdot \sin \gamma \cdot B_{\perp} - \sin u \cdot \cos \gamma \cdot B_{\parallel},$$

$$a_{22} = \sin u \cdot \sin \gamma \cdot B_{\parallel} + \cos u \cdot \cos \gamma \cdot B_{\perp}.$$

Угловые функции B_{\parallel} и B_{\perp} определяются как комбинации коэффициентов Френеля ($\tilde{T}_{\parallel}, \tilde{T}_{\perp}, T_{\parallel}, T_{\perp}, R_{\parallel}, R_{\perp}$) и угловых функций рассеяния j -х пучков $F_j(\vartheta, \varphi) \cdot \exp(i \cdot \psi_j)$ следующим образом:

$$B_{\parallel}(\vartheta, \varphi) = T_{\parallel} \tilde{T}_{\parallel} \sum_{j=1}^J R_{\parallel}^{2(j-1)} \cdot F_j(\vartheta, \varphi) \cdot \exp(i \cdot \psi_j), \quad (2.20)$$

$$B_{\perp}(\vartheta, \varphi) = T_{\perp} \tilde{T}_{\perp} \sum_{j=1}^J R_{\perp}^{2(j-1)} \cdot F_j(\vartheta, \varphi) \cdot \exp(i \cdot \psi_j).$$

Коэффициенты прохождения $\tilde{T}_{\parallel}, \tilde{T}_{\perp}, T_{\parallel}, T_{\perp}$ и отражения R_{\parallel}, R_{\perp} определяются известными соотношениями [4]

$$\begin{aligned} T_{\parallel} &= \frac{2\tilde{n} \cdot \cos \tilde{\vartheta}}{\cos \tilde{\vartheta} + \tilde{n} \cdot \cos \beta}, \quad T_{\perp} = \frac{2\tilde{n} \cdot \cos \tilde{\vartheta}}{\tilde{n} \cdot \cos \tilde{\vartheta} + \cos \beta}, \\ \tilde{T}_{\parallel} &= \frac{2 \cdot \cos \beta}{\tilde{n} \cdot \cos \beta + \cos \tilde{\vartheta}}, \quad \tilde{T}_{\perp} = \frac{2 \cdot \cos \beta}{\cos \beta + \tilde{n} \cdot \cos \tilde{\vartheta}}, \\ R_{\parallel} &= \frac{\cos \tilde{\vartheta} - \tilde{n} \cdot \cos \beta}{\cos \tilde{\vartheta} + \tilde{n} \cdot \cos \beta}, \quad R_{\perp} = \frac{\tilde{n} \cdot \cos \tilde{\vartheta} - \cos \beta}{\tilde{n} \cdot \cos \tilde{\vartheta} + \cos \beta}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Комплексный угол преломления $\tilde{\vartheta}$ определяется из закона Снеллиуса $\sin \tilde{\vartheta} = \frac{\sin \beta}{\tilde{n}}$. Сомножитель $F_j(\vartheta, \varphi)$ в (2.20) представляет собой интеграл Фраунгофера

$$F_j(\vartheta, \varphi) = \iint_{S_{sq_j}} \exp(-ikx \cos \varphi \sin \vartheta - ik y \sin \varphi \sin \vartheta) dx dy, \quad (2.22)$$

где S_{sq_j} – сечение пучка, выходящего из пластинки после $2j-1$ прохождений через нее в направлении \mathbf{k}^f . Фазовые набег пучков различной кратности отражения определяются как

$$\psi_j = \frac{k d \tilde{n}}{\cos \vartheta_r} (2j-1) + 2k a \sin \beta - k d (2j-1) \cdot \operatorname{tg} \vartheta_r \cdot \sin \beta, \quad (2.23)$$

где ϑ_r – реальный угол преломления, связанный с комплексным углом преломления $\tilde{\vartheta}$ следующим образом:

$$\operatorname{tg} \vartheta_r = \frac{\tilde{n} \cdot \sin \tilde{\vartheta}}{\operatorname{Re}(\tilde{n} \cdot \cos \tilde{\vartheta})}. \quad (2.24)$$

Следует отметить, что соотношения (2.16) – (2.22) допускают дальнейшие упрощения. Если в качестве рассеивателя рассматривать круглую пластинку, то интегралы Фраунгофера приводятся к аналитическому виду. В частности, для соотношения (2.22) получим выражение

$$F_j(\vartheta, \varphi) = \pi a_{\min} a_{\max} \cdot \cos \beta \cdot \exp(-ik \frac{h_j}{2} \cos \beta \sin \vartheta \cos \varphi) \cdot \frac{2J_1(R)}{R}, \quad (2.25)$$

$$R = k \sin \vartheta \sqrt{a_{\min}^2 \cos^2 \beta \cos^2 \varphi + a_{\max}^2 \sin^2 \varphi},$$

где J_1 – функция Бесселя первого порядка,

$$h_j = (2j - 1)d \cdot \operatorname{tg} \vartheta_r,$$

$$a_{\min} = a - \frac{h_j}{2}, \quad a_{\max} = \sqrt{a^2 + \frac{h_j^2}{4}}.$$

В случае $\vartheta=0$ (2.17) и (2.25) существенно упрощаются, при этом $F(\vartheta, \varphi) = S_{\text{sq}}$ и

$$F_j(\vartheta, \varphi) = S_{\text{sq}_j}.$$

Определим характеристики светорассеяния, которые представляют как энергетические, так и поляризационные свойства излучения в любой точке передней полусферы. Для этого рассмотрим сечения рассеяния S_{f_j} , пропорциональные соответствующим параметрам вектора Стокса I_{f_j}

$$S_{f_j} = \frac{4\pi r^2}{I_1} I_{f_j}, \quad (2.26)$$

где I_1 – интенсивность электромагнитного поля падающей волны. Заметим, что классическое наименование «сечение рассеяния» носит только S_{f_1} (в общей формуле для характеристики рассеяния (1.12) обозначено, как S_{sca}). В данной работе будем называть «сечениями рассеяния» все четыре величины S_{f_j} , пропорциональные соответствующим параметрам вектора Стокса рассеянного излучения I_{f_j} . Величины I_{f_j} выражаются через амплитуды трансформированного поля:

$$\begin{aligned} I_{f_1} &= |E_I|^2 + |E_{II}|^2, \quad I_{f_2} = |E_I|^2 - |E_{II}|^2, \\ I_{f_3} &= 2\operatorname{Re}(E_I \cdot E_{II}), \quad I_{f_4} = 2\operatorname{Im}(E_I \cdot E_{II}). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Учитывая соотношения (2.12) – (2.27) и проводя необходимые алгебраические действия, для сечений рассеяния получим следующие выражения:

$$S_{f_j} = W \cdot Z_{ij} \cdot \frac{I_i}{I_1}, \quad i=1, 2, 3, 4; j=1, 2, 3, 4, \quad (2.28)$$

Где

$$W = \frac{k^2}{\pi} \cdot \frac{(1 + \cos \vartheta)^2}{2}.$$

I_i ($i=1, 2, 3, 4$) – параметры вектора Стокса падающего излучения. Элементы матрицы рассеяния Z_{ij} представляют собой комбинации элементов b_{kl} ($k=1, 2; l=1, 2$) (или элементов амплитудной матрицы S_{ij} (2.14)):

$$Z_{11} = \frac{|b_{11}|^2 + |b_{12}|^2 + |b_{21}|^2 + |b_{22}|^2}{2}, \quad Z_{12} = \frac{|b_{11}|^2 - |b_{12}|^2 + |b_{21}|^2 - |b_{22}|^2}{2},$$

$$\begin{aligned}
Z_{13} &= \operatorname{Re}(b_{11}b_{12}^* + b_{21}b_{22}^*), \quad Z_{14} = -\operatorname{Im}(b_{11}b_{12}^* + b_{21}b_{22}^*), \\
Z_{21} &= \frac{|b_{11}|^2 + |b_{12}|^2 - |b_{21}|^2 - |b_{22}|^2}{2}, \quad Z_{22} = \frac{|b_{11}|^2 - |b_{12}|^2 - |b_{21}|^2 + |b_{22}|^2}{2}, \\
Z_{23} &= \operatorname{Re}(b_{11}b_{12}^* - b_{21}b_{22}^*), \quad Z_{24} = -\operatorname{Im}(b_{11}b_{12}^* - b_{21}b_{22}^*), \\
Z_{31} &= \operatorname{Re}(b_{11}b_{21}^* + b_{21}b_{22}^*), \quad Z_{32} = \operatorname{Re}(b_{11}b_{21}^* - b_{12}b_{22}^*), \\
Z_{33} &= \operatorname{Re}(b_{11}b_{22}^* + b_{12}b_{21}^*), \quad Z_{34} = -\operatorname{Im}(b_{11}b_{12}^* - b_{12}b_{21}^*), \\
Z_{41} &= \operatorname{Im}(b_{11}b_{21}^* + b_{12}b_{22}^*), \quad Z_{42} = \operatorname{Im}(b_{11}b_{21}^* - b_{12}b_{22}^*), \\
Z_{43} &= \operatorname{Im}(b_{11}b_{22}^* + b_{12}b_{21}^*), \quad Z_{44} = \operatorname{Re}(b_{11}b_{22}^* - b_{12}b_{21}^*).
\end{aligned} \tag{2.29}$$

Следует отметить, что величины b_{kl} и S_{kl} отличаются друг от друга только коэффициентом. Элементы b_{kl} определяются как разность соответствующих составляющих амплитуд дифракционного и рефракционного полей (2.15). Следует заметить, что при $\vartheta=0^\circ$ линейные комбинации элементов b_{kl} амплитудной матрицы определяют характеристики ослабления.

2.3 Формализация характеристик рассеяния в задней полусфере

После отражения от пластинки амплитуды составляющих электрического поля определяются как: $\mathbf{E}_\perp^R = \mathbf{E}_\perp \tilde{\mathbf{R}}_\perp$ и $\mathbf{E}_\parallel^R = \mathbf{E}_\parallel \tilde{\mathbf{R}}_\parallel$. $\tilde{\mathbf{R}}_\perp$ и $\tilde{\mathbf{R}}_\parallel$ – коэффициенты отражения Френеля имеют следующий вид

$$\tilde{\mathbf{R}}_\parallel = \frac{\tilde{n} \cos \beta - \cos \tilde{\vartheta}}{\tilde{n} \cos \beta + \cos \tilde{\vartheta}}, \quad \tilde{\mathbf{R}}_\perp = \frac{\cos \beta - \tilde{n} \cos \tilde{\vartheta}}{\cos \beta + \tilde{n} \cos \tilde{\vartheta}}. \tag{2.30}$$

Положение каждого из векторов \mathbf{E}_{\parallel}^R , \mathbf{E}_{\perp}^R , \mathbf{k}_{ref} в системе координат связанной с пластинкой, представляются элементами соответствующих столбцов матрицы \mathbf{A}_R

$$\mathbf{A}_R = \mathbf{A}_F \cdot \mathbf{R}_{\beta}, \quad (2.31)$$

где

$$\mathbf{R}_{\beta} = \begin{pmatrix} -\cos 2\beta & 0 & -\sin 2\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin 2\beta & 0 & -\cos 2\beta \end{pmatrix}.$$

Определим углы, задающие положение \mathbf{k}_{sc}^b (или \mathbf{z}_2) относительно векторов, указанных выше. Используя элементы матриц \mathbf{B}_{ij} (2.4) и $\mathbf{A}_{R_{ij}}$ (2.31), получим проекции вектора \mathbf{k}_{sc}^b на соответствующие направления:

$$\begin{aligned} \cos \psi'_x &= \mathbf{A}_{R_{11}} \cdot \mathbf{B}_{13} + \mathbf{A}_{R_{21}} \cdot \mathbf{B}_{23} + \mathbf{A}_{R_{31}} \cdot \mathbf{B}_{33}, \\ \cos \psi'_y &= \mathbf{A}_{R_{12}} \cdot \mathbf{B}_{13} + \mathbf{A}_{R_{22}} \cdot \mathbf{B}_{23} + \mathbf{A}_{R_{32}} \cdot \mathbf{B}_{33}, \\ \cos \psi'_z &= \mathbf{A}_{R_{13}} \cdot \mathbf{B}_{13} + \mathbf{A}_{R_{23}} \cdot \mathbf{B}_{23} + \mathbf{A}_{R_{33}} \cdot \mathbf{B}_{33}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} \cos \psi'_x &= \sin \vartheta' \cos \varphi', \\ \cos \psi'_y &= \sin \vartheta' \sin \varphi', \\ \cos \psi'_z &= \cos \vartheta'. \end{aligned}$$

Тогда углы рассеяния для случая задней полусферы определяются с учетом (2.32) через $\cos \psi'_x$, $\cos \psi'_y$, $\cos \psi'_z$ по принципу (2.7) и (2.8) как

$$\cos \vartheta' = \cos \psi'_z, \quad \sin \vartheta' = \sqrt{1 - \cos^2 \vartheta'}, \quad \cos \varphi' = \frac{\cos \psi'_x}{\sin \vartheta'}, \quad \sin \varphi' = \frac{\cos \psi'_y}{\sin \vartheta'}.$$

Введем новую систему координат $Ox_s y_s z_s$, связанную с $Ox_3 y_3 z_3$.

$$A_T^b = A_R \cdot S_{\varphi'\vartheta'} \cdot P_{\varphi'}, \quad (2.33)$$

где вид матриц $S_{\varphi'\vartheta'}$ и $P_{\varphi'}$ совпадает с (2.10) и (2.11), но при этом углы ϑ' и φ' в (2.33) представляются с учетом расположения приемника в задней полусфере (отсчитываются от направления $\pi-\beta$). Электрические составляющие рассеянного поля определяются элементами первого и второго столбцов матрицы A_T^b (2.33). Причем эти вектора \mathbf{E}_{R_1} и \mathbf{E}_{R_2} лежат в плоскости, перпендикулярной заданному направлению Oz_2 .

Рассмотрим частный случай, когда направление отражения совпадает с направлением приема. Чтобы смоделировать такую ситуацию при известном положении источника и приемника, можно установить углы ϑ_3 и φ_3 , характеризующие положение пластинки в пространстве относительно абсолютной системы координат при условии $\vartheta'=0$ (см. Рисунок 2.2). Задавая пары углов (ϑ_1, φ_1) и (ϑ_2, φ_2) , определим величины ϑ_3 и φ_3 , соответствующие случаю зеркального отражения.

Поскольку матрица A_R (2.31) задает направления отражения и электрических составляющих отраженного поля, а элементы третьего столбца матрицы B (2.4) определяют направление излучения, пришедшего на приемник, относительно пластинки, то учитывая условия зеркального отражения, имеем следующую систему

$$\begin{aligned} A_{R_{11}} B_{13} + A_{R_{21}} B_{23} + A_{R_{31}} B_{33} &= 0, \\ A_{R_{12}} B_{13} + A_{R_{22}} B_{23} + A_{R_{32}} B_{33} &= 1. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Напомним, что элементы матриц A_R и B зависят от углов ϑ_i и φ_i ($i=1, 2, 3$). Тогда решая систему (2.34), получим

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_3 &= \frac{\sin \vartheta_2 \cdot \sin \varphi_2 - \sin \vartheta_1 \cdot \sin \varphi_1}{\sin \vartheta_2 \cos \varphi_2 - \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1}, \\ \operatorname{tg} \vartheta_3 &= \frac{-(\cos \vartheta_2 + \cos \vartheta_1)}{\sin \vartheta_2 \cdot \cos(\varphi_3 - \varphi_2) + \sin \vartheta_1 \cdot \cos(\varphi_3 - \varphi_1)}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Отметим, что в случае приема зеркально отраженного излучения составляющие рассеянного поля \mathbf{E}_{R_1} и \mathbf{E}_{R_2} будут лежать в одной плоскости, перпендикулярной направлению отражения (приема).

Для амплитуд рассеянного электрического поля имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{R_1} &= \mathbf{C}_1 \exp(ikr) / ikr, \quad \mathbf{E}_{R_2} = \mathbf{C}_2 \exp(ikr) / ikr, \\ \mathbf{C}_1 &= \frac{k^2}{4\pi} (1 + \cos \vartheta') \cdot \mathbf{E}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} G_o(\vartheta', \varphi') \cdot \exp(i\psi'_o), \\ \mathbf{C}_2 &= \frac{k^2}{4\pi} (1 + \cos \vartheta') \cdot \mathbf{E}_{\perp} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp} G_o(\vartheta', \varphi') \cdot \exp(i\psi'_o). \end{aligned} \quad (2.36)$$

Для определения амплитуд рассеянного поля с учетом различной кратности отражения между основаниями пластинки выражения для величин \mathbf{C}_1 и \mathbf{C}_2 будут иметь вид

$$\mathbf{C}_1 = \frac{k^2}{4\pi} (1 + \cos \vartheta') \cdot \mathbf{E}_{\parallel} \Theta_{\parallel}, \quad \mathbf{C}_2 = \frac{k^2}{4\pi} (1 + \cos \vartheta') \cdot \mathbf{E}_{\perp} \Theta_{\perp}, \quad (2.37)$$

$$\Theta_{\parallel} = \left\{ \tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} G_o(\vartheta', \varphi') \cdot \exp(i\psi'_o) + T_{\parallel} \mathbf{R}_{\parallel} \tilde{\mathbf{T}}_{\parallel} \sum_{j=1}^J G_j(\vartheta', \varphi') \cdot \exp(i\psi'_j) \mathbf{R}_{\parallel}^{2(j-1)} \right\}, \quad (2.38)$$

$$\Theta_{\perp} = \left\{ \tilde{\mathbf{R}}_{\perp} \mathbf{G}_0(\vartheta', \varphi') \cdot \exp(i\psi'_0) + \mathbf{T}_{\perp} \mathbf{R}_{\perp} \tilde{\mathbf{T}}_{\perp} \sum_{j=1}^J \mathbf{G}_j(\vartheta', \varphi') \cdot \exp(i\psi'_j) \mathbf{R}_{\perp}^{2(j-1)} \right\},$$

$$\mathbf{G}_0(\vartheta, \varphi) = \iint_{P_0} \exp(-ik x' \sin\vartheta \cos\varphi - ik y' \sin\vartheta \sin\varphi dx' dy'), \quad (2.39)$$

$$\mathbf{G}_j(\vartheta, \varphi) = \iint_{P_j} \exp(i\psi'_0) (-ik x' \sin\vartheta \cos\varphi - ik y' \sin\vartheta \sin\varphi dx' dy').$$

Угловые функции $\mathbf{G}_0(\vartheta', \varphi')$ и $\mathbf{G}_j(\vartheta', \varphi')$ являются интегралами Фраунгофера. В соотношении (2.39) интегрирование проводится по сечению пучка P_0 , отраженного от основания пластинки. Рефракционные лучи, выходящие из пластинки после $2 \cdot j$ проходов через неё, образуют пучок с сечением P_j . Величины ψ'_0 и ψ'_j являются фазовыми набегам отраженных и рефракционных лучей.

Коэффициенты Френеля $\tilde{\mathbf{T}}_{\parallel}, \tilde{\mathbf{T}}_{\perp}, \mathbf{T}_{\parallel}, \mathbf{T}_{\perp}, \mathbf{R}_{\parallel}, \mathbf{R}_{\perp}$ и $\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}, \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}$ определены (2.21) и (2.30). Найдем линейное преобразование, которое связывает \mathbf{E}_{R_1} и \mathbf{E}_{R_2} с \mathbf{E}_I и \mathbf{E}_{II} . Другими словами, необходимо повернуть орты \mathbf{E}_{R_1} и \mathbf{E}_{R_2} относительно \mathbf{z}_2 так, чтобы произошло полное совпадение с \mathbf{E}_I и \mathbf{E}_{II} . $A_{T_j}^b$ – элементы матрицы (2.33).

$$\cos v = A_{T_{12}}^b \cdot B_{12} + A_{T_{22}}^b \cdot B_{22} + A_{T_{32}}^b \cdot B_{32}, \quad (2.40)$$

$$\sin v = A_{T_{11}}^b \cdot B_{12} + A_{T_{21}}^b \cdot B_{22} + A_{T_{31}}^b \cdot B_{32}.$$

Тогда получим

$$\mathbf{E}_I = -\cos v \cdot \mathbf{E}_{R_1} + \sin v \cdot \mathbf{E}_{R_2}, \quad (2.41)$$

$$\mathbf{E}_{II} = \sin v \cdot \mathbf{E}_{R_1} + \cos v \cdot \mathbf{E}_{R_2}.$$

Учитывая

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_I &= A_D (d_{11}\mathbf{E}_1 + d_{12}\mathbf{E}_2), \\ \mathbf{E}_{II} &= A_D (d_{21}\mathbf{E}_1 + d_{22}\mathbf{E}_2),\end{aligned}\tag{2.42}$$

где

$$A_D = \exp(ikr) / ikr \cdot \frac{k^2}{4\pi} (1 + \cos \vartheta') \cdot G_o(\vartheta', \varphi'),\tag{2.43}$$

$$\begin{aligned}d_{11} &= \tilde{R}_{\parallel} \cos v \cos \gamma + \tilde{R}_{\perp} \sin v \sin \gamma, \\ d_{12} &= -\tilde{R}_{\parallel} \cos v \sin \gamma + \tilde{R}_{\perp} \sin v \cos \gamma,\end{aligned}\tag{2.44}$$

$$d_{21} = -\tilde{R}_{\parallel} \sin v \cos \gamma + \tilde{R}_{\perp} \cos v \sin \gamma,$$

$$d_{22} = \tilde{R}_{\parallel} \sin v \sin \gamma + \tilde{R}_{\perp} \cos v \cos \gamma.$$

С учетом внутренних отражений в величинах d_{ij} ($i=1, 2; j=1, 2$) коэффициенты $\tilde{R}_{\parallel}, \tilde{R}_{\perp}$ следует заменить на соответствующие выражения для Θ_{\perp} и Θ_{\parallel} , но скорректировать A_D в части вхождения интеграла Фраунгофера.

Сечения рассеяния S_{π_j} , определяемые в направлении приема излучения для задней полусферы, связаны с соответствующими параметрами вектора Стокса I_{π_j} соотношениями (2.26), но с учетом замены новыми соответствующими обозначениями. В дополнение заметим, что S_{π_1} является частным случаем S_{sca} (1.12). Учитывая вышеуказанные (2.26) и (2.36 – 2.44), а также проводя необходимые алгебраические действия для сечений рассеяния, получим следующие выражения

$$\begin{aligned}
\mathbf{S}_{\pi_1} &= W \left\{ \mathbf{M}_{11} + \frac{\mathbf{I}_2}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{12} + \frac{\mathbf{I}_3}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{13} + \frac{\mathbf{I}_4}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{14} \right\}, \\
\mathbf{S}_{\pi_2} &= W \left\{ \mathbf{M}_{21} + \frac{\mathbf{I}_2}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{22} + \frac{\mathbf{I}_3}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{23} + \frac{\mathbf{I}_4}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{24} \right\}, \\
\mathbf{S}_{\pi_3} &= W \left\{ \mathbf{M}_{31} + \frac{\mathbf{I}_2}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{32} + \frac{\mathbf{I}_3}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{33} + \frac{\mathbf{I}_4}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{34} \right\}, \\
\mathbf{S}_{\pi_4} &= W \left\{ \mathbf{M}_{41} + \frac{\mathbf{I}_2}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{42} + \frac{\mathbf{I}_3}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{43} + \frac{\mathbf{I}_4}{\mathbf{I}_1} \mathbf{M}_{44} \right\}, \\
W &= \frac{k^2}{\pi} \left(\frac{1 + \cos \vartheta'}{2} \right)^2 G_o^2(\vartheta', \varphi').
\end{aligned} \tag{2.45}$$

Следует отметить, что с учетом внутренних отражений (т.е. (2.38)), выражение (2.45) будет иметь более громоздкий вид (подобные выкладки были выполнены для характеристик рассеяния для случая передней полусферы (2.25) – (2.29)). Без учета внутренних отражений элементы матрицы рассеяния \mathbf{M}_{ij} для задней полусферы можно записать как

$$\begin{aligned}
\left(|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2 \right) / 2 &= f_1, \quad \left(|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 - |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2 \right) / 2 = f_2, \\
\operatorname{Re}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \cdot \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) &= g_1, \quad \operatorname{Im}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \cdot \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) = g_2,
\end{aligned} \tag{2.46}$$

$$\sin 2\gamma = s_1, \quad \sin 2y = s_2, \quad \cos 2\gamma = c_1, \quad \cos 2y = c_2,$$

то

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}_{11} &= f_1, \mathbf{M}_{12} = f_2 \cdot c_1, \mathbf{M}_{13} = -f_2 \cdot s_1, \mathbf{M}_{14} = 0, \\
\mathbf{M}_{21} &= f_2 \cdot c_2, \mathbf{M}_{22} = f_1 \cdot c_1 \cdot c_2 + g_1 \cdot s_1 \cdot s_2, \\
\mathbf{M}_{24} &= -g_2 \cdot s_2, \mathbf{M}_{23} = -f_1 \cdot s_1 \cdot c_2 + g_1 \cdot c_1 \cdot s_2, \\
\mathbf{M}_{31} &= -f_2 \cdot s_2, \mathbf{M}_{32} = -f_1 \cdot c_1 \cdot s_2 + g_1 \cdot s_1 \cdot c_2, \\
\mathbf{M}_{34} &= -g_2 \cdot c_2, \mathbf{M}_{33} = f_1 \cdot s_1 \cdot s_2 + g_1 \cdot c_1 \cdot c_2,
\end{aligned} \tag{2.47}$$

$$M_{44} = g_1, M_{43} = g_2 \cdot c_1, M_{42} = g_2 \cdot s_1, M_{41} = 0.$$

Следует отметить, что с погрешностью не более 2% элементы матрицы обратного рассеяния (МОР) можно представить в виде произведения $M_{ij}^{\pi} = F^{\pi}(a) A_{ij}^{\pi}$ [А63], где функция $F^{\pi}(a)$ зависит главным образом от размеров пластинки a , а величины A_{ij}^{π} зависят от комбинаций коэффициентов Френеля, от ориентации плоскости поляризации и от углов, связывающих составляющие падающего излучения с соответствующими составляющими рассеянного излучения. Такое представление МОР позволяет многократно ускорить процесс вычисления нормированных характеристик рассеяния.

2.4 Численное исследование характеристик рассеяния в передней полусфере

Изучая индикатрису рассеяния кристаллических облаков, особое внимание исследователи уделяют рассеянию излучения в малых (так называемых дифракционных) углах, поскольку большая часть потока энергии (по ряду оценок $\approx 90\%$), упавшего на частицы, рассеивается именно в этой области [13 – 16]. Среди всех крупных кристаллов по характеру рассеяния в указанном спектре углов выделяются крупные кристаллы, имеющие наименьшее количество пар плоскопараллельных граней. По результатам сравнительного анализа характеристик рассеяния вблизи направления вперед для гексагонального столбика и для пластинки [147, А61] установлено, что рефракционное поле, как соизмеримая добавка к дифракционному полю, является наиболее значимой для пластинчатого кристалла.

В рамках модели отдельной полупрозрачной пластинки проведем анализ энергетических и поляризационных характеристик рассеянного излучения в

передней полусфере, которые представляют интерес для изучения кристаллических облаков оптическими методами. Для этого рассмотрим величины $S_{f_1}^n$, St , N_{ij} , полученные с использованием формул (2.26) – (2.29):

$$St = \sqrt{I_{f_2}^2 + I_{f_3}^2 + I_{f_4}^2} / I_{f_1},$$

$$S_{f_1}^n = \frac{S_{f_1}(\vartheta \geq 0)}{S_{f_1}(\vartheta = 0)}, \quad (2.48)$$

$$N_{ij} = \frac{Z_{ij}}{Z_{11}}.$$

При моделировании процесса рассеяния кристаллом была введена абсолютная система координат, с которой связаны положения источника, приемника и частицы соответствующей парой углов φ_i , ϑ_i ($i=1, 2, 3$) сферической системы координат (Рисунок 2.2). Углы Эйлера α , β , γ нами определены через комбинацию величин φ_1 , ϑ_1 и φ_3 , ϑ_3 и их физический смысл пояснен выше. Напомним, что для гексагональной пластинки все величины, зависящие от α , имеют период 60° . Следует заметить, что на рисунках данного раздела представлены характеристики, усредненные по углу α ; их значения полностью совпали с соответствующими результатами для круглой пластинки.

На Рисунке 2.3 иллюстрируются нормированные значения дифференциального сечения рассеяния $S_{f_1}^n$, рассчитанные на основе формулы (2.28). Здесь показана зависимость $S_{f_1}^n$ от угла рассеяния ϑ (отсчитывается от направления \mathbf{k}^f , см. Рисунок 2.2) и угла β , определяющего положение частицы в пространстве. Положения электрических составляющих поля, регистрируемого приемником, связаны с углами ϑ и φ сферической системы координат. Величины ϑ и φ варьируются при изменении положений источника, приемника и частицы. Для определенности рассмотрим случай, когда $\varphi=0^\circ$. При малых значениях угла

ϑ , зависимость характеристик светорассеяния от φ будет слабой, а переходя к интегральным величинам, учитывая флаттер и распределение частиц по размерам, влияние φ будет пренебрежимо малым. Очевидно, что увеличение угла ϑ влечет за собой уменьшение значений $S_{f_i}^n$. Подобная картина наблюдается при рассмотрении дифракции при росте угла рассеяния. Заметим, что зависимость $S_{f_i}^n$ от пространственной ориентации пластинки β наиболее существенна при ϑ из интервала $(0, 2^\circ)$. Из рисунка видно, что при меньших углах наклона пластинки (угол β) скорость изменения $S_{f_i}^n(\vartheta)$ выше. В результате существенного отклонения рассеяния от направления вперед график функции $S_{f_i}^n(\vartheta)$ представляется в виде почти горизонтальной линии. Качественно подобные зависимости наблюдаются и при расчете $S_{f_i}^n(\vartheta)$ ($i=2, 3, 4$).

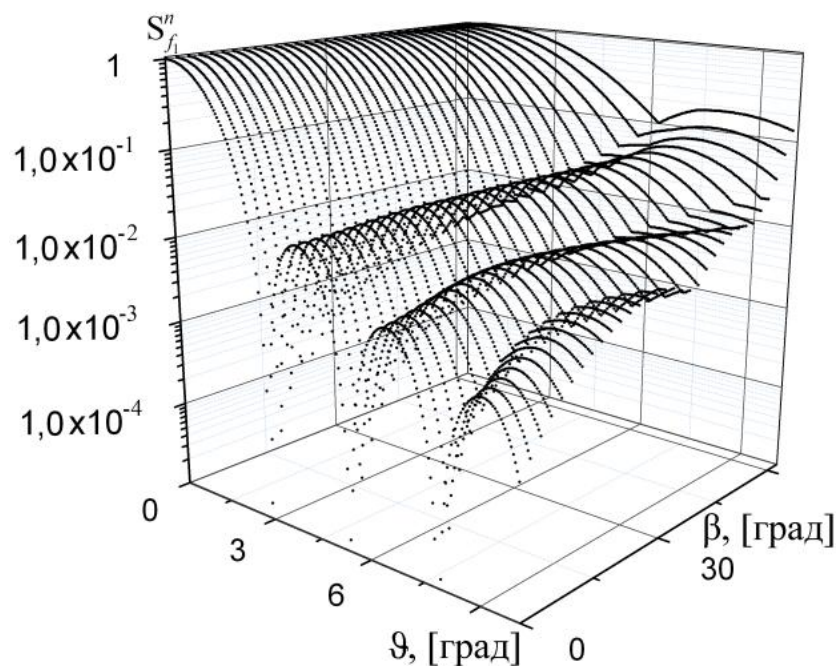


Рисунок 2.3: Зависимость нормированного дифференциального сечения рассеяния

$S_{f_i}^n(\vartheta, \beta)$ при линейной поляризации падающего излучения ($I_2/I_1=1, I_3=I_4=0$), $\gamma=0^\circ$,

$$\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}, \varphi=0^\circ, d=40 \text{ мкм}, a=125 \text{ мкм}, \lambda=10.6 \text{ мкм}.$$

На Рисунке 2.4 показаны значения зависимости $S_{f_1}^n(\vartheta, \lambda)$ в оптическом диапазоне длин волн при малых величинах ϑ . При их расчете учитывалась взаимосвязь между значениями комплексного показателя преломления для чистого льда и длиной волны падающего излучения [182]. Результаты расчета

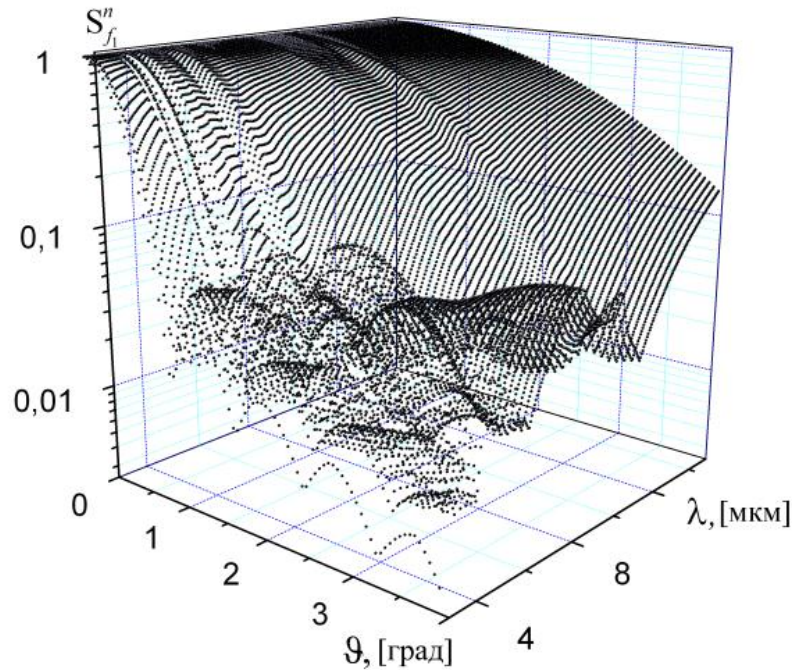


Рисунок 2.4. Зависимость нормированного дифференциального сечения рассеяния $S_{f_1}^n(\vartheta, \lambda)$ при линейной поляризации падающего излучения ($I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$), $\gamma=0^\circ$, $\beta=40^\circ$, $d=40$ мкм, $a=125$ мкм.

показали, что в видимом и ближнем ИК диапазонах наблюдается быстро осциллирующая зависимость оптических характеристик (на рисунке эти данные не приводятся), что при переходе к интегральным величинам обеспечивает им нейтральный ход. Особенности хода кривых в ИК-диапазоне обусловлены, прежде всего, взаимосвязью между \tilde{n} и λ . Из рисунка видно, что информативными являются характеристики при $\vartheta < 2^\circ$. При больших углах ϑ (в частности, при $\vartheta > 4^\circ$) зависимость рассеяния от микрофизических, оптических и ориентационных свойств кристалла пренебрежимо мала. Поведение

закономерностей $S_{f_i}^n(\vartheta, \lambda)$ ($i=1, 2, 3, 4$) схожи, хотя их тонкая структура различна (например, положения локальных минимумов и максимумов). Результаты численных расчетов $S_{f_i}^n$ при изменении φ нами не приводятся. В силу симметрии частицы для ряда случаев они остаются неизменными. Такие функциональные зависимости будут более интересными при рассмотрении несимметричных по форме кристаллов.

На Рисунке 2.5 показаны зависимости степени поляризации St от ориентации пластинки β при разной толщине d и разных значениях показателя преломления для случая неполяризованного падающего излучения. Данная характеристика определялась по формуле (2.48) как комбинация параметров

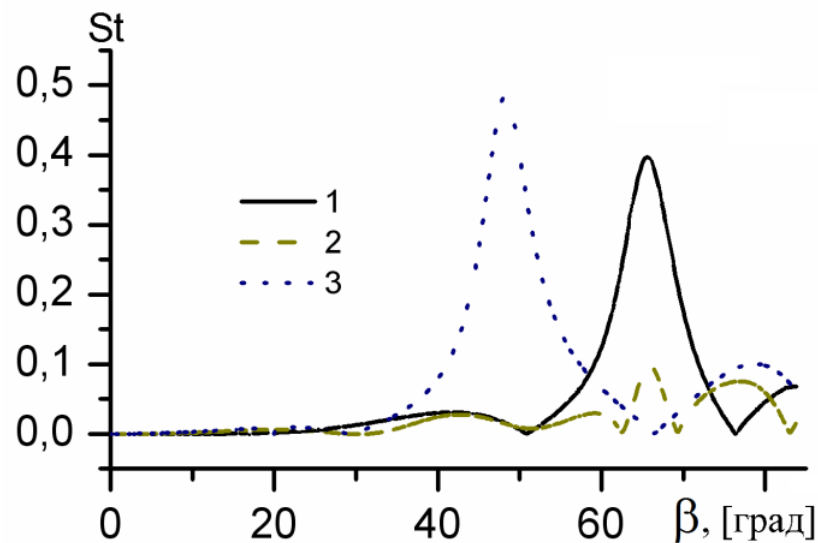


Рисунок 2.5: Зависимость степени поляризации от ориентации пластинки $St(\beta)$ для $a=125$ мкм, $\chi=10^{-4}$, $\lambda=10,6$ мкм, $\vartheta_3=\beta$, $\vartheta_1=0^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$ и при разных d и n : 1 – $n=1,31$, $d=20$ мкм; 2 – $n=1,31$, $d=40$ мкм; 3 – $n=1,41$, $d=20$ мкм.

вектора Стокса. Для их расчета использовалась матрица рассеяния в направлении вперед. Из рисунка видно, что неполяризованное излучение, проходя через пластинку, частично поляризуется. Причем существенное изменение значений St происходит при $\beta > 30^\circ$. Как видно из рисунка, размеры и показатель преломления

кристалла влияют на ход кривой $St(\beta)$. Наибольшие изменения степени поляризации следует ожидать при меньших толщинах и больших значениях показателя преломления ($n=\text{Re}(\tilde{n})$).

На Рисунках 2.6 (а) и 2.6 (б) представлены наиболее выразительные зависимости элементов матрицы рассеяния, а именно, N_{34} , N_{43} , N_{12} от β при

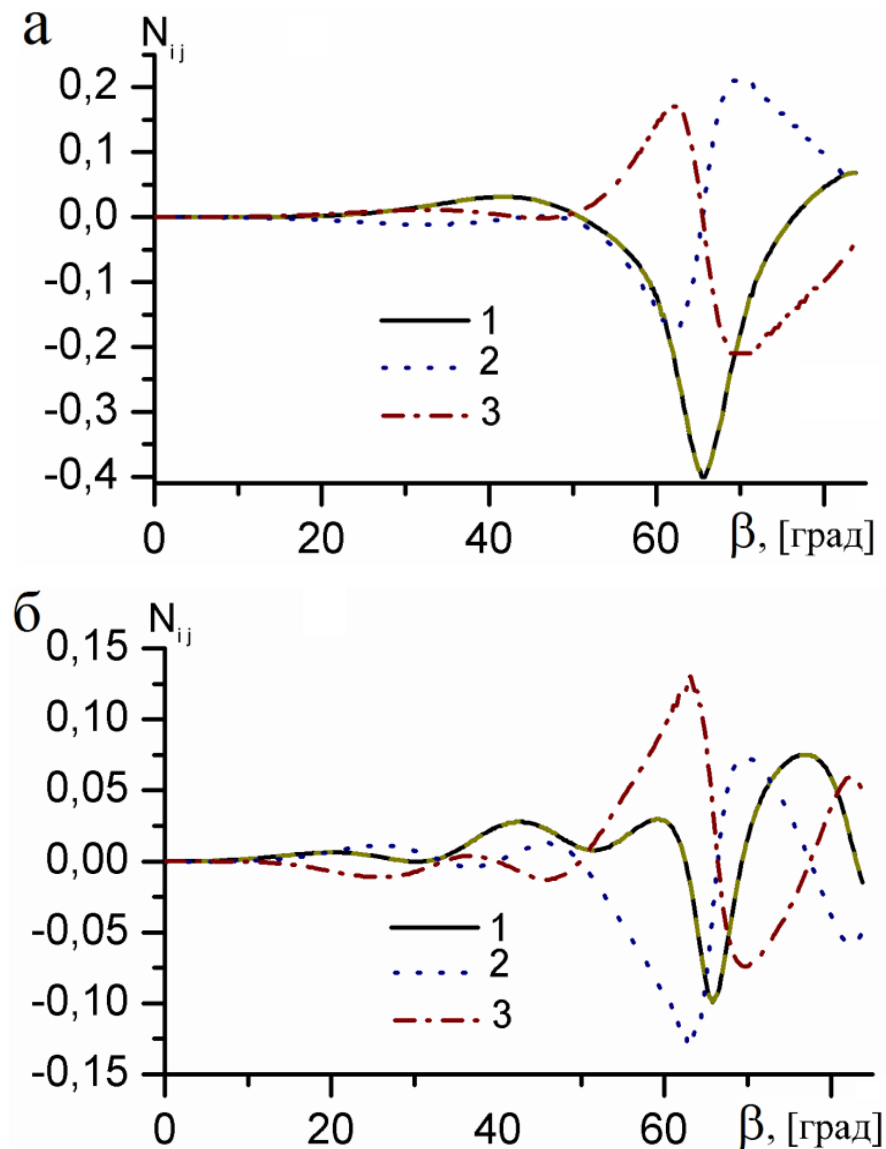


Рисунок 2.6: Зависимость элементов матрицы рассеяния от ориентации пластинки

$N_{ij}(\beta)$ при $d=20$ мкм (а), при $d=40$ мкм (б): 1 – N_{12} ; 2 – N_{34} ; 3 – N_{43} ; $a=125$ мкм,
 $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм, $\vartheta_3=\beta$, $\vartheta_1=0^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$.

разных d . Очевидно, что для отдельной пластинки нормированные диагональные элементы матрицы рассеяния равны 1. Кроме того, $N_{12}=N_{21}$. Из сравнения рисунков 2.6 (а) и 2.6 (б) видно, что изменение размеров частицы приводит к изменению значений элементов матрицы рассеяния. Причем эти изменения проявляются ярче при больших углах β . В случае нормального падения волны на пластинку (при $\beta=0^\circ$) все элементы матрицы, за исключением диагональных, равны 0.

Наиболее выразительные зависимости поляризационных характеристик (к которым относятся недиагональные элементы матрицы рассеяния, степень поляризации) от микрофизических параметров частицы проявляются при больших углах наклона пластинок, в частности, при $\beta>40^\circ$.

Для угла рассеяния ϑ из интервала от 0 до 2° скорость изменения первого элемента матрицы рассеяния наиболее существенно (на порядок) снижается при малых углах наклона пластинок (β) и при этом элемент N_{11} наиболее чувствителен к вариациям микрофизических параметров частицы. При увеличении угла ϑ частотная зависимость рассеяния снижается (в ряде случаев на порядки) и наиболее «резко» в видимом и ближнем ИК диапазонах. Зависимость рассеяния от длины волны, от микрофизических, оптических и ориентационных свойств частицы с учетом рассеяния в телесном угле, превышающем 4° , можно считать пренебрежимо малой.

2.5 Численное исследование характеристик рассеяния в задней полусфере

В разделе 2.1 представлена оптическая модель пластинки применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков. В рамках этой модели в приближении метода физической оптики

получены соотношения для сечений рассеяния излучения в задней полусфере в виде некоторых комбинаций элементов матрицы рассеяния.

Известно, что полное описание поляризованного излучения дают параметры вектора Стокса. При одночастотном поляризационном лазерном зондировании могут быть одновременно использованы четыре измерительных канала по количеству этих параметров. Каждый из них пропорционален соответствующему сечению рассеяния, т.е.

$$S_{\pi_i} = \omega \cdot I_{\pi_i}, (i=1, 2, 3, 4).$$

Для дифференциального сечения рассеяния размерностью величины S_{π_i} является [длина²/стерадиан]. Для сокращения приведем размерность S_{π_i} к [длина²]. Для этого величину S_{π_i} умножим на 4π (подобно характеристике радарного сечения). Коэффициент пропорциональности ω включает в себя в качестве сомножителей все необходимые величины, которые входят в лидарное уравнение. Очевидно, что для всех четырех уравнений, связывающих параметры Стокса с сечениями рассеяния, величина ω одна и та же. Несмотря на то, что значения S_{π_i} невозможно определить из соответствующих лидарных уравнений без привлечения априорной информации, тем не менее, их отношения

$$P_i = \frac{I_{\pi_i}}{I_{\pi_1}} = \frac{S_{\pi_i}}{S_{\pi_1}}, (i=2, 3, 4) \quad (2.49)$$

могут быть измерены непосредственно в эксперименте. При лазерном зондировании дисперсных сред чаще используют передатчик, трансформирующий линейно поляризованное излучение или излучение, имеющее круговую поляризацию. Поэтому в данной работе для анализа поляризационных

свойств рассеянной радиации рассматриваются две величины P_2 и P_4 соответственно при линейной и при круговой поляризациях падающего излучения. Для иллюстрации поляризационных свойств рассеянного в задней полусфере излучения представляется также степень поляризации St .

Известно, что матрица Мюллера включает в себе всю основную информацию о свойствах рассеивающего объема, связанных непосредственно с изменением падающего излучения. Для несферических частиц все 16 элементов матрицы рассеяния (M_{ij}) могут быть отличны от нуля. Задавая необходимые параметры падающего излучения и пластинки, фиксируя положения источника, рассеивателя и приемника, могут быть определены элементы M_{ij} . Одной из информативных величин, характеризующих несферичность рассеивателя, является деполяризационное отношение [4]:

$$D = \frac{M_{11} - M_{22}}{M_{11} + M_{22}}. \quad (2.50)$$

Для сферических или несферических, но хаотически ориентированных частиц, матрица обратного рассеяния имеет диагональную структуру, причем только один ее элемент является информативным, т.е. $M_{11}=M_{ii}$, следовательно, $D=0$. Заметим, что при зеркальном отражении от пластинки только диагональные элементы матрицы обратного рассеяния отличаются от нуля, кроме того их абсолютные значения равны между собой [A61]. Однако при зеркальном отражении от пластинки, для случая бистатической схемы зондирования, только два элемента матрицы из 16 равны нулю (как при произвольном падении и рассеянии излучения) [A14]. Очевидно, в этом случае будет наблюдаться изменение состояния поляризации падающего излучения.

Итак, проведем численное исследование характеристик светорассеяния, которые представляют интерес для бистатического лазерного зондирования таких как S_{π_1} (2.45), D (2.50), P_2 и P_4 (2.49).

Схема эксперимента для бистатического зондирования показана на Рисунке 2.2. Расчеты характеристик светорассеяния, иллюстрируемые на рисунках ниже, проводились для длины волны падающего излучения равной 10.6 мкм, что соответствует длине волны из спектрального окна прозрачности атмосферы. Характеристика длины волны, а именно волновое число, входит в соотношения (2.45), определяющие S_{π_i} сечения рассеяния, нелинейно, как k^2 . Очевидно, что меньшей длине волны при фиксировании остальных входных параметров соответствует больший по амплитуде отраженный сигнал. Для определенности рассмотрим круглую пластинку радиусом a и толщиной d , пластинка имеет комплексный показатель преломления \tilde{n} . Пусть один из углов Эйлера $\alpha=180^\circ$, остальные β и γ будут меняться исходя из численного эксперимента.

На Рисунках 2.7 (а) и (б) приведены зависимости $S_{\pi_1}(\vartheta')$ и $P_4(\vartheta')$ при круговой поляризации падающего излучения (ϑ' – угол между направлениями приема и зеркального отражения). Вычисления проводились при $\vartheta_1=0$, $\vartheta_2=91^\circ$, $\varphi_1=\varphi_2=\varphi_3=0$ и при изменении ϑ_3 от -44° до 44° . Рисунок 2.7 (в) иллюстрирует значения соответствующих углов ϑ' и β , использованных при расчете этих характеристик. Зависимость $S_{\pi_1}(\vartheta')$ с ростом ϑ' осциллирует с быстрым убыванием максимумов амплитуд. Очевидно, что S_{π_1} имеет максимальное значение при $\vartheta' \rightarrow 0$. При изменении ϑ' от 0° до 15° среднее значение сечения рассеяния падает примерно на 4 порядка. При больших углах ϑ' (например, при ϑ' из интервала от 30° до 90°) величина S_{π_1} снижается только на один порядок. Сравнивая значения S_{π_1} при угле $\vartheta' \approx 0^\circ$ и при $\vartheta' \approx 180^\circ$, разница в величинах для

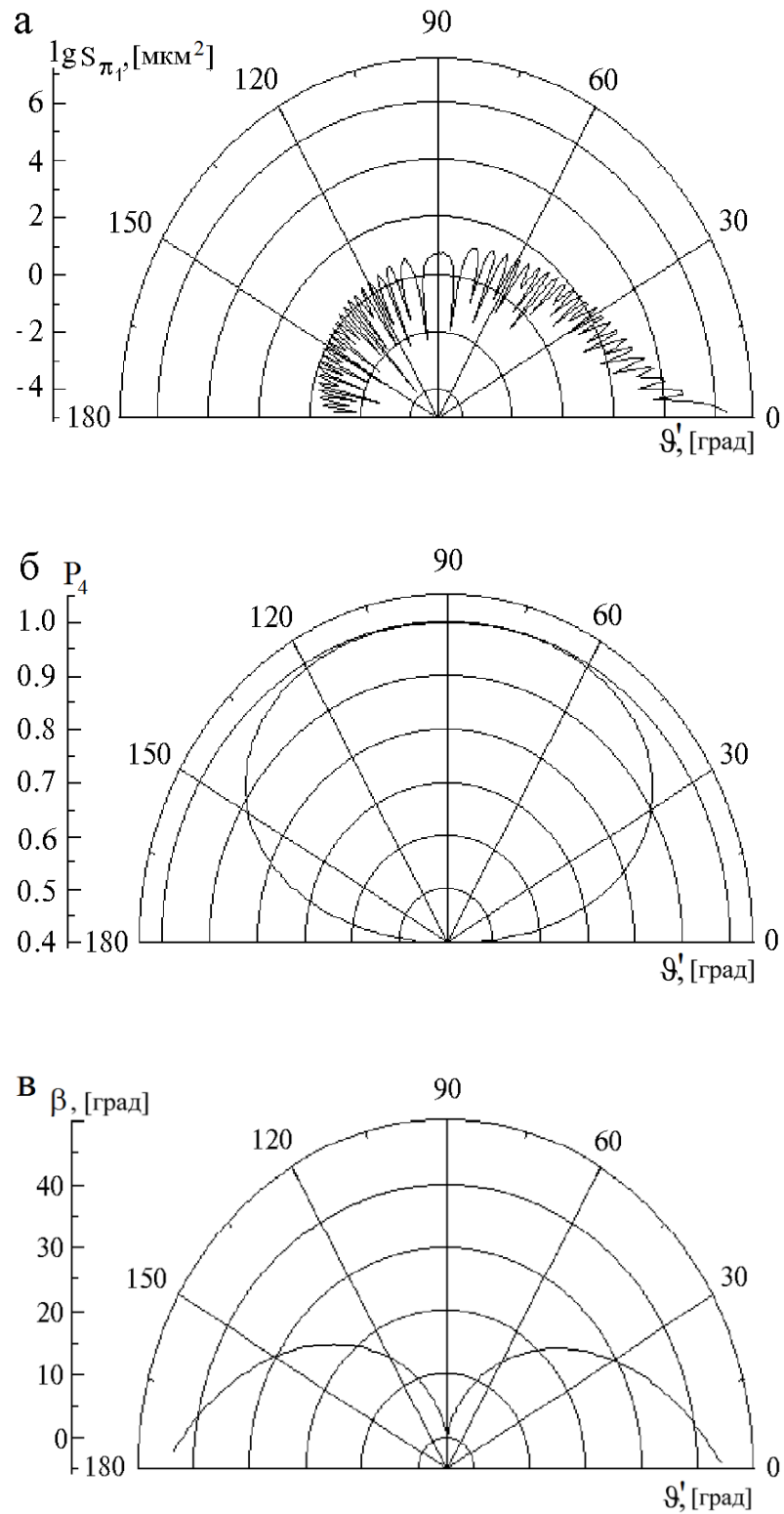


Рисунок 2.7: Зависимости $S_{\pi_1}(\vartheta')$ (а) и $P_4(\vartheta')$ (б) при $a=125$ мкм, $\bar{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм, $I_4/I_1=1$, $I_2=I_3=0$. Соответствие углов ϑ' и β , использованных при расчете S_{π_1} и P_4 (в).

S_{π_1} составляет почти 10 порядков. Из Рисунков 2.7 (б) и (в) видно, что поляризационные свойства наиболее емко проявляются при больших углах β , в частности, при $\beta > 20^\circ$. Таким образом, информативность характеристик, иллюстрируемых на Рисунках 2.7 (а) и (б), проявляется сильнее при изменении ϑ' в интервале от 0 до 10° и при $\beta > 20^\circ$.

На Рисунке 2.8 представлены графики зависимостей $S_{\pi_1}(\beta)$ при круговой поляризации падающего излучения для различных ϑ' . При возрастании ϑ' наблюдается увеличение осцилляций у $S_{\pi_1}(\beta)$. При малых углах ϑ' и β величины сечений рассеяния имеют практически линейную зависимость.

На Рисунках 2.9 (а), (б) и (в) иллюстрируются соответственно зависимости S_{π_1} , D и P_2 от углов ϑ' и γ при линейной поляризации падающего излучения. Значения углов $\gamma=90^\circ$ и $\gamma=270^\circ$ представляют случай, когда одна из

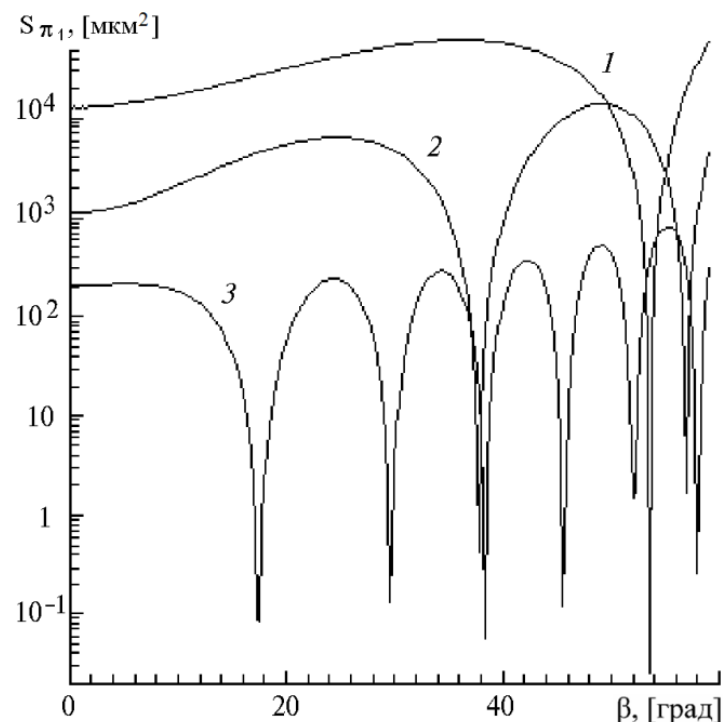


Рисунок 2.8: Зависимости $S_{\pi_1}(\beta)$ при $a=125$ мкм, $\bar{n}=1.31+i \cdot 10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм, $I_1/I_4=1$, $I_2=I_3=0$ и разных ϑ' : 1 – $\vartheta'=5^\circ$, 2 – $\vartheta'=10^\circ$, 3 – $\vartheta'=30^\circ$.

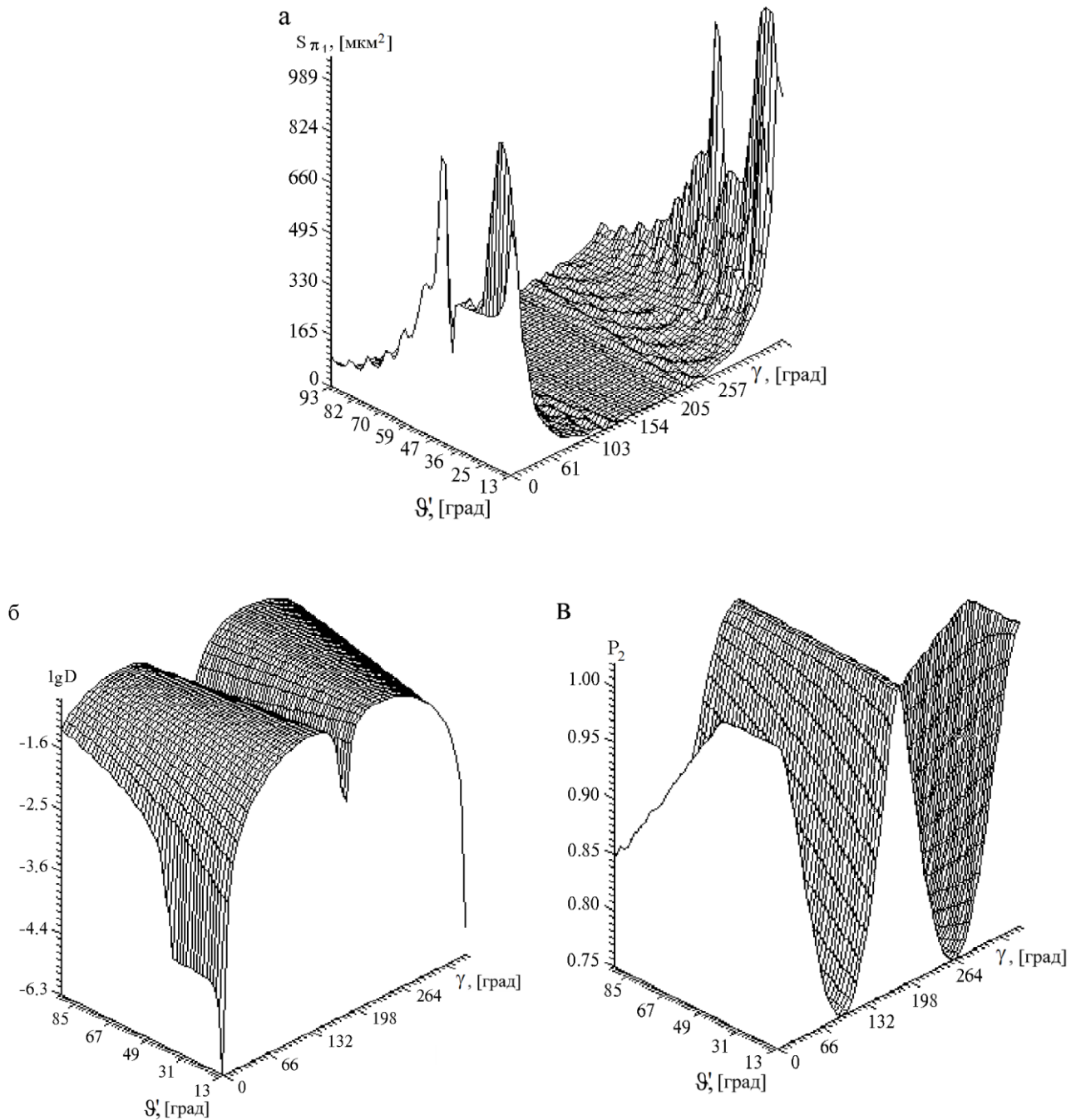


Рисунок 2.9: Зависимость $S_{\pi_1}(\gamma, \theta')$ (а), зависимость $D(\gamma, \theta')$ (б) и зависимость $P_2(\theta')$ (в) при $a=125$ мкм, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}$, $\beta=20^\circ$, $\lambda=10.6$ мкм, $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$.

составляющих электрического вектора, например, \mathbf{E}_1 перпендикулярна плоскости поляризации падающего излучения, а при $\gamma=0^\circ$ и $\gamma=180^\circ$ \mathbf{E}_1 параллельна ей. Все три графика имеют зеркальную симметрию относительно $\gamma=180^\circ$. При $\gamma=0^\circ$ и $\gamma=180^\circ$ изменение поляризации падающего излучения не наблюдается, т.е. $D=0$ и

$P_2=1$. Из анализа Рисунков 2.9 (б) и 2.9 (в) видно, что относительные величины, такие как D и P_2 , от угла ϑ' практически не зависят.

На Рисунках 2.10 (а), (б) и (в) в случае линейной поляризации падающего излучения представлены $S_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$ при различной ориентации пластинки. Чем больше β , тем меньше значения сечения рассеяния $S_{\pi_1}(\gamma)$ (см.

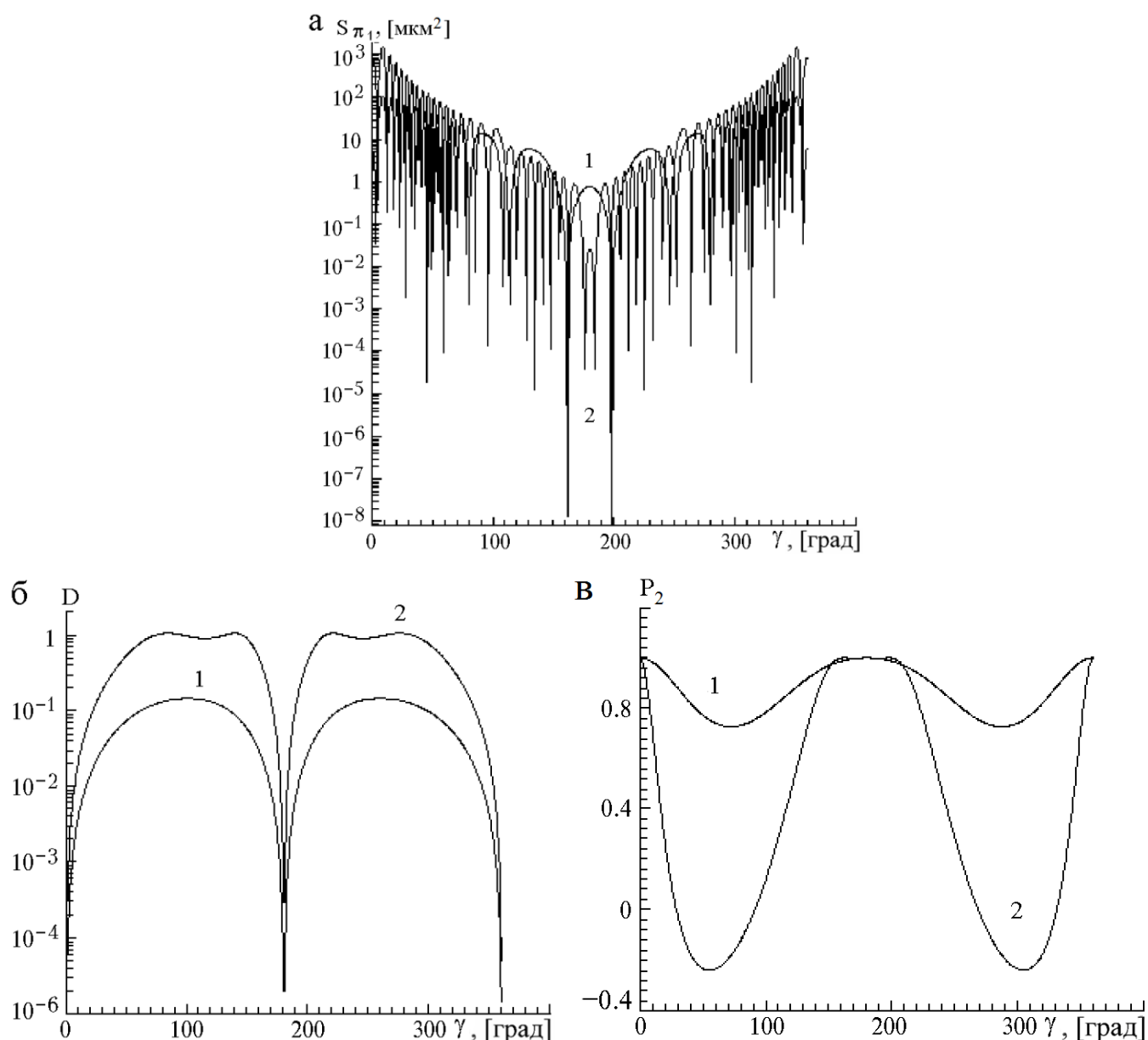


Рисунок 2.10: Зависимости $S_{\pi_1}(\gamma)$ (а), $D(\gamma)$ (б) и $P_2(\gamma)$ (в) при $a=125$

МКМ, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}$, $\lambda=10.6$ МКМ, $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$ и различной ориентации пластинки:

1 – $\beta=20^\circ$; 2 – $\beta=40^\circ$.

Рисунок 2.10 (а)). При увеличении угла β возрастают величины максимумов деполаризационного отношения (см. Рисунок 2.10 (б)) и ниже становятся минимумы для P_2 (см. Рисунок 2.10 (в)). Изменения кривых 1 и 2 от угла ϑ' будут практически одинаковы. Напомним, что зависимости $S_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$ и $P_2(\gamma)$, отмеченные на Рисунках 2.10 (а), (б) и (в) цифрой 1, уже иллюстрировались на соответствующих Рисунках 2.9 (а), (б) и (в), но в трехмерном изображении, как $S_{\pi_1}(\vartheta', \gamma)$, $D(\vartheta', \gamma)$, $P_2(\vartheta', \gamma)$.

Рисунок 2.11 показывает зависимость $P_2(\gamma)$ при линейной поляризации падающего излучения для различных значений показателя преломления (n) и ориентации пластинки (β). Заметим, что чем выше величина угла β , тем

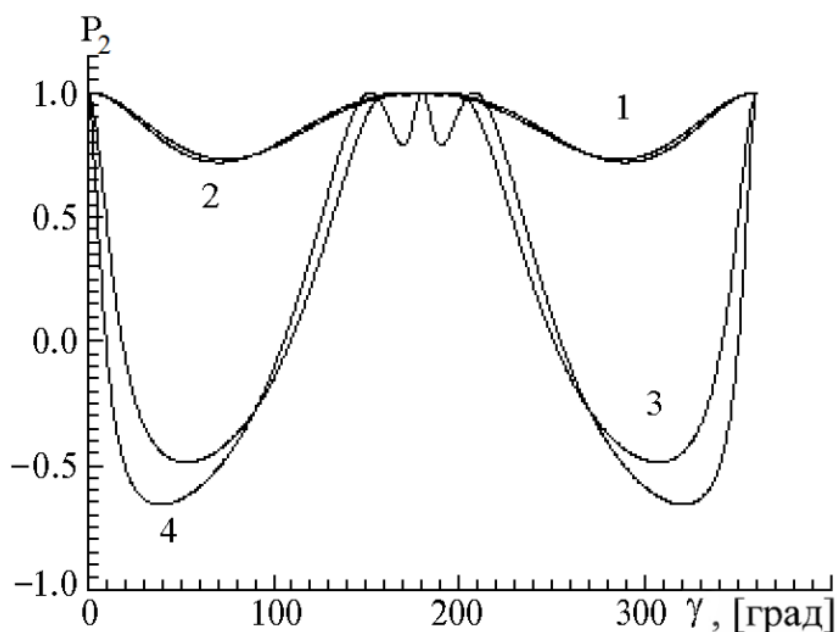


Рисунок 2.11: Зависимость P_2 от γ при $a=125$ мкм, $\chi=10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм, $I_2/I_1=1$, $I_2=I_3=0$ и при различных значениях показателя преломления (n): 1 – $n=1.42$, $\beta=20^\circ$; 2 – $n=1.20$, $\beta=20^\circ$; 3 – $n=1.42$, $\beta=45^\circ$; 4 – $n=1.20$, $\beta=45^\circ$.

значительнее отличаются поляризационные характеристики $P_2(\gamma)$ при одинаковых изменениях оптических свойств частицы. Безразмерные зависимости $P_2(\gamma)$ при

$\beta=20^\circ$, рассчитанные при $n=1.41$ и $n=1.20$ (отмеченные на Рисунке 2.11 соответственно цифрами 1 и 2), отличаются друг от друга не более чем на 0.15. При больших углах (в частности, $\beta=45^\circ$) отношения сечений $P_2(\gamma)$ для тех же значений показателя преломления (цифра 3 на Рисунке 2.11 соответствует $n=1.42$, а 4 – $n=1.20$) в минимумах отличаются примерно на 0.4. Тогда очевидно, что более информативные данные для оценки показателя преломления являются значения P_2 при больших углах β . Из Рисунка 2.11 видно, что каждая кривая P_2 на отрезке $(0, 180^\circ)$ не является симметричной. Поэтому ориентация плоскости падения волны может быть определена однозначно. Угол γ можно менять в эксперименте, поворачивая лидар вокруг оси. В результате неизвестным параметрам β и n будет соответствовать некоторая кривая. Таким образом, при использовании поляризационной характеристики P_2 существует возможность определения угла ориентации β и показателя преломления n .

Следует отметить, что характеристики светорассеяния, представленные на Рисунках 2.9, 2.10 и 2.11, рассматривались в системе координат, выбранной так, что ось пластинки лежала в плоскости референции (азимутальный угол $\varphi=0$). В этом случае для характеристик $S_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$ и $P_2(\gamma)$ наблюдается зеркальная симметрия относительно $\gamma=180^\circ$.

Входными параметрами при определении величин $S_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$, иллюстрируемых на Рисунках 2.12 (а), (б) и (в), являлись $\vartheta_1=20^\circ$, $\vartheta_2=127^\circ$, $\vartheta_3=30^\circ$, $\varphi_1=10^\circ$, $\varphi_2=4^\circ$, значения φ_3 менялись от 0° до 360° . Расчеты проводились для случая, когда все углы Эйлера α , β , γ (см. Рисунок 2.12 (г)) и азимутальный угол φ отличны от нуля. В этом случае зеркальная симметрия для зависимостей $S_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$ нарушается, положение экстремумов смещается. Эта особенность может быть использована при определении положения частицы в пространстве относительно плоскости референции.

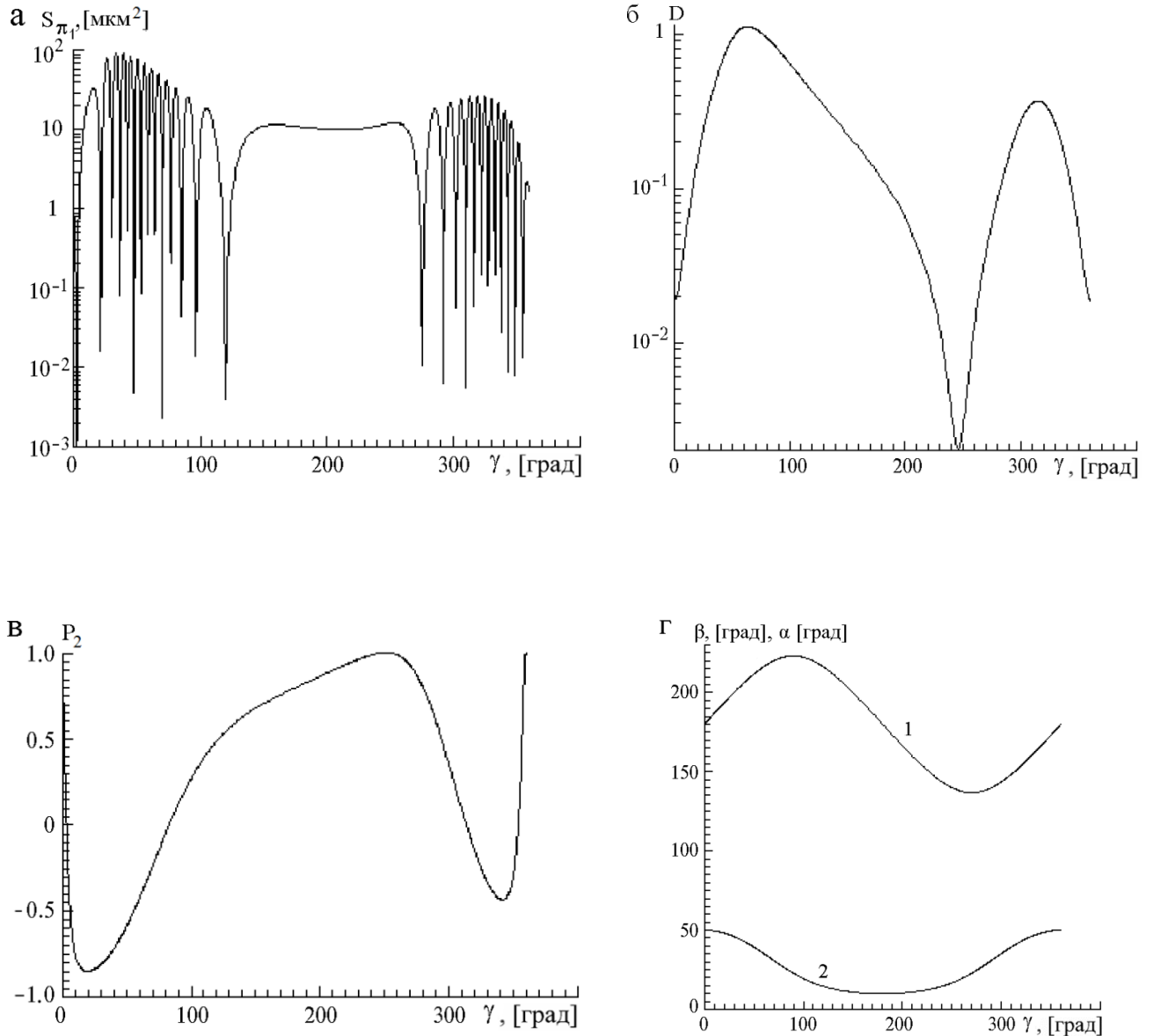


Рисунок 2.12: Зависимость $S_{\pi_1}(\gamma)$ (а), зависимость $D(\gamma)$ (б), зависимость $P_2(\gamma)$ (в) при $a=125$ мкм, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм, $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$. Соответствие углов γ , α и β (г) (для расчета зависимостей, представленных на Рисунках 2.12 (а) – (в)): 1 – $\alpha(\gamma)$, 2 – $\beta(\gamma)$.

На Рисунке 2.13 представлены $S_{\pi_1}(a)$ от радиуса пластинки при различных ее ориентациях в пространстве и круговой поляризации падающего излучения. Увеличение S_{π_1} пропорционально увеличению размеров пластинки. Подобный характер зависимости сечения обратного рассеяния от радиусов диска

наблюдался для модели частицы применительно к моностатическому зондированию [А61]. Отметим, что деполяризационное отношение и отношения сечений рассеяния от размеров пластинок не зависят.

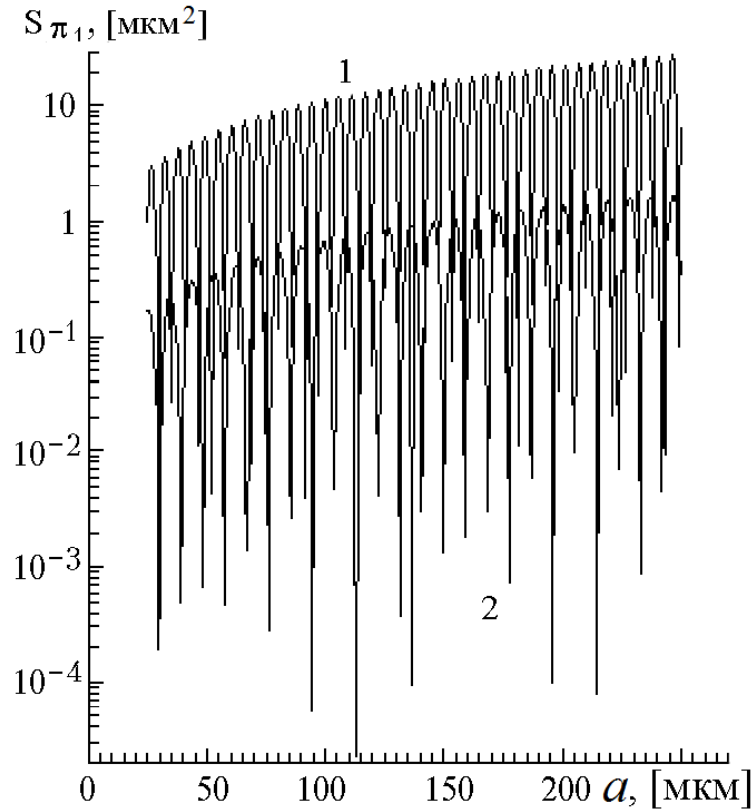


Рисунок 2.13: Зависимость S_{π_1} от радиуса пластинки a при $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм и при различной ориентации: 1 – $\beta=10^\circ$, 2 – $\beta=40^\circ$, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}$.

Для случая зеркального отражения ($\vartheta'=0$) на Рисунках 2.14 (а) и (б) иллюстрируются зависимости сечения рассеяния S_{π_1} и отношения сечений P_2 при линейной поляризации падающего излучения от угла γ для различных β . В случае зеркального отражения S_{π_1} и P_2 принимают экстремальные значения в точках $\gamma=90\cdot i$ (i – целое число). Подобный характер зависимостей мы уже наблюдали на Рисунке 2.10 при $\vartheta'\neq 0$. Положение их минимумов и максимумов связано с величиной β .

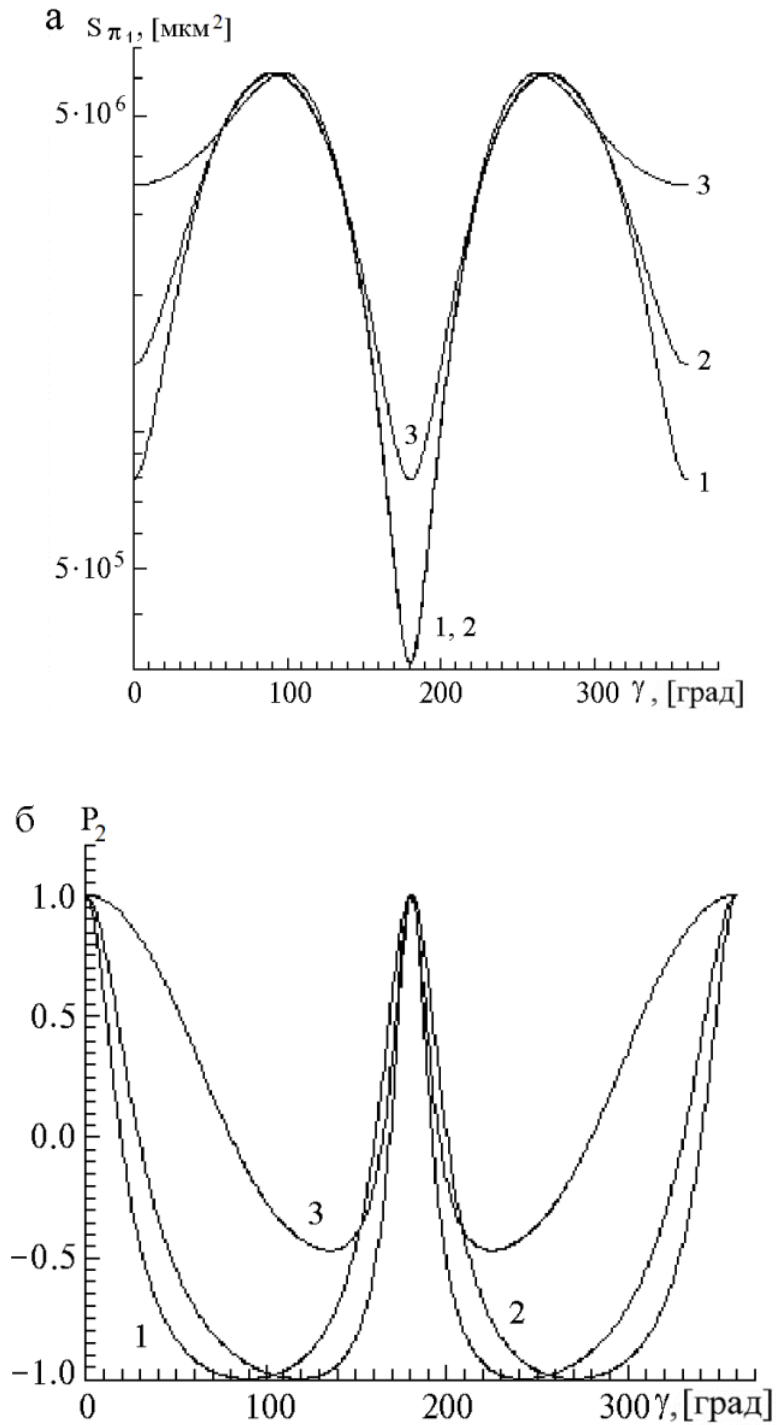


Рисунок 2.14: Зависимости $S_{\pi_1}(\gamma)$ (а) и $P_2(\gamma)$ (б) при различных углах ориентации

β : 1 – $\beta=0^\circ$; 2 – $\beta=10^\circ$; 3 – $\beta=40^\circ$.

На Рисунках 2.15 (а), (б) и (в) представлены величины S_{π_1} , D и P_2 (для $\vartheta'=0^\circ$) от ориентации пластинки β при линейной поляризации падающего

излучения. У зависимостей $S_{\pi_1}(\beta)$ и $P_2(\beta)$ наблюдаем минимум, а у $D(\beta)$ максимум в области $\beta \approx 50^\circ$. Положение экстремумов зависит от значений α , β , γ .

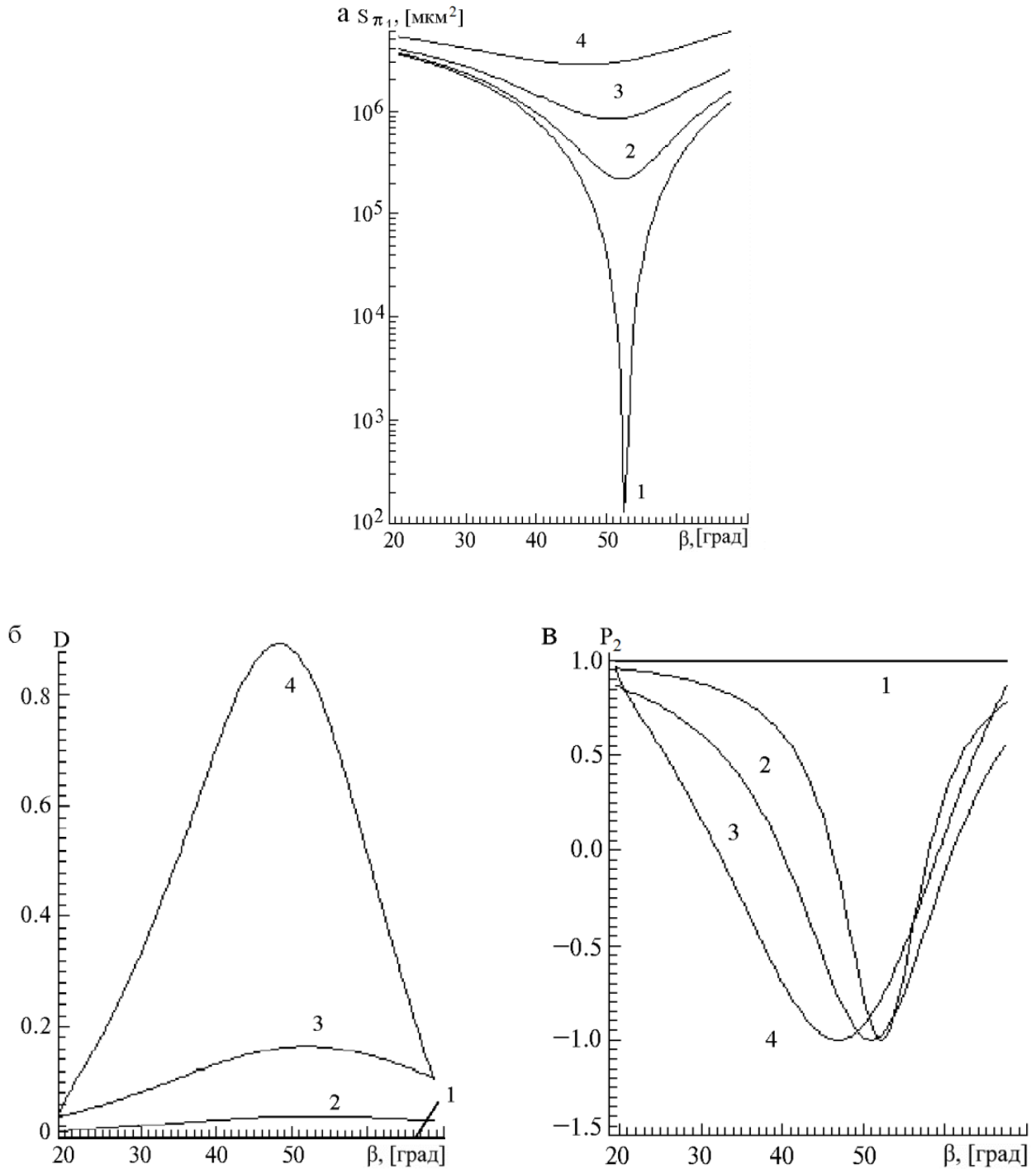


Рисунок 2.15: Зависимости $S_{\pi_1}(\beta)$ (а), $D(\beta)$ (б), $P_2(\beta)$ (в) при различных положениях

источника и приемника, $\vartheta_1 \in (-79^\circ, 86^\circ)$, $\varphi_1 = 0$, $\vartheta_2 = 100^\circ$, 1 – $\varphi_2 = 0^\circ$, 2 – $\varphi_2 = 10^\circ$,

3 – $\varphi_2 = 20^\circ$, 4 – $\varphi_2 = 40^\circ$.

В работе [А6, А11] нами были проиллюстрированы закономерности взаимосвязи поляризационных характеристик и значений \tilde{n} , β , γ , которые являлись информативными для определения ориентации и показателя преломления пластинок по данным моностатического поляризационного лазерного зондирования. Подобное поведение зависимостей $P_2(\beta)$ и $P_4(\beta)$ показано на Рисунках 2.7 (б), 2.9 (в), 2.10 (в), 2.11, 2.14 (б), 2.15 (б).

Изменение поляризационных характеристик связано не только с вариациями ориентации, но и с формой и размерами кристаллов. При зондировании моностатическим лидаром сложных по структуре облаков вряд ли можно получить достоверную информацию из поляризационных характеристик без привлечения дополнительной информации. Делая акцент на эффект зеркального отражения, бистатическая схема зондирования позволяет в разнообразной по составу полидисперсной среде выделить ту часть кристаллического аэрозоля, которая представлена ориентированными пластинками. Кроме того, используя возможность сканировать лидаром, может быть получен высокоамплитудный зеркально отраженный сигнал и зафиксировано изменение состояния поляризации падающего излучения, что несет в себе информацию об оптических, микрофизических и ориентационных свойствах исследуемого атмосферного образования.

Рассмотрим результаты расчета энергетических и поляризационных характеристик излучения, зеркально отраженного от отдельной пластинки. На Рисунках 2.16 (а) и (б) представлены численные расчеты характеристик светорассеяния в зависимости от азимутального угла φ_1 при трех различных положениях частицы относительно направления падения излучения. Значения расчетных характеристик в точке $\varphi_1=0^\circ$ для углов $\vartheta_1=-40^\circ$ (отмеченные цифрой 1), для $\vartheta_1=-10^\circ$ (отмеченные цифрой 2), $\vartheta_1=0^\circ$ (отмеченные цифрой 3) однозначно связаны с величинами углов β , равными соответственно 60° , 45° и 40° . При увеличении φ_1 от 0° до 180° значение углов β возрастает на несколько

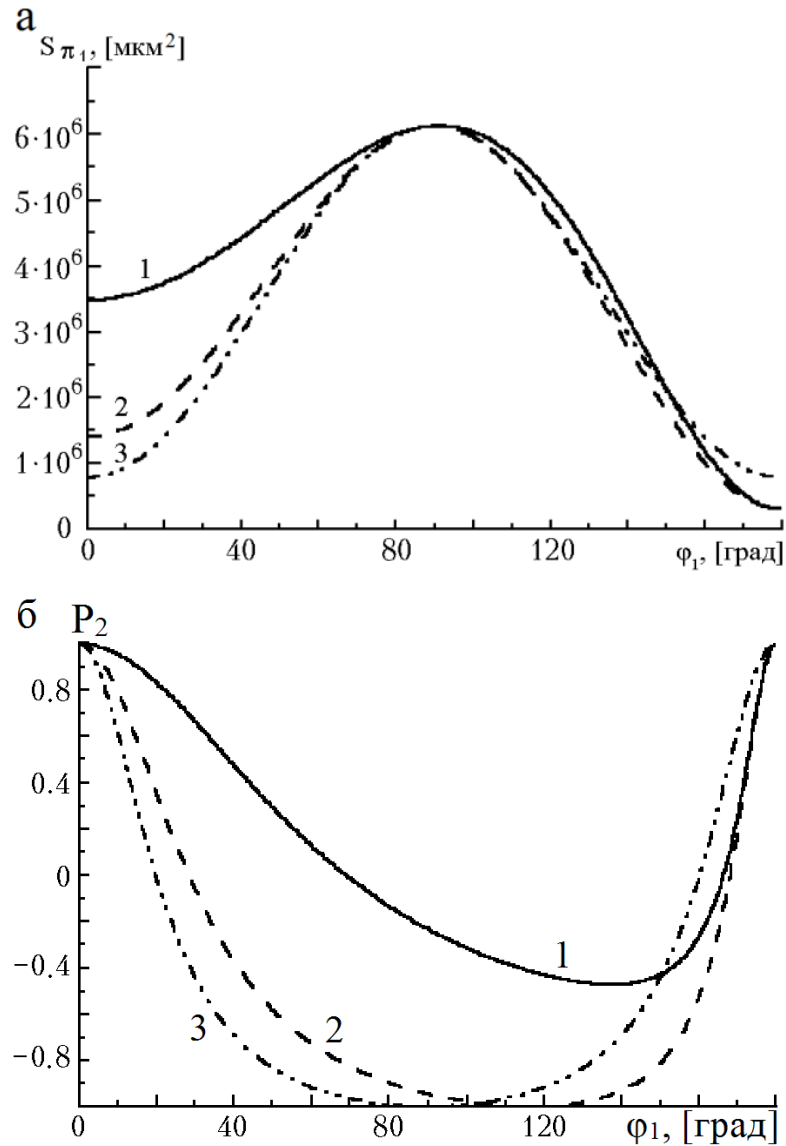


Рисунок 2.16: Зависимость сечения рассеяния $S_{\pi_1}(\varphi_1)$ (а), зависимость $P_2(\varphi_1)$ (б)

при $a=125$ мкм, $\tilde{n}=1.31+i \cdot 10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм, $I_2/I_1=1$, $I_4=I_3=0$, $\vartheta_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$: 1 –

$\vartheta_1=-40^\circ$, 2 – $\vartheta_1=-10^\circ$, 3 – $\vartheta_1=0^\circ$.

градусов. Рисунок 2.16 (а) иллюстрирует зависимость сечения рассеяния $S_{\pi_1}(\varphi_1)$ при различных положениях источника и приемника излучения. При изменении угла φ_1 наблюдаем изменения амплитуды отраженного сигнала. Скорость изменения сечения рассеяния при меньших значениях β выше (кривая 3), чем при больших значениях β (кривая 1). Все три кривые имеют один и тот же максимум

для S_{π_1} при $\varphi_1=90^\circ$ (Рисунок 2.16 (а)) и минимумы S_{π_1} в точках $\varphi_1=0^\circ$ и $\varphi_1=180^\circ$. На Рисунке 2.16 (б) представлены зависимости поляризационных характеристик $P_2(\varphi_1)$ в случае линейной поляризации падающего излучения. Положение минимума каждой кривой зависит от угла β . Из Рисунка 2.16 (б) видно, что чем больше значение угла β , тем выше расположена точка минимума зависимости $P_2(\varphi_1)$.

На Рисунке 2.17 (а) представлены значения степени поляризации St при

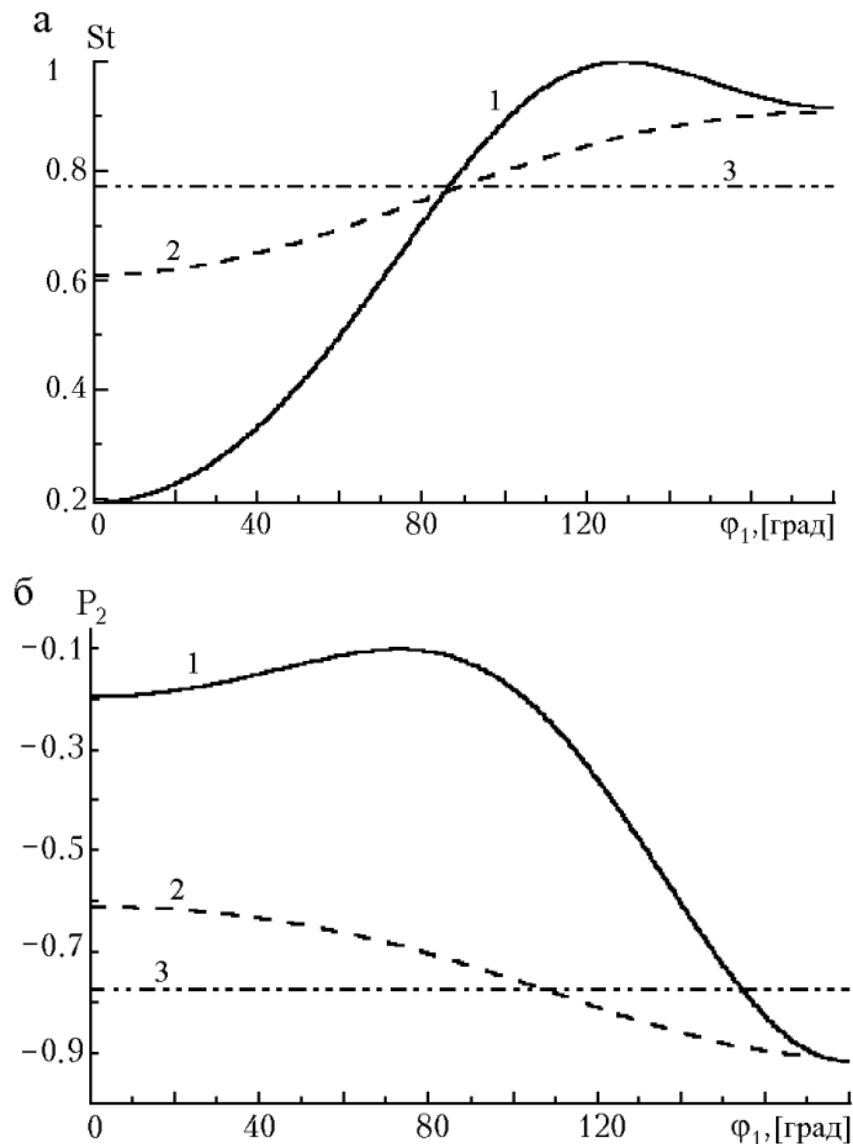


Рисунок 2.17: Зависимость степени поляризации $St(\varphi_1)$ (а), зависимость $P_2(\varphi_1)$ (б)

для неполяризованного падающего излучения ($I_1=1$, $I_2=I_4=I_3=0$), $\lambda=10.6$ мкм, $a=125$ мкм, $\tilde{n}=1.31+i \cdot 10^{-4}$, $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$: 1 – $\vartheta_1=-40^\circ$; 2 – $\vartheta_1=-10^\circ$; 3 – $\vartheta_1=0^\circ$.

различных положениях частицы для неполяризованного падающего излучения. Кривые, иллюстрирующие изменение степени поляризации в зависимости от азимутального угла φ_1 , имеют более крутые склоны при больших углах β . Из Рисунков 2.17 (а) и 2.17 (б) видно, что неполяризованное излучение после отражения от пластинки почти полностью становится линейно поляризованным при изменении φ_1 от 120° до 180° . Характер изменения поляризационной характеристики $P_2(\varphi_1)$ более выражен при больших β (кривая 1 на Рисунке 2.17 (б)).

В натуральных условиях показатель преломления облачных кристаллов может отличаться от показателя преломления чистого льда. В этой связи проведем численное исследование зависимостей характеристик отраженного излучения от оптических свойств пластинки.

Рисунок 2.18 (а) представляет зависимость S_{π_1} сечения рассеяния при изменении φ_1 для разных показателей преломления. Интенсивность отраженного сигнала меняется в пределах одного порядка при изменении показателя преломления на 0.1, причем наибольшие ее изменения наблюдаются в точках максимума.

Рисунки 2.18 (б) и 2.19 (а) иллюстрируют характер изменения отношений сечений рассеяния $P_2 = S_{\pi_2} / S_{\pi_1}$ и $P_4 = S_{\pi_4} / S_{\pi_1}$ соответственно при линейной или круговой поляризации падающего излучения в зависимости от азимутального угла φ_1 для разных значений показателя преломления частицы. Отношение P_2 равно 1, когда вектор \mathbf{E}_1 линейно поляризованной падающей волны (в этом случае $\mathbf{E}_2=0$) лежит в плоскости падения ($\varphi_1=0^\circ$ или $\varphi_1=180^\circ$). Каждая кривая $P_2(\varphi_1)$ на отрезке от 0° до 180° не является симметричной. То или иное положение точки минимума кривой $P_2(\varphi_1)$ соответствует определенной ориентации плоскости падения электромагнитной волны и определенному значению показателя преломления частицы. Поляризационная характеристика $P_4(\varphi_1)$ для случая круговой поляризации падающего излучения (Рисунок 2.19 (а)) имеет

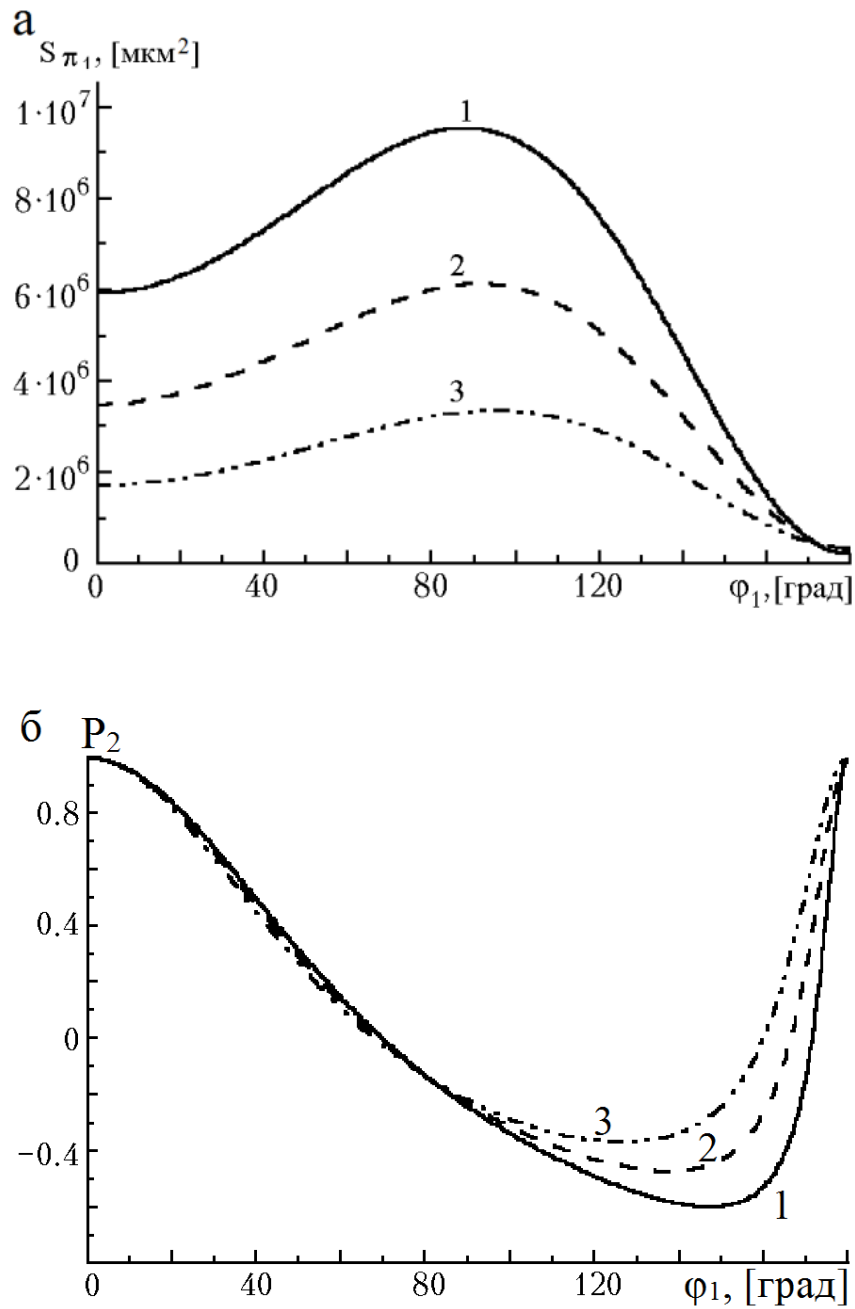


Рисунок 2.18: Зависимость сечения рассеяния $S_{\pi_1}(\varphi_1)$ (а), зависимость $P_2(\varphi_1)$ (б) при линейной поляризации падающего излучения ($I_2/I_1=1$, $I_4=I_3=0$), $\lambda=10.6$ мкм $a=125$ мкм, $\tilde{n}=n+i \cdot 10^{-4}$, $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$: 1 – $n=1.42$, 2 – $n=1.31$, 3 – $n=1.21$.

наибольшую скорость изменения при увеличении φ_1 от 80° до 180° . Наибольшее отличие величин P_4 для разных значений показателя преломления наблюдается при φ_1 , близких к 180° .

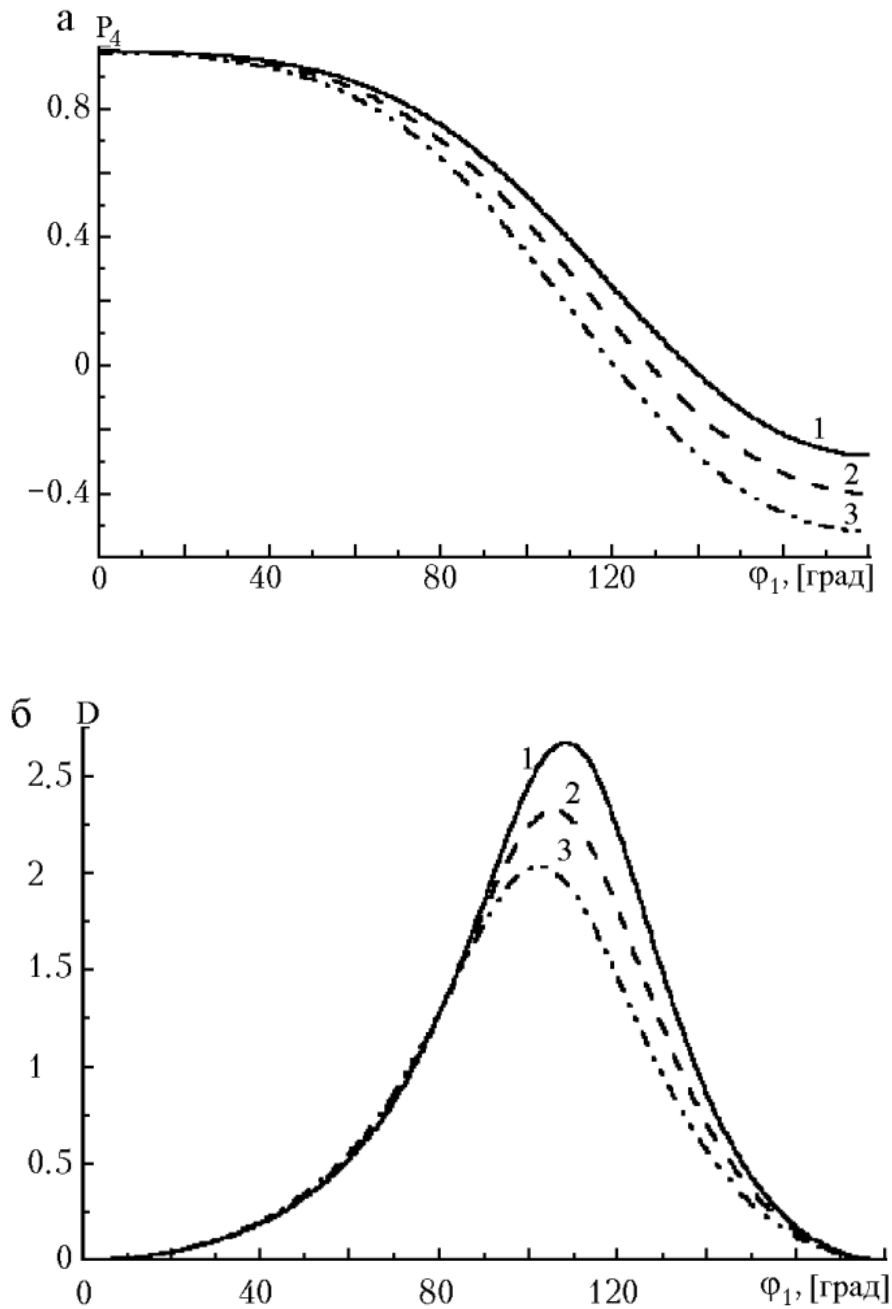


Рисунок 2.19: Зависимость отношения сечений рассеяния $P_4(\varphi_1)$ при круговой поляризации падающего излучения ($I_4/I_1=1$, $I_2=I_3=0$) (а), зависимость $D(\varphi_1)$ (б) при $a=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $\tilde{n}=n+i \cdot 10^{-4}$, $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$: 1 – $n=1.42$, 2 – $n=1.31$, 3 – $n=1.21$.

На Рисунке 2.19 (б) представлена зависимость деполаризационного отношения $D(\varphi_1)$ при разных значениях показателя преломления. Положение единственного максимума для $D(\varphi_1)$ однозначно связано с изменением n .

На Рисунках 2.20 (а) и (б) представлены зависимости поляризационных характеристик для случая неполяризованного падающего излучения под углом $\beta=60^\circ$ для разных значений показателя преломления. Заметим, что зависимости $St(\varphi_1)$ (см. Рисунок 2.20 (а), кривая 2) и $P_2(\varphi_1)$ (см. Рисунок 2.20 (б), кривая 2)

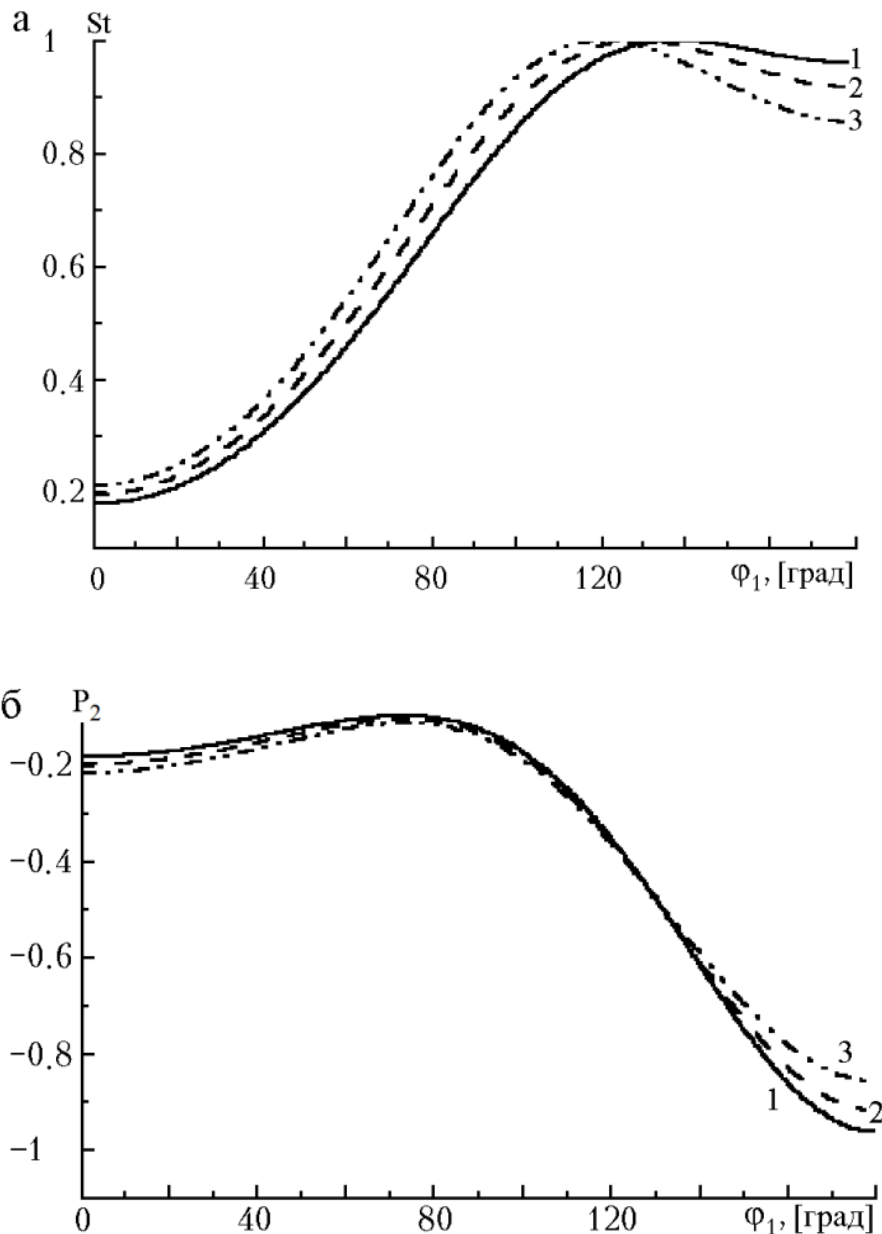


Рисунок 2.20: Зависимость степени поляризации $St(\varphi_1)$ (а) и зависимость $P_2(\varphi_1)$

(б) для неполяризованного падающего излучения $a=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $\tilde{n}=n+i\cdot 10^{-4}$, $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$: 1 – $n=1.42$; 2 – $n=1.31$; 3 – $n=1.21$.

уже иллюстрировались на Рисунках 2.17 (а) и 2.17 (б) (кривые, отмеченные цифрой 1), когда исследовались упомянутые характеристики $St(\varphi_1)$ и $P_2(\varphi_1)$ при различном положении пластинки. Из Рисунков 2.20 (а) и 2.20 (б) видно, что наибольшее различие величин St и P_2 для разных значений n наблюдается при $\varphi_1=180^\circ$. Заметим, что изменение степени поляризации St или поляризационной характеристики P_2 однозначно связаны с вариациями значений показателя преломления и β угла ориентации пластинки относительно направления падения излучения. Это в свою очередь дает основание предположить, что возможно однозначное определение показателя преломления и положения кристалла в пространстве по данным пассивного зондирования. Наибольшее различие поляризационных характеристик P_2 для разных показателей преломления наблюдается при $\varphi_1=180^\circ$.

Следует отметить, что для зависимостей, иллюстрируемых на Рисунках 2.21 – 2.23, справедливо соотношение между углами $\vartheta_1=\beta$. На Рисунке 2.21

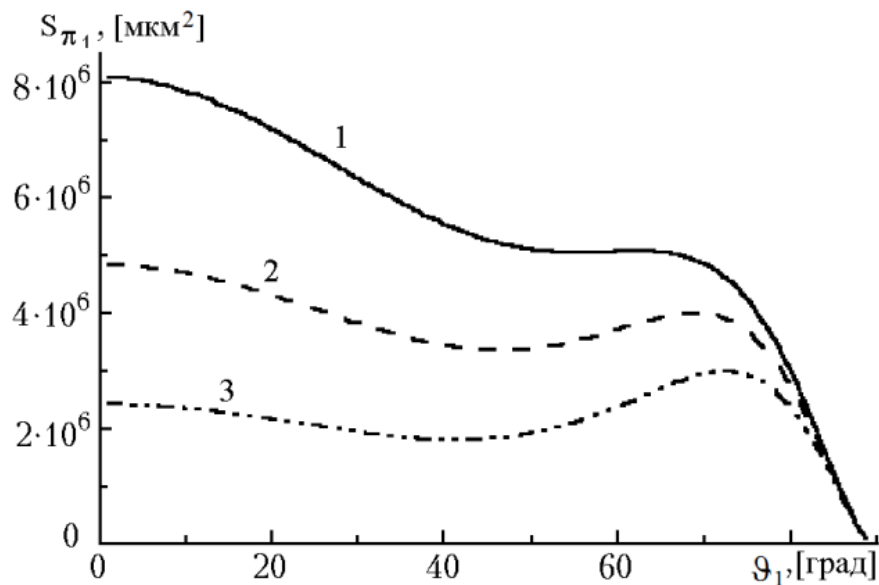


Рисунок 2.21: Зависимость сечения рассеяния $S_{\pi_1}(\vartheta_1)$ для произвольного

состояния поляризации падающего излучения $a=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм,

$$\tilde{n}=n+i \cdot 10^{-4}, \varphi_1=0^\circ, \varphi_2=0^\circ, \varphi_3=0^\circ, \vartheta_2=180^\circ-\vartheta_1 (\vartheta_1=\beta), \vartheta_3=0^\circ, 1 - n=1.42, 2 -$$

$$n=1.31, 3 - n=1.21.$$

представлены зависимости сечения рассеяния $S_{\pi_1}(\vartheta_1)$ для разных значений показателя преломления частицы, величины которых не зависят от состояния поляризации падающего излучения. Из рисунка видно, что чем больше показатель преломления, тем выше амплитуда отраженного сигнала. Различия в абсолютных значениях $S_{\pi_1}(\vartheta_1)$ для разных n значительнее проявляются при β из интервала от 0° до 45° . Известный факт, что отражательная способность ледяной пластинки для углов β от 0° до 60° равна примерно 0.1, а для углов β от 60° до 90° резко возрастает до 1. Однако из рисунка 6 видно, что значение сечения рассеяния для меньших углов β выше. Это можно объяснить следующим, при численных расчетах сечения рассеяния необходимо провести интегрирование по площади проекции геометрического сечения частицы в рассматриваемом направлении зеркального отражения, и чем выше значения угла β , тем меньше площадь проекции. В результате, рассчитанное значение S_{π_1} сечения рассеяния, как интеграл характеристики рассеяния по большей площади, выше, чем величина S_{π_1} , соответствующая меньшему сечению отраженного пучка. Отметим, что расчетные характеристики, иллюстрируемые на Рисунке 2.21, проводились при $\varphi_1=0^\circ$. В этом случае деполяризационное отношение D и поляризационная характеристика P_2 являются неинформативными.

На Рисунке 2.22 иллюстрируется зависимость отношения сечений рассеяния $P_4(\vartheta_1)$ при круговой поляризации падающего излучения для разных показателей преломления n . Наибольшее различие величины P_4 наблюдается для углов β из промежутка от 40° до 70° . Поляризационная характеристика практически не меняется на интервале β от 0° до 20° и $P_4=1$, на интервале β от 80° до 90° P_4 равна примерно -1 .

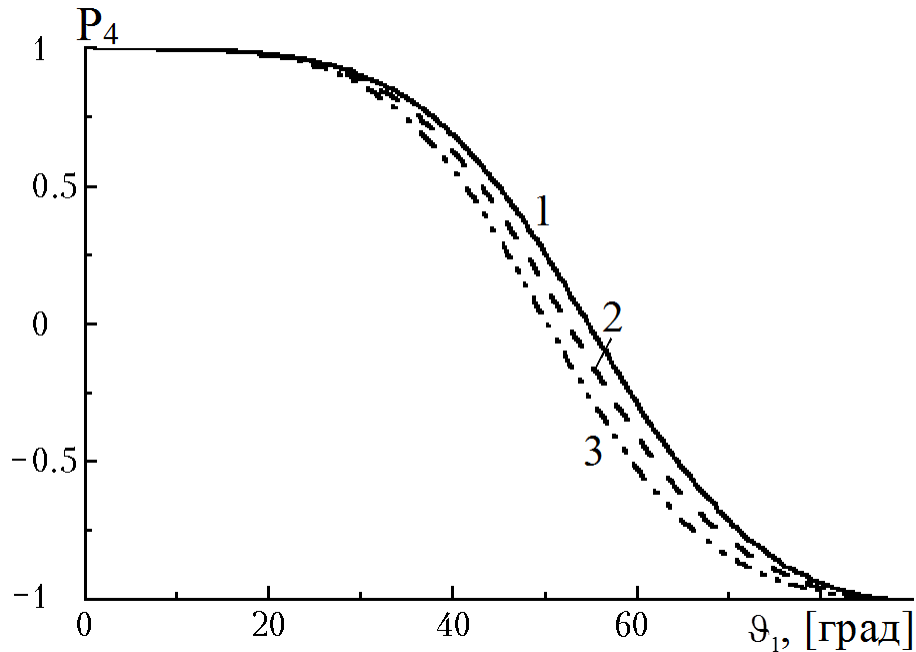


Рисунок 2.22: Зависимость отношения сечений рассеяния $P_4(\vartheta_1)$ при круговой поляризации падающего излучения ($I_4/I_1=1$, $I_2=I_3=0$) $a=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $\tilde{n}=n+i\cdot 10^{-4}$, $\varphi_1=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$, $\vartheta_2=180^\circ-\vartheta_1$ ($\vartheta_1=\beta$), $\vartheta_3=0^\circ$, 1 – $n=1.42$, 2 – $n=1.31$, 3 – $n=1.21$.

На Рисунках 2.23 (а) и 2.23 (б) представлены соответственно зависимости степени поляризации St и поляризационной характеристики P_2 при разных значениях показателя преломления пластинки в зависимости от ориентации пластинки относительно направления падения неполяризованного излучения. Положение максимума степени поляризации, которое располагается в рамках β от 50° до 60° , сдвигается вправо при увеличении показателя преломления. Точка максимума кривой St соответствует случаю, когда падающее неполяризованное излучение после отражения от пластинки почти полностью поляризуется. Поляризационная характеристика P_2 имеет минимум в точке β , (что соответствует наибольшему значению степени поляризации), положение которого смещается при изменении n .

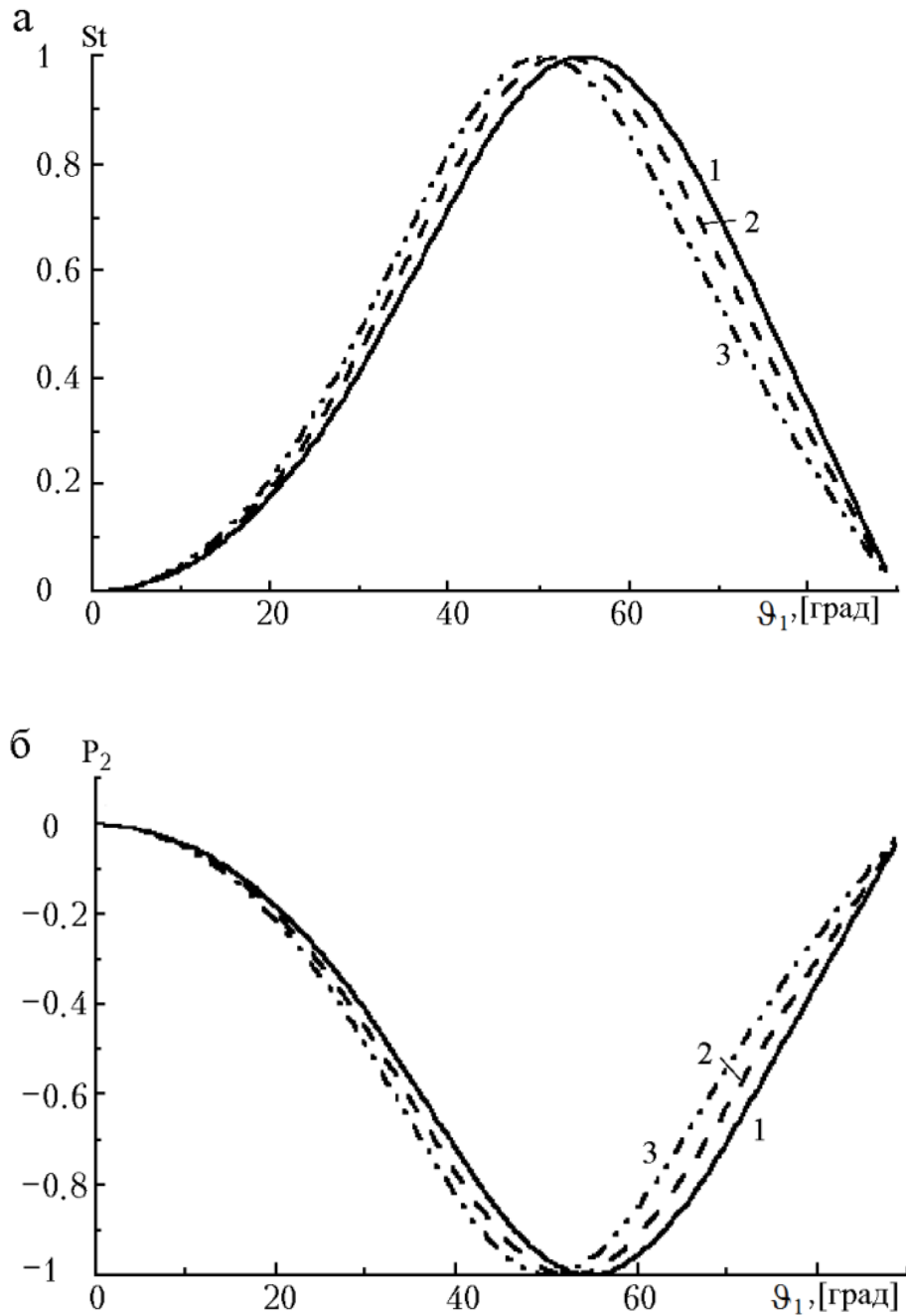


Рисунок 2.23: Зависимость сечения рассеяния $St(\vartheta_1)$ (а) и зависимость $P_2(\vartheta_1)$ (б)

для неполяризованного падающего излучения $a=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм,

$$\tilde{n} = n + i \cdot 10^{-4}, \varphi_1 = 0^\circ, \varphi_2 = 0^\circ, \varphi_3 = 0^\circ, \vartheta_2 = 180^\circ - \vartheta_1 (\vartheta_1 = \beta), \vartheta_3 = 0^\circ: 1 - n = 1.42; 2 - n = 1.31; 3 - n = 1.21.$$

Итак, для случая отличного от зеркального отражения, увеличение сечения рассеяния пропорционально увеличению размеров пластинки. Кроме того,

поляризационные характеристики, например, такие как деполяризационное отношение и отношения сечений рассеяния от размеров частиц не зависят. Подобный характер зависимости для сечения S_{π_1} и поляризационных характеристик от размеров пластинки наблюдается для случая зеркального отражения. Сечения рассеяния S_{π_1} связано с длиной волны нелинейно. Меньшей длине волны (при фиксировании остальных входных параметров) соответствует больший по амплитуде отраженный сигнал. Более значимый интерес для исследования характеристик светорассеяния от размеров частиц и от длины волны представляют интегральные характеристики, например, коэффициент рассеяния, анализ результатов расчета которого приведен в главе 3.

2.6 Оценка границы применимости метода физической оптики для расчета оптических характеристик

Как уже отмечалось в первой главе, метод физической оптики является наиболее оптимальным методом при описании рассеяния оптического излучения, взаимодействующего с крупными пространственно ориентированными кристаллами. Из-за многогранной формы рассеивателя электромагнитное поле вблизи его поверхности формируется в виде пучков параллельных лучей. Линейные размеры каждого образующего пучка для крупного атмосферного кристалла многократно превышают длину волны не только видимого, но и ближнего и среднего ИК-диапазонов длин волн. Если известны электромагнитное поле в сечении каждого пучка и контуры этого сечения, то метод физической оптики позволяет достаточно просто пересчитать электромагнитное поле рефракционных пучков из ближней зоны в дальнюю. Этот метод не учитывает возможные краевые возмущения электромагнитного поля рефракционных пучков. Однако, если краевая область сечения исследуемого пучка, в которой существуют

искажения поля, на много меньше всего сечения пучка, то погрешность метода является незначительной. В конечном счете, это требование сводится к известному утверждению, что метод физической оптики тем точнее описывает процесс рассеяния электромагнитного поля на многограннике, чем больше его линейные размеры относительно длины волны. Ниже последнее утверждение реализуется в количественных оценках, выведенных на основе закона сохранения энергии: $\text{ослабление} = \text{рассеяние} + \text{поглощение}$.

В качестве модели кристалла здесь выбрана ее наиболее простая геометрическая форма в виде круглой пластинки, которая имеет комплексный показатель преломления $\tilde{n} = n + i \cdot \chi$, радиус a и толщину d . Пусть нормаль к основанию пластинки ориентирована вдоль направления распространения падающей на нее плоской волны. Подобная постановка задачи дает возможность получить все энергетические характеристики рассеяния в наиболее простой и удобной для анализа форме.

Факторы эффективности ослабления (Θ_{ext}), рассеяния (Θ_{sca}) и поглощения (Θ_{abs}) для любого рассеивателя, в том числе и для круглой пластинки, связаны следующими соотношениями [4]:

$$\Theta_{\text{ext}} = \Theta_{\text{sca}} + \Theta_{\text{abs}}, \quad \chi \neq 0, \quad (2.51)$$

$$\Theta_{\text{ext}} = \Theta_{\text{sca}}, \quad \chi = 0. \quad (2.52)$$

Опираясь на соотношение (2.52), установим границы применимости метода физической оптики для частного случая ($\chi=0$) сформулированной выше задачи рассеяния. Далее сделаем необходимое обобщение при переходе к общему случаю задачи, когда $\chi \neq 0$ и справедливо соотношение (2.51).

При нормальном падении волны на основание пластинки решение задачи рассеяния в силу симметрии сводится к скалярному случаю. Причем в формуле

для рассеянного поля, записанной в сферической системе координат (r, ϑ, φ) , должна отсутствовать зависимость от азимутального угла φ . С учетом перечисленных упрощений рассеяние на пластинке любой составляющей электромагнитного поля, имеющей единичную амплитуду, описывается соотношением:

$$\Psi(r, \vartheta) = S(\vartheta) \cdot \exp(ikr) / (ikr), \quad (2.53)$$

где

$$S(\vartheta) = (1 - T_r) \cdot F_1(\vartheta) + R_r \cdot F_2(\vartheta). \quad (2.54)$$

В соотношении (2.54) первое слагаемое объединяет с учетом взаимных фазовых набегов дифракционное поле и рассеянные поля всех пучков, вышедших из пластинки в направлении распространения падающей волны. Второе слагаемое включает рассеянные поля отраженного пучка и всех пучков, вышедших из пластинки в обратном направлении. В рамках поставленной задачи T_r и R_r определяются как френелевские коэффициенты для плоской волны, взаимодействующей с полупрозрачным слоем, и имеют вид

$$T_r = \frac{4n / (n+1)^2 \cdot \exp[ikd(n-1)]}{1 - [(n-1) / (n+1)]^2 \cdot \exp(2 \cdot ikdn)}, \quad (2.55)$$

$$R_r = \frac{n-1}{n+1} \left(1 - \frac{4n / (n+1)^2 \cdot \exp(2 \cdot ikdn)}{1 - [(n-1) / (n+1)]^2 \cdot \exp(2 \cdot ikdn)} \right). \quad (2.56)$$

Амплитудные функции $F_1(\vartheta)$ и $F_2(\vartheta)$, характеризующие рассеяние прошедших и отраженных пучков, определяются как интегралы Фраунгофера по площади

основания пластинки. В конечном счете, эти интегралы сводятся к следующим, типичным для теории рассеяния [4] аналитическим выражениям:

$$F_1(\vartheta) = p^2 \frac{1 + \cos \vartheta}{2} \frac{J_1(p \sin \vartheta)}{p \sin \vartheta}, \quad (2.57)$$

$$F_2(\vartheta) = p^2 \frac{1 + \cos(\pi - \vartheta)}{2} \frac{J_1(p \sin(\pi - \vartheta))}{p \sin(\pi - \vartheta)}. \quad (2.58)$$

Здесь $p = k \cdot a$ – дифракционный параметр; k – волновое число; $J_1(z)$ – функция Бесселя первого порядка. Сечение ослабления S_{ext} определим по формуле [4]:

$$S_{\text{ext}} = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}(S(0)). \quad (2.59)$$

Амплитудная матрица S размерностью 2×2 при угле рассеяния $\vartheta = 0$ преобразуется в скалярную величину, т.е. $S_{ij} = S(0)$. Подставляя (2.54) в (2.59) и учитывая, что $F_2(0) = 0$ и $F_1(0) = 0.5 \cdot p^2 = 0.5(k \cdot a)^2$, для сечения ослабления получим

$$S_{\text{ext}} = 2\pi a^2 (1 - \text{Re}(T_r)), \quad (2.60)$$

а искомый фактор эффективности ослабления определим соотношением:

$$\Theta_{\text{ext}} = S_{\text{ext}} / (\pi a^2) = 2(1 - \text{Re}(T_r)). \quad (2.61)$$

Сечение рассеяния S_{sca} и фактор эффективности рассеяния Θ_{sca} определим по формулам [4]:

$$S_{\text{sca}} = \int_0^\pi \int_0^\pi \frac{|S(\vartheta)|^2}{k^2} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \frac{2\pi}{k^2} \int_0^\pi |S(\vartheta)|^2 \sin \vartheta d\vartheta, \quad (2.62)$$

$$\Theta_{\text{sca}} = S_{\text{sca}} / (\pi a^2). \quad (2.63)$$

Используя (2.54), получим соотношение для $|S(\vartheta)|^2$. В результате несложных преобразований имеем

$$|S(\vartheta)|^2 = [F_1(\vartheta)]^2 |1 - T_r|^2 + [F_2(\vartheta)]^2 |R_r|^2 + 2F_1(\vartheta)F_2(\vartheta) \operatorname{Re}[(1 - T_r)R_r^*]. \quad (2.64)$$

Для амплитудных функций $F_1(\vartheta)$ и $F_2(\vartheta)$ нетрудно доказать следующие тождества:

$$\int_0^\pi [F_1(\vartheta)]^2 \sin \vartheta d\vartheta = \int_0^\pi [F_2(\vartheta)]^2 \sin \vartheta d\vartheta, \quad (2.65)$$

$$\int_0^\pi F_1(\vartheta)F_2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = 2 \int_0^{\pi/2} F_1(\vartheta)F_2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (2.66)$$

С учетом соотношений (2.64) – (2.66) выражение для фактора эффективности рассеяния преобразуется к виду:

$$\Theta_{\text{sca}} = \left(|1 - T_r|^2 + |R_r|^2 \right) A_r(p) + 2 \operatorname{Re}[(1 - T_r)R_r^*] B_r(p), \quad (2.67)$$

где

$$A_r(p) = 2 \int_0^{\pi} \left(\frac{1 + \cos \vartheta}{2} \right)^2 \frac{J_1^2(p \sin \vartheta)}{\sin \vartheta} d\vartheta, \quad (2.68)$$

$$B_r(p) = \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta J_1^2(p \sin \vartheta) d\vartheta. \quad (2.69)$$

На Рисунках 2.24 и 2.25 приведены зависимости значений интегралов $A_r(p)$ и $B_r(p)$ от дифракционного параметра p .

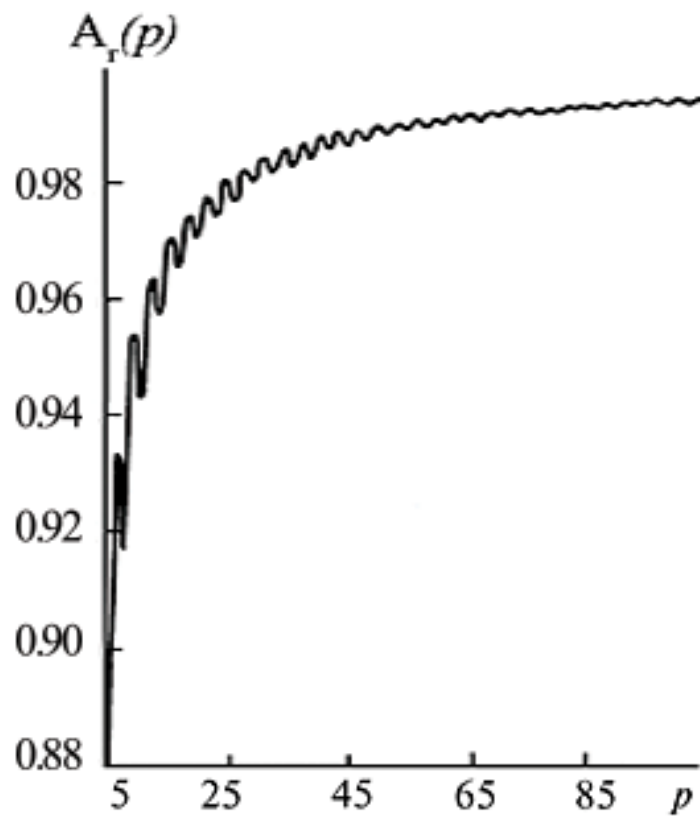


Рисунок 2.24: Зависимость значений интегралов $A_r(p)$ от дифракционного параметра p .

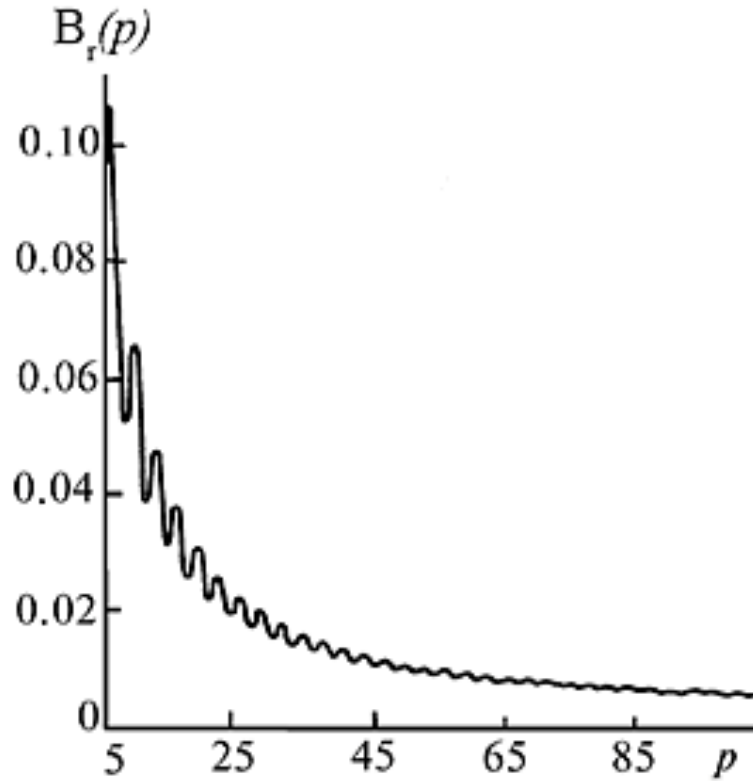


Рисунок 2.25: Зависимость значений интегралов $B_r(p)$ от дифракционного параметра p .

Анализируя выражения (2.68) и (2.69), нетрудно убедиться, что

$$\lim_{p \rightarrow \infty} A_r(p) = 1, \quad \lim_{p \rightarrow \infty} B_r(p) = 0. \quad (2.70)$$

В результате при $p \rightarrow \infty$ доказательство соотношения (2.52) сводится к доказательству следующего тождества:

$$2(1 - \operatorname{Re}(T_r)) = |1 - T_r|^2 + |R_r|^2, \quad (2.71)$$

которое нетрудно преобразовать к более простому виду

$$|T_r|^2 + |R_r|^2 = 1. \quad (2.72)$$

После подстановки в тождество (2.72) выражений (2.55) и (2.56) для T_r и R_r оно легко доказывается. Следует заметить, что в тождестве (2.72) закон сохранения электромагнитной энергии представлен в более наглядной форме, чем в соотношении (2.52). Действительно, из (2.72) следует, что при отсутствии в пластинке поглощения ($\chi=0$) сумма интенсивностей прошедшего и отраженного электромагнитных полей равна интенсивности падающего поля. Как и следовало ожидать, метод физической оптики точно описывает процесс рассеяния только при $p \rightarrow \infty$. Оценим погрешность данного метода в случае произвольного дифракционного параметра p . Введем следующее обозначение:

$$\frac{\Theta_{\text{ext}} - \Theta_{\text{sca}}}{\Theta_{\text{ext}}} = \Delta(p). \quad (2.73)$$

Соотношение (2.52) связывает между собой локальное и интегральное значения амплитудной функции $S(\vartheta)$. Тогда отличие величин Θ_{ext} и Θ_{sca} примем за оценку погрешности метода, в рамках которого получена амплитудная функция $S(\vartheta)$. Чтобы найти верхнюю границу для $\Delta(p)$, воспользуемся следующим неравенством:

$$-\left(|1 - T_r|^2 + |R_r|^2\right) \leq 2 \operatorname{Re} \left[(1 - T_r) R_r^* \right] \leq |1 - T_r|^2 + |R_r|^2. \quad (2.74)$$

Отметим, что неравенство (2.74) легко доказывается в общем виде, т.е. оно не связано с определенными значениями комплексных величин T_r и R_r . Преобразуем неравенство (2.74) с учетом тождества (2.71) и выражений (2.61), (2.67) для Θ_{ext} и Θ_{sca} . В результате имеем:

$$\Theta_{\text{ext}} = (A_r(p) - B_r(p)) \leq \Theta_{\text{sca}} \leq \Theta_{\text{ext}} = (A_r(p) + B_r(p)). \quad (2.75)$$

Объединяя соотношение (2.73) и левую часть неравенства (2.75), получаем оценку для относительной характеристики (2.73):

$$\Delta(p) \leq 1 - A_r(p) + B_r(p) . \quad (2.76)$$

Из последнего неравенства, в частности, вытекают следующие численные оценки:

$$\Delta(p) < 10\% \text{ при } p > 10 \text{ (} a > 1.6 \lambda \text{),}$$

$$\Delta(p) < 5\% \text{ при } p > 20 \text{ (} a > 3.2 \lambda \text{),}$$

$$\Delta(p) < 2\% \text{ при } p > 55 \text{ (} a > 8.8 \lambda \text{),}$$

$$\Delta(p) < 1\% \text{ при } p > 120 \text{ (} a > 19.1 \lambda \text{).}$$

Из неравенства (2.76) следует, что только высшая степень локализации амплитудных функций вблизи направлений выхода рефракционных пучков ($A_r(p) \approx 1$, $B_r(p) \approx 0$) обеспечивает малые значения относительной погрешности.

Пусть теперь показатель поглощения пластинки χ отличен от нуля. Данное усложнение задачи влечет за собой только формальные изменения в полученных выше соотношениях. В частности, вещественный показатель преломления n в формулах для T_r и R_r необходимо заменить на комплексный показатель $\tilde{n} = n + i \cdot \chi$. После такой замены указанные выше коэффициенты Френеля обозначим символами \tilde{T} , \tilde{R} . Процедуры решения поставленной задачи рассеяния для общего ($\chi \neq 0$) и частного ($\chi = 0$) случаев совпадают. Поэтому величины Θ_{ext} и Θ_{sca} при $\chi \neq 0$ будут определяться теми же соотношениями (2.61) и (2.67), в которых только необходимо вместо T_r и R_r использовать их новые обозначения \tilde{T} , \tilde{R} .

Определим фактор эффективности поглощения Θ_{abs} из формулы (2.51), считая, что $A_r(p)=1$, $B_r(p)=0$. В результате имеем:

$$\Theta_{\text{abs}} = 1 - |\tilde{T}|^2 + |\tilde{R}|^2. \quad (2.77)$$

Обратившись к доказанному при $\chi=0$ тождеству (2.72), нетрудно убедиться, что правая часть соотношения (2.77) включает в себя единственно возможную комбинацию коэффициентов Френеля, которая описывает поглощение в пластинке электромагнитной энергии. Действительно, если из интенсивности падающего на пластинку поля вычесть интенсивности прошедшего и отраженного электромагнитных полей, то полученная разность будет определять интенсивность, потерянную на поглощение. Таким образом, единственно возможный вид правой части соотношения (2.77) доказывает справедливость тождества (2.51). В результате, полученная выше оценка (2.76) для относительной погрешности метода физической оптики остается в силе при переходе к поглощающим рассеивателям.

Используя (2.77), запишем формулу для сечения поглощения S_{abs} , которая может оказаться полезной при оценке поглощенной интенсивности для оптического излучения, взаимодействующего с системой ориентированных пластинчатых кристаллов. Она имеет вид

$$S_{\text{abs}} = \pi a^2 \left(1 - |\tilde{T}|^2 + |\tilde{R}|^2 \right). \quad (2.78)$$

Напомним, что \tilde{T} , \tilde{R} определяются соотношениями (2.55) и (2.56), в которых вместо n используется \tilde{n} .

Линейные размеры ориентированных в пространстве атмосферных кристаллов составляют, как правило, сотни и даже тысячи микрометров. Поэтому

представленные здесь численные оценки, устанавливающие границы применимости метода физической оптики, гарантируют его использование для указанных кристаллов с более чем удовлетворительной точностью не только в видимой части, но и в ИК-диапазоне длин волн.

Выводы к главе 2

В рамках метода физической оптики разработана модель крупного полупрозрачного пластинчатого кристалла для исследования энергетических и поляризационных характеристик рассеяния оптического излучения. Предложенные в алгоритмической форме соотношения позволяют сформировать модель полидисперсной среды, состоящей из пластинчатых кристаллов с различными микрофизическими, оптическими и ориентационными параметрами применительно к пассивному и поляризационному лазерному зондированию, когда источник и приемник совмещены и разнесены в пространстве.

По результатам численного исследования установлены особенности рассеяния, позволяющие выделить информативные направления для оценки оптических характеристик атмосферного образования, содержащего крупные пластинки, с целью определения размеров, показателя преломления и ориентации частиц.

По устойчивости и яркому проявлению особенностей энергетических и поляризационных характеристик рассеяния в зависимости от физико-химических параметров кристаллов и параметров лучистой энергии выделены случаи зеркально отраженного излучения и рассеяния вблизи направления вперед.

На основе оценки энергетического соотношения, связывающего факторы ослабления, рассеяния и поглощения установлено, что для расчета характеристик однократного рассеяния, погрешность используемого метода физической оптики составляет менее 10%, когда радиус пластинки превышает длину волны

падающего излучения более чем в 1.6 раз, а ошибка менее 1%, когда радиус $a > 19.1\lambda$.

Глава 3

Оптическая модель полидисперсной среды для исследования высокоинтенсивной отраженной лучистой энергии

Известно, что при отрицательной температуре в состав атмосферного образования входят различные по форме и размерам кристаллы, при этом не исключается присутствие частиц в жидком состоянии. Крупные облачные кристаллы протяженных форм в своем большинстве принимают устойчивое положение в пространстве. При взаимодействии излучения с ориентированными кристаллами, как правило, состояние поляризации падающего излучения меняется. Свет, отражаясь от граней кристаллов, может вызвать появление в атмосфере различных оптических явлений, в частности, таких как солнечные и лунные столбы, ложное солнце, световые потоки, создающие «слепые зоны» для наблюдения, высоко интенсивный эхо-сигнал, приводящий к засветке фотоприемника. Впервые оценивалось обратное рассеяние излучения с высокой амплитудой по данным лабораторного эксперимента [162]. Позднее в природных условиях Platt С.М.Р. и Sassen К. [141–143, 158] проводили исследование аномального обратного рассеяния, вызванного отражением от горизонтально ориентированных пластинок. При этом использовался поляризационный сканирующий лидар. Теоретическое исследование аномального обратного рассеяния проводилось автором данной работы совместно с Поповым А.А. [А4, А5, А10]. Результаты, полученные нами в ходе численного эксперимента, количественно согласовались с данными натурного эксперимента выше указанных ученых. Позднее автором работы численно исследовались энергетические и поляризационные характеристики зеркально отраженного

излучения пластинчатыми кристаллами, когда источник приемник разнесены в пространстве [A14–A19]. Затем группой ученых ИОА СО РАН под руководством Борового А.Г. разработана модель рассеивателя и проведено исследование особенностей высокоинтенсивного зеркально отраженного излучения, результаты которого применялись для оценки данных зондирования [45–48]. При экспериментальном исследовании кристаллических облаков российскими учеными ИОА СО РАН И.В. Шаманаевым В.С. (ИОА СО РАН), Каулем Б.В. (ИОА СО РАН), Балиным Ю.С. (ИОА СО РАН), Галлилейским (ИОА СО РАН) и группой ученых под руководством Самохвалова И.В. (ТГУ) [3, 27, 45] фиксировалось и оценивалось аномальное обратное рассеяние, сформированное при отражении от квазиориентированных пластинчатых кристаллов.

Как уже отмечалось выше, хотя физическая природа высокоинтенсивного отраженного излучения известна, тем не менее, ее особенности еще до конца не изучены. Имеющиеся численные модели требуют доработки. В частности, это касается представления модели в параметризованном виде и разработке надежных интерпретационных схем для количественного определения микрофизических, оптических и ориентационных параметров частиц.

Для полной реализации потенциальных возможностей поляризационного лидара в его измерительной схеме необходимо объединить два противоречивых требования. С одной стороны, для оценки параметров микроструктуры кристаллического облака возникает необходимость регистрации сигналов обратного рассеяния с аномально высокими амплитудами, с другой – следует учитывать, что поляризационные характеристики тем информативнее связаны с показателем преломления, чем больше отклонена ось лидара от вертикали [A11], а, следовательно, и слабее сигнал обратного рассеяния. Указанные противоречия, связанные с использованием моностатического поляризационного лидара, при комплексном исследовании эффекта аномального рассеяния кристаллическими облаками устраняются при переходе к бистатической схеме зондирования. В приемнике бистатического поляризационного лидара может быть получен

высокоамплитудный поляризованный сигнал, содержащий в себе полную информацию об оптических и микрофизических свойствах исследуемого облака. В данной главе рассматривается модель полидисперсной среды, представленная системой ориентированных пластинок применительно к моно-бистатическому зондированию облаков, в состав которых входят крупные преимущественно ориентированные пластинки. По результатам численного исследования энергетических и поляризационных характеристик отраженного сигнала выявляются условия и параметры, при которых успешно решается задача по определению физико-химических свойств облачных кристаллов.

Данная глава основана на публикациях [A2, A4–A6, A10, A11, A13–A18, A35, A36, A42, A44, A45, A50, A56, A57, A62, A65, A66, A67, A69–A72, A74].

3.1 Общий формализм

При тестировании ледяных облаков исследователи наблюдали яркие потоки света, отраженные от кристаллов. Очевидно, что частицы разных форм и концентраций обеспечивают различный вклад в интенсивность отраженного сигнала. Разделим все частицы по особенностям рассеяния на три группы. К первой группе отнесем частицы объемной формы. Они, как правило, хаотически ориентированы в пространстве и в своем большинстве изотропно рассеивают излучение. Сюда же причислим мелкие пластинки и столбики, не имеющие какое-либо определенное положение в пространстве. Ко второй и третьей группам отнесем соответственно преимущественно ориентированные кристаллы столбчатой и пластинчатой форм. Увеличение радиуса кривизны отражающей поверхности обуславливает некоторую направленность отраженной лучистой энергии. В случае плоских граней крупных кристаллов с устойчивым положением в пространстве эта направленность достигает наибольшей степени.

Проведем сравнительный анализ отношений факторов рассеяния для трех выделенных групп частиц, а именно, кристаллов объемных форм, столбиков и пластинок. Указанные оптические характеристики рассчитаны нами при условии зеркального отражения, когда источник и приемник совмещены. Для определения характеристик отражения применено решение Ми в случае изотропно рассеивающих частиц [4, 8], а для столбиков и пластинок использованы модели, полученные в рамках физической оптики [19, A62].

На Рисунке 3.1 представлены значения отношений факторов обратного рассеяния $\Theta_{\pi}^{pl} / \Theta_{\pi}^{cl}$ (кривые 1, 3) и $\Theta_{\pi}^{pl} / \Theta_{\pi}^{sp}$ (кривые 2, 4). Величины Θ_{π}^{pl} (фактор обратного рассеяния для пластинки) и Θ_{π}^{cl} (фактор обратного рассеяния для столбика) получены при нормальном падении излучения соответственно на основание круглой пластинки и на наибольшую ось симметрии шестиугольной призмы. В случае гексагонального столбика проводилось усреднение по ориентации, обусловленной его вращением относительно собственной максимальной оси. Кривые 2 и 4 на Рисунке 3.1 иллюстрируют, во сколько раз фактор обратного рассеяния для пластинки превышает соответствующее значение для сферы Θ_{π}^{sp} . Расчеты характеристик выполнялись для соразмерных по величине кристаллов. Радиус пластинки равен радиусу сферы, а площадь основания пластинки равна площади боковой грани призмы. Из Рисунка 3.1 видно, что различие характеристик рассеяния составляет несколько порядков. Чем меньше длина волны падающего излучения и больше размеры частиц, тем значительнее отличие соответствующих величин отраженного излучения. Следует отметить, что одинаковые условия роста частиц обуславливают сходные их средние размеры. Поэтому в действительности площади боковых граней столбика будут в 2–3 раза меньше площади основания пластинок. Кроме того, известно, что в атмосфере возможные колебания столбиков относительно плоскости их преимущественной ориентации превышают флаттер пластинок на несколько градусов [141, 142]. Все это приводит к уменьшению интенсивности отраженного

излучения для столбиков по отношению к пластинкам, по крайней мере, еще на 1–2 порядка. Таким образом, при тестировании сложного по составу облака, содержащего ориентированные кристаллы, наиболее интенсивное отражение обеспечивают именно кристаллы пластинчатой формы.

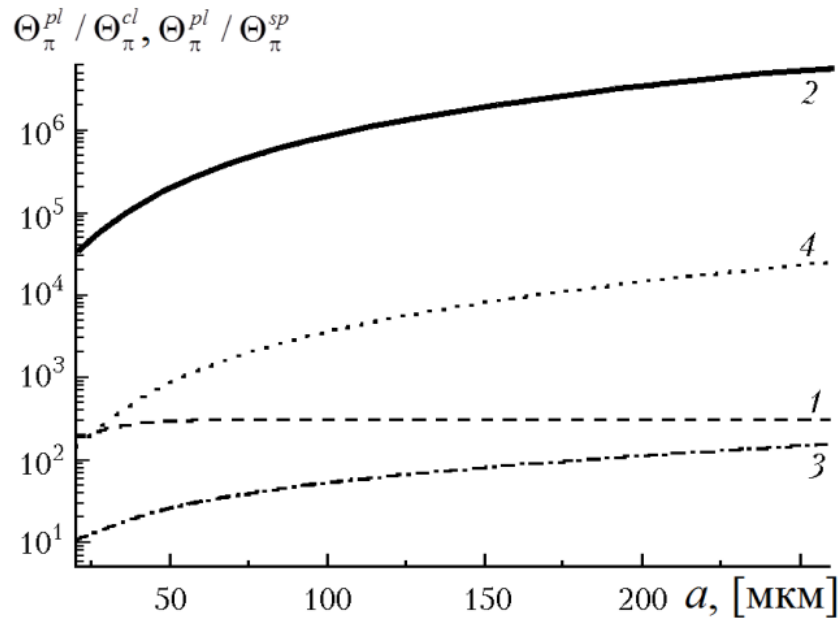


Рисунок 3.1: Зависимости отношений факторов обратного рассеяния от размеров частиц, $\bar{n}=1.31+i\cdot 10^{-3}$: 1 – $\Theta_{\pi}^{pl} / \Theta_{\pi}^{cl}$, $\lambda=0.694$ мкм; 2 – $\Theta_{\pi}^{pl} / \Theta_{\pi}^{sp}$, $\lambda=0.694$ мкм; 3 – $\Theta_{\pi}^{pl} / \Theta_{\pi}^{cl}$, $\lambda=10.6$ мкм; 4 – $\Theta_{\pi}^{pl} / \Theta_{\pi}^{sp}$, $\lambda=10.6$ мкм.

В рамках модели пластинчатого кристалла рассмотрим выражения для дифференциальных сечений рассеяния излучения в задней полусфере S_{π_i} (2.45). Тогда соотношения для коэффициентов рассеяния β_{π_i} с учетом функции распределения частиц по размерам $N(a)$ могут быть представлены как

$$\beta_{\pi_i}(\lambda) = \int_0^{\infty} N(a) \cdot S_{\pi_i}(a, \lambda) da, \quad i=1, 2, 3, 4. \quad (3.1)$$

Заметим, что (3.1) является частым случаем формулы (1.11). Выражения для β_{π_i} ($i=1, 2, 3,4$) пропорциональны соответствующим параметрам вектора Стокса I_{π_i} рассеянного излучения:

$$I_{\pi_i} = D_{\pi} \cdot \beta_{\pi_i} . \quad (3.2)$$

Коэффициент пропорциональности D_{π} включает в себя в качестве сомножителей аппаратную функцию, обратный квадрат расстояния от лидара до рассеивающего объема, квадрат прозрачности, т.е. те величины, которые входят в лидарное уравнение. Здесь только отметим, что для всех четырех уравнений, связывающих параметры вектора Стокса с коэффициентами рассеяния, величина D_{π} одна и та же. По этой причине отношения параметров Стокса, определяемые в эксперименте, равны отношениям соответствующих коэффициентов рассеяния

$$P_i = I_{\pi_i} / I_{\pi_1} = \beta_{\pi_i} / \beta_{\pi_1} . \quad (3.3)$$

При взаимодействии неполяризованного излучения с кристаллами излучение частично поляризуется. Результаты расчетов величины, определяемой следующей формулой

$$St = \sqrt{I_{\pi_2}^2 + I_{\pi_3}^2 + I_{\pi_4}^2} / I_{\pi_1} \quad (3.4)$$

позволяют исследовать зависимость степени поляризации от различных параметров частиц.

Для ансамбля ледяных пластинок, с учетом их возможного флаттера, определим коэффициент рассеяния, пропорциональный интенсивности зеркально отраженного излучения, когда источник и приемник разнесены в пространстве.

Напомним, что угол флаттера задается парой значений (ψ', ξ) , где ψ' – угол высоты, ξ – азимутальный угол определяют возможные отклонения нормали пластинки от оси O_3z_3 (см. Рисунок 2.2). Пусть двумерная случайная величина (ψ', ξ) равномерно распределена в телесном угле ограниченном конической поверхностью, где $\xi \in [0, 2\pi]$, $\psi' \in [0, \psi]$. Численные расчеты показали, что изменение амплитуды отраженного сигнала при возможных колебаниях пластинок определяется, главным образом, величиной ψ . Кроме того, в этом можно убедиться, анализируя представленные в наших работах [A15, A50, A51] соответствующие азимутальные зависимости. Чтобы уменьшить на несколько порядков время численных расчетов необходимых характеристик (тем не менее, не снижая точность) достаточно провести усреднение только по углу высоты ψ' . Для этого функцию $\beta_{\pi_i}(x)$ необходимо проинтегрировать на отрезке $[-\psi; \psi]$. В результате получим

$$\beta_F(\psi) = \frac{1}{2\psi} \int_{-\psi}^{\psi} \beta_{\pi_i}(x) dx. \quad (3.5)$$

Отклонение направления приема от линии «строго» зеркального отражения (обозначено как ϑ') приводит к смещению отрезка интегрирования на эту же величину. В результате коэффициент $\beta_F(\psi, \vartheta')$ определяется путем усреднения функции $\beta_{\pi_i}(x)$ на отрезке $[-\psi + \vartheta'; \psi + \vartheta']$, т.е.

$$\beta_F(\psi, \vartheta') = \frac{1}{2\psi} \int_{-\psi + \vartheta'}^{\psi + \vartheta'} \beta_{\pi_i}(x) dx. \quad (3.6)$$

3.2 Оценка характеристик отраженного излучения применительно к моностатическому зондированию

3.2.1 Схема оценивания поляризационных характеристик

Из представления энергетических и поляризационных характеристик для случая бистатического зондирования (3.1) – (3.4) вытекают соответствующие формулы применительно к моностатическому поляризационному зондированию. Из S_{π_i} выделим сечения обратного рассеяния (т.е. рассеяние в направлении $(\pi-\beta)$), а именно,

$$S_{\pi_i}^{back} = S_{\pi_i}(\vartheta' = 2\beta), \quad (3.7)$$

и учтем их переход от одной частицы к ансамблю. Тогда получим соотношения для коэффициентов обратного рассеяния $\beta_{\pi_i}^{back}$ (напомним, что в классическом понимании лишь величина $\beta_{\pi_1}^{back}$ имеет такое название), пропорциональных соответствующим параметрам вектора Стокса эхо-сигнала $I_{\pi_i}^{back}$.

Величины $S_{\pi_i}^{back}$, полученные из (2.45) при $\vartheta' = 2\beta$, выражаются через различные комбинации комплексных коэффициентов $f_{\pi 1}$, $f_{\pi 2}$, $f_{\pi 3}$, которые имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} f_{\pi 1} &= C_{\parallel} \cos^2 \gamma - C_{\perp} \sin^2 \gamma, \\ f_{\pi 2} &= C_{\perp} \cos^2 \gamma - C_{\parallel} \sin^2 \gamma, \\ f_{\pi 3} &= -(C_{\perp} + C_{\parallel}) \sin \gamma \cos \gamma, \end{aligned} \quad (3.8)$$

где

$$C_{\parallel} = \frac{1 + \cos 2\beta}{2} (\tilde{R}_{\parallel} G_0(2\beta, 0) + S_{\parallel}), \quad (3.9)$$

$$C_{\perp} = \frac{1 + \cos 2\beta}{2} (\tilde{R}_{\perp} G_0(2\beta, 0) + S_{\perp}).$$

Угловая функция рассеяния $G_0(2\beta, 0)$ для круглой пластинки определяется как

$$G_0(2\beta, 0) = \pi a^2 \cos \beta \frac{2J_1(k a \sin 2\beta + \cos \beta)}{k a \sin 2\beta + \cos \beta}. \quad (3.10)$$

Величины S_{\parallel} , S_{\perp} в соотношениях (3.9) определяют вклад в рассеянное поле пучков различной кратности отражений. Формулы для этих величин приведены в разделе 2.3 (см. (2.38), где $\Theta_{\perp} \sim S_{\perp}$ и $\Theta_{\parallel} \sim S_{\parallel}$). Отметим лишь, что S_{\parallel} , S_{\perp} зависят от всех параметров пластинки, в том числе и от ее толщины d .

Расчетные формулы для сечений обратного рассеяния $S_{\pi_i}^{back}$ допускают дальнейшие упрощения. Суть их в следующем. Вклад слагаемых S_{\parallel} , S_{\perp} в суммах (3.9) является незначительным [А61]. Он должен снизиться еще более при вычислении полидисперсных интегралов (3.1) с учетом (3.7), так как S_{\parallel} и S_{\perp} при изменении размеров пластинки a и d имеют большие осцилляции по сравнению с G_0 . Однако если величинами S_{\parallel} и S_{\perp} пренебречь, то соотношения для сечений обратного рассеяния $S_{\pi_i}^{back}$ существенно упростятся. В частности, они могут быть представлены в виде двух сомножителей, один из которых зависит от геометрических размеров рассеивателя, другой – от комплексного показателя преломления. Таким образом, без учета внутренних отражений ($S_{\parallel}=0$, $S_{\perp}=0$) соотношения для сечений обратного рассеяния могут быть преобразованы к виду

$$S_{\pi_i}^{back}(\lambda) \approx S_{\pi_i}^0(\lambda) = F_{\pi}(\lambda) \cdot A_i^0, \quad (3.11)$$

где

$$F_{\pi}(\lambda) = \frac{k^2}{\pi} \left\{ \frac{1 + \cos 2\beta}{2} G_0(2\beta, 0) \right\}^2, \quad (3.12)$$

$$A_1^0 = \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} + \frac{I_2}{I_1} \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} \cos 2\gamma - \frac{I_3}{I_1} \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 - |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} \sin 2\gamma, \quad (3.13)$$

$$A_2^0 = \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 - |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} \cos 2\gamma + \frac{I_2}{I_1} \left\{ \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} \cos^2 2\gamma - \operatorname{Re}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) \sin^2 2\gamma \right\} - \frac{I_3}{I_1} \left\{ \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} + \operatorname{Re}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) \right\} \frac{\sin 4\gamma}{2} + \frac{I_4}{I_1} \operatorname{Im}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) \sin 2\gamma, \quad (3.14)$$

$$A_3^0 = \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 - |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} \sin 2\gamma + \frac{I_2}{I_1} \left\{ \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} + \operatorname{Re}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) \right\} \frac{\sin 4\gamma}{2} + \frac{I_3}{I_1} \left\{ -\frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} \sin^2 2\gamma + \operatorname{Re}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) \cos^2 2\gamma \right\} - \frac{I_4}{I_1} \operatorname{Im}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) \cos 2\gamma, \quad (3.15)$$

$$A_4^0 = \frac{I_2}{I_1} \operatorname{Im}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) \sin 2\gamma + \frac{I_3}{I_1} \operatorname{Im}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*) \cos 2\gamma + \frac{I_4}{I_1} \operatorname{Re}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*). \quad (3.16)$$

В результате коэффициенты обратного рассеяния $\beta_{\pi_i}^{back}$ можно представить в виде:

$$\beta_{\pi_i}^{back}(\lambda) \approx \beta_{\pi_i}^0 = A_i^0 \mathbf{I}^{back}(\lambda), \quad (3.17)$$

где

$$\Gamma^{back}(\lambda) = \int_0^{\infty} N(a) F_{\pi}(a, \lambda) da. \quad (3.18)$$

Функция F_{π} , определенная ранее соотношением (3.12), зависит от геометрических параметров рассеивателя и не зависит от его показателя преломления. В результате и полидисперсный интеграл $\Gamma^{back}(\lambda)$ не зависит от оптических свойств рассеивателей. Заметим, что величина $\Gamma^{back}(\lambda)$ является общим множителем для всех $\beta_{\pi_i}^0$. Введем обозначение для искомых величин $P_i^0 = P_i(\vartheta' = 2\beta)$, тогда для поляризационных характеристик запишем выражения:

$$P_i^0 = \beta_{\pi_i}^{back} / \beta_{\pi_1}^{back} \approx \beta_{\pi_i}^0 / \beta_{\pi_1}^0 = A_i^0 / A_1^0, \quad i=2, 3, 4. \quad (3.19)$$

В первом приближении величины P_i^0 зависят только от углов Эйлера β , γ и комплексного показателя преломления пластинок \tilde{n} .

Численные расчеты, выполненные для различных длин волн, оптических констант пластинок и их ориентации, показали, что возможна замена отношений полидисперсных интегралов $\beta_{\pi_i}^{back} / \beta_{\pi_1}^{back}$ соответствующими приближенными аналитическими соотношениями A_i^0 / A_1^0 с погрешностью не более 2% [A2]. Это означает, что измеренным отношениям параметров вектора Стокса $\Gamma_{\pi_i}^{back} / \Gamma_{\pi_1}^{back}$ с погрешностью не более 2% можно поставить в соответствие аналитические соотношения A_i^0 / A_1^0 для интерпретации данных зондирования. При круговой поляризации падающего поля ($I_2=I_3=0$, $I_4/I_1=-1$) для поляризационной характеристики получим

$$\frac{A_4^0}{A_1^0} = -\frac{2\text{Re}(\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel} \tilde{\mathbf{R}}_{\perp}^*)}{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}. \quad (3.20)$$

В данном случае характеристика A_4^0 / A_1^0 не зависит от угла γ . Графики зависимостей A_4^0 / A_1^0 от другого угла Эйлера β , определяющего ориентацию пластинки, приведены на Рисунке 3.2. Заметим, что при фиксированном n

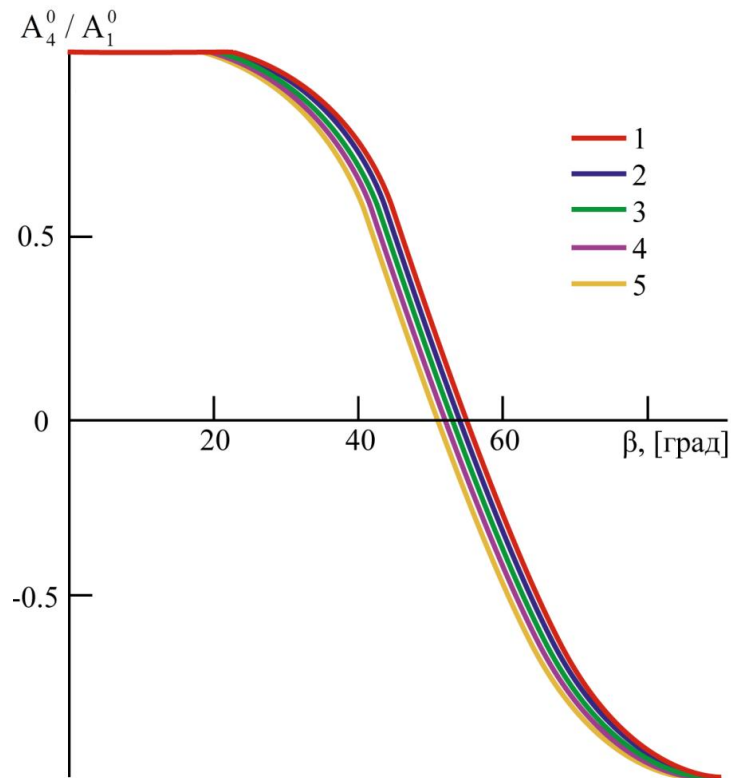


Рисунок 3.2: Зависимость отношения A_4^0 / A_1^0 от ориентации пластинок β при $\chi=10^{-3}$ и разных значениях показателя преломления: 1 – $n=1.23$; 2 – $n=1.27$; 3 – $n=1.31$; 4 – $n=1.35$; 5 – $n=1.39$.

величина A_4^0 / A_1^0 находится во взаимно-однозначном соответствии с углом β . Хотя при выполнении условия $n-1 \gg \chi$ зависимость A_4^0 / A_1^0 от $\chi = \text{Im}(\bar{n})$ можно не учитывать, тем не менее остаются две неизвестные величины n и β , связанные с одной измеряемой величиной $P_4^0 \approx A_4^0 / A_1^0$. В данном случае интерпретационную схему необходимо доопределить, используя информацию из других измерений.

При линейной поляризации падающего поля ($I_3=I_4=0$, $I_2/I_1=1$) для поляризационной характеристики A_2^0 / A_1^0 получим

$$\frac{A_2^0}{A_1^0} = \frac{(|\tilde{R}_{\parallel}|^2 \cos^2 \gamma - |\tilde{R}_{\perp}|^2 \sin^2 \gamma) \cos 2\gamma - \operatorname{Re}(\tilde{R}_{\parallel} \tilde{R}_{\perp}^*) \sin^2 2\gamma}{|\tilde{R}_{\parallel}|^2 \cos^2 \gamma + |\tilde{R}_{\perp}|^2 \sin^2 \gamma}. \quad (3.21)$$

Как и следовало ожидать, отношение A_2^0 / A_1^0 является более информативным, чем A_4^0 / A_1^0 . По этой причине характеристика $A_2^0 / A_1^0 \approx \beta_{\pi_2}^{back} / \beta_{\pi_1}^{back}$ и нашла более широкое применение в эксперименте.

На Рисунках 3.3 и 3.4 представлены зависимости A_2^0 / A_1^0 от угла γ при разных β и n . При некоторых углах $\gamma_{min} = \gamma_{min}(\beta, \tilde{n})$ все кривые имеют минимумы.

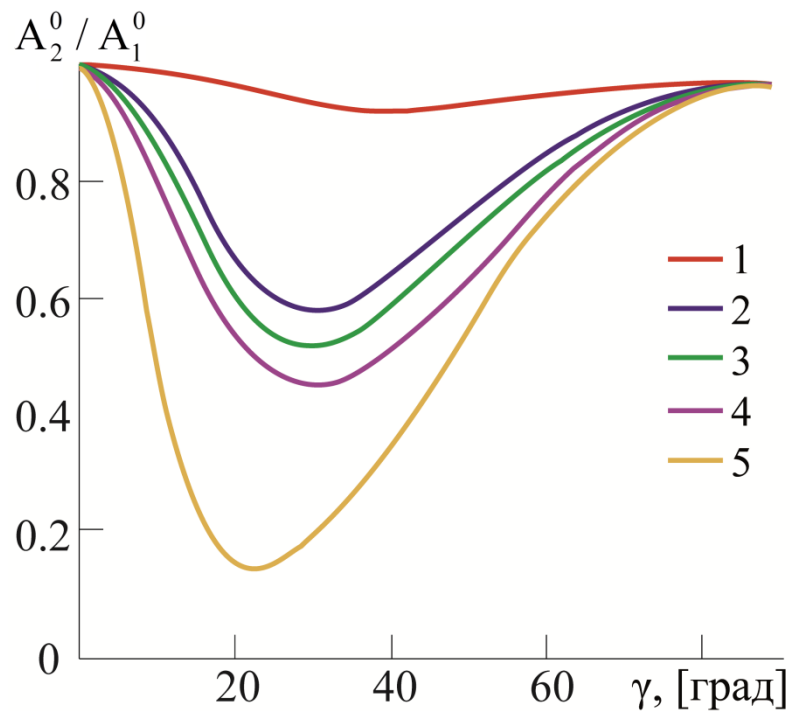


Рисунок 3.3: Зависимости отношений A_2^0 / A_1^0 от угла γ при $\tilde{n}=1.31+i \cdot 10^{-3}$ и разных ориентациях пластинок: 1 – $\beta=25^\circ$; 2 – $\beta=30^\circ$; 3 – $\beta=35^\circ$; 4 – $\beta=40^\circ$; 5 – $\beta=45^\circ$.

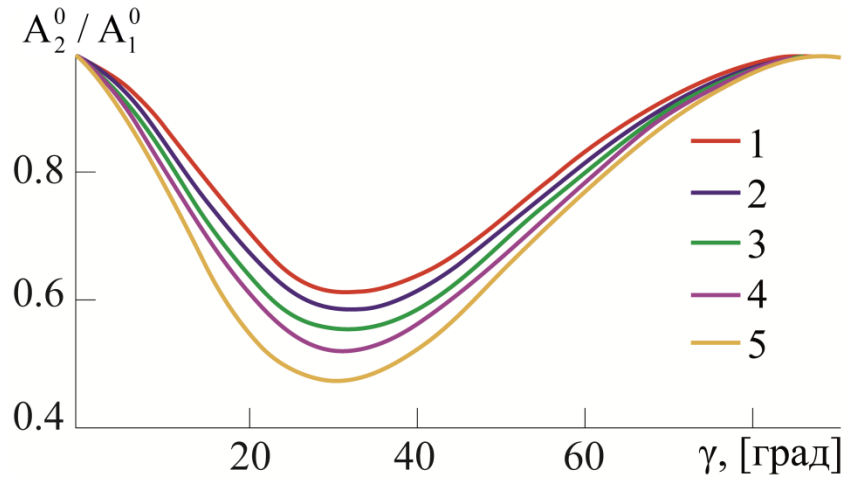


Рисунок 3.4: Зависимости отношений A_2^0 / A_1^0 от угла γ при $\chi=10^{-3}$, $\beta=40^\circ$ и разных показателях преломления: 1 – $n=1.23$; 2 – $n=1.27$; 3 – $n=1.31$; 4 – $n=1.35$; 5 – $n=1.39$.

Значение γ_{min} определяется из уравнения

$$\frac{d}{d\gamma} \left(\frac{A_2^0}{A_1^0} \right) = 0.$$

После несложных преобразований для искомого угла γ_{min} имеем

$$\gamma_{min} = \arccos \sqrt{\frac{|\tilde{R}_\perp|}{|\tilde{R}_\perp| + |\tilde{R}_\parallel|}}.$$

Изменение угла γ в эксперименте может быть реализовано поворотом лидара вокруг его оси. Искомым значениям β и n будет соответствовать уже не одна точка, как в предыдущем случае, а некоторая кривая. В результате экспериментальной зависимости $I_{\pi_2}^{back} / I_{\pi_1}^{back}$ от γ всегда можно поставить в соответствие теоретическую зависимость A_2^0 / A_1^0 от γ с параметрами β и n , определив последние методом наименьших квадратов. Кривые, представленные

на Рисунках 3.3 и 3.4, не пересекаются, что должно обеспечить однозначное определение β и n . Заметим, что обработка экспериментальных данных в реальном масштабе времени подразумевает реализацию интерпретирующих алгоритмов на мини-ЭВМ. При этом алгоритмы должны содержать в себе минимальное количество операций. Предложенная формула (3.21) удовлетворяет данному критерию. Если отсутствует возможность поворота лидара вокруг его оси, то угол γ в соотношении (3.21) является неизвестным параметром. В этом случае более целесообразно использовать при зондировании круговую поляризацию волны, т. к. соотношение (3.20) при всех прочих равных условиях не содержит угол γ .

Проведенный выше анализ показывает, что, располагая данными поляризационного зондирования, можно без привлечения дополнительной информации ставить задачи по определению ориентации пластинок (β), их показателя преломления (n) или обеих этих величин одновременно.

Для более полного исследования кристаллических образований в атмосфере необходимо определить функцию распределения частиц по размерам $N(a)$, что возможно с помощью многочастотного лидара и метода многочастотного лазерного зондирования. Искомую функцию $N(a)$ можно определить из интегрального уравнения (3.18). Причем из соотношения (3.17) следует, что для постановки обратной задачи многочастотного лазерного зондирования необходимо знать коэффициенты A_i^0 , а, следовательно, должны быть априорно известны показатель преломления и ориентация кристаллов.

Углы ориентации и показатель преломления ледяных пластинок относятся к тем параметрам кристаллического облака, которые по сравнению с остальными подвержены наименьшим вариациям. Причем в малых интервалах изменения данных параметров для каждого из них можно всегда указать по одному априорно известному значению. Действительно, ледяные пластинки при малой горизонтальной составляющей скорости ветра ориентируются в горизонтальной плоскости. Такая ориентация пластинок обусловлена их движением в поле

гравитационных сил. Что касается показателя преломления, то для него в качестве априорного можно указать значение, измеренное для чистого льда на данной длине волны [182]. Однако для различных атмосферных кристаллов значения показателя преломления даже при фиксированной длине волны могут быть рассеяны на некотором интервале, граничные точки которого отличаются по величине друг от друга на десятки процентов. Это связано с содержанием в природных кристаллах различных микропримесей. Как и показатель преломления, ориентацию ледяных пластинок также нельзя считать априорно известной. Действительно, горизонтальная составляющая скорости ветра смещает относительно вертикали направление воздушного потока, обтекающего каждую частицу полидисперсной среды. А это, в свою очередь, влечет за собой изменение ориентации пластинок.

Отношения параметров вектора Стокса в первом приближении зависят только от показателя преломления и ориентации пластинок. Это дает возможность контролировать данные параметры полидисперсной среды с помощью поляризационного лидара без привлечения дополнительной информации. Ниже предложен алгоритм определения показателя преломления и углов ориентации ледяных пластинок из данных поляризационного лазерного зондирования.

Предположим, что измерительная схема лидара позволяет кроме интенсивности $I_{\pi_1}^{back}$ сигнала обратного рассеяния определять также остальные параметры вектора Стокса: $I_{\pi_2}^{back}$, $I_{\pi_3}^{back}$, $I_{\pi_4}^{back}$. Введем в рассмотрение следующие отношения: $I_{\pi_2}^{back} / I_{\pi_1}^{back}$, $I_{\pi_4}^{back} / I_{\pi_1}^{back}$. Отношения A_2^0 / A_1^0 и A_4^0 / A_1^0 , определенные, соответственно, при линейной и круговой поляризациях, обозначим символами P_l и P_c . Рассмотрим случай, когда для ледяных кристаллов показатели преломления n и поглощения χ связаны между собой следующим неравенством: $n-1 \gg \chi$. Это означает, что в выражениях для коэффициентов Френеля \tilde{R}_{\parallel} и \tilde{R}_{\perp} комплексный показатель преломления $\tilde{n} = n + i\chi$ можно заменить на $\text{Re}(\tilde{n})$. При такой замене

коэффициенты Френеля станут вещественными, что в свою очередь приводит к упрощениям соотношений (3.20) и (3.21). В результате получим

$$P_c = -\frac{2\tilde{R}'_{\parallel}\tilde{R}'_{\perp}}{\tilde{R}'_{\parallel}{}^2 + \tilde{R}'_{\perp}{}^2}. \quad (3.22)$$

$$P_l = \frac{(\tilde{R}'_{\parallel}{}^2 \cos^2 \gamma - \tilde{R}'_{\perp}{}^2 \sin^2 \gamma) \cos 2\gamma - \tilde{R}'_{\parallel}\tilde{R}'_{\perp} \sin^2 2\gamma}{\tilde{R}'_{\parallel}{}^2 \cos^2 \gamma + \tilde{R}'_{\perp}{}^2 \sin^2 \gamma}. \quad (3.23)$$

Здесь \tilde{R}'_{\parallel} и \tilde{R}'_{\perp} – вещественные коэффициенты Френеля, определяемые по формулам

$$\tilde{R}'_{\parallel} = \frac{n^2 \cdot \cos \beta - s}{n^2 \cdot \cos \beta + s}, \quad \tilde{R}'_{\perp} = \frac{\cos \beta - s}{\cos \beta + s}, \quad s = \sqrt{n^2 - \sin^2 \beta}. \quad (3.24)$$

Предположим, что P_l и P_c являются измеряемыми величинами. Каждая из них связана с тремя (соотношения (3.20) и (3.21)) или с двумя (соотношения (3.22) и (3.23)) неизвестными величинами, т. е. задача определения параметров n , χ и β является неоднозначной. В этой связи следует указать на один из возможных путей устранения неоднозначности, который используется для подобного рода задач. Соотношения (3.21) и (3.23) имеют свободный параметр – угол γ , изменение которого можно реализовать путем поворота лидара вокруг его оси. В результате для измеряемых величин P_l можно получить экспериментальные кривые, а затем методом наименьших квадратов подогнать под них параметры n , χ и β , используя соотношение (3.23), или n и β с помощью соотношения (3.22). Однако в данном случае такой подход не позволяет удовлетворительно разрешить проблему неоднозначности. Действительно, функция P_l , определяемая соотношением (3.23), является однородной по отношению к коэффициентам

Френеля \tilde{R}'_{\parallel} и \tilde{R}'_{\perp} . Следовательно, речь здесь может идти только об определении отношения коэффициентов Френеля, а оно включает в себя два неизвестных параметра n и β . Введение малого затухания χ хотя формально и снимает неоднозначность, но приводит к необходимости решения некорректной задачи при определении параметров n , χ и β с помощью соотношения (3.21). Поэтому далее рассмотрим иной подход устранения неоднозначности при определении углов ориентации и показателя преломления ледяных пластинок.

Преобразуем соотношения (3.22) и (3.23) к виду

$$p_c = -\frac{2p}{p^2 + 1}. \quad (3.25)$$

$$p_l = \frac{(p^2 \cos^2 \gamma - p^2 \sin^2 \gamma) \cos 2\gamma - p \sin^2 2\gamma}{p^2 \cos^2 \gamma + \sin^2 \gamma}. \quad (3.26)$$

Здесь символом p обозначено отношение коэффициентов Френеля, т.е. $p = \tilde{R}'_{\parallel} / \tilde{R}'_{\perp}$. Вполне понятно, что не представляет особого труда выразить параметр p через измеряемую величину p_c с помощью формулы (3.25) либо подогнать его под экспериментальную кривую $p_l(\gamma)$, используя соотношение (3.26). Таким образом, можно считать параметр p известным и перейти к определению неизвестных параметров n и β , от которых он зависит. Однако здесь следует заметить, что один угол β не позволяет однозначно задать ориентацию пластинок. Действительно, при известном угле β можно только указать возможные направления нормалей к основанию той или иной пластинки, которые образуют вокруг направления распространения падающей волны коническую поверхность. Но из совокупности нормалей, соответствующих данному углу β , всегда можно выбрать единственную, если заранее определить плоскость падения волны. В этой связи отметим, что когда вектор электрической составляющей

линейно поляризованной волны лежит в плоскости падения ($\gamma=0^\circ$) или перпендикулярен к ней ($\gamma=90^\circ$), то измеряемая величина p_i принимает максимальное значение, равное 1. Кроме того, кривая $p_i(\gamma)$ на отрезке $[0^\circ, 90^\circ]$ не является симметричной (см. Рисунок 3.3), ее минимум смещен относительно середины отрезка к его левому концу $\gamma=0$. Таким образом, анализируя изменение величины p_i при повороте лидара вокруг его оси, можно всегда однозначно определить плоскость падения волны.

Пусть определены параметры p_j ($j=1, 2$) для двух направлений зондирования, которые составляют между собой известный угол Δ . Пусть также векторы этих направлений лежат в одной и той же плоскости падения. Тогда неизвестные параметры n и β можно определить из следующей системы уравнений:

$$p_1 = \tilde{R}'_{\parallel}(\beta, n) / \tilde{R}'_{\perp}(\beta, n), \quad (3.27)$$

$$p_2 = \tilde{R}'_{\parallel}(\beta + \Delta, n) / \tilde{R}'_{\perp}(\beta + \Delta, n).$$

Решение системы (3.27) удобней всего получить с помощью предложенного ниже итерационного алгоритма. Зададим для показателя преломления n некоторое начальное приближение n_0 . Затем вычислим соответствующие данному показателю преломления n_0 углы β_{01} и β_{02} , которые определяют отклонения нормали к основанию пластинки от каждого из двух направлений зондирования. Для этого воспользуемся следующей цепочкой формул:

$$a_j = 0.5(1 - 1/p_j)(n_0^2 + 1) / (n_0^2 - 1),$$

$$b_j = 1/p_j \left(\sqrt{a_j^2 + 1/p_j} + a_j \right), \quad (3.28)$$

$$c_j = \sqrt{(n_0^2 - 1) / [(1 - b_j) / (1 + b_j)]^2 - 1},$$

$$\beta_{0j} = \arccos(c_j).$$

Здесь индекс j принимает значения 1 и 2. После вычисления β_{01} и β_{02} проверяется условие $|\beta_{01} - \beta_{02}| = \Delta$, при выполнении которого итерационная схема прекращает работу, а β_{01} и n_0 считаются найденными параметрами. Если данное условие не выполняется, то следует изменить значение показателя преломления n . Причем на очередном шаге алгоритма n следует увеличивать, если $|\beta_{01} - \beta_{02}| < \Delta$, или уменьшать, если $|\beta_{01} - \beta_{02}| > \Delta$. Работу алгоритма можно также проиллюстрировать номограммой, представленной на Рисунок 3.5.

Пусть известны два значения для параметра p : $p_1 = -0.612$ и $p_2 = -0.462$. Причем второе значение $p = p_2$ получено после изменения направления зондирования относительно первоначального на величину $\Delta = 6^\circ$. Параметры p_1 и p_2 устанавливают две зависимости между коэффициентами Френеля: $\tilde{R}'_{\parallel} = p_1 \tilde{R}'_{\perp}$, $\tilde{R}'_{\perp} = p_2 \tilde{R}'_{\parallel}$, каждая из которых определяет прямую, проходящую через начало координат (см. Рисунок 3.5). Изменение показателя преломления в процессе итераций эквивалентно движению вдоль этих прямых. На каждом шаге алгоритма всегда можно получить две точки пересечения прямых $\tilde{R}'_{\parallel} = p_1 \tilde{R}'_{\perp}$ и $\tilde{R}'_{\perp} = p_2 \tilde{R}'_{\parallel}$ с линией постоянного $n = n_j$, соответствующего очередному j -му приближению для показателя преломления в итерационной схеме. Через каждую точку пересечения проходит по одной линии постоянного β (β_{j1} и β_{j2}). Если эти линии отстоят друг от друга на 6° , то алгоритм прекращает работу. Искомые точки на номограмме, для которых выполняется условие $|\beta_{j1} - \beta_{j2}| = \Delta = 6^\circ$, обозначены буквами **A** и **B**. Через каждую из этих точек проходят по две линии постоянных параметров n и β : через точку **A** – линии $n = 1.30$ и $\beta = 30^\circ$, через точку **B** – $n = 1.30$ и $\beta = 36^\circ$. Очевидно, что в

данном случае $n=1.30$ и $\beta=30^\circ$ являются искомыми значениями. На номограмме, представленной на Рисунке 3.5, одноименные линии как для параметра n , так и для параметра β не пересекаются друг с другом, что лишний раз говорит о возможности однозначного определения показателя преломления n и угла ориентации β .

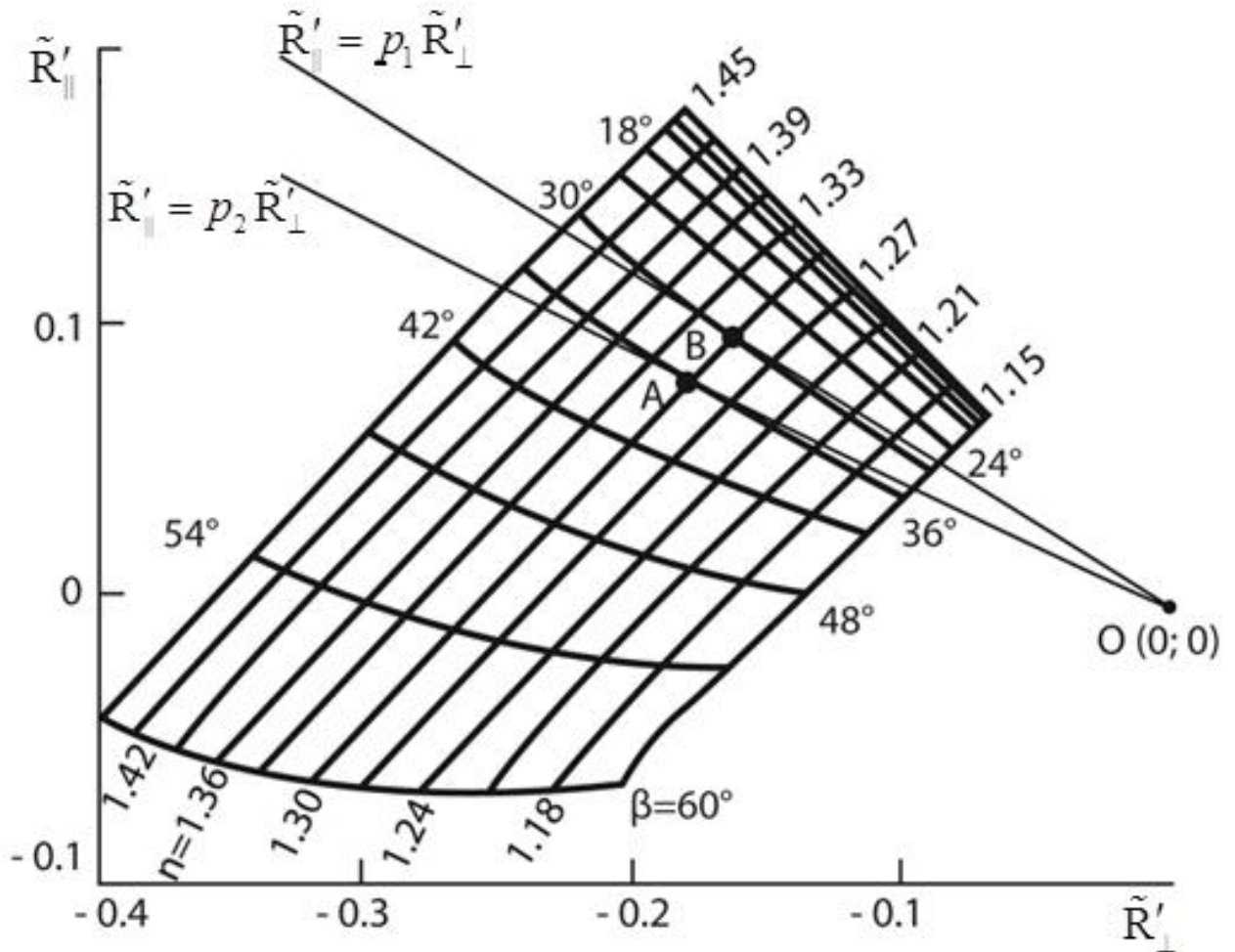


Рисунок 3.5: Номограмма для определения показателя преломления n и угла ориентации β для ледяных пластинок: безразмерные параметры $p_1=-0.612$ и $p_2=-0.462$ при условии $\Delta=|\beta_{01}-\beta_{02}|=6^\circ$ однозначно связаны с углами $\beta_1=30^\circ$ и $\beta_2=36^\circ$ и показателем преломления $n=1.30$.

Предложенный выше алгоритм справедлив при выполнении условия $n-1 \ll \chi$ и позволяет определить только неизвестные параметры n и β , т. е. данное

условие априорно выводит из алгоритма параметр χ . Более того, любая попытка в данном случае построить алгоритм, в котором бы определялись все три параметра n , χ и β , не может привести к успеху. Однако когда $n-1 \approx \chi$, то можно ставить задачу об определении всех трех параметров. В данном случае, как упоминалось выше, параметры n , χ и β подгоняются под экспериментальную кривую $P_l(\gamma)$ с помощью соотношения (3.21). Эти параметры могут быть эффективно определены, используя принцип итерационного решения системы уравнений с улучшением получаемых коэффициентов на каждом этапе сходящегося процесса [A35, A36].

При разработке алгоритма условно считалось, что все ледяные пластинки занимают фиксированное положение. На самом деле пластинки имеют флаттер, т.е. совершают колебания относительно некоторой плоскости, которую условно можно принять в качестве плоскости ориентации. Как правило, амплитуда этих колебаний незначительна. В частности, в работе [141–143] показано, что для пластинок величина флаттера составляет чуть больше 0.5° . Кроме того, кривые постоянных n и β на номограмме монотонны, а на малых участках практически линейны. В результате при усреднении характеристик P_l и P_c на малом угловом интервале $[\beta-\Delta\beta, \beta+\Delta\beta]$ должны получиться характеристики P_l и P_c , близко соответствующие случаю, при котором все пластинки расположены в плоскости ориентации. Описанный выше алгоритм позволяет определять ориентацию и показатель преломления для ледяных пластинок из данных одночастотного поляризационного лазерного зондирования без привлечения априорной информации.

3.2.2 Алгебраическая формула для расчета аномального обратного рассеяния

В разделе 3.2.2 иллюстрируется вывод формулы для коэффициента

обратного рассеяния лидарного сигнала, зеркально отраженного от системы ориентированных пластинчатых кристаллов. Эта формула получена на основе метода физической оптики. Она связывает аномально высокие амплитуды отраженного сигнала, наблюдаемого в эксперименте, с длиной волны падающего излучения, показателем преломления и с параметрами распределения частиц по размерам. Представленное соотношение имеет достаточно простой вид, что позволяет вести обработку сигнала в реальном масштабе времени.

Рассмотрим выражения (3.1) для коэффициентов рассеяния, из них выделим величину $\beta_{\pi_1}^{back}$, пропорциональную первому параметру вектора Стокса эхо-сигнала. В качестве среды рассмотрим систему горизонтально ориентированных круглых пластинок. Численные расчеты показали, что внутренние отражения электромагнитного поля в кристаллах не дают существенного вклада в $\beta_{\pi_1}^{back}$, что позволило представить эту величину в более простом виде. Так, для коэффициента обратного рассеяния $\beta_{\pi_1}^{back}$, пропорционального полной интенсивности эхо-сигнала, получена формула

$$\beta_{\pi_1}^{back} = A_{b1} \frac{k^2}{\pi} \int_0^{\infty} N(a) \left[\frac{1 + \cos 2\beta}{2} \cdot \pi a^2 \cos \beta G(\beta) \right]^2 da, \quad (3.29)$$

где

$$A_{b1} = \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 + |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} + \frac{I_2}{I_1} \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 - |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} \cos 2\gamma - \frac{I_3}{I_1} \frac{|\tilde{\mathbf{R}}_{\parallel}|^2 - |\tilde{\mathbf{R}}_{\perp}|^2}{2} \sin 2\gamma. \quad (3.30)$$

Величины, входящие в (3.29) и (3.30), определены выше.

Пусть при горизонтальном расположении пластинчатых кристаллов лидар излучает в зенит. В этом случае углу β следует придать значение, равное нулю,

что приводит к значительным упрощениям вышеприведенных формул. В частности, для A_{b1} и $G(\beta)$ получим

$$A_{b1} = \left| \frac{\tilde{n}-1}{\tilde{n}+1} \right|^2, \quad \lim_{\beta \rightarrow 0} G(\beta) = 1. \quad (3.31)$$

С учетом соотношений (3.31) выражение для коэффициента обратного рассеяния преобразуется к виду

$$\beta_{\pi_1} |_{\beta=0} = \beta_a = \left| \frac{\tilde{n}-1}{\tilde{n}+1} \right|^2 \frac{k^2}{\pi} \pi^2 \int_0^\infty N(a) a^4 da. \quad (3.32)$$

Для определенности предположим, что функция $N(a)$ является модифицированным гамма-распределением (1.3). С учетом аналитического вида (1.3) функции распределения $N(a)$ формула (3.32) допускает дальнейшие упрощения, в результате которых для коэффициента аномального обратного рассеяния β_a получается следующее алгебраическое выражение:

$$\beta_a = \left| \frac{\tilde{n}-1}{\tilde{n}+1} \right|^2 C \frac{k^2}{\pi} \pi^2 (\pi a_m^2)^2 \prod_{j=1}^4 \left(1 + \frac{j}{\mu}\right). \quad (3.33)$$

Для анализа экспериментальных данных формулу (3.33) следует преобразовать таким образом, чтобы в нее входил \bar{a} средний радиус пластинки. С учетом \bar{a} соотношение (3.33) для коэффициента аномального рассеяния β_a преобразуется к виду

$$\beta_a = \left| \frac{\tilde{n}-1}{\tilde{n}+1} \right|^2 C \frac{k^2}{\pi} \pi^2 (\pi \bar{a}^2)^2 \prod_{j=1}^3 \left(1 + \frac{j}{\mu+1}\right). \quad (3.34)$$

Данная формула позволяет при известном среднем радиусе и концентрации пластинок в рассеивающем объеме оценить амплитуду зеркально отраженного сигнала.

μ	\bar{a} , мкм				
	37	100	150	200	250
	C , л ⁻¹				
	0.8	25	20	15	10
1	$5.22 \cdot 10^1$	$8.69 \cdot 10^4$	$3.52 \cdot 10^5$	$8.35 \cdot 10^5$	$1.36 \cdot 10^6$
2	$3.09 \cdot 10^1$	$5.15 \cdot 10^4$	$2.09 \cdot 10^5$	$4.95 \cdot 10^5$	$8.05 \cdot 10^5$
3	$2.28 \cdot 10^1$	$3.80 \cdot 10^4$	$1.54 \cdot 10^5$	$3.65 \cdot 10^5$	$5.94 \cdot 10^5$
4	$1.87 \cdot 10^1$	$3.12 \cdot 10^4$	$1.26 \cdot 10^5$	$2.99 \cdot 10^5$	$4.87 \cdot 10^5$
5	$1.62 \cdot 10^1$	$2.71 \cdot 10^4$	$1.10 \cdot 10^5$	$2.60 \cdot 10^5$	$4.23 \cdot 10^5$
6	$1.46 \cdot 10^1$	$2.43 \cdot 10^4$	$9.86 \cdot 10^4$	$2.34 \cdot 10^5$	$3.80 \cdot 10^5$
7	$1.35 \cdot 10^1$	$2.24 \cdot 10^4$	$9.08 \cdot 10^4$	$2.15 \cdot 10^5$	$3.50 \cdot 10^5$
8	$1.26 \cdot 10^1$	$2.10 \cdot 10^4$	$8.50 \cdot 10^4$	$2.02 \cdot 10^5$	$3.28 \cdot 10^5$
9	$1.19 \cdot 10^1$	$1.99 \cdot 10^4$	$8.06 \cdot 10^4$	$1.91 \cdot 10^5$	$3.11 \cdot 10^5$
10	$1.14 \cdot 10^1$	$1.90 \cdot 10^4$	$7.71 \cdot 10^4$	$1.83 \cdot 10^5$	$2.97 \cdot 10^5$
11	$1.10 \cdot 10^1$	$1.83 \cdot 10^4$	$7.42 \cdot 10^4$	$1.76 \cdot 10^5$	$2.86 \cdot 10^5$

Таблица 3.1: Расчетные значения коэффициента аномального обратного рассеяния β_a (км⁻¹) для системы ориентированных пластинок (показатель преломления $\tilde{n} = 1.31 + i \cdot 10^{-3}$, длина волны $\lambda = 0.694$ мкм).

Аномально высокие значения коэффициента обратного рассеяния вполне объясняют тот факт, что в большинстве экспериментов отраженные обратные сигналы приводили к засветке фотоприемника. К настоящему времени определены в эксперименте лишь относительно низкие значения β_a ,

соответствующие малым концентрациям пластинок в рассеивающем объеме и их малым размерам. В частности, для $C=0.8 \text{ л}^{-1}$ и $\bar{a}=37 \text{ мкм}$ измеренные в эксперименте коэффициенты обратного рассеяния достигали значения 17 км^{-1} [141–143]. В первом столбце Таблицы 3.1 приведены расчетные значения коэффициента β_a для этих же параметров C и \bar{a} кристаллической среды. Сравнивая теоретические и экспериментальные данные, нетрудно убедиться не только в их качественном, но и в количественном согласии.

Концентрация кристаллов C входит линейно в формулу (3.34) для коэффициента аномального обратного рассеяния β_a , что позволяет, не проводя дополнительных расчетов, а, только пользуясь данными из Таблицы 3.1, оценивать коэффициенты β_a для системы пластинок с произвольной концентрацией. В частности, значения $\beta_a=0.110 \text{ км}^{-1}$ и $\beta_a=0.552 \text{ км}^{-1}$ в 100 раз меньше крайних значений из первого столбца Таблицы 3.1 и соответствуют в 100 раз меньшей концентрации $C=0.008 \text{ л}^{-1}$ кристаллов в рассеивающем объеме. Аналогичные оценки могут быть сделаны и для кристаллов с другими средними размерами из Таблицы 3.1. Однако приведенных результатов вполне достаточно для вывода о том, что даже несколько (8 в 1 куб. м) относительно небольших ($\bar{a}=37 \text{ мкм}$), но горизонтально ориентированных ледяных пластинок формируют высокоамплитудный обратный сигнал. Причем визуально такие кристаллы могут быть незаметны, но лидарный импульс, отражаясь от этих своеобразных зеркал, приходит на фотоприемник, имея высокую амплитуду. Подобная ситуация достаточно часто возникает при экспериментальном исследовании атмосферы. В частности, в лаборатории оптического зондирования атмосферы ИОА СО РАН Шаманаевым В.С. при вертикальном зондировании атмосферы на длине волны $\lambda=0.532 \text{ мкм}$ с высоты 4 км в ясную безоблачную погоду регистрировались обратные лидарные сигналы, для которых коэффициенты обратного рассеяния достигали значений, равных 0.3 км^{-1} . Заметим, что высота 4 км соответствует нижней границе среднего яруса облачности, а в данном случае она определяла границу пока еще не образовавшегося кристаллического облака.

В силу сложности технической реализации многочастотные лидары не получили широкого применения. Это не могло не повлиять на исследования кристаллической облачности с применением многочастотного лазерного зондирования. В связи с этим экспериментальное исследование спектральной зависимости коэффициентов аномального обратного рассеяния пока не нашло широкого отражения в литературе. В то же время зависимость β_a от длины волны является достаточно простой. Для анализа этой зависимости воспользуемся формулой (3.34). Характеристика длины волны, а именно волновое число, входит в соотношение (3.34) для β_a нелинейно, как k^2 . В Таблице 3.2 приведена спектральная зависимость аномального обратного рассеяния для некоторых параметров \bar{a} , C , μ полидисперсной кристаллической среды. Очевидно, что меньшей длине волны при тех же самых параметрах среды соответствует больший отраженный сигнал. Так, например, для $\lambda=0.5$ мкм и $\lambda=5$ мкм величина β_a понижается ровно на 2 порядка. Таблица 3.2 наглядно иллюстрирует резкое монотонное убывание амплитуды зеркально отраженного излучения от ледяных пластинок по мере увеличения длины волны в оптическом диапазоне.

Таким образом, полученная алгебраическая формула (3.34) для коэффициента аномального обратного рассеяния связывает высокоамплитудный отраженный сигнал с основными характеристиками полидисперсной среды. Более того, данная формула позволяет выявить преимущественное влияние определенных параметров среды на β_a . Такими параметрами являются размеры рассеивателей и их концентрация. На основе формулы (3.34) наиболее перспективным является построение интерпретационных схем для определения именно этих параметров.

λ , МКМ	\bar{a} , МКМ				
	37	100	150	200	250
	С, л ⁻¹				
	0.8	25	20	15	10
0.5	$3.13 \cdot 10^1$	$5.21 \cdot 10^4$	$2.11 \cdot 10^5$	$5.00 \cdot 10^5$	$8.14 \cdot 10^5$
1.0	7.81	$1.30 \cdot 10^4$	$5.28 \cdot 10^4$	$1.25 \cdot 10^5$	$2.04 \cdot 10^5$
1.5	3.47	$5.79 \cdot 10^3$	$2.35 \cdot 10^4$	$5.56 \cdot 10^4$	$9.05 \cdot 10^4$
2.0	1.95	$3.26 \cdot 10^3$	$1.32 \cdot 10^4$	$3.13 \cdot 10^4$	$5.09 \cdot 10^4$
2.5	1.25	$2.08 \cdot 10^3$	$8.44 \cdot 10^3$	$2.00 \cdot 10^4$	$3.26 \cdot 10^4$
3.0	$8.68 \cdot 10^{-1}$	$1.45 \cdot 10^3$	$5.86 \cdot 10^3$	$1.39 \cdot 10^4$	$2.26 \cdot 10^4$
3.5	$6.38 \cdot 10^{-1}$	$1.06 \cdot 10^3$	$4.31 \cdot 10^3$	$1.02 \cdot 10^4$	$1.66 \cdot 10^4$
4.0	$4.88 \cdot 10^{-1}$	$8.14 \cdot 10^2$	$3.30 \cdot 10^3$	$7.82 \cdot 10^3$	$1.27 \cdot 10^4$
4.5	$3.86 \cdot 10^{-1}$	$6.43 \cdot 10^2$	$2.61 \cdot 10^3$	$6.18 \cdot 10^3$	$1.01 \cdot 10^4$
5.0	$3.13 \cdot 10^{-1}$	$5.21 \cdot 10^2$	$2.11 \cdot 10^3$	$5.00 \cdot 10^3$	$8.14 \cdot 10^3$
5.5	$2.58 \cdot 10^{-1}$	$4.31 \cdot 10^2$	$1.74 \cdot 10^3$	$4.14 \cdot 10^3$	$6.73 \cdot 10^3$
6.0	$2.17 \cdot 10^{-1}$	$3.62 \cdot 10^2$	$1.47 \cdot 10^3$	$3.47 \cdot 10^3$	$5.65 \cdot 10^3$
6.5	$1.85 \cdot 10^{-1}$	$3.80 \cdot 10^2$	$1.25 \cdot 10^3$	$2.96 \cdot 10^3$	$4.82 \cdot 10^3$
7.0	$1.00 \cdot 10^{-1}$	$2.66 \cdot 10^2$	$1.08 \cdot 10^3$	$2.55 \cdot 10^3$	$4.15 \cdot 10^3$
7.5	$1.39 \cdot 10^{-1}$	$2.32 \cdot 10^2$	$9.38 \cdot 10^2$	$2.22 \cdot 10^3$	$3.62 \cdot 10^3$
8.0	$1.22 \cdot 10^{-1}$	$2.04 \cdot 10^2$	$8.25 \cdot 10^2$	$1.95 \cdot 10^3$	$3.18 \cdot 10^3$
8.5	$1.08 \cdot 10^{-1}$	$1.80 \cdot 10^2$	$7.30 \cdot 10^2$	$1.73 \cdot 10^3$	$2.82 \cdot 10^3$
9.0	$9.65 \cdot 10^{-2}$	$1.61 \cdot 10^2$	$6.52 \cdot 10^2$	$1.54 \cdot 10^3$	$2.51 \cdot 10^3$
9.5	$8.66 \cdot 10^{-2}$	$1.44 \cdot 10^2$	$5.85 \cdot 10^2$	$1.38 \cdot 10^3$	$2.26 \cdot 10^3$

Таблица 3.2: Расчетные значения коэффициента аномального обратного рассеяния β_a (км⁻¹) для системы ориентированных пластинок (показатель преломления

$$\tilde{n} = 1.31 + i \cdot 10^{-3}, \mu = 5).$$

Продолжение Таблицы 3.2.

λ , мкм	\bar{a} , мкм				
	37	100	150	200	250
	C , л ⁻¹				
	0.8	25	20	15	10
10.0	$7.81 \cdot 10^{-2}$	$1.30 \cdot 10^2$	$5.28 \cdot 10^2$	$1.25 \cdot 10^3$	$2.04 \cdot 10^3$
10.5	$7.09 \cdot 10^{-2}$	$1.18 \cdot 10^2$	$4.79 \cdot 10^2$	$1.13 \cdot 10^3$	$1.85 \cdot 10^3$
11.0	$6.46 \cdot 10^{-2}$	$1.08 \cdot 10^2$	$4.36 \cdot 10^2$	$1.03 \cdot 10^3$	$1.68 \cdot 10^3$
11.5	$5.91 \cdot 10^{-2}$	$9.85 \cdot 10^1$	$3.99 \cdot 10^2$	$9.46 \cdot 10^2$	$1.54 \cdot 10^3$
12.0	$5.43 \cdot 10^{-2}$	$9.05 \cdot 10^1$	$3.66 \cdot 10^2$	$8.69 \cdot 10^2$	$1.41 \cdot 10^3$
12.5	$5.00 \cdot 10^{-2}$	$8.34 \cdot 10^1$	$3.38 \cdot 10^2$	$8.01 \cdot 10^2$	$1.30 \cdot 10^3$
13.0	$4.62 \cdot 10^{-2}$	$7.71 \cdot 10^1$	$3.12 \cdot 10^2$	$7.40 \cdot 10^2$	$1.20 \cdot 10^3$
13.5	$4.29 \cdot 10^{-2}$	$7.15 \cdot 10^1$	$2.90 \cdot 10^2$	$6.86 \cdot 10^2$	$1.12 \cdot 10^3$
14.0	$3.99 \cdot 10^{-2}$	$6.65 \cdot 10^1$	$2.69 \cdot 10^2$	$6.38 \cdot 10^2$	$1.04 \cdot 10^3$
14.5	$3.72 \cdot 10^{-2}$	$6.20 \cdot 10^1$	$2.51 \cdot 10^2$	$5.95 \cdot 10^2$	$9.68 \cdot 10^2$
15.0	$3.47 \cdot 10^{-2}$	$5.79 \cdot 10^1$	$3.35 \cdot 10^2$	$5.56 \cdot 10^2$	$9.05 \cdot 10^2$

3.2.3 Оценка микрофизических параметров пластинок и их флаттера

В предыдущем разделе проиллюстрирована возможность оценки средних размеров строго ориентированных пластинок на одной частоте. В этом разделе усложним модель. Пусть пластинки не строго ориентированы, а совершают небольшие колебания относительно некоторого фиксированного положения. Для этого случая покажем возможность оценки средних размеров ледяных пластинок и их флаттера с помощью одночастотного лидара.

Рассмотрим выражение для коэффициента обратного рассеяния, представленного в виде двух сомножителей, один из которых зависит от размеров

пластинок, другой – от их показателя преломления (3.17). Выделим частные случаи для коэффициента A_1^0 из (3.13), соответствующие различным поляризациям электромагнитного поля падающей волны. Для этого параметрам Стокса I_2 и I_3 придадим следующие значения: $I_4/I_1=1$, $I_2=I_3=0$, что соответствует круговой поляризации, а $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$ – линейной поляризации. Из формулы (3.13) для этих двух частных случаев получим

$$A_c(\beta) = \frac{1}{2} \left(|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2 \right), \quad (3.35)$$

$$A_l(\beta) = |R_{\parallel}|^2 \cos^2 \gamma + |R_{\perp}|^2 \sin^2 \gamma. \quad (3.36)$$

Заметим, что при нормальном падении волны на систему ориентированных пластинок коэффициенты A_1^0 , A_c и A_l равны между собой и определяются соотношением

$$A(0) = A_c(0) = A_l(0) = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2. \quad (3.37)$$

Для аномального обратного рассеяния характерным признаком является уменьшение на несколько порядков амплитуды отраженного сигнала при смещении оси лидара от зенитного направления. Чтобы это проверить, нами проведены численные расчеты коэффициента обратного рассеяния $\beta_{\pi_1}^0$ при различных углах β отклонения от вертикали оси лидара. Из анализа численных данных, приведенных в Таблице 3.3, следует, что даже самое незначительное смещение оси лидара может привести к заметным изменениям коэффициента обратного рассеяния. Так, при зондировании ледяных пластинок в видимой части диапазона ($\lambda=0.694$ мкм) отклонение оси лидара от вертикали всего на 1° приводит к уменьшению амплитуды отраженного сигнала на 4–6 порядков. В

β°	\bar{a} , МКМ				
	37	100	150	200	250
	C, Г ⁻¹				
	0.8	25	20	15	10
$\lambda=0.694$ МКМ					
0	$1.62 \cdot 10^1$	$2.71 \cdot 10^4$	$1.10 \cdot 10^5$	$2.60 \cdot 10^5$	$4.23 \cdot 10^5$
0.01	$1.61 \cdot 10^1$	$2.51 \cdot 10^4$	$9.25 \cdot 10^4$	$1.93 \cdot 10^5$	$2.68 \cdot 10^5$
0.02	$1.56 \cdot 10^1$	$2.01 \cdot 10^4$	$5.75 \cdot 10^4$	$8.70 \cdot 10^4$	$8.46 \cdot 10^4$
0.05	$1.26 \cdot 10^1$	$5.42 \cdot 10^3$	$5.82 \cdot 10^3$	$4.84 \cdot 10^3$	$3.80 \cdot 10^3$
0.1	6.27	$5.04 \cdot 10^2$	$5.65 \cdot 10^2$	$5.65 \cdot 10^2$	$4.71 \cdot 10^2$
0.2	$9.06 \cdot 10^{-1}$	$5.89 \cdot 10^1$	$7.05 \cdot 10^1$	$7.04 \cdot 10^1$	$5.86 \cdot 10^1$
0.5	$4.46 \cdot 10^{-2}$	3.75	4.49	4.49	3.74
1	$5.56 \cdot 10^{-3}$	$4.68 \cdot 10^{-1}$	$5.61 \cdot 10^{-1}$	$5.61 \cdot 10^{-1}$	$4.68 \cdot 10^{-1}$
2	$6.93 \cdot 10^{-4}$	$5.85 \cdot 10^{-2}$	$7.02 \cdot 10^{-2}$	$7.02 \cdot 10^{-2}$	$5.86 \cdot 10^{-2}$
5	$4.45 \cdot 10^{-5}$	$3.76 \cdot 10^{-3}$	$4.51 \cdot 10^{-3}$	$4.51 \cdot 10^{-3}$	$3.76 \cdot 10^{-3}$
$\lambda=10.694$ МКМ					
0	$6.95 \cdot 10^{-2}$	$1.16 \cdot 10^2$	$4.70 \cdot 10^2$	$1.11 \cdot 10^3$	$1.81 \cdot 10^3$
0.1	$6.92 \cdot 10^{-2}$	$1.12 \cdot 10^2$	$4.37 \cdot 10^2$	$9.78 \cdot 10^2$	$1.48 \cdot 10^3$
0.5	$6.22 \cdot 10^{-2}$	$5.42 \cdot 10^1$	$9.86 \cdot 10^1$	$9.65 \cdot 10^1$	$6.96 \cdot 10^1$
1.0	$4.52 \cdot 10^{-2}$	$1.01 \cdot 10^1$	9.32	8.67	7.19
5	$6.93 \cdot 10^{-4}$	$5.76 \cdot 10^{-2}$	$6.90 \cdot 10^{-2}$	$6.89 \cdot 10^{-2}$	$5.74 \cdot 10^{-2}$
10.0	$8.65 \cdot 10^{-5}$	$7.26 \cdot 10^{-3}$	$8.71 \cdot 10^{-3}$	$8.71 \cdot 10^{-3}$	$7.26 \cdot 10^{-3}$
20	$1.13 \cdot 10^{-5}$	$9.58 \cdot 10^{-4}$	$1.15 \cdot 10^{-3}$	$1.15 \cdot 10^{-3}$	$9.58 \cdot 10^{-4}$
30.0	$3.80 \cdot 10^{-6}$	$3.21 \cdot 10^{-4}$	$3.85 \cdot 10^{-4}$	$3.85 \cdot 10^{-4}$	$3.20 \cdot 10^{-4}$

Таблица 3.3: Расчетные значения коэффициента обратного рассеяния $\beta_{\pi_1}^0$ (км⁻¹) для системы ориентированных пластинок при круговой поляризации падающей волны (показатель преломления $\tilde{n} = 1.31 + i \cdot 10^{-3}$, $\mu=5$).

ИК-диапазоне ($\lambda=10.6$ мкм) при сканировании лидаром интенсивность обратного сигнала меняется медленнее. Действительно, то же самое изменение амплитуды обратного сигнала на 4 – 6 порядков соответствует углам сканирования 10 – 20°. Следует заметить, что крутизна характеристики $\beta_{\pi_1}(\beta)$ в области малых углов β однозначно связана со средним радиусом \bar{a} пластинчатых кристаллов. Это дает возможность при сканировании лидаром вблизи вертикали по относительному изменению амплитуды отраженного сигнала оценивать средние размеры кристаллов исследуемых облаков.

Предположим теперь, что все ледяные пластинки совершают малые колебания относительно некоторого фиксированного положения с максимальным отклонением ψ (см. Рисунок 2.2). Для ансамбля пластинчатых кристаллов определим коэффициент обратного рассеяния. Введем для него обозначение $\beta_F(\beta, \psi)$. Искомая функция $\beta_F(\beta, \psi)$ должна выражаться через определенный выше коэффициент обратного рассеяния $\beta_{\pi_1}^0(\beta)$. Кроме того, из нее должны вытекать следующие частные случаи:

$$\beta_F(\beta, 0) = \beta_{\pi_1}^0(\beta), \quad \beta_F(0, 0) = \beta_a. \quad (3.38)$$

Для определенности будем считать, что ледяные пластинки совершают колебания относительно горизонтального положения, а угол β отсчитывается от вертикали. Найдем вначале $\beta_F(0, \psi)$, т. е. коэффициент обратного рассеяния при вертикальном расположении лидара для системы ледяных пластинок, имеющих флаттер. Для этого функцию $\beta_{\pi_1}^0(\beta)$ необходимо усреднить на отрезке $[-\psi, \psi]$. В результате выделим частный случай из (3.5), т.е.

$$\beta_F(0, \psi) = \frac{1}{2\psi} \int_{-\psi}^{\psi} \beta_{\pi_1}^0(x) dx. \quad (3.39)$$

Отклонение оси лидара от вертикали на угол β приводит к смещению отрезка интегрирования по числовой оси на этот же угол. В результате коэффициент $\beta_F(\beta, \psi)$ определяется путем усреднения функции $\beta_{\pi_1}^0(x)$ на отрезке $[-\psi+\beta, \psi+\beta]$, как частный случай (3.6), т. е.

$$\beta_F(\beta, \psi) = \frac{1}{2\psi} \int_{-\psi+\beta}^{\psi+\beta} \beta_{\pi_1}^0(x) dx. \quad (3.40)$$

Заметим, что частные случаи (3.38) для функции $\beta_F(\beta, \psi)$ можно вывести из соотношений (3.39) и (3.40), делая в последних предельный переход $\psi \rightarrow 0$. При этом образующиеся в результате предельного перехода неопределенности типа $0/0$ следует раскрыть по правилу Лопиталья, а затем воспользоваться правилом дифференцирования интегралов с переменными пределами.

Составим из коэффициентов $\beta_{\pi_1}^0$, β_a и β_F такие комбинации, в которых бы отсутствовала зависимость от показателя преломления. Заметим, что от показателя преломления зависят только коэффициенты A_1^0 , A_c и A_l . В то же время отношения вида $A_1^0(\beta)/A_1^0(0)$, $A_c(\beta)/A_c(0)$, $A_l(\beta)/A_l(0)$ в области малых углов β слабо отличаются от 1 при любых показателях преломления льда. Численные расчеты показали, что наибольшим постоянством при изменении β обладает отношение $A_c(\beta)/A_c(0)$, т.е. отношение для коэффициентов, соответствующих круговой поляризации падающей волны. В этом случае для реальной и мнимой частей показателя преломления n и χ из интервалов (1.2; 1.5) и (0; 0.1) соотношение

$$A_c(\beta)/A_c(0)=1.000$$

выполняется с точностью до третьего знака после запятой при изменении угла β от 0 до 10° . Что касается линейной поляризации, то при тех же показателях

преломления отношение $A_1(\beta)/A_1(0)$ при изменении угла β от 0 до 3° отличается от 1 не более чем на 0.5%.

Выше нами показано, что при зондировании системы горизонтально ориентированных пластинок отклонение оси лидара от вертикали всего на 1° приводит к изменению амплитуды отраженного сигнала на несколько порядков. Иными словами, при исследовании коэффициента обратного рассеяния $\beta_{\pi_1}^0(\beta)$ основной интерес представляет его поведение в области малых углов β . Однако при малых углах β отношение $A_1^0(\beta)/A_1^0(0)$ не зависит от показателя преломления. Это означает, что при этих же углах отношение коэффициентов обратного рассеяния $\beta_{\pi_1}^0(\beta)/\beta_{\pi_1}^0(0)$ также не должно зависеть от показателя преломления. Можно сделать аналогичный вывод и при анализе отношения коэффициентов обратного рассеяния $\beta_F(\beta,\psi)/\beta_F(0,\psi)$ для системы кристаллов, имеющих флаттер. Но в данном случае не для одного угла β , а для суммы углов $\beta+\psi$ должно выполняться условие малости. Но это условие не является жестким, т. к. флаттер пластинок ψ , как правило, не превышает 1° [141–143]. Следует заметить, что оба отношения $\beta_{\pi_1}^0(\beta)/\beta_{\pi_1}^0(0)$ и $\beta_F(\beta,\psi)/\beta_F(0,\psi)$ не зависят также от концентрации пластинок в рассеивающем объеме, поскольку C входит линейно в качестве множителя как в числитель, так и в знаменатель этих отношений.

В численных расчетах для определенности выбрана круговая поляризация падающего поля. Заметим, что при замене круговой поляризации на любую линейную коэффициенты обратного рассеяния и их отношения изменятся не более чем на 0.2%, если $\beta+\psi \leq 2$. Что касается неполяризованного падающего излучения, то для него все рассмотренные выше характеристики обратного рассеяния формально получаются точно такими же, как и для круговой поляризации.

На Рисунке 3.6 представлены зависимости отношений $\beta_{\pi_1}^0(\beta)/\beta_{\pi_1}^0(0)$ от угла β при различных параметрах \bar{a} и μ ансамбля строго ориентированных ледяных пластинок. Каждая заштрихованная область непрерывно заполнена

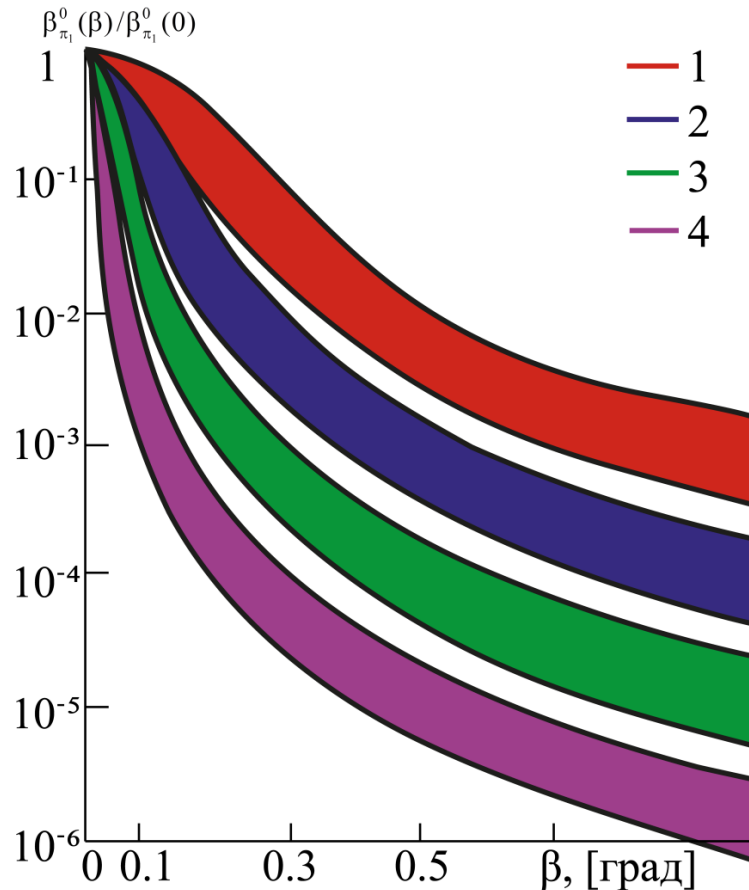


Рисунок 3.6: Отношения коэффициентов обратного рассеяния для системы строго ориентированных пластинок в зависимости от угла смещения β оси лидара относительно вертикали, $\lambda=0.694$ мкм. Области 1 – 4 соответствуют средним радиусам $\bar{a}=25, 50, 100, 200$ мкм. Верхняя граница каждой области соответствует $\mu=10$, нижняя – $\mu=1$.

кривыми для $\beta_{\pi_1}^0(\beta)/\beta_{\pi_1}^0(0)$, построенными при различных параметрах μ из интервала значений от 1 до 10. Причем большему μ соответствует кривая с меньшей крутизной. Действительно, с ростом параметра μ значения радиусов пластинок сильнее локализуются вокруг среднего значения \bar{a} . Следовательно, с

ростом μ убывает количество пластинок, которые имеют радиусы, больше среднего. А пластины с меньшими площадями дают меньшую крутизну характеристики $\beta_{\pi_1}^0(\beta) / \beta_{\pi_1}^0(0)$. В этом нетрудно убедиться, сравнивая между собой любые две кривые, принадлежащие различным заштрихованным областям. Заметим, что в области малых углов β крутизна характеристики $\beta_{\pi_1}^0(\beta) / \beta_{\pi_1}^0(0)$ в большей степени определяется средними радиусами \bar{a} пластинок и в меньшей – параметрами μ . Это дает возможность при малоугловом сканировании лидаром около вертикали по характеру изменения сигнала обратного рассеяния судить о среднем радиусе пластинок даже при неизвестном параметре распределения μ . Вполне понятно, что точность определения размера \bar{a} существенно возрастает, если параметр μ будет локализован в более узком интервале, чем от 1 до 10.

При вертикальном зондировании системы горизонтально ориентированных пластинок образуется аномально высокий по амплитуде сигнал обратного рассеяния. Аномалия сигнала обусловлена высокой направленностью системы строго ориентированных ледяных пластинок, каждая из которых является, по сути дела, полупрозрачным зеркалом. При флаттере из всего ансамбля в каждый момент времени только часть пластинок занимает горизонтальное положение. С одной стороны, это приводит к снижению направленности рассеяния системы кристаллов в целом, с другой – к уменьшению амплитуды сигнала обратного рассеяния. В последнем можно убедиться, анализируя представленные на Рисунке 3.7 зависимости коэффициента обратного рассеяния $\beta_F(0, \psi)$ от величины угла флаттера ψ .

При вертикальном расположении лидара колебания пластинок относительно горизонтального положения приводят к уменьшению значений коэффициента обратного рассеяния на 1–2 порядка. Однако амплитуды обратного сигнала по-прежнему остаются аномально высокими. Направленность рассеяния для системы ледяных пластинок, имеющих флаттер, также остается

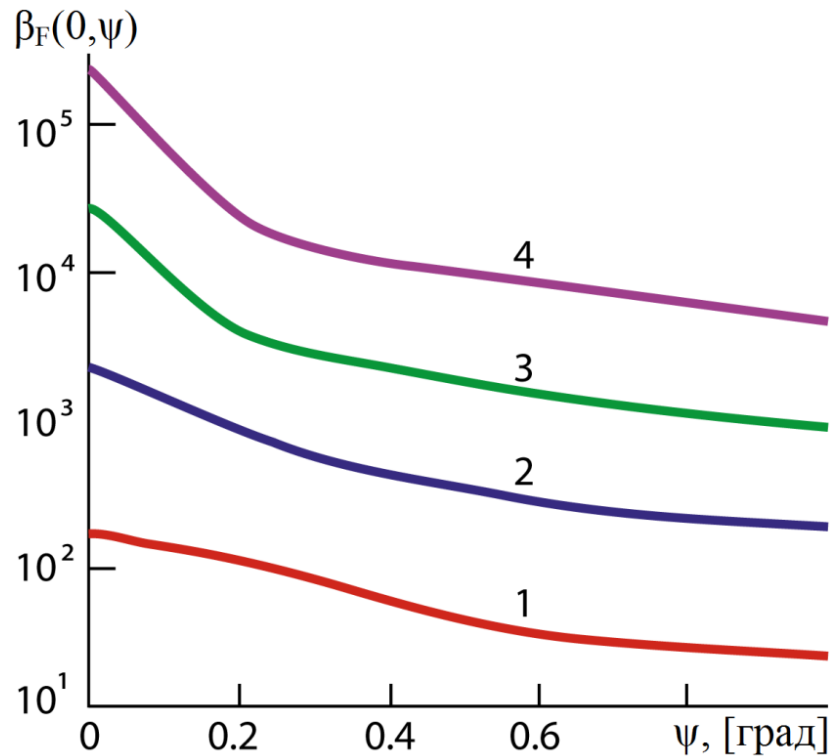


Рисунок 3.7: Коэффициенты обратного рассеяния при вертикальном расположении оси лидара в зависимости от величины флаттера пластинок и при $\mu=5$, $\tilde{n}=1.31+i \cdot 10^{-3}$, $\lambda=0.694$ мкм: 1 – $C=40$ л⁻¹, $\bar{a}=25$ мкм; 2 – $C=35$ л⁻¹, $\bar{a}=50$ мкм; 3 – $C=25$ л⁻¹, $\bar{a}=100$ мкм; 4 – $C=15$ л⁻¹; $\bar{a}=200$ мкм.

высокой, хотя и снижается с ростом угла ψ . Лепесток диаграммы рассеяния занимает угловой интервал, равный $2 \cdot \psi$. Причем в пределах этого интервала рассеяние практически изотропно, а при переходе границ интервала интенсивность рассеянного поля начинает резко убывать. Данному механизму рассеяния соответствуют кривые 2 – 6, представленные на Рисунках 3.8 и 3.9. Для каждой кривой $\beta_F(\beta, \psi)/\beta_F(0, \psi)$ длина горизонтального участка, в пределах которого рассеяние изотропно, определяется примерно углом флаттера ψ . При более точном анализе можно сделать вывод, что угол флаттера соответствует изменению интенсивности сигнала обратного рассеяния в 2 раза при малом отклонении оси лидара от вертикали. Однако данное соответствие нарушается для

относительно небольших пластинок и малых флаттеров (Рисунок 3.9). Следует заметить, что крутизна падающего участка кривой $\beta_F(\beta, \psi)/\beta_F(0, \psi)$ практически

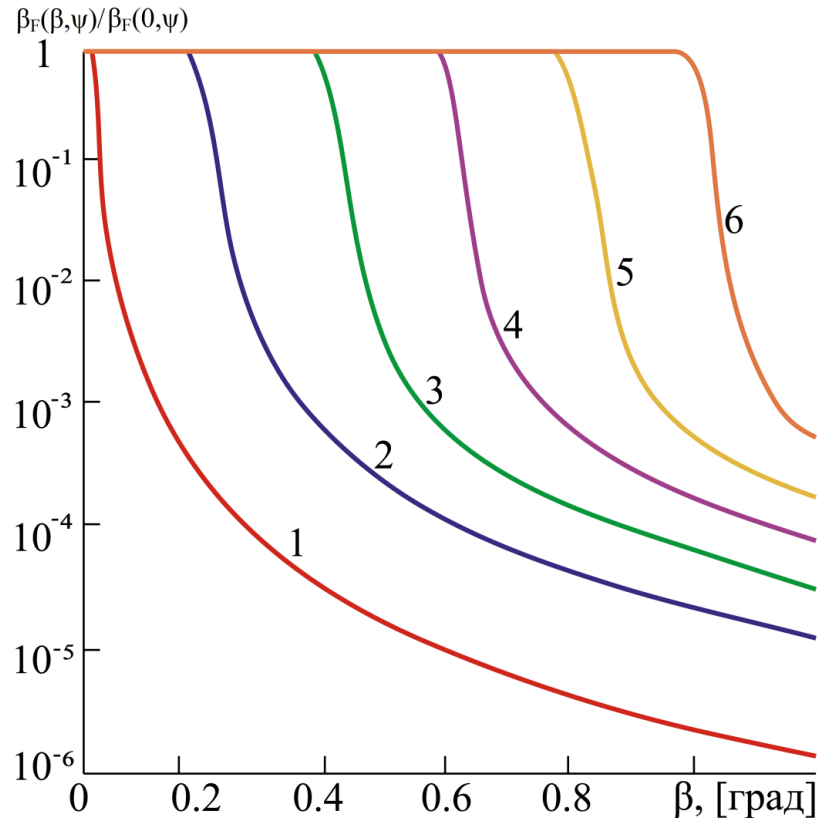


Рисунок 3.8: Отношения коэффициентов обратного рассеяния для системы крупных пластинок ($\bar{a}=200$ мкм), имеющих флаттер, в зависимости от угла смещения оси лидара (β) относительно вертикали, $\mu=5$ и $\lambda=0.694$ мкм: 1 – $\psi=0^\circ$; 2 – $\psi=0.2^\circ$; 3 – $\psi=0.4^\circ$; 4 – $\psi=0.6^\circ$; 5 – $\psi=0.8^\circ$; 6 – $\psi=1^\circ$.

не зависит от величины флаттера и по-прежнему определяется средним радиусом пластинок.

Предположим, что параметр распределения μ известен априорно. Тогда из данных относительных измерений коэффициента обратного рассеяния можно оценить флаттер пластинок ψ и определить их средний радиус \bar{a} . Пусть известен также показатель преломления \tilde{n} пластинок. Тогда уже по данным абсолютных

измерений коэффициента обратного рассеяния $\beta_F(0,\psi)$ можно оценить концентрацию пластинок C в рассеивающем объеме.

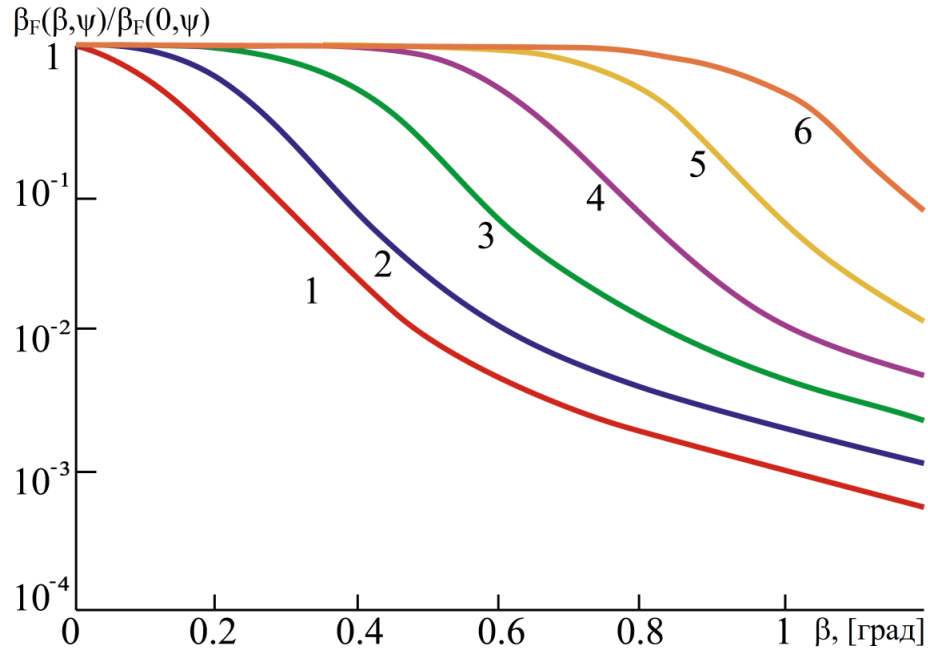


Рисунок 3.9: Отношения коэффициентов обратного рассеяния для системы мелких пластинок ($\bar{a}=25$ мкм), имеющих флаттер, в зависимости от угла смещения оси лидара (β) относительно вертикали, $\mu=5$, $\lambda=0.694$ мкм: 1 – $\psi=0^\circ$; 2 – $\psi=0.2^\circ$; 3 – $\psi=0.4^\circ$; 4 – $\psi=0.6^\circ$; 5 – $\psi=0.8^\circ$; 6 – $\psi=1^\circ$.

Коэффициенты обратного рассеяния, определяемые соотношениями (3.17), (3.34), (3.39) и (3.40), не зависят от толщины пластинок. Данный размер может войти в эти соотношения только после учета в пластинках внутренних отражений рассеянного поля, влияние которых, как правило, является несущественным. Иными словами, если коэффициент обратного рассеяния и будет зависеть от толщины ледяных пластинок, то эта зависимость будет очень слабой. Поэтому при определении толщины пластинок имеет смысл использовать иную информацию. В этой связи заметим, что для пластинчатых кристаллов существует эмпирическая взаимосвязь между их толщинами и диаметрами [7, 35]. Поэтому если удалось определить диаметры пластинок, то им всегда можно поставить в

соответствие некоторым толщинам. Кроме того, та или иная концентрация пластинок, их размеры, а также местонахождение пластинок в толще облака определяются некоторыми вполне конкретными физическими условиями атмосферы, которые предопределяют, скорее всего, всю структуру облака в целом.

3.3 Оценка характеристик отраженного излучения применительно к бистатической схеме зондирования

3.3.1 Оценка энергетических характеристик зеркально отраженного излучения

В главе 2 в рамках метода физической оптики предложена численная модель отдельной частицы в виде ориентированной пластинки применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков. В разделе 2.5 представлены численные расчеты поляризационных характеристик и сечения рассеяния при изменении физических параметров частицы. Выявленные особенности рассеяния позволили выделить информативные направления для дальнейшего исследования соответствующих интегральных характеристик.

Проведем анализ характеристик электромагнитного поля, отраженного системой ориентированных пластинок. Для этого воспользуемся интегральным представлением коэффициентов рассеяния в задней полусфере (3.1). Эти соотношения связывают поляризационные и энергетические свойства отраженного излучения с физическими характеристиками полидисперсной среды, с длиной волны и состоянием поляризации падающего излучения при различных положениях источника, приемника и плоскости преимущественной ориентации

пластинок. В настоящем разделе основное внимание уделяется исследованию коэффициента рассеяния β_{π_1} , пропорционального интенсивности I_{π_1} сигнала, пришедшего на приемник.

Очевидно, что для численного моделирования случая строго зеркального отражения следует учесть, что угол между направлением зондирования и нормалью к плоскости преимущественной ориентации пластинок и другой угол между направлением приема и той же нормалью должны быть одинаковыми. Используя формулу (3.1), были проведены расчеты β_{π_1} для зеркально отраженного излучения, когда источник и приемник разнесены в пространстве. Полученные численные результаты этой характеристики представлены в Таблицах 3.4 и 3.5, а также на Рисунках 3.10 – 3.15. Базовые параметры для расчета коэффициента рассеяния β_{π_1} были согласованы с входными данными для определения коэффициента аномального обратного рассеяния (см. разделы 3.2.2 и 3.2.3), чтобы наглядно продемонстрировать корреляцию соответствующих величин в случае моно-бистатического зондирования.

В разделе 3.1.3 было проведено теоретическое исследование эффекта аномального обратного рассеяния применительно к моностатическому лазерному зондированию. Здесь же были представлены значения коэффициента зеркально отраженного излучения для тех же параметров среды C , \bar{a} , μ , что использовались для получения значений, представленных в Таблице 3.4. Например, для $\beta=0^\circ$, $\bar{a}=37$ мкм, $N=0.8$ л⁻¹, $\mu=5$ величина $\beta_{\pi_1}=16.2$ км⁻¹, что количественно согласуется с результатом натурального эксперимента ($\beta_{\pi_1}=17$ км⁻¹) [142]. Рассчитанное и представленное в Таблице 3.4 значение коэффициента зеркально отраженного излучения для $\beta=20^\circ$ при соответствующих параметрах среды равно 11.6 км⁻¹. В данном случае более высокое значение $\beta_{\pi_1}=16.2$ км⁻¹ при $\beta=0^\circ$, чем $\beta_{\pi_1}=11.6$ км⁻¹ при $\beta=20^\circ$ объясняется тем, что, хотя отражательная способность для указанных углов практически одинаковая (отличается на

μ	\bar{a} , мкм				
	37	100	150	200	250
	C, л ⁻¹				
	0.8	25	20	15	10
1.0	$0.37416 \cdot 10^{+2}$	$0.62388 \cdot 10^{+5}$	$0.25267 \cdot 10^{+6}$	$0.59883 \cdot 10^{+6}$	$0.97244 \cdot 10^{+6}$
2.0	$0.22172 \cdot 10^{+2}$	$0.36971 \cdot 10^{+5}$	$0.14973 \cdot 10^{+6}$	$0.35492 \cdot 10^{+6}$	$0.57765 \cdot 10^{+6}$
3.0	$0.16370 \cdot 10^{+2}$	$0.27295 \cdot 10^{+5}$	$0.11054 \cdot 10^{+6}$	$0.26203 \cdot 10^{+6}$	$0.42648 \cdot 10^{+6}$
4.0	$0.13410 \cdot 10^{+2}$	$0.22360 \cdot 10^{+5}$	$0.90557 \cdot 10^{+5}$	$0.21465 \cdot 10^{+6}$	$0.34937 \cdot 10^{+6}$
5.0	$0.11641 \cdot 10^{+2}$	$0.19410 \cdot 10^{+5}$	$0.78609 \cdot 10^{+5}$	$0.18633 \cdot 10^{+6}$	$0.30328 \cdot 10^{+6}$
6.0	$0.10472 \cdot 10^{+2}$	$0.17461 \cdot 10^{+5}$	$0.70719 \cdot 10^{+5}$	$0.16763 \cdot 10^{+6}$	$0.27283 \cdot 10^{+6}$
7.0	$0.96463 \cdot 10^{+1}$	$0.16084 \cdot 10^{+5}$	$0.65142 \cdot 10^{+5}$	$0.15441 \cdot 10^{+6}$	$0.25132 \cdot 10^{+6}$
8.0	$0.90332 \cdot 10^{+1}$	$0.15062 \cdot 10^{+5}$	$0.61002 \cdot 10^{+5}$	$0.14460 \cdot 10^{+6}$	$0.23535 \cdot 10^{+6}$
9.0	$0.85608 \cdot 10^{+1}$	$0.14274 \cdot 10^{+5}$	$0.57811 \cdot 10^{+5}$	$0.13703 \cdot 10^{+6}$	$0.22304 \cdot 10^{+6}$
10.0	$0.81860 \cdot 10^{+1}$	$0.13649 \cdot 10^{+5}$	$0.55280 \cdot 10^{+5}$	$0.13103 \cdot 10^{+6}$	$0.21327 \cdot 10^{+6}$
11.0	$0.78816 \cdot 10^{+1}$	$0.13142 \cdot 10^{+5}$	$0.53225 \cdot 10^{+5}$	$0.12616 \cdot 10^{+6}$	$0.20534 \cdot 10^{+6}$

Таблица 3.4: Расчетные значения коэффициента зеркального отражения β_{π_1} (км⁻¹) для системы ориентированных пластинок при линейной поляризации падающего излучения (длина волны $\lambda=0.694$ мкм, показатель преломления $\tilde{n}=1.31 + i \cdot 10^{-3}$, $\gamma=0^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\vartheta_3=-60^\circ$, $\beta=20^\circ$, $\varphi_i=0^\circ$ ($i=1, 2, 3$)).

несколько процентов), площадь сечения зеркально отраженного пучка уменьшается с увеличением β . Анализируя данные, представленные в Таблице 3.4, при необходимости применяя интерполяцию, можно оценить значения коэффициента рассеяния при любой концентрации частиц с различными средними размерами и параметром распределения μ . Из Таблицы 3.4 видно, что при увеличении \bar{a} на десятки микрометров амплитуда зеркально отраженного

сигнала изменяется на порядки. Такие же закономерности, демонстрируемые для моностатического зондирования, наблюдались в Таблице 3.1.

Для случая зеркального отражения характерным признаком является резкое уменьшение амплитуды регистрируемого сигнала при сканировании приемником от направления, соответствующего строго зеркальному отражению. Из анализа численных данных, приведенных в Таблице 3.5, следует, что даже самое незначительное смещение ϑ' (ϑ' – угол между линиями приема и зеркального отражения) направления приема приводит к заметным изменениям коэффициента рассеяния β_{π_1} . Так, при бистатическом зондировании облака, содержащего ориентированные пластинки, на длине волны $\lambda=0.694$ мкм отклонение оси приема от направления зеркального отражения всего на 1° приводит к снижению амплитуды регистрируемого сигнала на 4 – 7 порядков. Для ИК– диапазона ($\lambda=10.6$ мкм) подобное изменение будет составлять 1 – 3 порядка. Уменьшение же амплитуды на 4–7 порядков (для $\lambda=10.6$ мкм) соответствует углам сканирования на 20° – 30° . Следует отметить, что крутизна характеристики β_{π_1} в области малых углов ϑ' однозначно связана со средними размерами \bar{a} пластинчатых кристаллов. Это позволяет при сканировании лидаром (или приемным устройством) вблизи направления, реализующего случай строго зеркальное отражение, по относительному изменению амплитуды принимаемого сигнала оценивать средние размеры пространственно ориентированных кристаллов. Такую же закономерность наблюдали в Таблице 3.3 для аномального обратного рассеяния. Коэффициент зеркально отраженного излучения связан нелинейно с длиной волны, а также с параметрами распределения частиц по размерам \bar{a} и μ . Увеличение \bar{a} и уменьшение μ приводит к повышению амплитуды отраженного сигнала, в то время как с ростом значения λ она снижается. Из Таблиц 3.4 и 3.5 видно, что скорость изменения β_{π_1} от \bar{a} , μ и λ различная.

ϑ_3°	ϑ°	\bar{a} , МКМ				
		37	100	150	200	250
		С, Л ⁻¹				
		0.8	25	20	15	10
$\lambda=0.694$ МКМ						
-60.0	0.0	$0.1164 \cdot 10^{+2}$	$0.1941 \cdot 10^{+5}$	$0.7861 \cdot 10^{+5}$	$0.1863 \cdot 10^{+6}$	$0.3033 \cdot 10^{+6}$
-59.99	0.01	$0.1152 \cdot 10^{+2}$	$0.1816 \cdot 10^{+5}$	$0.6772 \cdot 10^{+5}$	$0.1433 \cdot 10^{+6}$	$0.2023 \cdot 10^{+6}$
-59.98	0.02	$0.1123 \cdot 10^{+2}$	$0.1493 \cdot 10^{+5}$	$0.4430 \cdot 10^{+5}$	$0.7007 \cdot 10^{+5}$	$0.7125 \cdot 10^{+5}$
-59.95	0.05	$0.9303 \cdot 10^{+1}$	$0.4563 \cdot 10^{+4}$	$0.5247 \cdot 10^{+4}$	$0.4323 \cdot 10^{+4}$	$0.3316 \cdot 10^{+4}$
-59.9	0.1	$0.4994 \cdot 10^{+1}$	$0.4506 \cdot 10^{+3}$	$0.4897 \cdot 10^{+3}$	$0.4897 \cdot 10^{+3}$	$0.4078 \cdot 10^{+3}$
-59.8	0.2	$0.8172 \cdot 10^{+0}$	$0.5109 \cdot 10^{+2}$	$0.6118 \cdot 10^{+2}$	$0.6105 \cdot 10^{+2}$	$0.5082 \cdot 10^{+2}$
-59.5	0.5	$0.3889 \cdot 10^{-1}$	$0.3269 \cdot 10^{+1}$	$0.3918 \cdot 10^{+1}$	$0.3918 \cdot 10^{+1}$	$0.3263 \cdot 10^{+1}$
-59.0	1.0	$0.4884 \cdot 10^{-2}$	$0.4112 \cdot 10^{+0}$	$0.4933 \cdot 10^{+0}$	$0.4932 \cdot 10^{+0}$	$0.4110 \cdot 10^{+0}$
-58.0	2.0	$0.6179 \cdot 10^{-3}$	$0.5215 \cdot 10^{-1}$	$0.6258 \cdot 10^{-1}$	$0.6257 \cdot 10^{-1}$	$0.5215 \cdot 10^{-1}$
-55.0	5.0	$0.4104 \cdot 10^{-4}$	$0.3466 \cdot 10^{-2}$	$0.4159 \cdot 10^{-2}$	$0.4159 \cdot 10^{-2}$	$0.3466 \cdot 10^{-2}$
$\lambda=10.6$ МКМ						
-60.0	0.0	$0.4990 \cdot 10^{-1}$	$0.8320 \cdot 10^{+2}$	$0.3370 \cdot 10^{+3}$	$0.7987 \cdot 10^{+3}$	$0.1300 \cdot 10^{+4}$
-59.9	0.1	$0.4988 \cdot 10^{-1}$	$0.8112 \cdot 10^{+2}$	$0.3169 \cdot 10^{+3}$	$0.7149 \cdot 10^{+3}$	$0.1092 \cdot 10^{+4}$
-59.95	0.5	$0.4602 \cdot 10^{-1}$	$0.4288 \cdot 10^{+2}$	$0.8353 \cdot 10^{+2}$	$0.8623 \cdot 10^{+2}$	$0.6332 \cdot 10^{+2}$
-59.0	1.0	$0.3510 \cdot 10^{-1}$	$0.9044 \cdot 10^{+1}$	$0.8441 \cdot 10^{+1}$	$0.7653 \cdot 10^{+1}$	$0.6318 \cdot 10^{+1}$
-55.0	5.0	$0.6431 \cdot 10^{-3}$	$0.53171 \cdot 10^{-1}$	$0.6365 \cdot 10^{-1}$	$0.63599 \cdot 10^{-1}$	$0.5298 \cdot 10^{-1}$
-50.0	10.0	$0.8243 \cdot 10^{-4}$	$0.6923 \cdot 10^{-2}$	$0.8302 \cdot 10^{-2}$	$0.8300 \cdot 10^{-2}$	$0.6916 \cdot 10^{-2}$
-40.0	20.0	$0.1059 \cdot 10^{-4}$	$0.8923 \cdot 10^{-3}$	$0.1071 \cdot 10^{-2}$	$0.1071 \cdot 10^{-2}$	$0.8921 \cdot 10^{-3}$
-30.0	30.0	$0.3020 \cdot 10^{-5}$	$0.2548 \cdot 10^{-3}$	$0.3057 \cdot 10^{-3}$	$0.3057 \cdot 10^{-3}$	$0.2547 \cdot 10^{-3}$

Таблица 3.5: Расчетные значения коэффициента зеркального отражения β_{π_1} (км⁻¹) для системы ориентированных пластинок при круговой поляризации падающей волны (показатель преломления $\tilde{n}=1.31 + i \cdot 10^{-3}$, $\mu=5$, $\vartheta_1=-40^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\varphi_i=0^\circ (i=1, 2, 3)$).

На Рисунке 3.10 представлены спектральные зависимости коэффициента зеркально отраженного излучения при изменении положений частиц относительно трасс зондирования с учетом зависимости $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ для

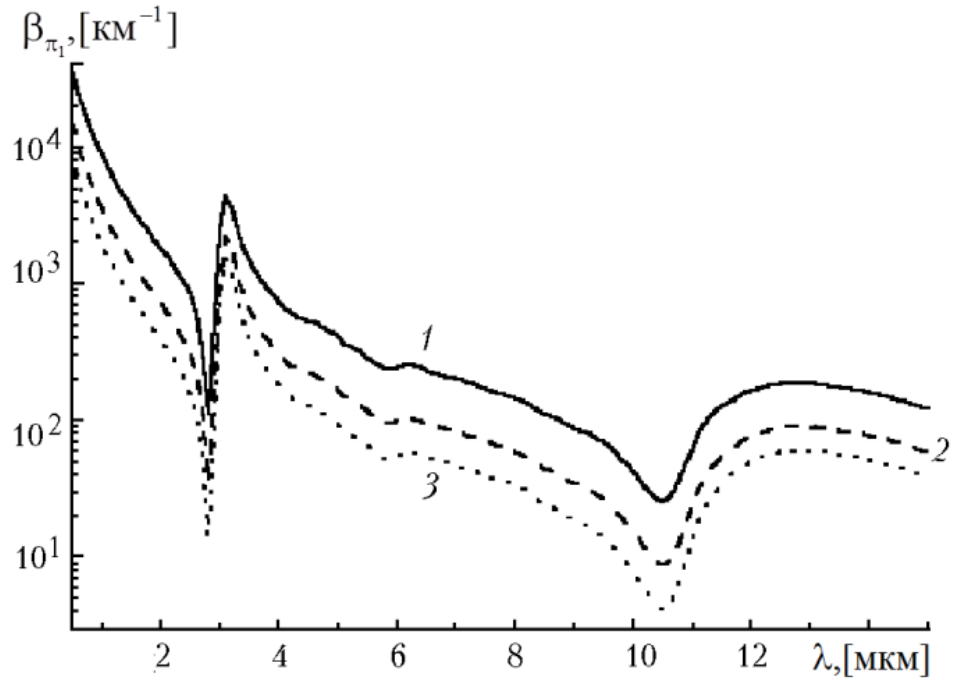


Рисунок 3.10: Зависимость коэффициента зеркального отражения $\beta_{\pi_1}(\lambda)$ при линейной поляризации падающего излучения ($I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$), $\bar{a}=125$ мкм, $C=10$ л⁻¹, $\mu=5$, $\gamma=0^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$: 1 – $\vartheta_1=-40^\circ$, $\vartheta_3=-60^\circ$, 2 – $\vartheta_1=-10^\circ$, $\vartheta_3=-45^\circ$, 3 – $\vartheta_1=0^\circ$, $\vartheta_3=-40^\circ$.

чистого льда [182]. Так, для кривых 1, 2, 3 (см. Рисунок 3.10) угол β соответственно равен 20° , 35° , 40° . Максимальное отличие значений β_{π_1} для различных трасс зондирования наблюдается при азимутальных углах $\varphi_i=0^\circ$ ($i=1, 2, 3$). При изменении одного из углов (например, $\varphi_1 \rightarrow 90^\circ$) различие между кривыми исчезает. Из Рисунка 3.10 видно, что спектральная зависимость $\beta_{\pi_1}(\lambda)$ отчасти напоминает ход кривой $n(\lambda)$ для льда (Рисунок 1.1 (а)), прописывая все основные минимумы и максимумы. Однако в видимой части спектра и в ближнем ИК

диапазоне ход кривых (Рисунок 3.11) значительно отличается от почти неменяющейся зависимости $n(\lambda)$ (Рисунок 1.1 (а)). В этой области наблюдаем изменение значений коэффициента рассеяния β_{π_1} на несколько порядков.

Известно, что в атмосфере преимущественно ориентированные облачные кристаллы совершают некоторые колебания относительно их устойчивого положения. Рассмотрим влияние флаттера на коэффициент зеркального отражения β_{π_1} . Для этого воспользуемся формулами (3.1) – (3.6). Во всех представленных ниже (в этом разделе) расчетах для определенности выбрана линейная поляризация падающего поля. При ее замене на круговую, эллиптическую поляризацию или неполяризованное излучения, иллюстрируемые на Рисунках 3.11 – 3.14 характеристики светорассеяния получаются такими же.

На Рисунке 3.11 иллюстрируются результаты расчета $\beta_{\pi_1}(\vartheta')/\beta_{\pi_1}(0)$ для случая зеркального отражения, когда источник и приемник разнесены в пространстве и $\beta=20^\circ$. Подобные закономерности были представлены нами в разделе 3.2.3 для случая моностатического лазерного зондирования. Сравнивая соответствующие кривые Рисунков 3.11 и 3.6, наблюдаем их почти полное совпадение. Рисунок 3.11 совместно с Рисунком 3.6 наглядно демонстрируют, что для случая моно-бистатического зондирования, реализующего схему зеркального отражения, при малоугловом сканировании лидаром (или приемником) по характеру изменения отраженного излучения можно оценить средний размер пластинок даже при неизвестном значении параметра μ .

На Рисунках 3.12 – 3.14 иллюстрируются энергетические характеристики зеркального отражения с учетом флаттера частиц для случая бистатического зондирования. Возможные колебания частиц относительно плоскости их «строгой» ориентации приводят к уменьшению интенсивности регистрируемого излучения. На Рисунке 3.12 представлены зависимости коэффициента для

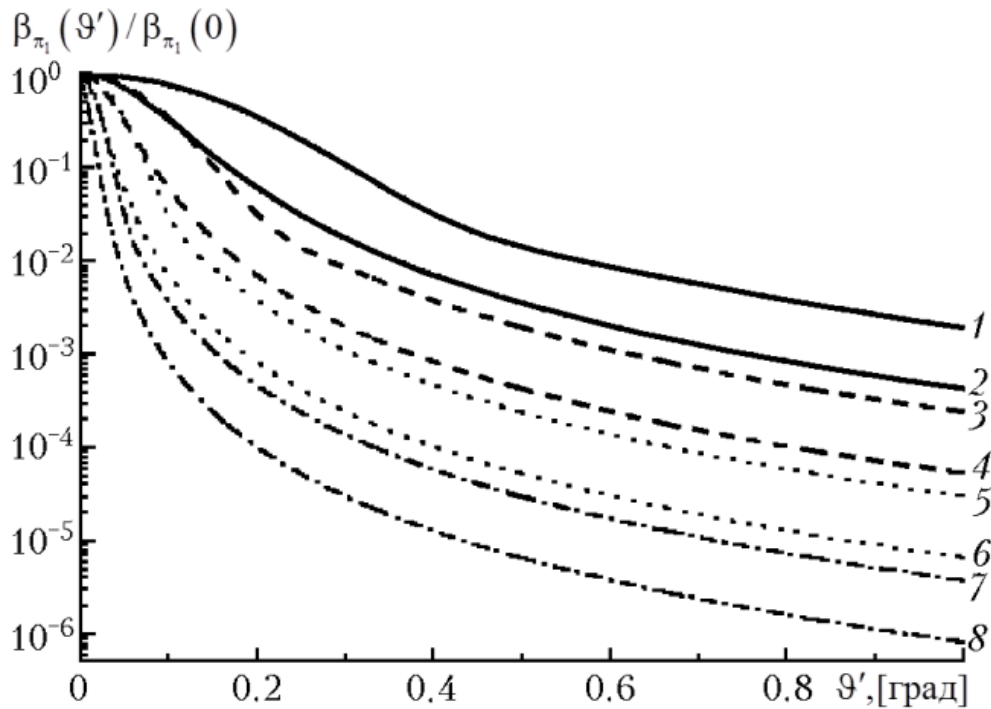


Рисунок 3.11: Зависимость отношения коэффициентов рассеяния $\beta_{\pi_1}(\vartheta')/\beta_{\pi_1}(0)$ для системы строго ориентированных пластинок при $\vartheta_1=-40^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\beta=20^\circ$, $\lambda=0.694$ мкм, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-3}$: 1 – $\bar{a}=25$ мкм, $\mu=1$; 2 – $\bar{a}=25$ мкм, $\mu=10$; 3 – $\bar{a}=50$ мкм, $\mu=1$; 4 – $\bar{a}=50$ мкм, $\mu=10$; 5 – $\bar{a}=100$ мкм, $\mu=1$; 6 – $\bar{a}=100$ мкм, $\mu=10$; 7 – $\bar{a}=200$ мкм, $\mu=1$; 8 – $\bar{a}=200$ мкм, $\mu=10$.

зеркально отраженного излучения от величины угла флаттера ψ , т.е. $\beta_F(\psi)$. Даже небольшие колебания пластинок относительно плоскости преимущественной ориентации приводят к снижению абсолютных значений $\beta_F(\psi)$ на 1 – 2 порядка. Тем не менее, амплитуды отраженного поля остаются «аномально» высокими. Скорость изменения $\beta_F(\psi)$ в интервале малых значений ψ (например, $\psi \in [0; 0.4]$) связана с величиной \bar{a} . Для более крупных частиц склоны кривых $\beta_F(\psi)$ значительно круче. Заметим, что такой же характер зависимости коэффициента рассеяния представлен на Рисунке 3.5, где демонстрировались подобные результаты расчета для случая моностатического зондирования.

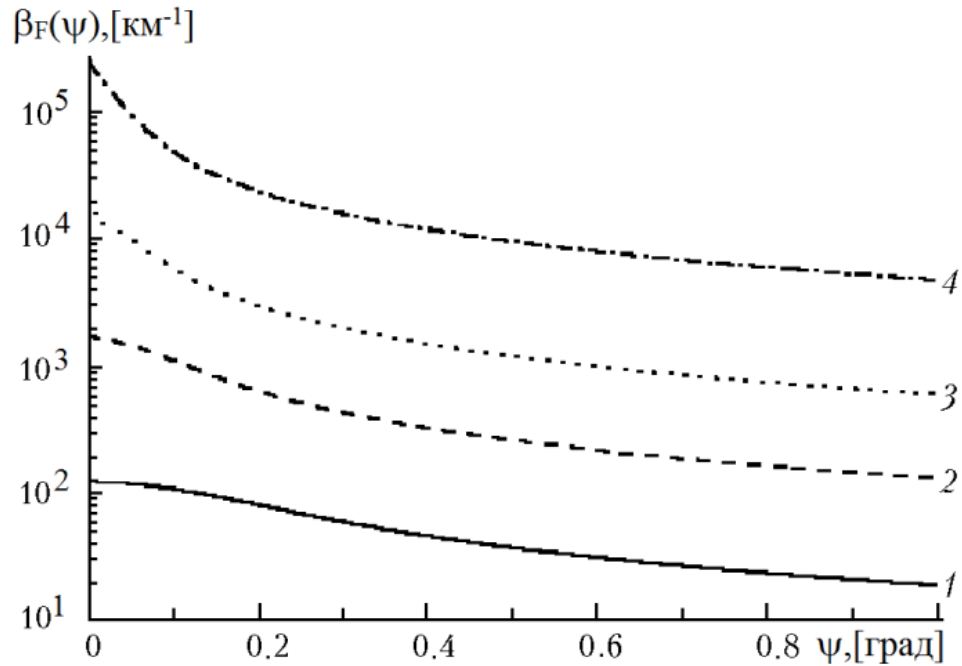


Рисунок 3.12: Коэффициент рассеяния для зеркально отраженного излучения в зависимости от величины флаттера пластинок $\beta_F(\psi)$ при $\vartheta_1=-40^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\beta=20^\circ$, $\lambda=0.694$ мкм, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-3}$, $\mu=5$: 1 – $C=40$ л⁻¹, $\bar{a}=25$ мкм; 2 – $C=35$ л⁻¹, $\bar{a}=50$ мкм; 3 – $C=20$ л⁻¹, $\bar{a}=100$ мкм; 4 – $C=20$ л⁻¹, $\bar{a}=200$ мкм.

Направленность отражения для системы ледяных пластинок, имеющих флаттер, также остается высокой, хотя и снижается с увеличением угла ψ . Особенности зависимости относительной характеристики $\beta_F(\psi, \vartheta')/\beta_F(\psi, 0)$ при $\beta=20^\circ$, иллюстрируемой на Рисунках 3.13 и 3.14, и характеристики $\beta_F(\beta, \psi)/\beta_F(0, \psi)$, демонстрируемой на Рисунках 3.8 и 3.9, одинаковые. И те выводы, которые были сделаны по результатам анализа относительных характеристик, показанных на Рисунках 3.8 и 3.9, относятся и к величинам, представленным на Рисунках 3.13 и 3.14. Кроме того, подобная особенность рассеяния наблюдается при любых углах β для случая зеркального отражения, когда источник и приемник разнесены в пространстве или совмещены.

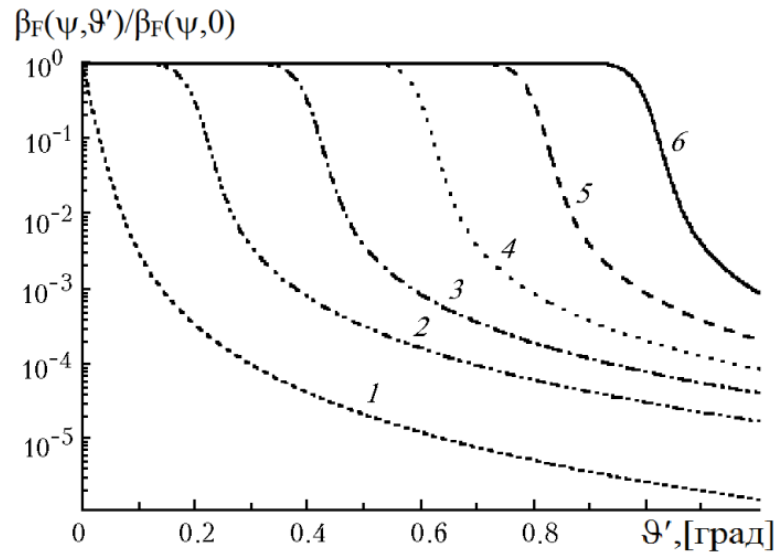


Рисунок 3.13: Отношение коэффициентов рассеяния зеркально отраженного излучения для системы крупных пластинок ($\bar{a}=200$ мкм), имеющих флаттер, в зависимости от угла смещения ϑ' при $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\beta=20^\circ$, $\lambda=0.694$ мкм, $C=1$ л⁻¹, $\mu=5$, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-3}$: 1 – $\psi=0^\circ$; 2 – $\psi=0.2^\circ$; 3 – $\psi=0.4^\circ$; 4 – $\psi=0.6^\circ$; 5 – $\psi=0.8^\circ$; 6 – $\psi=1^\circ$.

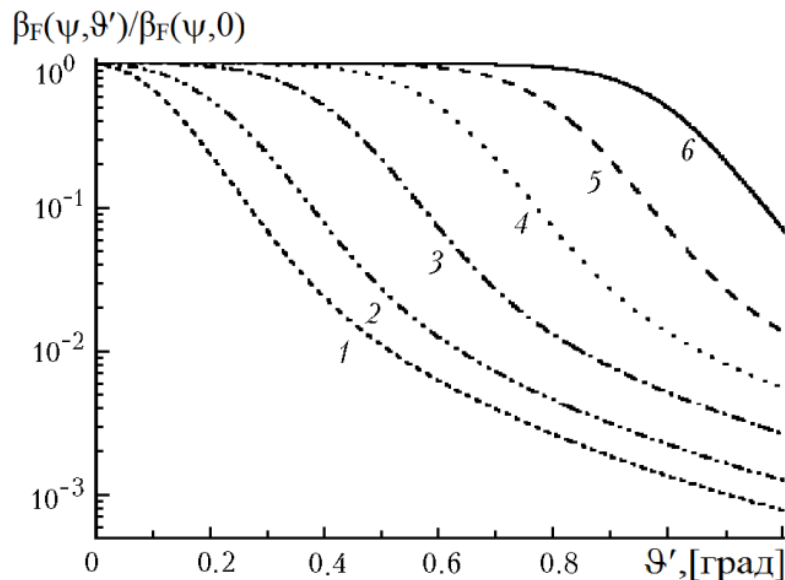


Рисунок 3.14: Отношение коэффициентов рассеяния зеркально отраженного излучения для системы мелких пластинок ($\bar{a}=25$ мкм), имеющих флаттер, в зависимости от угла смещения ϑ' при $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\beta=20^\circ$, $\lambda=0.694$ мкм, $C=1$ л⁻¹, $\mu=5$, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-3}$: 1 – $\psi=0^\circ$; 2 – $\psi=0.2^\circ$; 3 – $\psi=0.4^\circ$; 4 – $\psi=0.6^\circ$; 5 – $\psi=0.8^\circ$; 6 – $\psi=1^\circ$.

Напомним, что ориентация плоскости поляризации падающего излучения относительно рассеивателя, однозначно связана с азимутальным углом φ_1 . На Рисунке 3.15 иллюстрируются численные расчеты коэффициента рассеяния $\beta_F(\varphi_1)$ в зависимости от азимутального угла φ_1 для различных величин флаттера ψ . Изменение угла падения β (или ϑ_1) смещает положения экстремумов $\beta_F(\varphi_1)$. При одинаковых значениях φ_1 , чем больше ψ , тем ниже расположен максимум $\beta_F(\varphi_1)$. Для относительно больших значений ψ (Рисунок 3.15 кривая 6) зависимость $\beta_F(\varphi_1)$ имеет практически нейтральный ход.

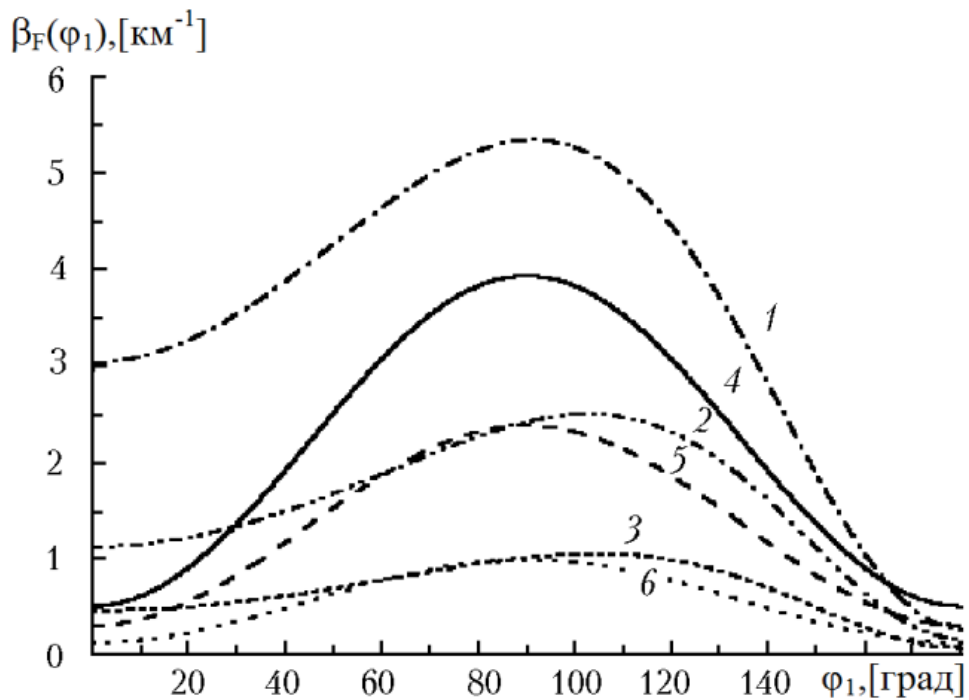


Рисунок 3.15: Зависимость коэффициента рассеяния $\beta_F(\varphi_1)$ зеркально отраженного излучения для различных углов флаттера пластинок при $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\lambda=0.694$ мкм, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-3}$, $\mu=5$, $C=1$ л⁻¹, $\bar{a}=25$ мкм: 1 – $\psi=0^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$; 2 – $\psi=0.4^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$; 3 – $\psi=1^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$; 4 – $\psi=0^\circ$, $\vartheta_1=0^\circ$; 5 – $\psi=0.4^\circ$, $\vartheta_1=0^\circ$; 6 – $\psi=1^\circ$, $\vartheta_1=0^\circ$.

3.3.2 Оценка поляризационных характеристик зеркально отраженного излучения

При экспериментальном исследовании аномального обратного рассеяния регистрируются небольшие значения деполяризационного отношения равные $0.001 \div 0.002$, обусловленные малыми (менее 1°) колебаниями пластинок, а в наиболее подвижных слоях облака, где флаттер достигает 10° , деполяризация составляет примерно $0.05 \div 0.1$ [142, 143]. Поляризационные свойства эхо-сигнала, зеркально отраженного от строго ориентированных пластинчатых кристаллов, вырождаются. При переходе к бистатической схеме зондирования поляризационные характеристики зеркально отраженного излучения становятся ярко выраженными. При лазерном зондировании дисперсных сред чаще используют передатчик, трансформирующий линейно поляризованное излучение или излучение, имеющее круговую поляризацию. Поэтому в данной работе для анализа поляризационных свойств рассеянной радиации мы рассмотрим две величины P_2 и P_4 (3.3), соответственно для случаев линейной и круговой поляризаций падающего излучения. Изменение поляризации от различных параметров частиц будет продемонстрировано с применением формулы для расчета степени поляризации (3.4).

В разделе 3.2.1 для определения ориентации и показателя преломления пластинок исследовалась информативность поляризационных характеристик, полученных при моностатическом поляризационном лазерном зондировании. В случае, когда источник и приемник разнесены в пространстве, для поляризационных характеристик наблюдаются отличительные особенности, обусловленные более сложными угловыми зависимостями, к которым, прежде всего, относится ориентация плоскости поляризации падающего излучения относительно рассеивателя и приемника. Тем не менее, для этих величин существуют регулярные зависимости, исключая неоднозначность в

определении ориентации частиц при том или ином состоянии поляризации падающего излучения.

В разделе 2.5 для отдельной пластинки иллюстрировались особенности поляризационных характеристик зеркально отраженной лучистой энергии, когда источник и приемник разнесены. Было показано, что поляризационные особенности оптического излучения практически не зависят от размеров пластинок, но они чувствительны к изменениям ориентации и показателя преломления. Здесь были продемонстрированы регулярные зависимости от углов Эйлера (β , γ) и оптических свойств рассеивателя. Для расчета поляризационных характеристик для ансамбля пластинок применялись формулы (3.3), (3.4). При этом выполнен численный эксперимент при входных параметрах, используемых в расчетах соответствующих величин для отдельной пластинки. В результате установлено, что относительные поляризационные характеристики для системы частиц и одиночной частицы совпадают. Другими словами, результаты расчета, иллюстрируемые на Рисунках 2.16 (б), 2.17, 2.18 (б), 2.19 – 2.24, и выводы, сделанные на их основе, относятся к соответствующим величинам и для ансамбля кристаллов.

Рассмотрим влияние флаттера на поляризационную характеристику $P_2 = \beta_{\pi_2} / \beta_{\pi_1}$. На Рисунке 3.16 представлены результаты расчета P_2 в зависимости от азимутального угла φ_1 для различных величин флаттера ψ . Напомним, что ориентация плоскости поляризации падающего излучения относительно рассеивателя, однозначно связана с азимутальным углом φ_1 . Поляризационные характеристики слабо меняются при относительно малых значениях ψ (кривые 1, 2 Рисунка 3.16) и только большие величины флаттера приводят к заметным изменениям $P_2(\varphi_1)$ (кривые 1, 4 или кривые 5, 7 Рисунка 3.16).

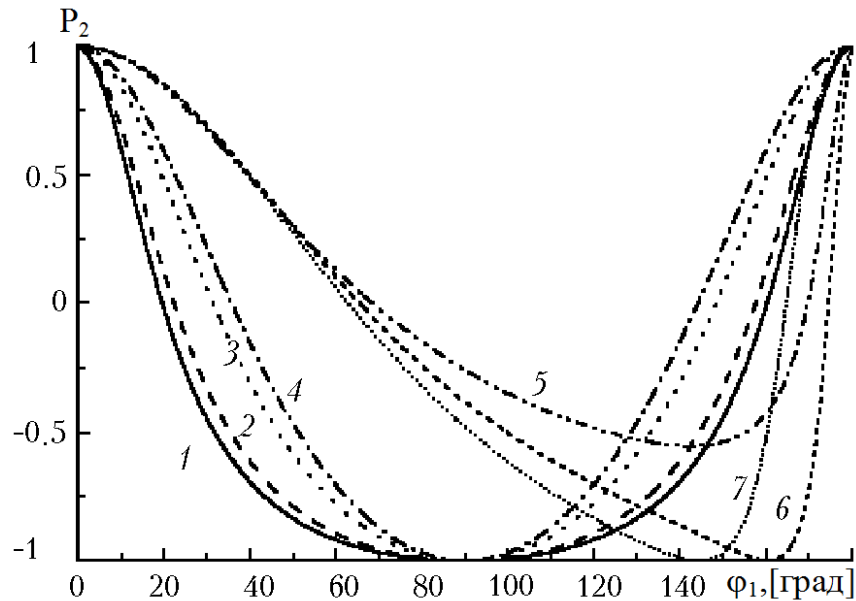


Рисунок 3.16: Зависимость $P_2(\varphi_1)$ для зеркально отраженного излучения для различных углов флаттера пластинок при $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}$, $\lambda=0.694$ мкм, $\mu=5$, $C=1$ л $^{-1}$, $\bar{a}=25$ мкм: 1 – $\psi=0^\circ$, $\vartheta_1=0^\circ$; 2 – $\psi=2^\circ$, $\vartheta_1=0^\circ$; 3 – $\psi=10^\circ$, $\vartheta_1=0^\circ$; 4 – $\psi=15^\circ$, $\vartheta_1=0^\circ$; 5 – $\psi=2^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$; 6 – $\psi=10^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$; 7 – $\psi=15^\circ$, $\vartheta_1=-40^\circ$.

На Рисунке 3.17 показаны спектральные зависимости отношения коэффициентов рассеяния $P_2(\lambda)$ в случае линейно поляризованного падающего излучения для различных углов φ_1 и ϑ_1 с учетом зависимости $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда [182]. Отметим, что при $\varphi_1=0^\circ$ для $P_2(\lambda)$ наблюдается нейтральный ход. При $\varphi_1\neq 0^\circ$ для $P_2(\lambda)$ проявляется спектральная зависимость, и она тем выразительнее, чем больше значение азимутального угла φ_1 . Исключение составляют случаи, когда $\varphi_1=90^\circ$ и $\varphi_1=180^\circ$. Координаты экстремальных точек $P_2(\lambda)$ соответствуют положениям минимумов и максимумов для $n(\lambda)$ (Рисунок 1.1 (а)). При сравнении значений зависимости $P_2(\lambda)$ для одинаковых ϑ_1 , но разных φ_1 (кривые 1 и 3), видно, что наиболее чувствительна P_2 к изменениям λ при больших β . Положения минимума и максимума P_2 однозначно связаны с азимутальным углом, определяющим ориентацию плоскости референции.

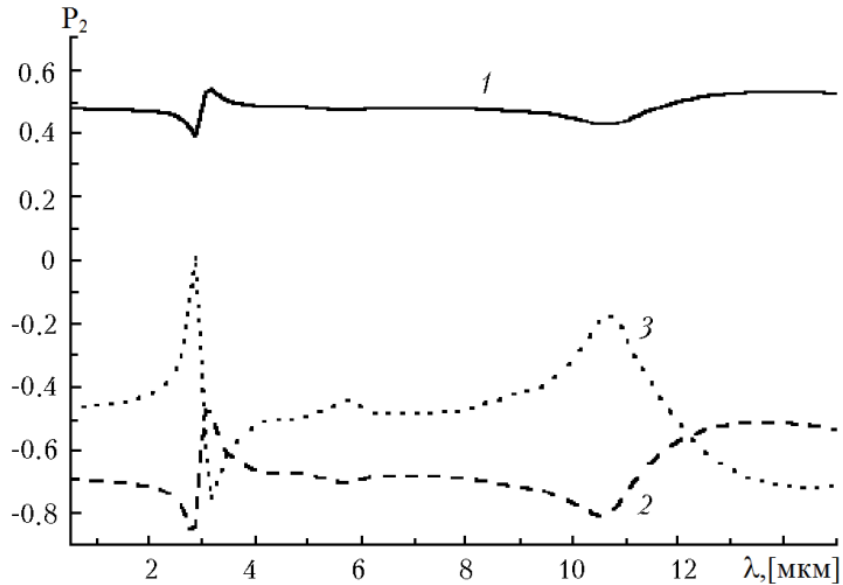


Рисунок 3.17: Зависимость $P_2(\lambda)$ при линейной поляризации падающего излучения ($I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$), $\varphi_2=0^\circ$, $\vartheta_2=100^\circ$, $n(\lambda)$ и $\chi(\lambda)$ чистый лед: 1 – $\vartheta_1=-40^\circ$, $\varphi_1=40^\circ$, $\beta=26^\circ$; 2 – $\vartheta_1=0^\circ$, $\varphi_1=40^\circ$, $\beta=40^\circ$; 3 – $\vartheta_1=-40^\circ$, $\varphi_1=140^\circ$, $\beta=55^\circ$.

На Рисунке 3.18 представлена зависимость степени поляризации St от λ . В области длин волн из промежутка от 10 мкм до 12 мкм, а также вблизи $\lambda \approx 3$ мкм наблюдаются наибольшие изменения величины $St(\lambda)$, особенности которой однозначно связаны с углами падения излучения. Величина степени поляризации тем ниже, чем меньше значение β . Как показано ранее для отдельной частицы (Рисунки 2.17 и 2.20) значение St выше, чем больше φ_1 при прочих равных условиях. Эта особенность подтверждается иллюстрируемыми зависимостями 1 и 3 (Рисунок 3.18 (а)). Анализируя представленные значения $St(\lambda)$, можно сделать вывод, что неполяризованное излучение почти полностью поляризуется при зеркальном отражении от пластинок при больших углах наклона трассы зондирования к нормали плоскости ориентации пластинок.

При зеркальном отражении света от ориентированных пластинок излучение становится частично линейно поляризованным. Спектральная зависимость отношения $P_2(\lambda)$, рассчитанного при тех же параметрах, что и $St(\lambda)$ (см. Рисунок 3.18 (а)) представлена на Рисунке 3.18 (б). Сравнивая

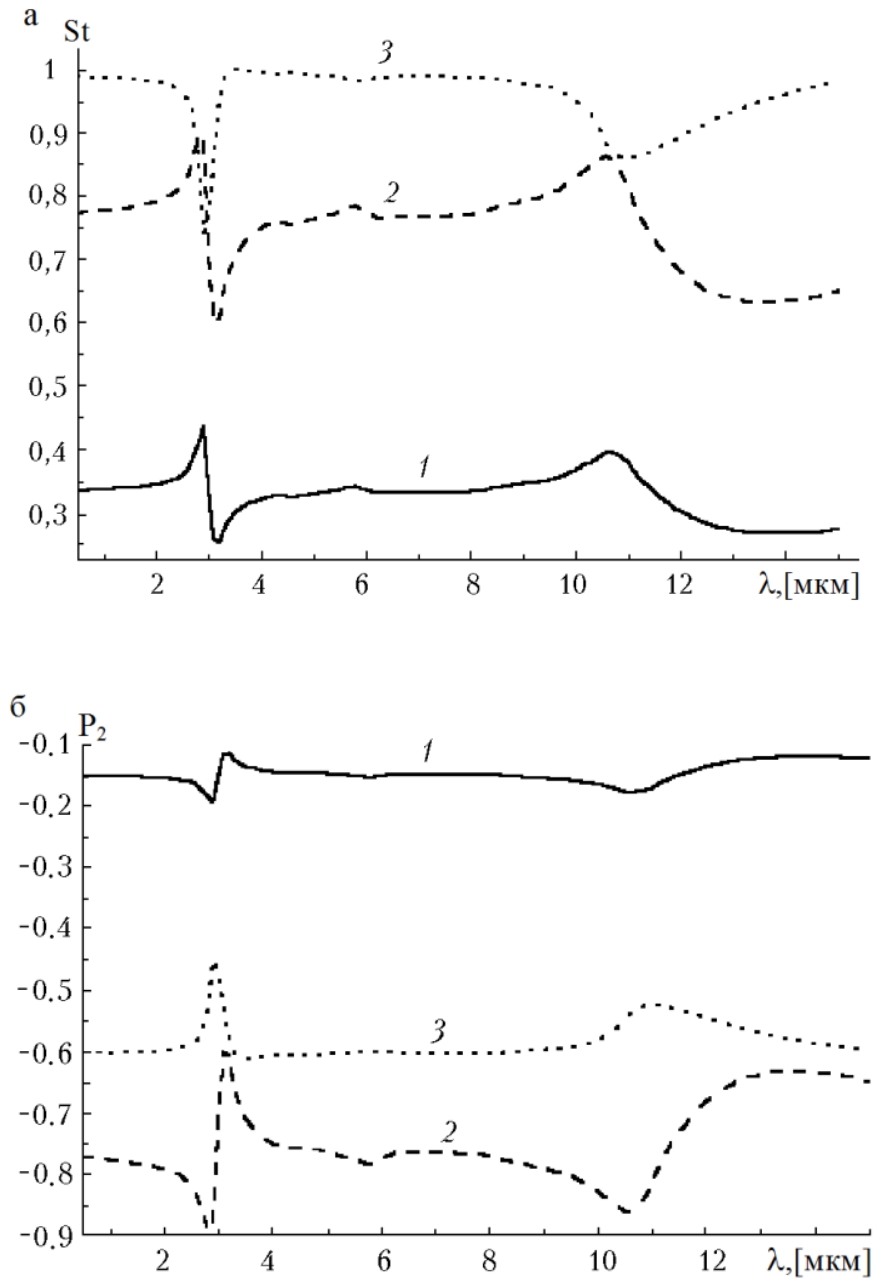


Рисунок 3.18: Зависимость степени поляризации $St(\lambda)$ (а) и отношения $P_2(\lambda)$ (б) для неполяризованного падающего излучения ($I_1=1, I_2=I_4=I_3=0$), $\bar{a}=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $\varphi_2=0^\circ, \vartheta_2=100^\circ, n(\lambda)$ и $\chi(\lambda)$ чистый лед: 1 – $\vartheta_1=-40^\circ, \varphi_1=40^\circ, \beta=26^\circ$; 2 – $\vartheta_1=0^\circ, \varphi_1=40^\circ, \beta=40^\circ$; 3 – $\vartheta_1=-40^\circ, \varphi_1=140^\circ, \beta=55^\circ$.

соответствующие кривые Рисунков 3.18 (а) и 3.18 (б), видим, что координаты экстремальных точек кривых $St(\lambda)$ и $P_2(\lambda)$ совпадают. Только положения минимумов $St(\lambda)$ соответствуют положениям максимумов $P_2(\lambda)$, а положение

максимумов соответствуют положениям минимумов $P_2(\lambda)$. При изучении распространения света в атмосфере необходимо учитывать возможность и характер поляризуемости излучения после взаимодействия с ориентированными кристаллами не только от положений источника и частиц, но и от длины волны падающего излучения.

Выводы к главе 3

По результатам сравнительной оценки характеристик рассеяния выделены пластинчатые кристаллы, которые обеспечивают формирование отраженного излучения на порядки выше, чем отраженное излучение от других по форме частиц. Необходимым условием образования отраженного излучения с «аномально» высокой амплитудой является наличие в облаке ориентированных ледяных пластинок.

Предложенная параметризованная модель полидисперсной среды, состоящей из совокупности преимущественно ориентированных крупных пластинок, позволяет исследовать энергетические и поляризационные характеристики зеркально отраженного видимого и ИК излучения в зависимости от микрофизических, оптических и ориентационных свойств частиц, когда источник и приемник разнесены или совмещены в пространстве.

Для решения частной задачи исследования коэффициента обратного рассеяния лидарного сигнала, зеркально отраженного от системы горизонтально ориентированных ледяных пластинок, предложена формула. Полученное аналитическое выражение зависит от параметров модифицированного гамма-распределения частиц по размерам, комплексного показателя преломления и длины волны падающего излучения. Результаты расчета, полученные при использовании этого соотношения, количественно согласуются с данными натурального эксперимента.

На основе поляризационных характеристик, полученных при двухугловой схеме зондирования, предложена система двух нелинейных уравнений для определения показателя преломления и ориентации плоскости преимущественной ориентации пластинок. Решение данной системы сведено к простому итерационному алгоритму. Для интерпретации данных бистатистического зондирования зеркально отраженного излучения предложенная методика является наиболее эффективной, поскольку при этом обрабатываются поляризационные характеристики высокоинтенсивного сигнала, а вклад в него частиц отличающихся по форме от пластинок, является пренебрежимо малым.

Установленные закономерности относительных характеристик зеркально отраженного излучения, полученных при малоугловом сканировании лидаром (или приемником) позволяют однозначно определить флаттер пластинок и параметры распределения частиц по размерам, а именно, средний радиус пластинок и безразмерный параметр, характеризующий разброс частиц по размерам. По данным абсолютных значений коэффициента рассеяния определяется концентрация пластинок в рассеивающем объеме.

Преимущества лидарной системы, когда источник и приемник разнесены, состоит, прежде всего, в том, что при зондировании сложного по структуре ледяного атмосферного образования может быть получен высокоамплитудный поляризованный сигнал, содержащий в себе полную информацию об оптических, ориентационных и микрофизических свойствах той составляющей среды, которая представлена системой крупных преимущественно ориентированных пластинок.

Глава 4

Характеристики ослабления оптического излучения дисперсным компонентом

Знание и понимание физических свойств ослабления атмосферными кристаллами видимой и ИК спектральных областей являются важными для изучения ключевых разделов в теории переноса излучения через анизотропные атмосферные среды [5–7, 34, 64, 66, 70, 71, 76, 122–126, 152, 153, 161]. В зависимости от исследуемого объекта пренебрежение несферичностью и характером пространственной ориентации кристаллов при расчете ослабления может привести к различного рода ошибкам, от незначительной погрешности до принципиально неверных результатов. Применение теории Ми относится к одному из самых известных решений для определения ослабления света частицами объемных форм. Для учета несферичности используют концепцию эквивалентных сфер [7, 54]. Проблема ослабления света успешно решается для относительно небольших кристаллов, размеры которых не превышают более чем на порядок длину волны падающего излучения. При этом наиболее востребованными методами расчета характеристик ослабления излучения кристаллами различных форм и размеров являются метод Т-матриц и дискретно-дипольное приближение [44, 131, 197–199]. К настоящему времени проблема экстинкции света крупными хаотически ориентированными кристаллами широко представлена в научной литературе. Процесс ослабления лучистой энергии крупными ориентированными кристаллами, особенно для ИК области спектра, слабо изучен [43, 72, 177, 195].

По характеру ослабления оптического излучения всю совокупность форм крупных атмосферных кристаллов можно условно разбить на две группы. К

первой имеет смысл отнести только те кристаллы, которые имеют хотя бы одну пару плоскопараллельных граней. Все же оставшиеся кристаллы можно объединить во второй группе.

Для крупных полупрозрачных кристаллов поле, рассеянное в направлении вперед, главным образом, определяют дифракционным полем. В этом случае сечение ослабления равно удвоенной площади геометрической тени частицы в направлении распространения излучения [4, 8]. Это возможно тогда, когда рефракционные пучки либо затухают внутри кристалла, либо при выходе существенно отклоняются от направления вперед. Такой подход обеспечивает вполне удовлетворительную точность, когда проводятся расчеты экстинкции для больших хаотически ориентированных кристаллов. При определении ослабления света ориентированными кристаллами, имеющими плоскопараллельные грани, следует учитывать соизмеримость дифракционного поля и поля рефракционных лучей, проходящих через частицу [20]. После выхода из кристалла пучок параллельных лучей имеет многоугольное сечение, в плоскости которого фаза волны постоянна. При этом метод физической оптики позволяет естественным путем получить конечные амплитуды полей в направлении выхода пучков из кристалла. Единый подход в определении дифракционного и рефракционного полей позволяет сложить их когерентно. Следует заметить, что без привлечения метода физической оптики, метод геометрической оптики не обеспечивает корректного суммирования этих полей. Установлено, что для ориентированных кристаллов с плоскопараллельными гранями фактор эффективности может быть отличен от 2 [19, A1, A3, A61]. Для плоских кристаллов он может меняться в пределах от 0 до 4. Нарушение «параллельности» граней обеспечивает стремление фактора ослабления к своему асимптотическому значению равному 2.

Для полного представления энергетических и поляризационных характеристик ослабления оптического излучения следует рассматривать матрицу экстинкции. Этот вопрос особо актуален для крупных преимущественно ориентированных кристаллов, для которых не только дифракционное поле, но и

рефракционное является значимым. В силу сложности численной реализации процесса ослабления оптического излучения крупными преимущественно ориентированными кристаллами с учетом анизотропии и дихроизма эта проблема представлена, главным образом, общей теорией. Результаты численного исследования поляризационных особенностей ослабления в научной литературе практически отсутствуют. Опубликованный материал иллюстрирует только некоторые аспекты по данному вопросу для отдельной частицы с фиксированными физико-химическими параметрами и для длины волны из видимого диапазона. Имеющиеся данные (в частности, отношения сечений ослабления, рассчитанные для неполяризованного и линейно поляризованного падающего излучения, и некоторые элементы МЭ) иллюстрируют сам факт, качественную картину проявления поляризационных характеристик ослабления. К настоящему времени даже качественные закономерности влияния микрофизических, оптических и ориентационных параметров системы крупных кристаллов на энергетические и поляризационные характеристики ослабления не установлены. Основам решения этой проблемы посвящена глава 4, содержание которой отображено в публикациях [A3, A23, A25, A27, A29, A38, A39, A51, A77, A81–A83].

4.1 Формализм расчета ослабления лучистой энергии

Для расчета ослабления выделяются два способа. Первый способ основан на интегрировании вектора Пойнтинга и делает акцент на законе сохранения энергии: «экстинкция=рассеяние+поглощение». В основе второго подхода лежит «гипотетический эксперимент» в результате, которого определяется ослабление. Этот способ акцентирует внимание на «интерференционном аспекте экстинкции:

экстинкция=интерференция между падающим и рассеивающим вперед светом» [4, 8].

Полное рассеянное поле образуется при прохождении первичной волны через частицу. В направлении распространения падающего излучения оно является суперпозицией первичной и рассеянной волн. Для ориентированных кристаллов следует учитывать, что поле, рассеянное в направлении вперед, определяется как когерентное сложение двух соизмеримых по величине полей: дифракционного и рефракционного. Это объясняется тем, что с одной стороны частица ослабляет волну за счет возмущения ее фронта, связанного с образованием в нем геометрической тени, с другой стороны, изъятая часть фронта после прохождения через частицу при определенных фазовых соотношениях добавляется к возмущенному фронту волны в противофазе, еще более ослабляя его [20].

Вектор электрической составляющей полного рассеянного поля зададим в виде

$$\mathbf{E}_f = \mathbf{E}_i - \mathbf{E}_s, \quad (4.1)$$

где \mathbf{E}_i – вектор падающего поля представляется известным соотношением [4, 8, 128]

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E} \cdot \exp(ikz). \quad (4.2)$$

Вектор рассеянного поля \mathbf{E}_s описывается соотношением (2.13), связанным с выражением (2.14) для комплексных амплитуд рассеянного и падающего полей посредством S_{ij} элементов амплитудной матрицы размерностью 2×2 . В случае скалярных полей амплитуда полного рассеянного излучения в направлении вперед ($\vartheta=0^\circ$) может быть описана в виде [4, 8]

$$u_f = u_i - u_s = \exp(ikr)(1 - S(0)) \cdot \exp(ikr - ikz) / ikr. \quad (4.3)$$

При угле рассеяния $\vartheta=0^\circ$ $S_{ij}=S(0)$.

Переходя от выражения (4.3) к интенсивности (т.е. к квадрату амплитуды u_f) и интегрируя ее по площади приемника, получим после ряда преобразований выражение, представляющее сечение ослабления для скалярного (или неполяризованного) поля [4]:

$$S_{\text{ext}} = \frac{4 \cdot \pi}{k^2} \text{Re}(S(0)), \quad (4.4)$$

где k – волновое число.

При решении в рамках теории Ми частной задачи, рассеяния плоской волны на полупрозрачной сфере, получено аналитическое выражение для расчета сечения ослабления. Эта формула имеет вид [4]:

$$S_{\text{ext}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n). \quad (4.5)$$

Здесь амплитудная функция вычисляется через известные коэффициенты a_n и b_n , которые определяются через функции Рикки–Бесселя. Эти величины зависят от угла рассеяния (в данном случае $\vartheta=0^\circ$), размера частиц, показателя преломления и длины волны падающего излучения. Формула (4.5) для расчета ослабления кроме условия $a \approx \lambda$ включает в себя и предельные случаи, когда $a \ll \lambda$ и $a \gg \lambda$. Так, для мелких частиц, когда их размеры много меньше длины волны падающего излучения λ , такое рассеяние, как правило, называют рэлеевским. Если преобладающую роль в экстинкции играет поглощение, то спектр экстинкции меняется как $1/\lambda$, если же доминирует рассеяние, то спектр

экстинкции ведет себя как $1/\lambda^4$ и с уменьшением длины волны ослабление увеличивается. В случае, когда размеры частиц много больше длины волны, значение сечения ослабления определяется как $S_{\text{ext}}=2 \cdot S_{\text{sq}}$. Здесь S_{sq} – площадь геометрической тени частицы в направлении распространения излучения. Из потока изымается в два раза больше излучения, чем падает на частицу. Ослабление крупной полупрозрачной частицей сферической формы не зависит от оптических свойств рассеивателя.

В случае поляризованных полей выражение для сечения ослабления определяется как [4]

$$S_{\text{ext}} = \frac{4 \cdot \pi}{k^2} \cdot \frac{\text{Re}\{\mathbf{E} \cdot \mathbf{A} | \vartheta = 0\}}{\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E}}. \quad (4.6)$$

Один из основных выводов, который следует из анализа (4.6), состоит в том, что излучение различной поляризации ослабляется по-разному.

Для полного описания процесса ослабления вводят матрицу экстинкции (МЭ) \mathbf{K} . Физический смысл этой величины можно проиллюстрировать следующим процессом. Пучок параллельных лучей распространяется в направлении \mathbf{n} через среду, содержащую частицу. Изменение «вектор-параметра» светового пучка $\mathbf{I}(\mathbf{n})$ вдоль части пути ds описывается уравнением [23, 128, 130]

$$\frac{d\mathbf{I}(\mathbf{n})}{ds} = -\mathbf{K}(\mathbf{n}) \cdot \mathbf{I}(\mathbf{n}). \quad (4.7)$$

Матрица \mathbf{K} может быть представлена в виде суммы двух когерентных слагаемых. Одно из них содержит характеристики трансформированного излучения, для которого различные компоненты поляризованного падающего поля после прохождения через среду по-разному поглощаются. Другое слагаемое

отражает ситуацию, когда указанные компоненты по-разному преломляются, обеспечивая анизотропные свойства среды.

В работах [22, 23, 130] выражения, представляющие матрицу экстинкции, получены на основе оптической теоремы с применением вектор-параметрического описания. В этих работах изложен вывод МЭ (а в [130] и ее разновидности – амплитудная матрица экстинкции, матрица экстинкции Стокса) в операторной форме. Такой подход наглядно иллюстрирует связь МЭ с параметрами вектора Стокса и амплитудной матрицей. Очевидно, что для проведения расчетов МЭ следует воспользоваться необходимыми формулами для задания амплитуд трансформированного поля, прошедшего через частицу. В зависимости от объекта исследования выбирается численная модель с учетом необходимых требований, обеспечивающих адекватность и полноту представления изучаемой системы.

Для получения полной информации об ослаблении поляризованного оптического излучения при прохождении через несферические преимущественно ориентированные кристаллы возникает необходимость исследовать матрицу экстинкции [122–125]. Матрица экстинкции, полученная на основе оптической теоремы, имеет вид:

$$\mathbf{K} = 4 \cdot \pi / k^2 \begin{pmatrix} \operatorname{Re}(S_{11} + S_{22}) & \operatorname{Re}(S_{11} - S_{21}) & \operatorname{Re}(S_{12} + S_{21}) & -\operatorname{Im}(S_{12} - S_{21}) \\ \operatorname{Re}(S_{11} - S_{22}) & \operatorname{Re}(S_{11} + S_{22}) & \operatorname{Re}(S_{12} - S_{21}) & -\operatorname{Im}(S_{12} + S_{21}) \\ \operatorname{Re}(S_{12} + S_{21}) & -\operatorname{Re}(S_{12} - S_{21}) & \operatorname{Re}(S_{11} + S_{22}) & \operatorname{Im}(S_{11} - S_{22}) \\ \operatorname{Im}(S_{12} - S_{21}) & \operatorname{Im}(S_{12} + S_{21}) & -\operatorname{Im}(S_{11} - S_{12}) & \operatorname{Re}(S_{11} + S_{22}) \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

Из (4.8) видно, что для элементов матрицы \mathbf{K} справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} K_{11} &= K_{22} = K_{33} = K_{44}, \quad K_{12} = K_{21}, \quad K_{13} = K_{31}, \\ K_{14} &= -K_{41}, \quad K_{32} = -K_{23}, \quad K_{24} = -K_{42}, \quad K_{34} = -K_{43}. \end{aligned}$$

Элементы МЭ представляют собой линейную комбинацию элементов амплитудной матрицы. Заметим, что выражение (4.4) или (4.6) представляет одну из частных форм оптической теоремы. Чтобы наглядно подчеркнуть общность выражений (4.6) и (4.8), в последнем в качестве множителя введена величина $4\pi/k^2$. В ряде представлений матрицы экстинкции этот коэффициент опускают, но тогда, очевидно, его учитывают при определении S_{ij} . В (4.8) элементы матрицы экстинкции имеют размерность площади (также как и величина S_{ext} (4.6)). В данном случае в выражение для элементов амплитудной матрицы S_{ij} в качестве сомножителей входят квадрат волнового числа и дифракционный интеграл, имеющий размерность площади. В главе 2 в рамках модели пластинчатого кристалла нами представлены соотношения, определяющие S_{ij} для произвольных углов рассеяния. Следует отметить, что для пластинок в случае рассеяния в направлении вперед (т.е. $\vartheta=0^\circ$) для элементов амплитудной матрицы справедливо соотношение $S_{12} = S_{21}$ (равно, как для $a_{12} = a_{21}$ (2.19) и $b_{12} = b_{21}$ (2.29)), а значит, и элементы матрицы экстинкции, определяемые как разность S_{12} и S_{21} , обращаются в ноль.

Для отдельной частицы сечение экстинкции определяется через элементы первой строки матрицы (4.8) [130] и параметры вектора Стокса падающего излучения I_i , т.е.

$$S_{\text{ext}} = K_{11} + K_{12} \frac{I_2}{I_1} + K_{13} \frac{I_3}{I_1} + K_{14} \frac{I_4}{I_1}. \quad (4.9)$$

Выражение «сечение экстинкции» является классическим. Этим и объясняется выбор нами названия матрицы (4.8) как «матрицы экстинкции».

Заметим, что в научных публикациях встречаются и другие названия матрицы (4.8). Различаются также формы ее представления [21, 22, 128, 130]. Это зависит, главным образом, от исходного описания рассеянного поля (см. соотношение (4.2)). Однако при расчетах значений элементов МЭ получается

один и тот же результат, поскольку одна форма представления рассеянного поля сводится к другой. Так же следует заметить, что элементы амплитудной матрицы и дифракционный интеграл могут рассматриваться как безразмерные величины или иметь размерность длины, или площади. В этом случае упомянутые соответствующие характеристики отличаются, как правило, только множителем.

При изучении тонкой структуры оптических характеристик атмосферных образований особенно важно учитывать особенности трансформации излучения. Следует отметить, что решение Ми задачи рассеяния плоской волны на сфере, несмотря на свою универсальность, не может быть удовлетворительно применимо для изучения краевого эффекта или влияния несферичности и характера ориентации частиц на энергетические и поляризационные свойства трансформированного излучения. При решении ряда задач атмосферной оптики исследователи указывают на необходимость получить более точное решение задачи рассеяния на частицах. Очевидно, учет этих особенностей рассеяния позволит улучшить соответствующие численные модели.

Известно, что при определении рассеянного поля в направлении вперед, в случае, когда размер частицы одного порядка с длиной волны падающего излучения, важно учитывать краевой эффект. Под «краем» понимают кривую раздела освещенной и неосвещенной частей частицы. Почти касательные лучи, которые отражаются в направлении, близком к направлению вперед, порождают краевой эффект. Вклад краевого эффекта в ослабление сферической частицей может быть определен из соотношения [189]

$$\Delta Q_{\text{sp_edge_eff}} = \frac{1.992386}{x^{2/3}}.$$

Очевидно, что влияние краевого эффекта снижается при увеличении размерного параметра x . Вклад краевого эффекта в ослабление для несферических частиц может быть оценен при использовании полуэмпирической формулы:

$$\Delta Q_{\text{nonsp_edge_eff}} = \frac{t_{\text{ext}}}{(\pi \cdot d_{\text{max}} / \lambda)^{2/3}}.$$

Здесь d_{max} – максимальный размер несферической частицы, t_{ext} – эмпирический коэффициент, определяемый из сравнения результатов расчета ослабления при использовании дискретно-дипольного приближения (в частности, Amsterdam discrete dipole approximation ADDA) и метода геометрической оптики (например, improved geometric optics method IGOM).

Для всех форм кристаллов с плоскопараллельными гранями известны или могут быть получены простые аналитические формулы для факторов эффективности ослабления с учетом состояния поляризации падающего излучения. Получить же аналогичные формулы для кристаллов с непараллельными гранями не представляется возможным. Да в этом и нет необходимости, так как, с одной стороны, таких форм кристаллов несоизмеримо больше, с другой стороны, для большинства из них фактор эффективности ослабления заведомо равен 2. Поэтому для такой группы кристаллов наибольший интерес представляет оценка углов между гранями, при которых фактор с наперед заданной точностью равен 2.

Для исследования ослабления электромагнитного излучения, прошедшего через крупные кристаллы, можно воспользоваться основополагающими соотношениями, представленными в общем виде (4.4) – (4.8). Если волна проходит через хаотически ориентированные частицы, то достаточно использовать соотношение (4.4). В этом случае диагональные элементы, и только они, равны между собой и отличны от нуля. Результаты таких исследований достаточно широко представлены в научной литературе. Учитывая взаимодействие поляризованного оптического излучения с преимущественно ориентированными кристаллами, для оценки сечений экстинкции ограничимся рассмотрением (4.6). На основе формулы (4.6) были получены выражения для сечений ослабления кристаллами некоторых простых форм [147, А3, А62]. Если

стоит задача получить полную информацию об энергетических и поляризационных параметрах трансформированного излучения, прошедшего через частицы, то в этом случае, как уже было отмечено выше, следует рассматривать матрицу экстинкции.

4.2 Характеристики ослабления лучистой энергии отдельными крупными частицами

4.2.1 Характеристики ослабление для пластинки

Среди всех крупных частиц по характеру ослабления, выделяются пластинки. Для этой формы кристаллов фактор эффективности ослабления может принимать значения из наибольшего интервала от 0 до 4. В разделе 2 в рамках метода физической оптики представлена численная модель отдельного пластинчатого кристалла. На основе вектор–параметрического представления характеристик излучения нами получены соотношения для элементов амплитудной матрицы, применяемые при расчете матрицы экстинкции. Для исследования характеристик ослабления электромагнитного излучения, прошедшего через круглую пластинку, воспользуемся соотношениями, представленными в общем виде (4.6), (4.8).

На основе (4.6) получено аналитическое выражение для сечения ослабления поляризованного излучения крупной полупрозрачной пластинкой в следующей форме [Аб1]:

$$S_{\text{ext}} = 2S_{\text{sq}} - \text{Re}(Q_{\parallel} + Q_{\perp}) - \frac{I_2}{I_1} \text{Re}(Q_{\parallel} - Q_{\perp}) \cos 2\gamma + \frac{I_3}{I_1} \text{Re}(Q_{\parallel} - Q_{\perp}) \sin 2\gamma, \quad (4.10)$$

где S_{sq} – площадь геометрической тени в направлении распространения излучения, угол γ определяет ориентацию плоскости поляризации, Q_{\parallel}, Q_{\perp} – амплитуды рассеянного поля, связанные с соответствующими коэффициентами Френеля. Детальное описание величин Q_{\parallel}, Q_{\perp} , представленное в алгоритмической форме можно найти в разделе 2.2 (величины Q_{\parallel}, Q_{\perp} отличаются $\Theta_{\parallel}, \Theta_{\perp}$ (2.38) только коэффициентом). Из (4.9) в сочетании с (4.10) видно, что сечение ослабления для пластинчатого кристалла определяется тремя элементами первой строки МЭ.

Для изучения энергетических характеристик ослабления основное внимание сосредоточено на исследовании сечения ослабления S_{ext} и фактора ослабления $\Theta_{ext} = S_{ext}/S_{sq}$, а также K_{11} первого элемента МЭ. К поляризационным характеристикам ослабления отнесем недиагональные элементы МЭ, а также отношение сечений ослабления, рассчитанные при различных состояниях поляризации падающего излучения. В частности, одна из наиболее информативных характеристик может быть выражена как

$$f_{ext} = S_{ext}^{lin} / S_{ext}^{unpol}, \quad (4.11)$$

где S_{ext}^{lin} – сечение ослабления линейно поляризованного излучения, S_{ext}^{unpol} – сечение ослабления неполяризованного излучения.

Для расчета энергетических и поляризационных характеристик ослабления входными параметрами являлись: комплексный показатель преломления и геометрические размеры пластинки, длина волны и состояние поляризации падающего излучения, а также углы, описывающие положения источника, приемника и частицы, на основе которых рассчитывались углы Эйлера. Подробное описание этих параметров можно найти в разделе 2.1. Результаты расчета, проиллюстрированные в настоящем разделе, выполнены для круглой пластинки. Следует отметить, что вычисления были продублированы для

гексагональной пластинки с учетом возможного положения частицы в плоскости преимущественной ориентации. Соответствующие результаты для круглой и гексагональной пластинок полностью совпали.

Проведем анализ рассчитанных характеристик ослабления для круглой пластинки, полученных для различных микрофизических параметров частицы. Для определенности рассматривался случай линейной поляризации падающего излучения и $\gamma=0^\circ$.

На Рисунке 4.1 иллюстрируются значения фактора ослабления для пластинчатого кристалла в зависимости от размерного параметра $x=2\pi d/\lambda$ при различных значениях показателя преломления. Результаты расчета, представленные кривыми 1 и 2 Рисунка 4.1, полностью совпадают с соответствующими данными, выполненными исследователями [72]. Осциллирующий характер фактора ослабления связан с изменением соотношения толщины пластинки и длины волны падающего излучения. Период осцилляций

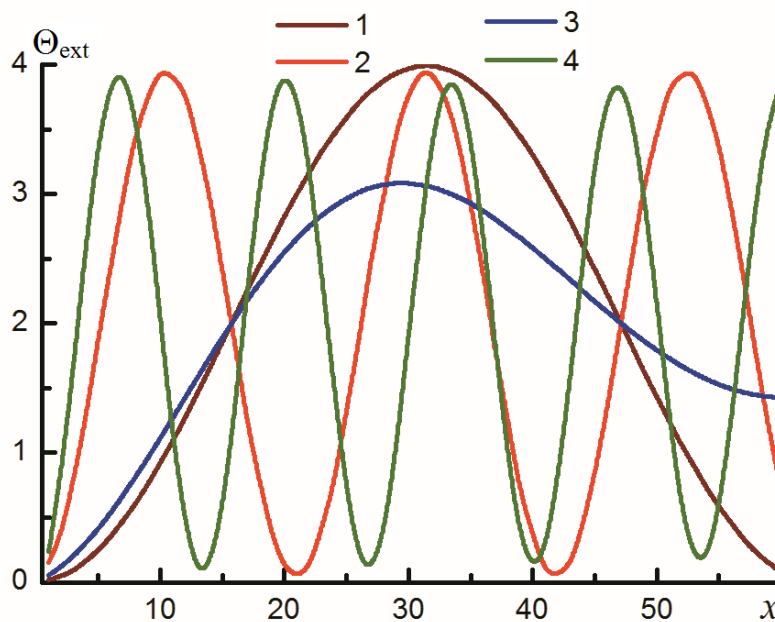


Рисунок 4.1: Зависимости фактора эффективности ослабления Θ_{ext} от размерного параметра x для пластинки при $a=250$ мкм, $\lambda=1$ мкм: 1 – $n=1.1$, $\chi=0$, $\beta=0^\circ$; 2 – $n=1.3$, $\chi=0$, $\beta=0^\circ$; 3 – $n=1.1$, $\chi=0.02$, $\beta=0^\circ$; 4 – $n=1.1$, $\chi=0$, $\beta=60^\circ$.

определяется значением показателя преломления пластинки и ее ориентацией по отношению к направлению распространения излучения (угол β). Очевидно, что чем выше значение показателя поглощения χ , тем амплитуда осцилляций $\Theta_{\text{ext}}(x)$ меньше, кроме того, чем больше толщина частицы, тем быстрее $\Theta_{\text{ext}}(x)$ стремится к своему асимптотическому значению, равному 2.

На Рисунке 4.2 показаны результаты расчета фактора ослабления в зависимости от размерного параметра, принимающего относительно невысокие значения ($x \leq 10$). Здесь величина x реализуется двумя способами: (I) при изменении толщины фиксируем длину волны, (II) при фиксировании толщины меняем длину волны. При этом наибольшие различия $\Theta_{\text{ext}}(x)$ наблюдаются при наклонном расположении пластинки по отношению к направлению распространения излучения. Эти отличия объясняются различием оптического пути пучка лучей, прошедшего через толщю пластинки, определяемого значением

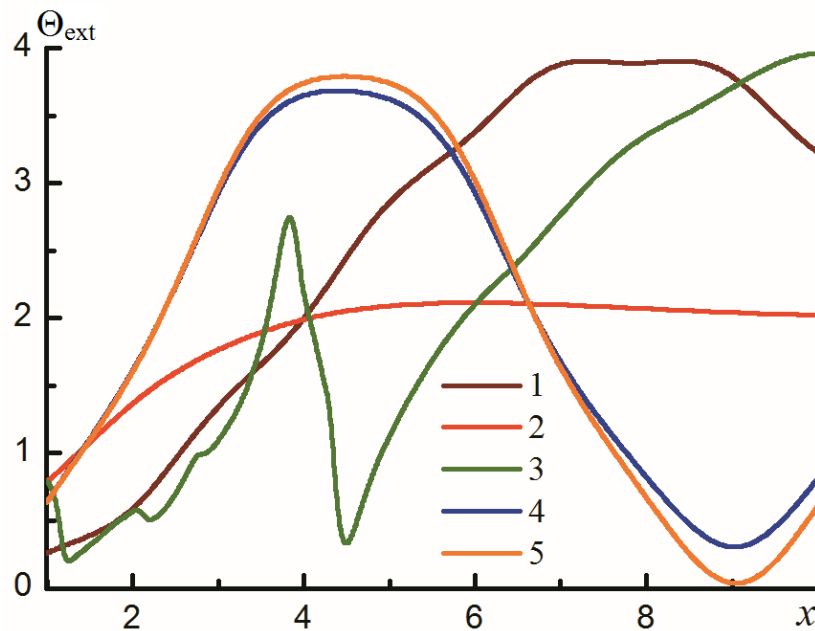


Рисунок 4.2: Зависимости фактора эффективности ослабления Θ_{ext} от размерного параметра x для пластинки при $a=250$ мкм: 1 – $n=1.4$, $\chi=0$, $\beta=0^\circ$, $\lambda=12.6$ мкм; 2 – чистый лед $n=1.4$ и $\chi=0.416$, $\beta=0^\circ$, $\lambda=12.6$ мкм; 3 – чистый лед $n(\lambda)$, $\chi(\lambda)$, $d=2$ мкм, $\beta=0^\circ$; 4 – $n=1.4$, $\chi=0$, $\lambda=12.6$ мкм, $\beta=70^\circ$; 5 – $n=1.4$, $\chi=0$, $d=2$ мкм, $\beta=70^\circ$.

показателя преломления, толщиной пластинки, длиной волны и углом падения излучения. Кривые 2 и 3 иллюстрируют $\Theta_{\text{ext}}(x)$ для ледяной пластинки, при этом учитывается функциональная взаимосвязь $n(\lambda)$ и $\chi(\lambda)$ для чистого льда [182]. При анализе характеристик ослабления в зависимости от размерного параметра x следует учитывать каким способом (I) или (II) реализуется изменение размерного параметра. Это априори важно при рассмотрении спектральной зависимости характеристик ослабления для системы кристаллов и учета дисперсии их толщин в функции распределения частиц по размерам.

На Рисунке 4.3. представлены зависимости фактора ослабления от толщины пластинки $\Theta_{\text{ext}}(d)$ при различных положениях частицы относительно направления зондирования (угол β) и различных значений поглощения ледяной

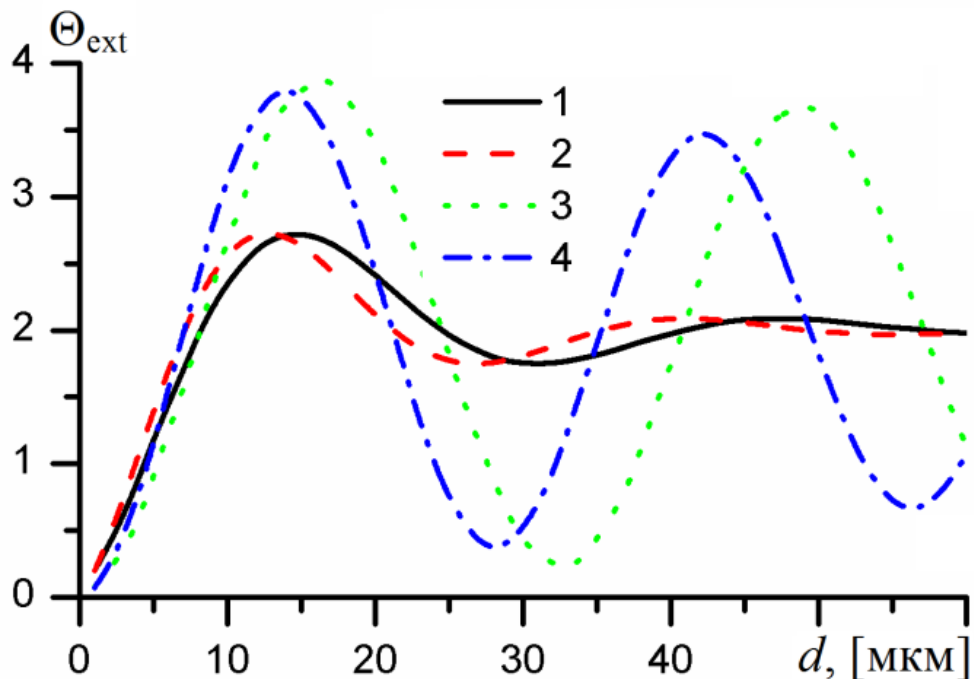


Рисунок 4.3: Зависимость фактора ослабления от толщины пластинки $\Theta_{\text{ext}}(d)$ при разных χ и β , $n=1.31$, $a=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $\vartheta_3=\beta$, $\vartheta_1=0^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$, $I_2/I_1=1$, $I_4=I_3=0$, $\gamma=0^\circ$: 1 – $\chi=0.1$, $\beta=20^\circ$; 2 – $\chi=0.1$, $\beta=40^\circ$; 3 – $\chi=10^{-4}$, $\beta=20^\circ$; 4 – $\chi=10^{-4}$, $\beta=40^\circ$.

пластинки (χ). Из рисунка видно, что при малом поглощении ($\chi=10^{-4}$) $\Theta_{\text{ext}}(d)$ может меняться в пределах от 0 до 4. Очевидно, что при увеличении значений χ или d фактор эффективности стремится к своему асимптотическому значению, равному 2. В этом случае рассеянное поле главным образом определяется дифракционным полем, поскольку при большом поглощении вклад рефракционного поля снижается, а при увеличении толщины пластинки путь лучей, проходящих через частицу, увеличивается, энергия теряется, переходя в тепло.

На Рисунке 4.4 представлены зависимости фактора Θ_{ext} от ориентации частицы β при различной толщине d и различных значениях показателя поглощения χ . Из рисунка видно, что при увеличении угла падения β фаза и

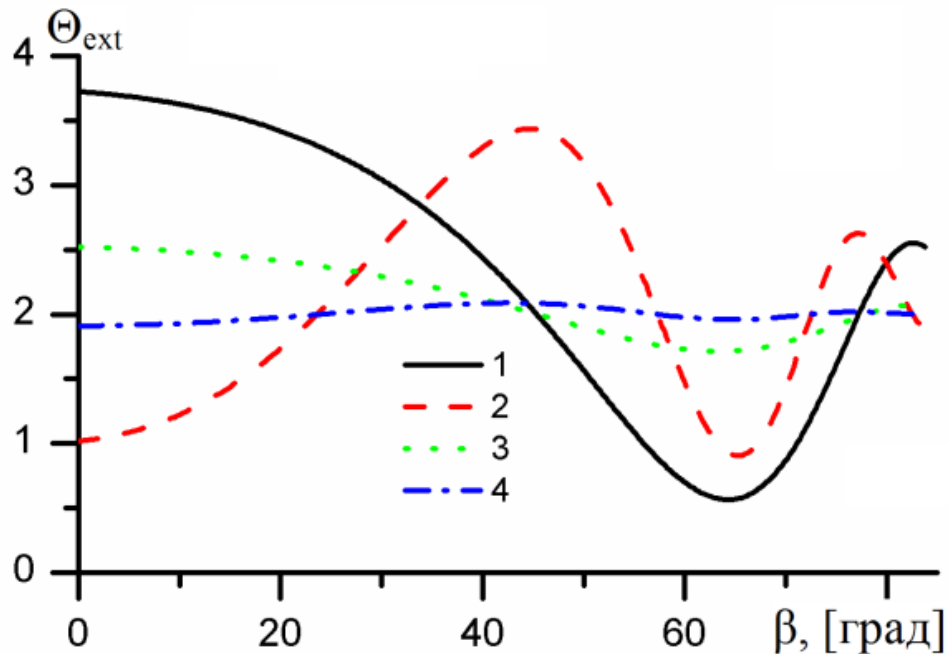


Рисунок 4.4: Зависимость фактора ослабления от ориентации пластинки $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$ при разных χ и d , $n=1.31$, $a=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $\vartheta_3=\beta$, $\vartheta_1=0^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$, $I_2/I_1=1$, $I_4=I_3=0$, $\gamma=0^\circ$: 1 – $\chi=10^{-4}$, $d=20$ мкм; 2 – $\chi=10^{-4}$, $d=40$ мкм; 3 – $\chi=0.1$, $d=20$ мкм; 4 – $\chi=0.1$, $d=40$ мкм.

амплитуда зависимости $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$ изменяется. При увеличении угла β и толщины d частота вариаций $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$ увеличивается. Но при этом, чем меньше толщина частицы, тем выше амплитуда зависимости $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$. Чем больше χ , тем ближе к своему асимптотическому значению величина фактора эффективности. При формировании полного поля, рассеянного в направлении вперед, к дифракционному полю добавка рефракционного поля с увеличением β , d или χ будет менее существенна. Следует отметить, что подобные зависимости наблюдаются и для сечения ослабления, однако линия, представляющая ее асимптотику, расположена под углом к горизонтальной оси (а не параллельно, как для фактора ослабления). Или, другими словами, с увеличением β среднее значение ослабления для различных толщин пластинки снижается.

На Рисунках 4.5 (а) и 4.5 (б) представлены соответственно значения ослабления сечения S_{ext} и фактора ослабления Θ_{ext} в зависимости от радиуса пластинки a при фиксированной толщине ($d=20$ мкм) и различной ориентации пластинки β . Из рисунка видно, что частицы с большими радиусами при меньших углах β значительно ослабляют падающее излучение. При этом изменения могут составлять несколько порядков. Фактор эффективности имеет относительно стабильные значения в зависимости от радиуса пластинки. Значения фактора $\Theta_{\text{ext}}(a)$ можно считать постоянными при $a > 150$ мкм. Характер изменения для ослабления ярче выражен для частиц с размерами $a < 150$ мкм. В этой области значений a , чем больше β , тем скорость изменения S_{ext} ниже, а скорость изменения Θ_{ext} выше.

На Рисунках 4.6 (а) и 4.6 (б) представлены спектральные зависимости фактора эффективности при различных величинах β . Для расчета спектрального хода характеристик светорассеяния от длины волны принимались во внимание зависимости $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда [182].

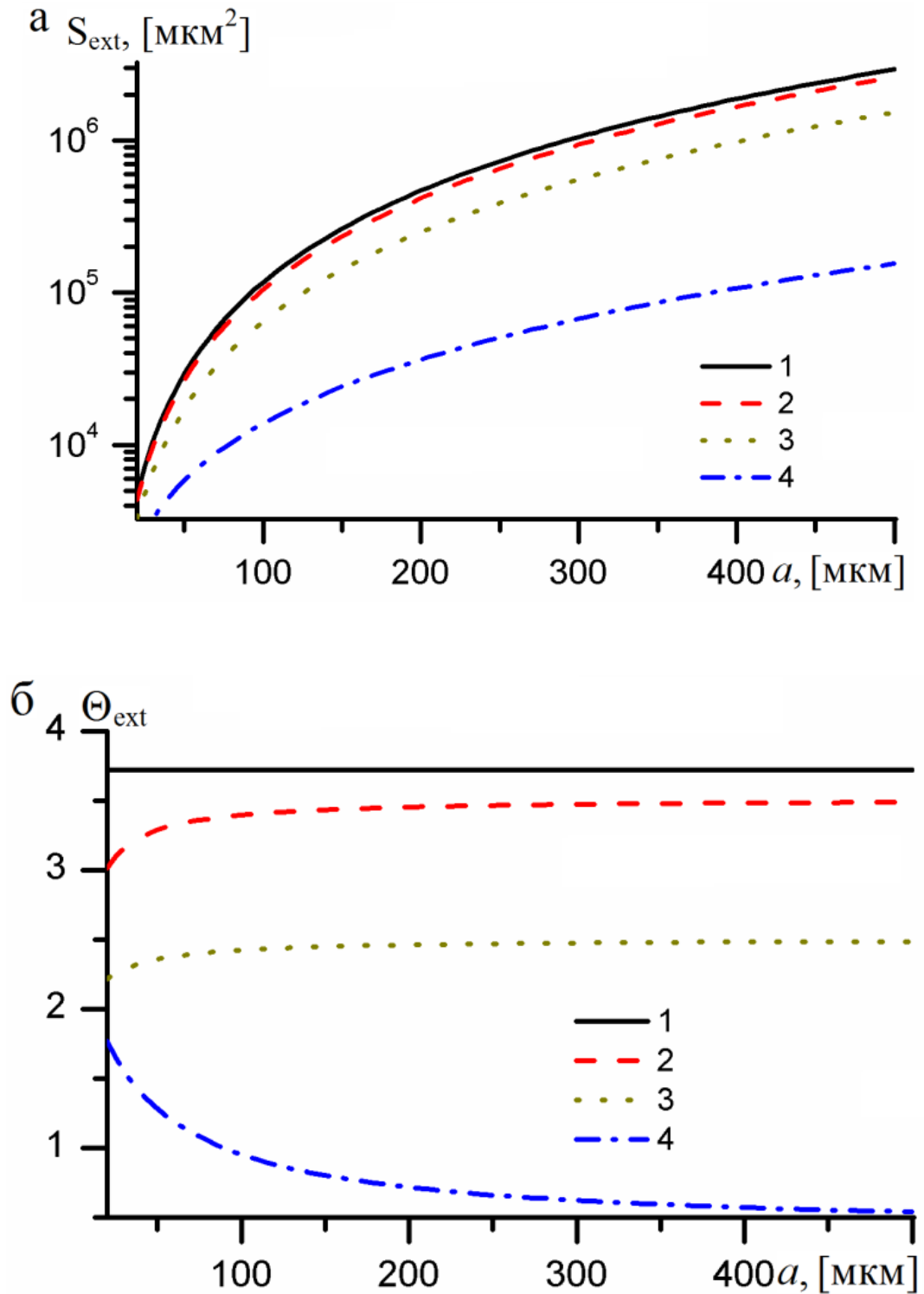


Рисунок 4.5: Зависимости (а) сечения ослабления $S_{\text{ext}}(a)$ и (б) фактора ослабления

Θ_{ext} от радиуса пластинки a при разных β , $\tilde{n}=1.31+i\cdot 10^{-4}$, $d=20$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $\vartheta_3=\beta$, $\vartheta_1=0^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$, $I_2/I_1=1$, $I_4=I_3=0$, $\gamma=0^\circ$: 1 – $\beta=0^\circ$; 2 – $\beta=20^\circ$; 3 – $\beta=40^\circ$; 4 – $\beta=70^\circ$.

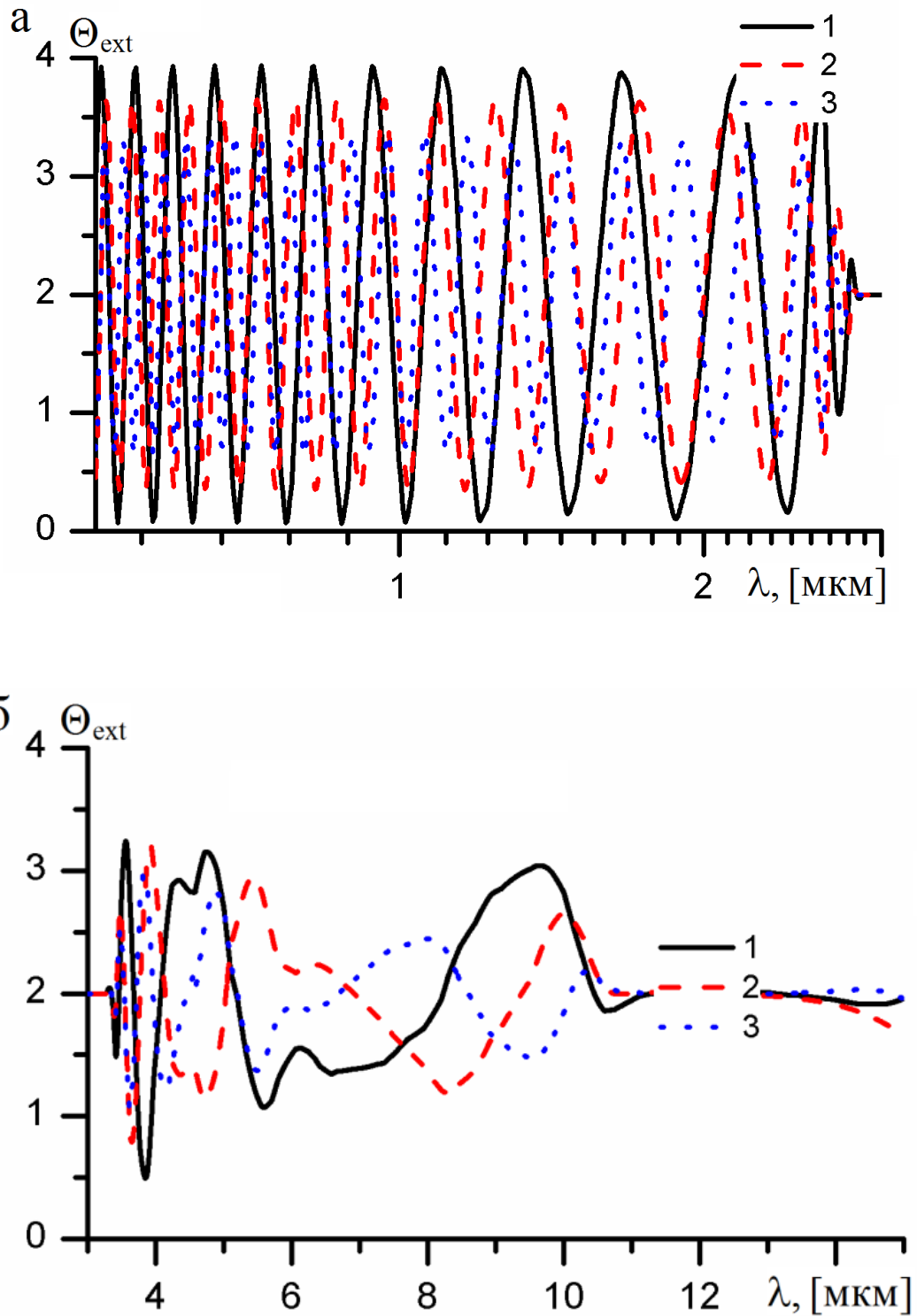


Рисунок 4.6: Зависимость фактора ослабления Θ_{ext} от длины волны видимого и ближнего ИК диапазона (а) и среднего ИК диапазона (б) при разных β , $d=20$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $\vartheta_3=\beta$, $\vartheta_1=0^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$, $I_2/I_1=1$, $I_4=I_3=0$, $\gamma=0^\circ$: 1 – $\beta=10^\circ$; 2 – $\beta=50^\circ$; 3 – $\beta=70^\circ$.

Из Рисунка 4.6 (а) видно, что в видимом и ближнем ИК диапазоне длин волн $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ является быстро осциллирующей функцией. Хотя фактор и меняется от 0 до 4, его высокая частота объясняет нейтральный ход коэффициента ослабления. Следует заметить, что в ряде научных источников нейтральный ход несправедливо объясняют тем, что, рассеянное поле определяется только дифракционным, и как следствие этого фактор эффективности равен 2. Рисунок 4.6 (б) иллюстрирует изменение Θ_{ext} в среднем ИК-диапазоне длин волн. Ход кривой фактора ослабления $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ зависит от угла падения β , его величина, обеспечивает определенное положение минимумов и максимумов. Из Рисунка 4.6 (б) видно, что для $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ наблюдается монотонная зависимость, по крайней мере, на промежутках, составляющих несколько микрометров. Анализируя характеристики рефракционного поля, следует учитывать, что в поперечное сечение пластинки укладываются на порядки больше лучей пучка электромагнитного излучения видимого диапазона длин волн, чем ИК-диапазона. При даже незначительных изменениях размеров частицы набег фаз, характерный для видимой области спектра, меняется на порядки быстрее, чем для ИК области. Поэтому при переходе к интегральным характеристикам, в частности, к расчету коэффициента ослабления для системы частиц, величину сечения ослабления (или фактора ослабления) для отдельного кристалла необходимо усреднить по размерам. Очевидно, что высокая частота фактора ослабления в видимом и ближнем ИК диапазонах длин волн предопределяет нейтральный ход коэффициента ослабления, а почти монотонная зависимость – спектральный ход в ИК области.

На Рисунке 4.7 представлены зависимости сечения ослабления от ориентации пластинки для разных длин волн. Из рисунка видно, что частота осцилляций $S_{\text{ext}}(\beta)$ в первую очередь обусловлена значениями λ . Но с возрастанием угла β частота зависимости $S_{\text{ext}}(\beta)$ увеличивается, а при этом её амплитуда уменьшается.

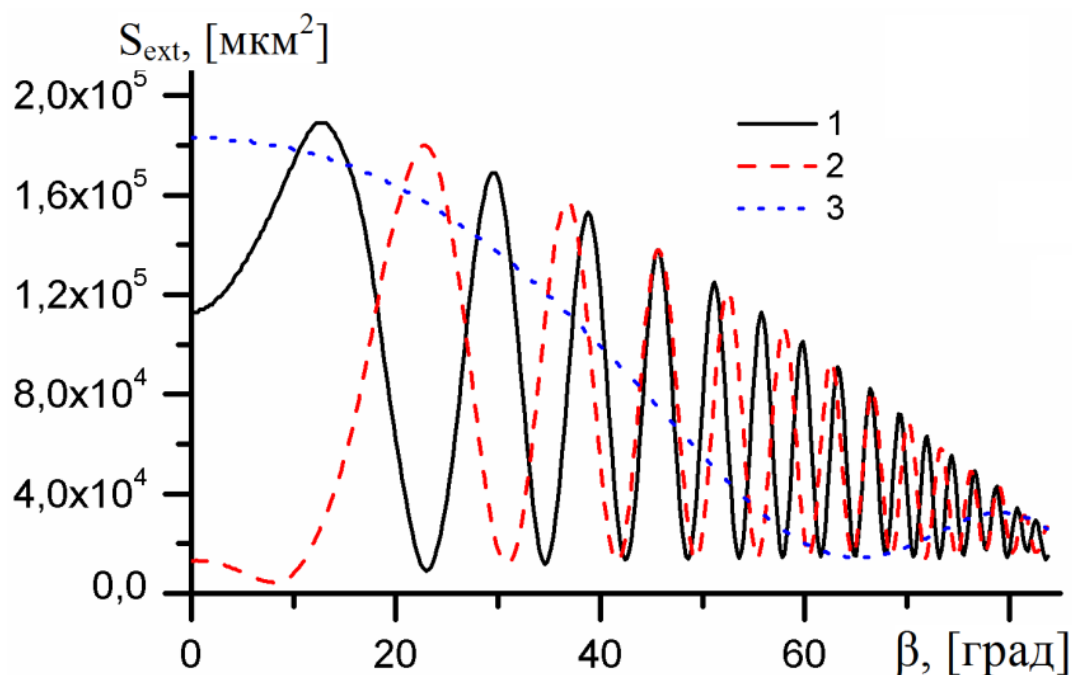


Рисунок 4.7: Зависимость сечения ослабления от ориентации пластинки $S_{\text{ext}}(\beta)$ при разных λ , $d=40$ мкм, $\tilde{n}=1.31+i \cdot 10^{-4}$, $a=125$ мкм, $\vartheta_3=\beta$, $\vartheta_1=0^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$, $\vartheta_2=0^\circ$, $\varphi_2=0^\circ$, $\varphi_3=0^\circ$, $I_2/I_1=1$, $I_4=I_3=0$, $\gamma=0^\circ$: 1 – $\lambda=0.55$ мкм; 2 – $\lambda=0.694$ мкм; 3 – $\lambda=10.6$ мкм.

Для выполнения расчетов элементов матрицы экстинкции использовано соотношение (4.8). Анализ полученных результатов показал, что среди всех элементов K_{ij} наиболее чувствительными к изменениям входных параметров являются K_{11} , K_{12} (K_{21}), K_{34} (K_{43}). Остальные элементы либо равны нулю, либо пренебрежимо малы. Заметим, что в случае линейной поляризации падающего излучения только слагаемые K_{11} и K_{12} представляют сечение ослабления (4.9), а при круговой поляризации, также как и в случае неполяризованного падающего излучения, сечение ослабления определяется значением K_{11} .

На Рисунке 4.8 (а) представлены рассчитанные нами зависимости K_{11} от размеров частицы при различной её ориентации по отношению к направлению распространения излучения. Кривые 1, 2 и 3 получены при фиксированной толщине пластинки ($d=20$ мкм), а кривые 3, 4 и 5 – при учете соотношения $d=A \cdot a^\beta$ при $A=2.020$, $\beta=0.449$. Очевидно, что возникающая во фронте волны большая площадь тени частицы в большей мере экранирует поток излучения. Поэтому

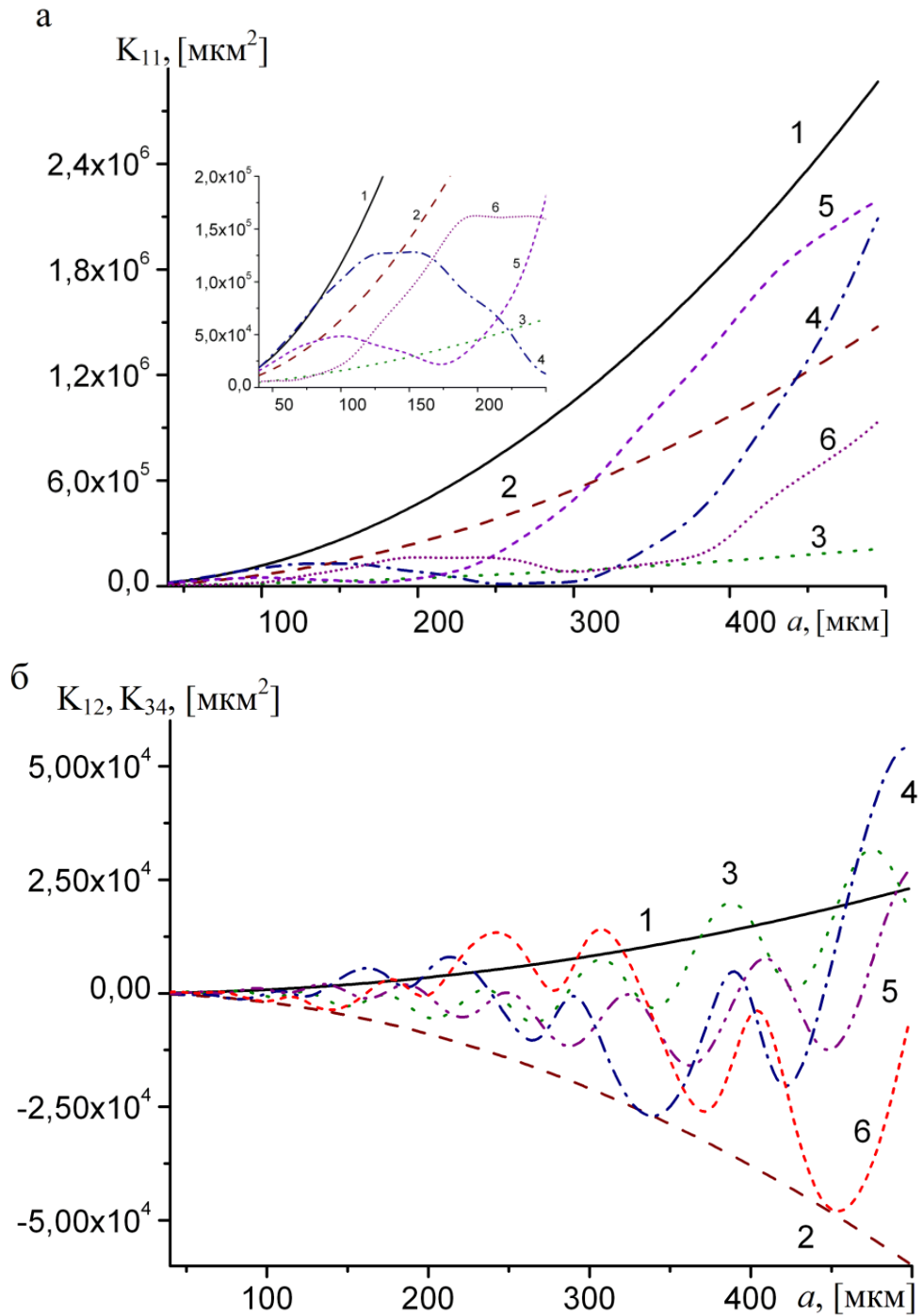


Рисунок 4.8: Зависимость (а) – K_{11} от радиуса основания пластинки a при разных β , $\tilde{n}=1.31 + i \cdot 10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм: 1 – $\beta=0^\circ$, $d=20$ мкм; 2 – $\beta=40^\circ$, $d=20$ мкм; 3 – $\beta=70^\circ$, $d=20$ мкм; 4 – $\beta=0^\circ$; $a=a(d)$; 5 – $\beta=40^\circ$; $a=a(d)$, 6 – $\beta=70^\circ$; $a=a(d)$.

Зависимости (б) – K_{12} и K_{34} элементов матрицы экстинкции от радиуса основания пластинки a при разных β , $\tilde{n}=1.31 + i \cdot 10^{-4}$, $\lambda=10.6$ мкм: 1 – K_{12} при $\beta=40^\circ$, $d=20$ мкм; 2 – K_{12} при $\beta=70^\circ$, $d=20$ мкм; 3 – K_{12} при $\beta=40^\circ$, $a=a(d)$; 4 – K_{12} при $\beta=70^\circ$, $a=a(d)$; 5 – K_{34} при $\beta=40^\circ$, $a=a(d)$, 6 – K_{34} при $\beta=70^\circ$, $a=a(d)$.

энергетическая характеристика полного рассеянного поля в направлении вперед, к которой отнесем первый элемент матрицы экстинкции K_{11} , с увеличением радиуса a и уменьшением β (при фиксированном d) монотонно возрастает. Расчеты показали, что зависимость нормированной характеристики K_{11}/S_{sq} только от a практически отсутствует. Кривые 4, 5, 6 иллюстрируют $K_{11}(a)$ с учетом природной взаимосвязи между основными геометрическими размерами пластинчатого кристалла a и d . Для относительно небольших пластинок (например, при $a < 250$ мкм, см. фрагмент Рисунка 4.8 (а), в увеличенном масштабе) наблюдается немонотонный ход $K_{11}(a)$, который обуславливается совместным влиянием толщины частицы и ее ориентации по отношению к падающему излучению. Это объясняется тем, что к дифракционному полю добавляется рефракционное поле, при этом изменение набега фаз меняется в зависимости от толщины d и угла β . Результаты, представленные на Рисунке 4.8 (а), позволяют предположить, что при рассмотрении распределения частиц по размерам, близкому к нормальному распределению с большой дисперсией, при различных углах β следует ожидать существенный разброс значений K_{11} для относительно мелких и средних частиц. Для крупных кристаллов из-за их существенной толщины большая часть энергии переходит в тепло и вклад рефракционного поля снижается. В этом случае особенности, вызванные изменениями d , сглаживаются.

На Рисунке 4.8 (б) показано поведение значений K_{12} и K_{34} при тех же входных параметрах, что и для расчетных величин, представленных на Рисунке 4.8 (а). При нормальном падении на пластинку ($\beta=0^\circ$) недиагональные элементы матрицы экстинкции равны нулю. Из Рисунка 4.8 (б) видно, что поляризационные характеристики становятся более выраженными при увеличении угла ориентации β . Осцилляции кривых связаны с изменениями толщины d , причем их амплитуда возрастает с увеличением β (сравним кривые 3 и 4, 5 и 6). Однако при фиксировании значения a графики $K_{11}(d)$, $K_{12}(d)$, $K_{34}(d)$

имеют осциллирующие зависимости. С увеличением d амплитуды осцилляций сокращаются. С уменьшением β увеличивается амплитуда и период колебаний кривой $K_{11}(d)$, но для поляризационных характеристик наблюдается обратная связь, а именно, с увеличением β увеличивается амплитуда $K_{12}(d)$, $K_{34}(d)$. То есть, энергетические и поляризационные характеристики ослабления зависят от толщины пластинки и ее ориентации в пространстве. И эта зависимость обеспечивается прежде всего характеристиками рефракционного поля. При этом, чем больше угол наклона β , тем в большей степени изменяется состояние поляризации падающего излучения после прохождения через пластинку.

На Рисунке 4.9 показаны величины $K_{12}(\beta)$ и $K_{34}(\beta)$ для двух длин волн. Кривая 3 Рисунка 4.9 иллюстрирует высокочастотные осцилляции $K_{12}(\beta)$, которые обусловлены в первую очередь длиной волны видимого диапазона. Эта особенность свойственна всем элементам матрицы экстинкции. Из анализа

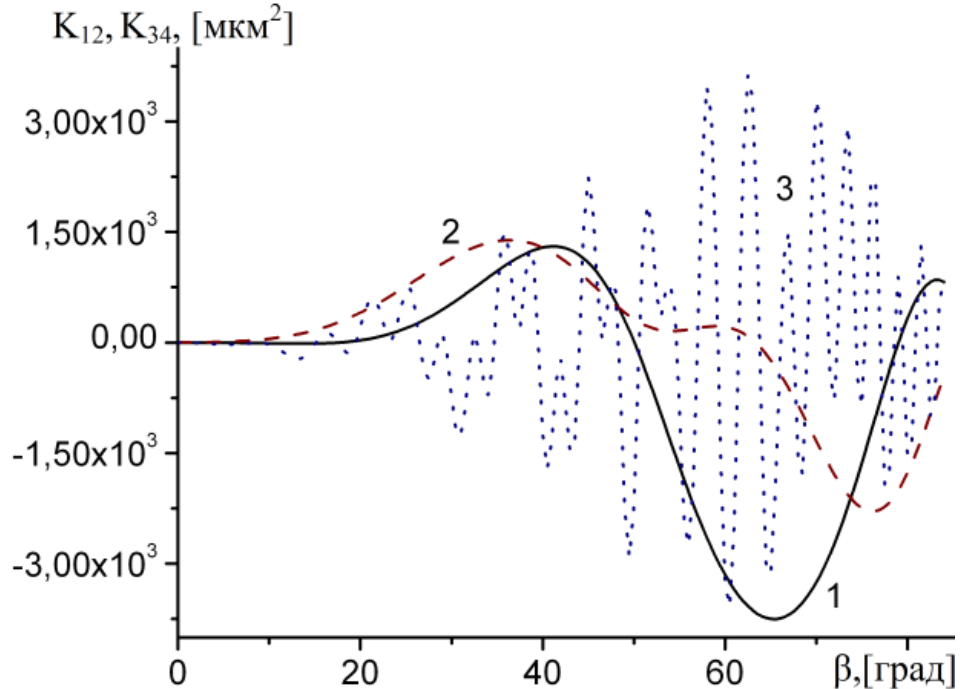


Рисунок 4.9: Зависимости элементов матрицы экстинкции от β при разных λ , $\tilde{n}=1.31+i \cdot 10^{-4}$, $d=20$ мкм, $a=125$ мкм: 1 – $K_{12}(\beta)$ для $\lambda=10.6$ мкм; 2 – $K_{34}(\beta)$ для $\lambda=10.6$ мкм; 3 – $K_{12}(\beta)$ для $\lambda=0.694$ мкм.

зависимостей $K_{12}(\beta)$ и $K_{34}(\beta)$ становится очевидным, что для системы частиц (при переходе к интегральным характеристикам) близкие к нулю значения поляризационных характеристик могут быть обусловлены: 1) малыми углами наклона пластинок ($\beta < 20^\circ$) в случае длины волны как видимого (кривая 3), так и ИК (кривые 1 и 2) диапазонов, 2) при больших значениях β ($\beta > 20^\circ$) – величинами длин волн из видимого диапазона (кривая 3) за счет высокочастотных осцилляций K_{12} и K_{34} . Из анализа кривых 1 и 2 Рисунка 4.9 видно, что общая тенденция взаимосвязи поляризационных характеристик и ориентации остается прежней, т.е. при больших значениях β (в частности, при $\beta > 40^\circ$) поляризационные характеристики наиболее выразительные. Однако существуют и отличительные особенности, например, положения экстремальных точек кривых, представляющих зависимости недиагональных элементов от β , различные.

На Рисунках 4.10 (а) и (б) показаны значения $K_{11}(\lambda)$, $K_{12}(\lambda)$, $K_{34}(\lambda)$ при различных β . Для расчета спектрального хода кривых использовались зависимости $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$, построенные по данным для чистого льда для видимого и ИК диапазонов длин волн (от 0.5 до 15 мкм) [182]. Из Рисунка 4.10 (а) видно, что в видимом и ближнем ИК диапазонах длин волн $K_{11}(\lambda)$ является быстро осциллирующей функцией. Подобный характер зависимости свойственен K_{12} и K_{34} (K_{12} и K_{34} не приводятся для этого диапазона длин волн). Такое поведение $K_{11}(\lambda)$, $K_{12}(\lambda)$, $K_{34}(\lambda)$ объясняется тем, что набег фаз, характерный для видимой области спектра, меняется на порядки быстрее, чем для ИК области. По мере увеличения λ частота осцилляций снижается. При этом абсолютные значения энергетической характеристики K_{11} снижаются с увеличением β , а поляризационные – наоборот увеличиваются. Для системы частиц видимый диапазон длин волн будет обуславливать нейтральный ход элементам МЭ и обеспечивать диагональную структуру МЭ. А нормированный коэффициент ослабления (в данном случае, равно как и нормированный диагональный элемент МЭ) даже для поляризованного излучения будет принимать свое предельное

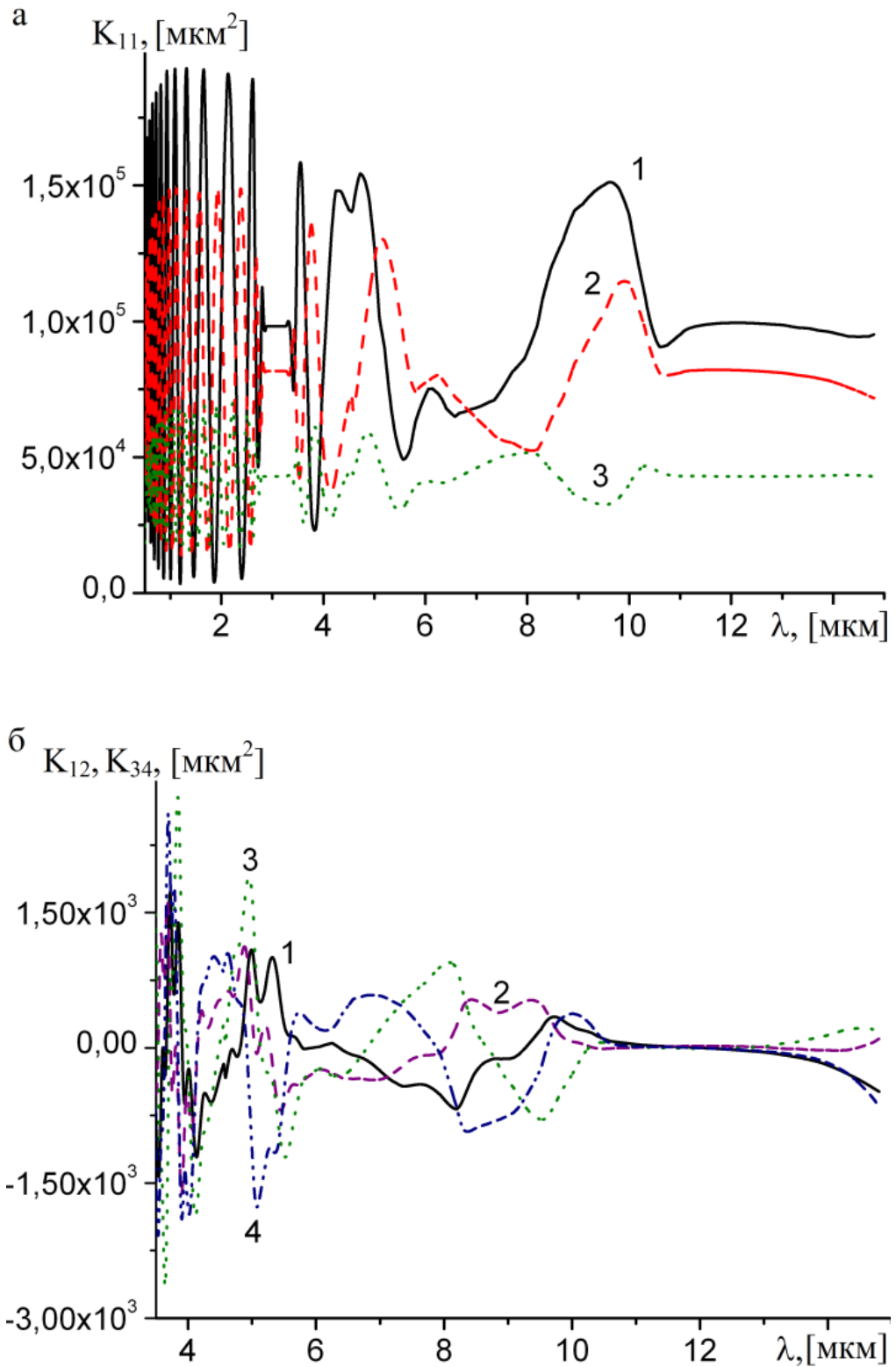


Рисунок 4.10: Зависимость $K_{11}(\lambda)$ (а) при разных β , $d=20$ мкм, $a=125$ мкм: 1 – $\beta=0^\circ$; 2 – $\beta=40^\circ$; 3 – $\beta=70^\circ$. Зависимости элементов матрицы экстинкции (б) при разных β , $d=20$ мкм, $a=125$ мкм: 1 – $K_{12}(\lambda)$ при $\beta=40^\circ$; 2 – $K_{34}(\lambda)$ при $\beta=40^\circ$; 3 – $K_{12}(\lambda)$ при $\beta=70^\circ$; 4 – $K_{34}(\lambda)$ при $\beta=70^\circ$.

значение (фактор эффективности равен 2). При интегрировании быстро осциллирующих функций вклад в интеграл дает только ее регулярная часть, роль которой в данном случае играет дифракционное поле. Ситуация становится иной при переходе в ИК диапазон. Период осцилляций многократно увеличивается, в результате чего, ИК диапазон будет обеспечивать спектральную зависимость элементам МЭ при переходе к системе частиц.

Характер изменения элементов матрицы экстинкции зависит от размеров, от ориентации и показателя преломления частицы. Причем эти зависимости для разных элементов МЭ различные. Для ИК диапазона длин волн в случае ориентированных пластинчатых кристаллов более яркая зависимость недиагональных элементов МЭ (а значит, и отличие в большей мере МЭ от диагональной) обеспечивается большим углом наклона частицы относительно направления падающего излучения.

4.2.2 Характеристики ослабления для столбиков

При классификации атмосферных частиц выделяют столбчатые кристаллы. Такие кристаллы, с одной стороны, с высокой повторяемостью входят в состав ледяных облаков, с другой стороны, причисляются к группе рассеивателей, представляющих наибольший интерес с точки зрения ослабления. Для столбиков с плоскопараллельными гранями при определении ослабления лучистой энергии следует рассматривать не только дифракционное, но и рефракционное поле. В результате изменения оптических и геометрических параметров частицы фактор ослабления может принимать значения отличные от 2.

Проиллюстрируем основные закономерности ослабления лучистой энергии отдельными столбчатыми кристаллами. В качестве исследуемых характеристик ослабления выбраны фактор ослабления и наиболее информативные элементы МЭ (в частности, к которым относятся первые три элемента первой строки МЭ). Сечение ослабления определяется через элементы первой строки МЭ (4.8). Общий

вид соотношений K_{1i} для столбиков (также и для пластинки) может быть представлен в следующей форме.

$$K_{11} = 2 \cdot S_{sq} - \sum_j^m V_j, \quad K_{12} = \sum_j^m W_j \cdot \cos(2 \cdot U_j), \quad K_{13} = -\sum_j^m W_j \cdot \sin(2 \cdot U_j). \quad (4.12)$$

Для столбиков $K_{14}=0$. Для гексагонального столбика $m=3$, для прямоугольного столбика (или пластики) $m=2$. Величины V_j и W_j определяются через амплитуды рассеянного поля, U_j представляет собой комбинацию углов Эйлера. Углы Эйлера для столбика, несут ту же смысловую нагрузку, что и для пластинки. Только для гексагонального столбика (как и для гексагональной пластинки) все величины, зависящие от α , имеют период 60° , а для прямоугольного столбика такой период равен 90° . Формализованное детализированное представление сечения ослабления, полученное в рамках метода физической оптики, иллюстрируется в [19, А62].

Проведем анализ результатов расчета характеристик ослабления для столбчатых кристаллов. Для этого рассмотрим фактор ослабления Θ_{ext} для случая линейной поляризации падающего излучения и наиболее значимые нормированные элементы МЭ.

На Рисунках 4.11 (а), (б), (в), (г) представлены зависимости Θ_{ext} и K_{12}/K_{11} от толщины кристалла для длин волн из видимого и ИК диапазонов. Из Рисунков 4.11(а) – (г) видно, что частота осцилляций характеристик ослабления для гексагонального столбика гораздо больше, чем для прямоугольного столбика. Значение показателя преломления определяет амплитуду осцилляций $\Theta_{ext}(a)$ и $K_{12}(a)/K_{11}(a)$, и чем меньше длина волны, тем период осцилляций меньше.

На Рисунках 4.12 (а) и 4.12 (б) представлены наиболее информативные нормированные элементы МЭ K_{12}/K_{11} и K_{13}/K_{11} в зависимости от ориентации плоскости поляризации (угла γ). Из Рисунка 4.12 видно, что характер кривых $K_{12}(\gamma)/K_{11}(\gamma)$ или $K_{13}(\gamma)/K_{11}(\gamma)$ зависит от формы частиц, их пространственной

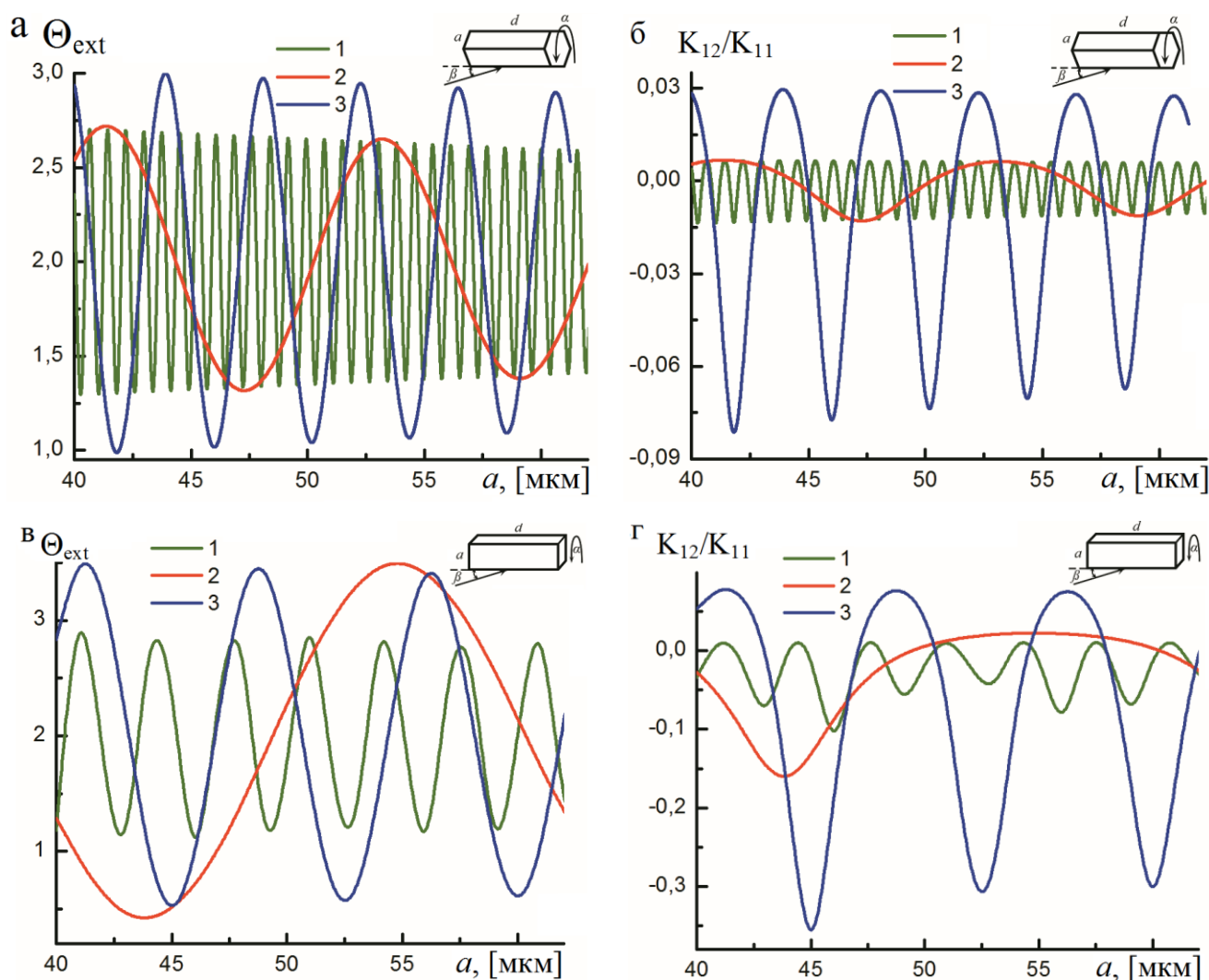


Рисунок 4.11: Зависимости характеристик ослабления при $d=500$ мкм, $\chi=10^{-5}$, $\beta=30^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $\alpha=0^\circ$: 1 – $n=1.31$, $\lambda=0.694$ мкм; 2 – $n=1.31$, $\lambda=10.6$ мкм; 3 – $n=2.1$, $\lambda=10.6$ мкм. (а) $\Theta_{\text{ext}}(a)$; (б) $K_{12}(a)/K_{11}(a)$ для гексагонального столбика; (в) $\Theta_{\text{ext}}(a)$; (г) $K_{12}(a)/K_{11}(a)$ для прямоугольного столбика.

ориентации и показателя преломления. Расчеты показали, что при одинаковых входных параметрах различные недиагональные элементы МЭ могут быть как соизмеримые, так и отличаться друг от друга на порядок.

Рисунок 4.13 иллюстрирует влияние оптических свойств частиц на спектральную зависимость энергетической (Θ_{ext}) и поляризационной (K_{12}/K_{11}) характеристик ослабления для гексагонального (Рисунки 4.13 (а) и 4.13 (б)) и для прямоугольного (Рисунки 4.13 (в) и 4.13 (г)) столбиков. Для прямоугольного

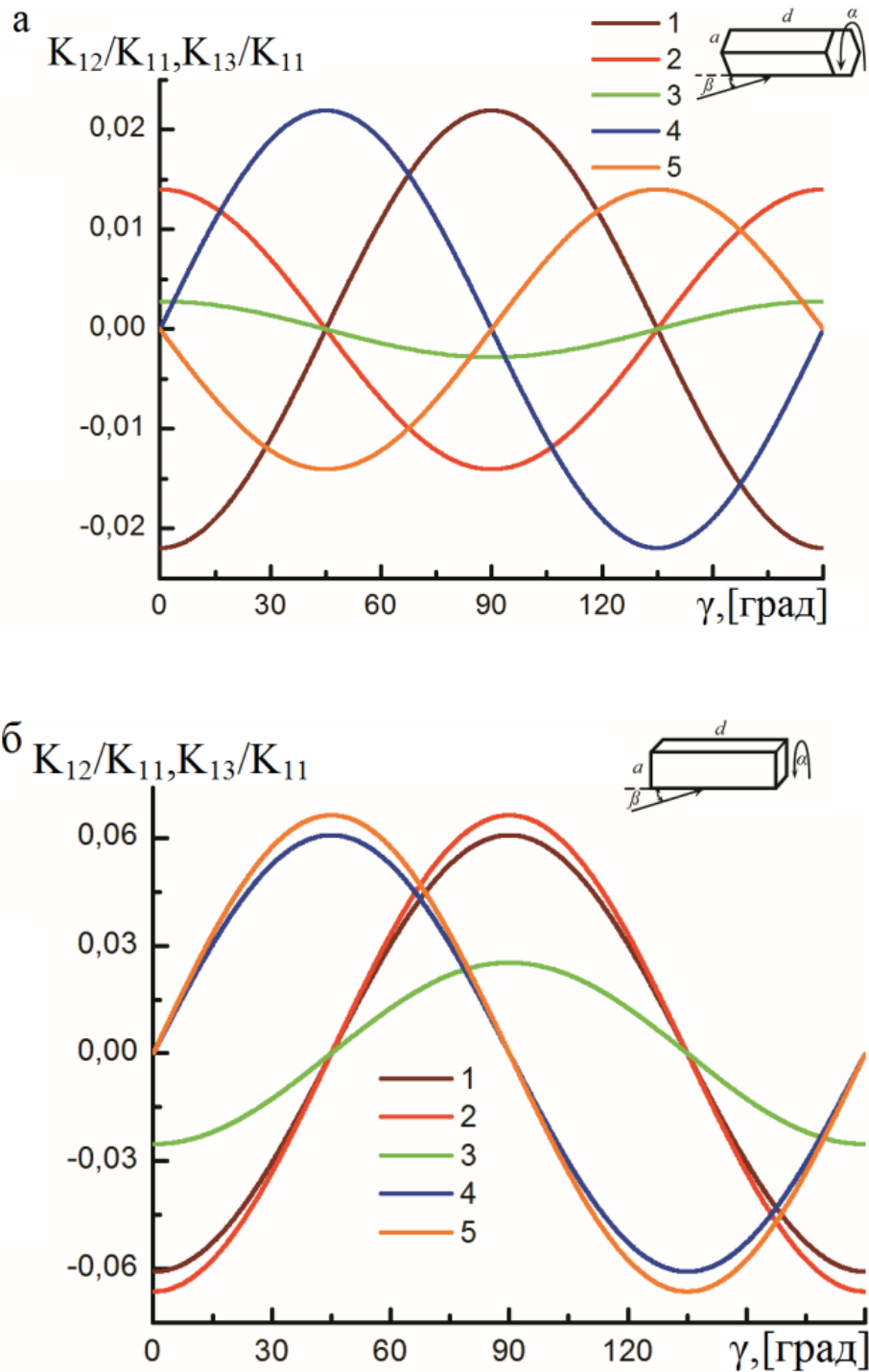


Рисунок 4.12: Зависимости характеристик ослабления от угла γ при $a=40$ мкм, $d=500$ мкм, $\chi=10^{-5}$, $\lambda=10.6$ мкм, $\gamma=0^\circ$, $\alpha=0^\circ$: 1 – $K_{12}(\gamma)/K_{11}(\gamma)$ при $n=1.31$, $\beta=20^\circ$; 2 – $K_{12}(\gamma)/K_{11}(\gamma)$ при $n=2.1$, $\beta=20^\circ$; 3 – $K_{12}(\gamma)/K_{11}(\gamma)$ при $n=2.1$, $\beta=45^\circ$; 4 – $K_{13}(\gamma)/K_{11}(\gamma)$ при $n=1.31$, $\beta=20^\circ$; 5 – $K_{13}(\gamma)/K_{11}(\gamma)$ при $n=2.1$, $\beta=20^\circ$. (а) для гексагонального столбика; (б) для прямоугольного столбика.

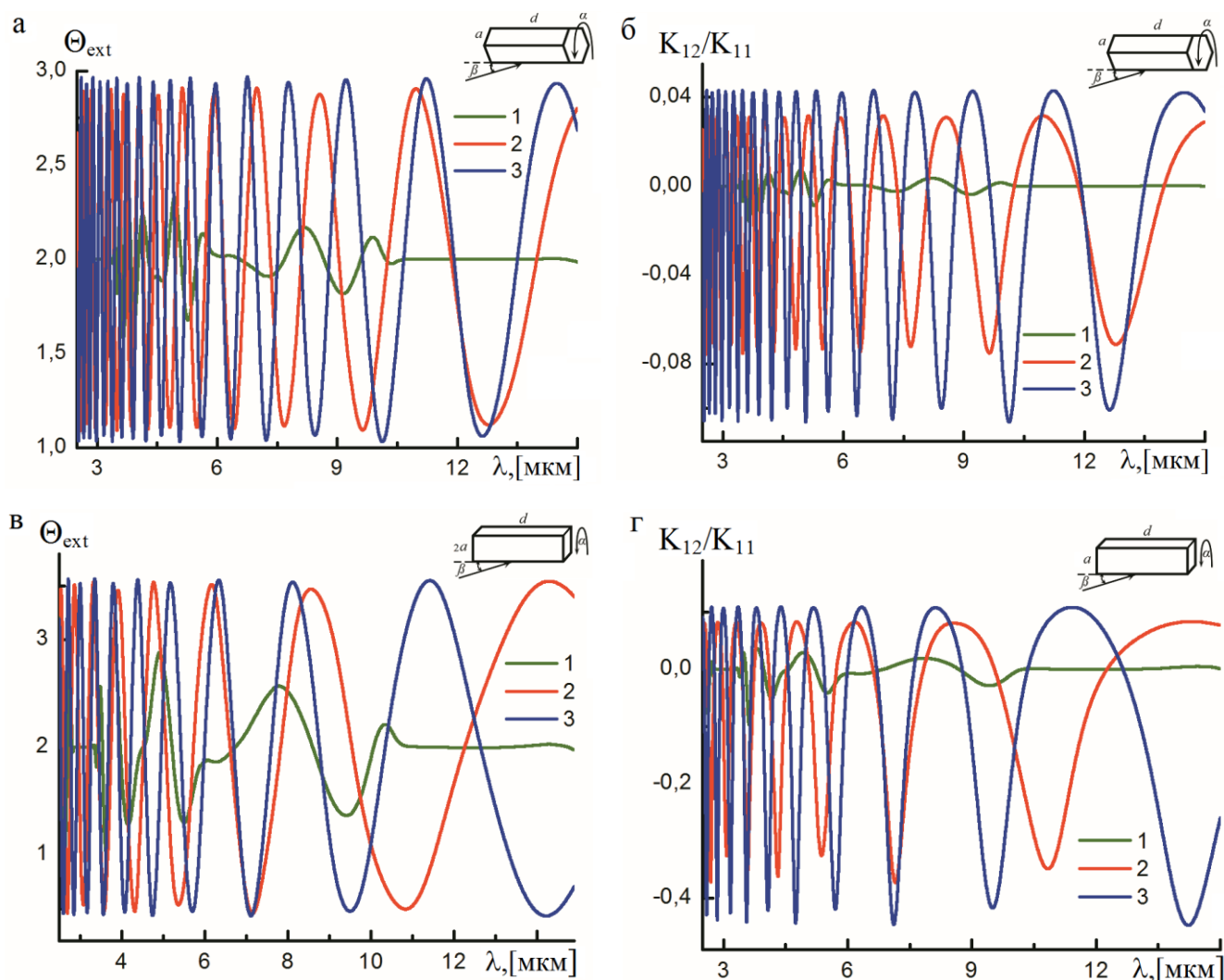


Рисунок 4.13: Зависимости характеристик ослабления в зависимости от длины волны при $a=20$ мкм, $d=250$ мкм, $\beta=20^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $\alpha=0^\circ$: 1 – $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ (чистый лед [182]); 2 – $n=1.7$, $\chi=10^{-5}$; 3 – $n=2$, $\chi=10^{-5}$. (а) $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$; (б) $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ для гексагонального столбика; (в) $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$; (г) $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ для прямоугольного столбика.

столбика наблюдаем более выраженные характеристики ослабления. При определенных сочетаниях длины волны, толщины и показателя преломления значение поляризационной характеристики для этой формы кристаллов может составлять более 50% от K_{11} . В ИК-диапазоне длин волн за счет большого значения показателя поглощения (χ) особенности спектрального хода характеристик ослабления сглажены (см. Рисунок 4.13, кривая 1). При усреднении

характеристик ослабления по углу α , осцилляции зависимостей, иллюстрируемых на рисунках выше, уменьшатся примерно в половину. Усреднение по α , а также учет произвольного положения наибольшей оси столбиков в плоскости преимущественной ориентации, обеспечат интегральным характеристикам нейтральный ход в видимой и ближней ИК областях. При учете функции распределения столбиков по размерам характер взаимосвязи между их длиной и толщиной уже не будет являться значимым. Очевидно, что для ансамбля любых крупных кристаллов, имеющих более двух пар плоскопараллельных граней, при длине волны из видимого или ближнего ИК диапазона длин волн, фактор ослабления будет равен 2.

Анализ поведения характеристик ослабления для отдельных столбиков, представленных выше, позволяет качественно оценить особенности ослабления излучения системой частиц, учитывая степени свободы микрофизических и ориентационных параметров рассматриваемых кристаллов.

4.2.3 Характеристики ослабления для скошенной пластинки

В ледяных облаках наблюдается большое разнообразие форм крупных частиц. Выше были выделены кристаллы с плоскопараллельными гранями, именно для них фактор ослабления может существенно отличаться от значения, равного 2. При нарушении параллельности граней рефракционные пучки отклоняются от направления распространения первичной волны тем сильнее, чем больше угол между гранями. А это означает, что фактор эффективности ослабления для таких частиц стремится к своему асимптотическому значению, равному 2. Очевидно, что в природе таких кристаллов огромное количество, и для большинства из них фактор эффективности ослабления заведомо равен 2. В этой связи, для таких кристаллов наибольший интерес представляет оценка углов между гранями, при которых фактор с наперед заданной точностью равен 2.

В рамках метода физической оптики, используя (4.6), получена формула

для расчета фактора ослабления излучения пластинкой со скошенной гранью. Она имеет вид

$$\Theta_{\text{ext}} = 2 - f \cos \delta T, \quad (4.13)$$

где

$$f = (1 + \cos \theta_r) \frac{\cos \beta_r}{\cos \theta} \frac{2J_1(\zeta)}{\zeta}, \quad (4.14)$$

$$\zeta = k a \cos \beta_r \sin \theta_r / \cos \theta,$$

$$\beta_r = n \sin \theta,$$

$$\theta_r = \beta_r - \theta,$$

$$\delta = k d_{\min} (n - 1) + k a (2n \operatorname{tg} \theta - \sin \beta_r / \cos \theta - \operatorname{tg} \theta), \quad (4.15)$$

$$T = \frac{T'_{\parallel} \tilde{T}'_{\parallel} + T'_{\perp} \tilde{T}'_{\perp}}{2} + \frac{T'_{\parallel} \tilde{T}'_{\perp} - T'_{\perp} \tilde{T}'_{\parallel}}{2} \left(\frac{I_2}{I_1} \cos 2\gamma - \frac{I_3}{I_1} \sin 2\gamma \right), \quad (4.16)$$

$$\tilde{T}'_{\parallel} = \tilde{T}'_{\perp} = \frac{2}{n+1}, \quad T'_{\parallel} = \frac{2n \cos \theta}{\cos \theta + n \cos \beta_r}, \quad T'_{\perp} = \frac{2n \cos \theta}{n \cos \theta + \cos \beta_r}.$$

Здесь J_1 – функция Бесселя. Угол θ определяет наклон верхней грани пластинки относительно ее нижней грани. Величины, входящие в формулы (4.13) – (4.16), но не представленные здесь, описаны ранее.

Проанализируем особенности ослабления излучения для пластинки со скошенной гранью. Для этого рассмотрим результаты расчета фактора Θ_{ext} , представленные на Рисунках 4.14 – 4.18. Основными параметрами частицы являются: a – радиус круглого основания пластинки, d_{\min} – минимальная толщина кристалла (см. Рисунок 4.14), комплексный показатель преломления кристалла (\tilde{n}). При вычислениях для определенности была выбрана линейная поляризация падающего излучения и $\gamma = 0^\circ$.

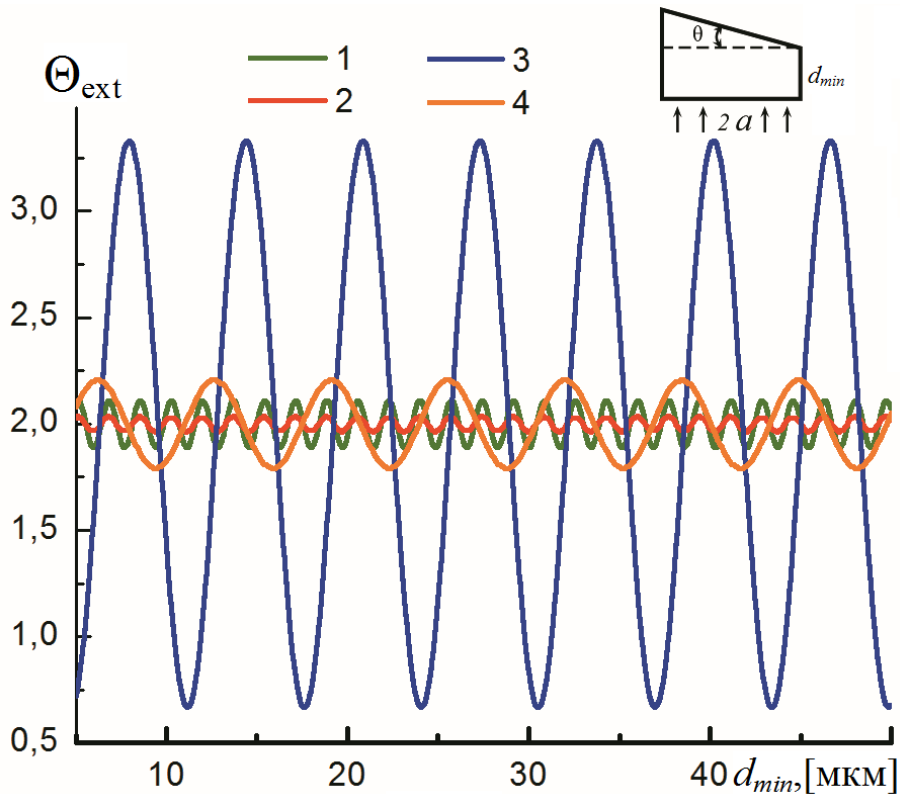


Рисунок 4.14: Зависимости фактора эффективности ослабления от толщины плоского кристалла со скошенной гранью $\Theta_{\text{ext}}(d_{\text{min}})$ при $a=100$ мкм, $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$: 1 – $\theta=1^\circ$, $\lambda=0.532$ мкм; 2 – $\theta=2^\circ$, $\lambda=0.532$ мкм; 3 – $\theta=1^\circ$, $\lambda=2.0$ мкм; 4 – $\theta=2^\circ$, $\lambda=2.0$ мкм.

На Рисунках 4.14 и 4.15 показаны численные значения фактора эффективности ослабления Θ_{ext} в зависимости от толщины кристалла. Для длины волны λ видимого или ближнего ИК диапазона наблюдаются высоко частотные осциллирующие зависимости фактора ослабления. Амплитуды осцилляций $\Theta_{\text{ext}}(d_{\text{min}})$ быстро убывают с увеличением угла θ между гранями. Из рисунка видно, что при $\theta \approx 2^\circ$ для видимой и ближней ИК областей фактор ослабления примерно равен 2. Другими словами, нарушение параллельности граней более чем на 2° можно считать достаточным для того, чтобы не учитывать влияние толщи кристалла на характер ослабления излучения в видимой и ближней ИК области длин волн. Для среднего ИК диапазона длин волн указанная граничная

угловая величина примерно в два раза больше. Нарушение параллельности граней более чем на 10° (Рисунок 4.15) можно считать достаточным для того, чтобы не учитывать влияние толщины кристалла на характер ослабления оптического излучения.

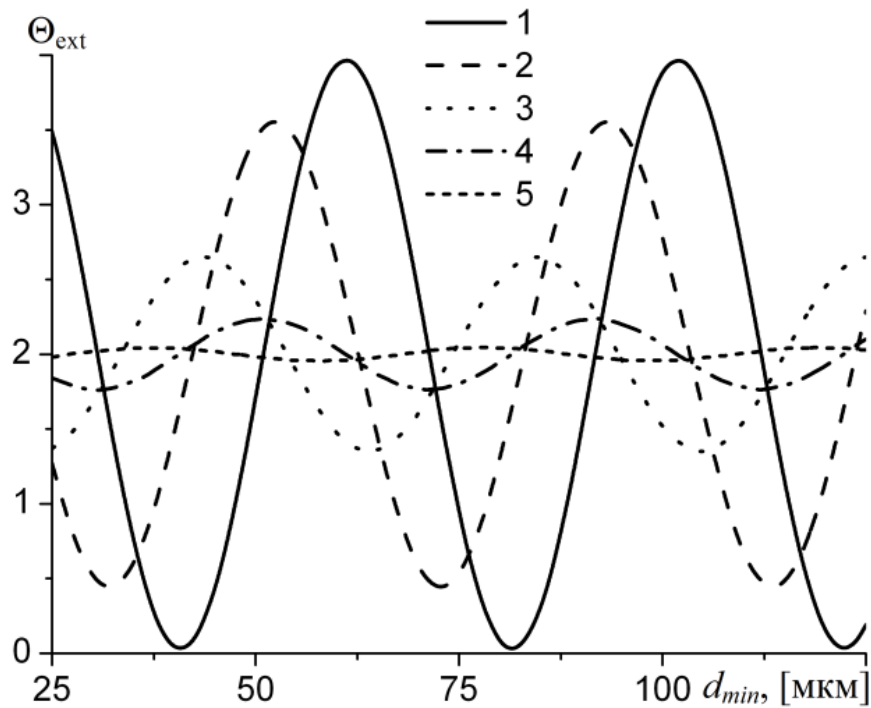


Рисунок 4.15: Зависимость фактора эффективности ослабления от толщины пластинки со скошенной гранью: $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$, $a=250$ мкм, $\beta=0^\circ$, $\lambda=10.6$ мкм, $n=1.26$: 1 – $\theta=0^\circ$, 2 – $\theta=2^\circ$, 3 – $\theta=4^\circ$, 4 – $\theta=7^\circ$, 5 – $\theta=10^\circ$.

На Рисунке 4.16 показана зависимость фактора ослабления Θ_{ext} от угла θ . Из Рисунка 4.16 видно, что за счет увеличения θ уменьшается амплитуда зависимости $\Theta_{\text{ext}}(d_{\text{min}})$. Изменение толщины кристалла приводит к вариации рассматриваемой характеристики и слабо влияет на изменение амплитуды трансформированного излучения. Из анализа рисунка становится очевидным, что зависимость от физических параметров кристалла следует учитывать при $\theta < 4^\circ$. При бо́льших углах θ величина Θ_{ext} практически достигает своего асимптотического значения, равного 2.

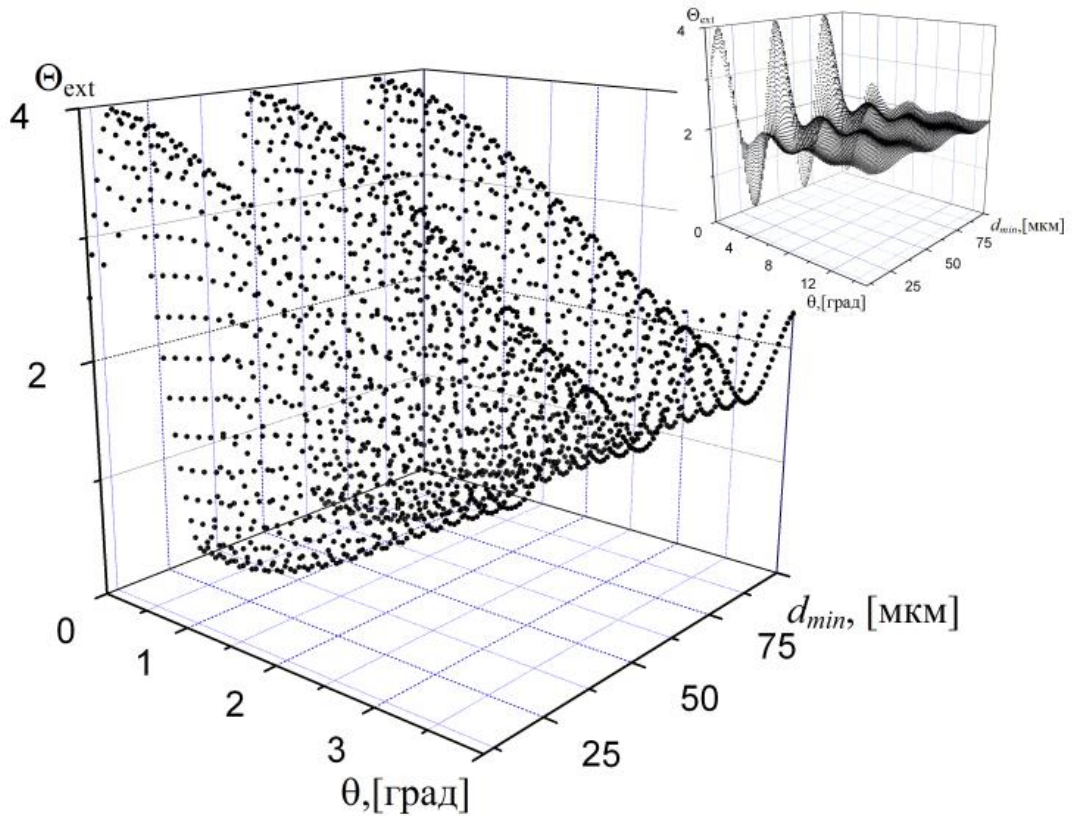


Рисунок 4.16: Зависимость Θ_{ext} от толщины кристалла и угла θ , определяющего величину скошенности грани, $a=250$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$.

На Рисунке 4.17 показаны зависимости $\Theta_{\text{ext}}(\theta)$ для разных величин длины волны и показателя преломления. Пусть ослабление при учете рефракционного поля определяется с заданной точностью, тогда при увеличении длины волны предельное значение θ будет возрастать. На ход кривой $\Theta_{\text{ext}}(\theta)$ существенно влияет значение показателя преломления.

На Рисунке 4.18 представлена зависимость $\Theta_{\text{ext}}(a)$ для кристалла со скошенной гранью. Кривая 1 Рисунка 4.18 наглядно демонстрирует, что нормированная характеристика Θ_{ext} от размера основания пластинки с плоскопараллельными гранями практически не зависит (см. Рисунок 4.18 кривая 1). Для кристалла со скошенной гранью наибольшая скорость изменения экстинкции от a наблюдается для относительно небольших кристаллов (в частности, при $a < 300$ мкм) и малых углах θ (например, при $\theta < 4^\circ$).

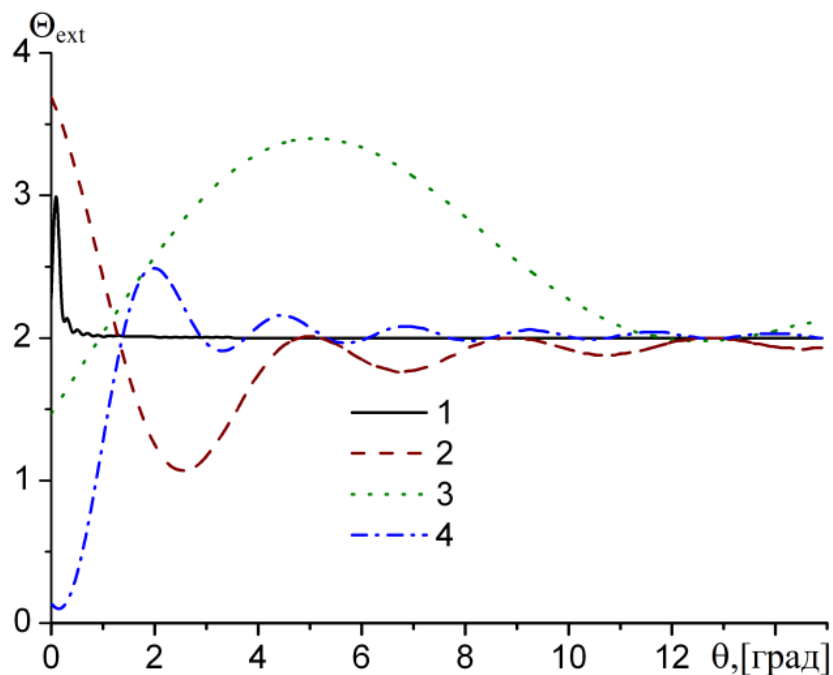


Рисунок 4.17: Влияние на $\Theta_{\text{ext}}(\theta)$ длины волны падающего излучения и показателя преломления кристалла со скошенной гранью, $d=20$ мкм, $a=250$ мкм, 1 – $\lambda=0.55$ мкм, $n=1.31$, 2 – $\lambda=10.6$ мкм, $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$, 3 – $\lambda=10.6$ мкм, $n=1.11$, 4 – $\lambda=10.6$ мкм, $n=1.51$.

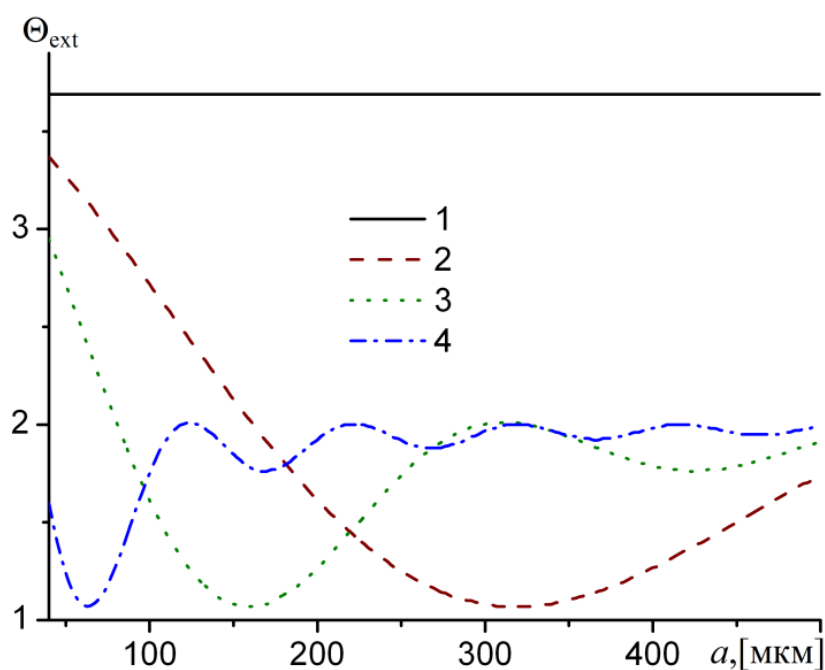


Рисунок 4.18: Зависимость Θ_{ext} от размера основания пластинки со скошенной гранью, $d=20$ мкм, $n=1.31$, $\lambda=10.6$ мкм: 1 – $\theta=0^\circ$; 2 – $\theta=2^\circ$; 3 – $\theta=4^\circ$; 4 – $\theta=10^\circ$.

Нарушение условия параллельности граней пластинчатого кристалла приводит к изменениям ослабления. Наиболее существенную зависимость экстинкции от микрофизических параметров частицы следует рассматривать для относительно небольших кристаллов ($a < 300$ мкм) при меньших значениях показателя преломления, когда «скошенность» грани не превышает 4° . Нарушение параллельности граней примерно на 10° можно считать достаточным для того, чтобы не учитывать влияние толщи кристалла на характер ослабления оптического излучения. Если атмосферный кристалл не имеет плоскопараллельных граней, то, как правило, эта «непараллельность» граней более существенна, чем 10° . А для таких кристаллов, согласно нашей оценке, фактор эффективности ослабления равен 2. Поляризационные свойства ослабления будут иметь значение в случае наклонного расположения кристалла по отношению к распространению излучения и при минимальной величине угла θ ($\theta \rightarrow 0^\circ$). Этот случай рассмотрен в разделе 4.2.1.

Выводы к главе 4

После прохождения лучистой энергии через атмосферный кристалл могут измениться как энергетические, так и поляризационные характеристики падающего излучения. Среди всех крупных кристаллов по характеру ослабления выделяются частицы с плоскопараллельными гранями. При расчете характеристик ослабления для таких частиц соизмеримые дифракционное и рефракционное поля складываются. Для них фактор ослабления может принимать значение, отличное от асимптотического, равного 2. На основе оценки в виде аналитической формулы для фактора эффективности ослабления оптического излучения кристаллами, не имеющими плоскопараллельных граней, показано, что нарушение параллельности граней примерно более чем на 10° достаточно, чтобы не учитывать влияние толщи кристалла на характер экстинкции. Наибольший

интервал возможных значений фактора (0, 4) имеет место для пластинчатых кристаллов.

Для получения полной информации об энергетических и поляризационных характеристиках ослабления оптического излучения в рамках метода физической оптики получена матрица экстинкции для пластинки. Предложенные аналитические выражения для сечений ослабления излучения пластинчатыми и столбчатыми кристаллами позволяют исследовать основные закономерности экстинкции в зависимости от размеров частицы, показателя преломления, различных положений в пространстве, длины волны и учетом поляризации падающего излучения.

Наиболее информативными среди элементов матрицы экстинкции являются: для пластинок – K_{11} , K_{12} , K_{34} , для столбиков – K_{11} , K_{12} . Осцилляции (частота и амплитуда) характеристик ослабления связаны в первую очередь с вариациями значений, определяющих пространственную ориентацию и толщину кристаллов. Установлено, что поляризационные характеристики ослабления (к которым относятся недиагональные элементы матрицы экстинкции, отношение сечений ослабления при различных состояниях поляризации падающего излучения) для пластинок и прямоугольных столбиков с фиксированной ориентацией могут достигать нескольких десятков процентов, для гексагональных столбиков эта величина на порядок меньше. Наиболее выразительные зависимости поляризационных характеристик проявляются при больших углах наклона кристаллов (например, для пластинок $\beta > 40^\circ$). Наибольшие изменения энергетических характеристик ослабления наблюдаются при вариации микрофизических параметров частиц в случае меньших углов наклона кристалла относительно направления падения излучения (в частности, при $\beta < 20^\circ$).

Быстро осциллирующая спектральная зависимость энергетических и поляризационных характеристик ослабления свойственна видимой области спектра и более стабильная (монотонная, по крайней мере, на участках,

составляющих единицы микрометров) — ИК диапазону. По результатам численного исследования ослабления видимого и ИК излучения отдельными частицами продемонстрированы условия возникновения нейтрального хода и спектральной зависимости интегральных характеристик экстинкции. Кроме того, эти результаты являются информативными при формировании эффективной модели полидисперсной среды, учитывающей только компоненты, обеспечивающие основной вклад в ослабление лучистой энергии.

Глава 5

Характеристики излучения, рассеянного совокупностью частиц в направлении вперед

Ослабление излучения частицами разных форм и размеров с различными оптическими и динамическими свойствами играет большую роль в атмосферной оптике, в теории переноса излучения, при определении теплового баланса атмосферы [95, 153, 161, 190]. Изучение оптических характеристик кристаллических облаков в видимом и ИК диапазонах (включая ближний, средний и дальний ИК спектры) является актуальной задачей. При этом следует учитывать, что из-за загрязнения атмосферы Земли, особенностей состава атмосфер других планет оптические свойства кристаллов могут не только существенно, но и кардинальным образом отличаться от оптических свойств чистого льда [96, 117, 182]. Определение ослабления оптического излучения полидисперсными средами связано с решением многих задач. К таким задачам относится исследование атмосферы оптическими методами, в том числе пассивное и лазерное зондирование.

Как отмечалось в предыдущей главе, проблема ослабления света хаотически ориентированными частицами широко представлена в научной литературе [62, 124, 130], однако в случае ориентированных кристаллов, особенно для ИК области спектра, она слабо изучена. После прохождения через ориентированные кристаллы электромагнитное поле может изменить не только свои энергетические, но и поляризационные свойства. Для описания таких характеристик используют матрицу экстинкции [128, 130]. Для крупных частиц МЭ, как правило, считают диагональной, а спектральный ход ослабления в ИК диапазоне – нейтральным. Это вполне оправдано, если рефракционные пучки

либо затухают внутри кристалла, либо при выходе существенно отклоняются от направления вперед. Скалярное представление МЭ обеспечивает вполне удовлетворительную точность, когда проводятся расчеты экстинкции для больших хаотически ориентированных кристаллов. Однако в случае ориентированных кристаллов МЭ может отличаться от скалярной [128, 130].

При изучении характеристик излучения, прошедшего через ледяные облака, возникает необходимость в численном моделировании кристаллосодержащей среды. Среди всех крупных частиц выделяем кристаллы, фактор которых осциллирует около своего асимптотического значения, равного 2. К таким кристаллам, прежде всего, относятся пластинки, прямоугольные и гексагональные столбики. В разделе 4.2.3 обсуждались результаты расчета характеристик ослабления кристаллов, для которых в разной степени нарушена параллельность граней. Кристаллы с нарушением параллельности более 10° можно заведомо отнести к группе крупных частиц, которые не влияют на спектральную зависимость ослабления. Особенности ослабления, обеспечиваемые микрофизическими, оптическими и ориентационными параметрами отдельных крупных кристаллов различных по форме иллюстрировались в главе 4. В этой главе представлены результаты численного исследования особенностей ослабления для системы крупных частиц с различными микрофизическими, оптическими и ориентационными характеристиками.

Данная глава основана на публикациях [A12, A23, A26, A27, A30–A33, A43, A48, A51, A79, A80, A84–A88, A95, A96].

5.1 Ослабление излучения крупными преимущественно ориентированными кристаллами

Для определения характеристик экстинкции видимого и ИК излучения совокупностью крупных кристаллов с различными физико-химическими свойствами использовались соотношения (1.8) – (1.10). По результатам расчета проведем сравнительный анализ вклада пластинчатых и столбчатых кристаллов в ослабление оптического излучения. Рассмотрим частицы, имеющие одинаковую площадь тени в направлении рассеяния вперед, кроме того, зададим положение кристаллов, чтобы поле, прошедшее через частицу оказывало бы наибольшее влияние на ослабление света. Для реализации указанных условий при расчете фактора ослабления лучистой энергии использовались входные параметры, приведенные в подписи к Рисунку 5.1. Используемые обозначения для характеристик частиц и излучения были описаны выше. Расчеты показали, что значения фактора ослабления для прямоугольного столбика, гексагональной пластинки и круглой пластинки с одинаковыми толщинами и площадью тени совпадают. На Рисунке 5.1 наблюдаем осциллирующую зависимость фактора ослабления от длины волны падающего излучения в диапазоне от 0.5 мкм до 15 мкм. При увеличении пар плоскопараллельных граней интервал изменения фактора ослабления сужается (сравним кривые 1 и 2 Рисунка 5.1). При вариации геометрических параметров кристаллов, показателя преломления и их положения относительно падающего излучения характер зависимости фактора ослабления меняются. Особенности ослабления, обеспечиваемые микрофизическими, оптическими и ориентационными параметрами отдельных крупных кристаллов различных по форме, иллюстрировались в наших статьях (A26, A38).

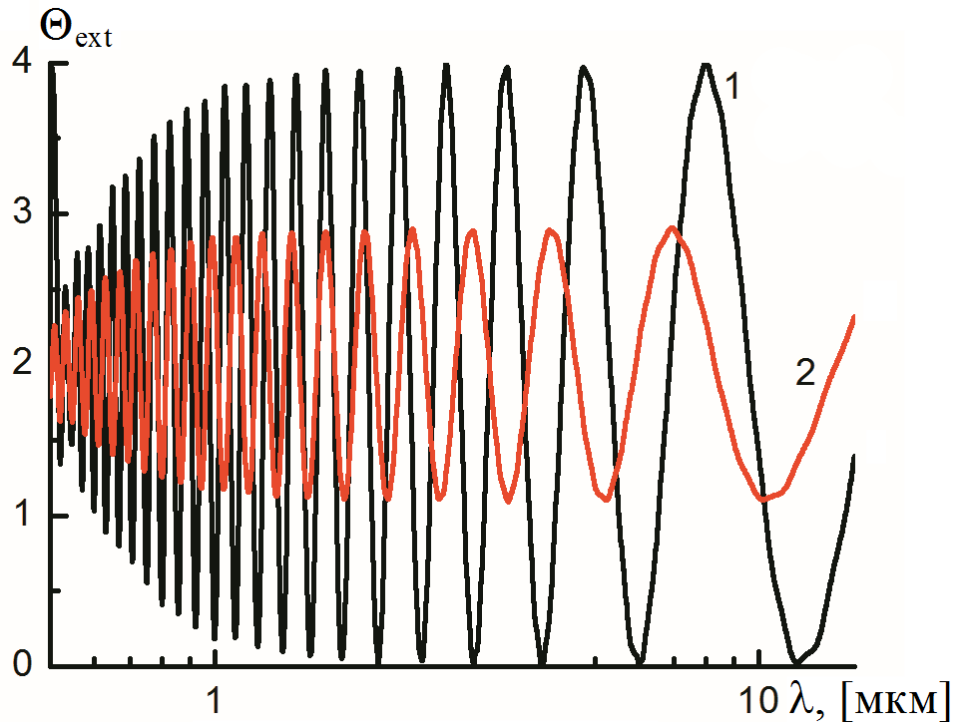


Рисунок 5.1: Фактор ослабления в зависимости от длины волны Θ_{ext} при линейной поляризации падающего излучения $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $\alpha=0^\circ$, $n=1.3$, $\chi=0$: 1 – для прямоугольного столбика при $\beta=90^\circ$, $a=40$ мкм, $d=250$ мкм, также для гексагональной пластинки при $\beta=0^\circ$, $a=62$ мкм, $d=40$ мкм и для круглой пластинки при $a=56.4$ мкм; 2 – для гексагонального столбика при $\alpha=30^\circ$, $\beta=90^\circ$, $a=20$ мкм, $d=250$ мкм.

При рассмотрении совокупности кристаллов, горизонтально ориентированных в пространстве, следует провести усреднение по углу α , описывающего вращения кристалла относительно его оси, для гексагонального столбика α меняется от 0° до 60° , для прямоугольного столбика α меняется от 0° до 90° .

На Рисунке 5.2 иллюстрируются результаты расчёта зависимости коэффициента ослабления, полученные в рамках физической оптики при использовании формулы (1.8) для эффективных размеров кристаллов при одинаковой площади тени частиц, таких как гексагональный столбик,

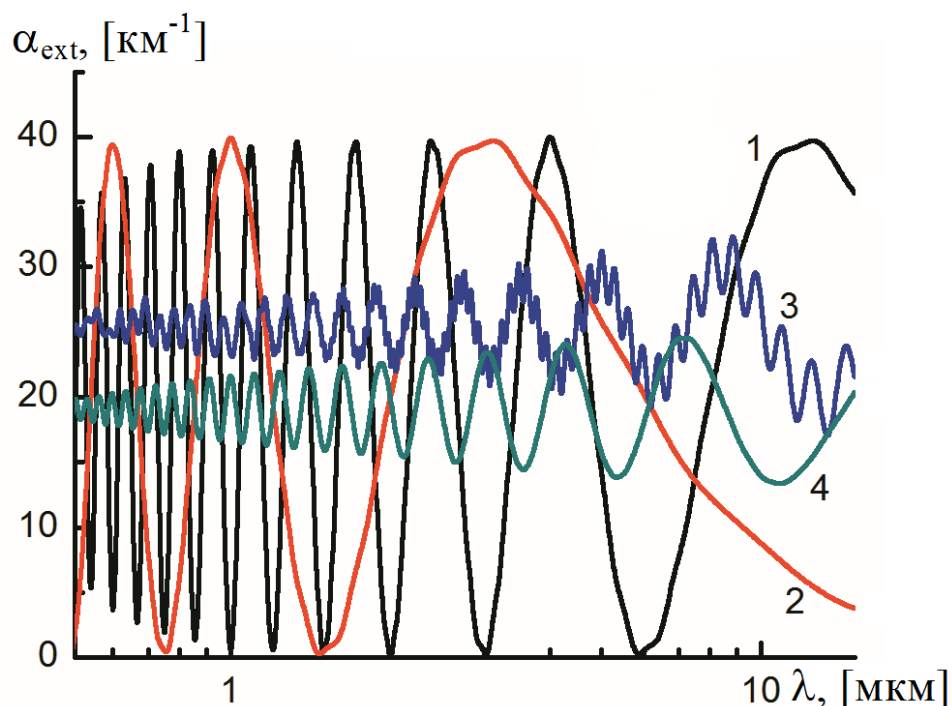


Рисунок 5.2: Коэффициент ослабления в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $C=10^3 \text{ л}^{-1}$, $n=1.3$, $\chi=0$: 1 – $a=56.4$ мкм, $d=20$ мкм, $\beta=0^\circ$ (для круглой пластинки); 2 – $a=56.4$ мкм, $d=5$ мкм, $\beta=0^\circ$ (для круглой пластинки); 3 – $d=250$ мкм, $a=40$ мкм, $\beta=90^\circ$ (для прямоугольного столбика); 4 – $d=250$ мкм, $a=20$ мкм, $\beta=90^\circ$ (для гексагонального столбика).

прямоугольный столбик и круглая пластинка. При этом рассматривался случай горизонтальной ориентации частиц при усреднении по углу α в соответствующих пределах. Из рисунка видно, что при таком усреднении амплитуда осцилляций коэффициента ослабления снижается в несколько раз (сравним соответствующие зависимости Рисунков 5.1 и 5.2). При увеличении соотношения толщины кристалла и длины волны падающего излучения частота осцилляций (т.е. период осцилляций) коэффициента ослабления увеличивается. В области видимого и ближнего ИК диапазонов длин волн значения коэффициента ослабления для столбиков приближаются к своему асимптотическому значению (для фактора ослабления – это 2). При анализе данных, представленных на Рисунке 5.2,

становится ясно, что при учете функции распределения частиц по размерам, спектральная зависимость коэффициента ослабления для столбиков будет на порядок менее выражена, чем для системы пластинок. При этом основная роль в формировании наиболее ярких особенностей спектрального хода коэффициента ослабления отводится тонким пластинкам.

Итак, среди всех крупных облачных кристаллов основной вклад в спектральную зависимость характеристик ослабления следует ожидать от преимущественно ориентированных пластинок.

В этом разделе основное внимание уделим численному исследованию характеристик ослабления лучистой энергии полидисперсной средой при различных параметрах распределения частиц по размерам в оптическом диапазоне длин волн. Основой моделируемой среды является оптическая модель пластинки, представленная в разделе 2.

Проведем численное исследование характеристик трансформированного оптического излучения, прошедшего через систему пластинчатых кристаллов с учетом распределения частиц по размерам (1.10) и (1.12). Входными параметрами для расчета элементов МЭ, коэффициента ослабления и коэффициента рассеяния вблизи направления вперед являлись: характеристики частиц (комплексный показатель преломления \tilde{n} , параметры распределения частиц по размерам μ , \bar{a} и C), характеристики излучения (длина волны λ и параметры, задающие состояние поляризации падающего излучения I_i , $i=1, 2, 3, 4$), углы, определяющие положение частиц относительно источника и приемника (φ_i, ϑ_i , $i=1, 2, 3$) или углы Эйлера (α, β, γ), а также флаттер частиц (ψ). Все результаты расчетов, приведенные на рисунках ниже, усреднены по углу α и углы $\varphi_i=0^\circ$ ($i=1, 2, 3$). Иллюстрируя характеристики ослабления и рассеяния в направлении вперед, достаточно указать угол β , характеризующий положение плоскости преимущественной ориентации кристаллов относительно направления падения излучения.

Следует отметить, что при вычислении интегральных зависимостей (1.10) и (1.12) согласовывались значения нижнего предела интегрирования и границы применимости метода физической оптики. Для расчета значений интеграла, использовалось соотношение $a_{\min}=2\cdot\lambda$ (в этом случае ошибка метода физической оптики составляет менее 7%). Кроме того, проверялась ситуация, когда $a_{\min}<\lambda$ либо $a_{\min}\approx\lambda$. Для мелкодисперсной фракции использовался метод дискретных диполей, более того, априори задавались максимально возможные величины значений оптических характеристик для размеров частиц меньше либо соизмеримых с длиной волны. Согласно функции распределения частиц по размерам анализировался весовой вклад каждой фракции частиц (мелких, средних, крупных). Коэффициент экстинкции для среды, состоящей из больших пластин, намного больше, чем соответствующее значение для малых частиц. Частицы с размерами меньшими, чем $2\cdot\lambda$ никакого заметного вклада не вносят в интегральные характеристики, иллюстрируемые в этом разделе, т.к. их концентрация много меньше концентрации частиц со средними размерами, рассматриваемыми в данной работе.

На Рисунках 5.3 (а) и 5.3 (б) показано поведение коэффициента ослабления (1.10) в зависимости от длины волны $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при разных средних размерах частиц \bar{a} и разной ориентации в пространстве β . Отметим, что в случае круговой поляризации падающего излучения или неполяризованного излучения при $\beta=0^\circ$ значение коэффициента ослабления определяется первым элементом МЭ. Для расчета спектрального хода кривых использовались зависимости $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$, полученные по данным для льда для видимого и ИК-диапазонов длин волн от 0.5 до 15 мкм [182]. На Рисунках 5.3 (а) и 5.3 (б) в видимой области диапазона длин волн наблюдается нейтральный ход $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. Это объясняется тем, что для указанной совокупности кристаллов (параметры функции распределения частиц по размерам указаны в подписи к Рисунку 5.3)

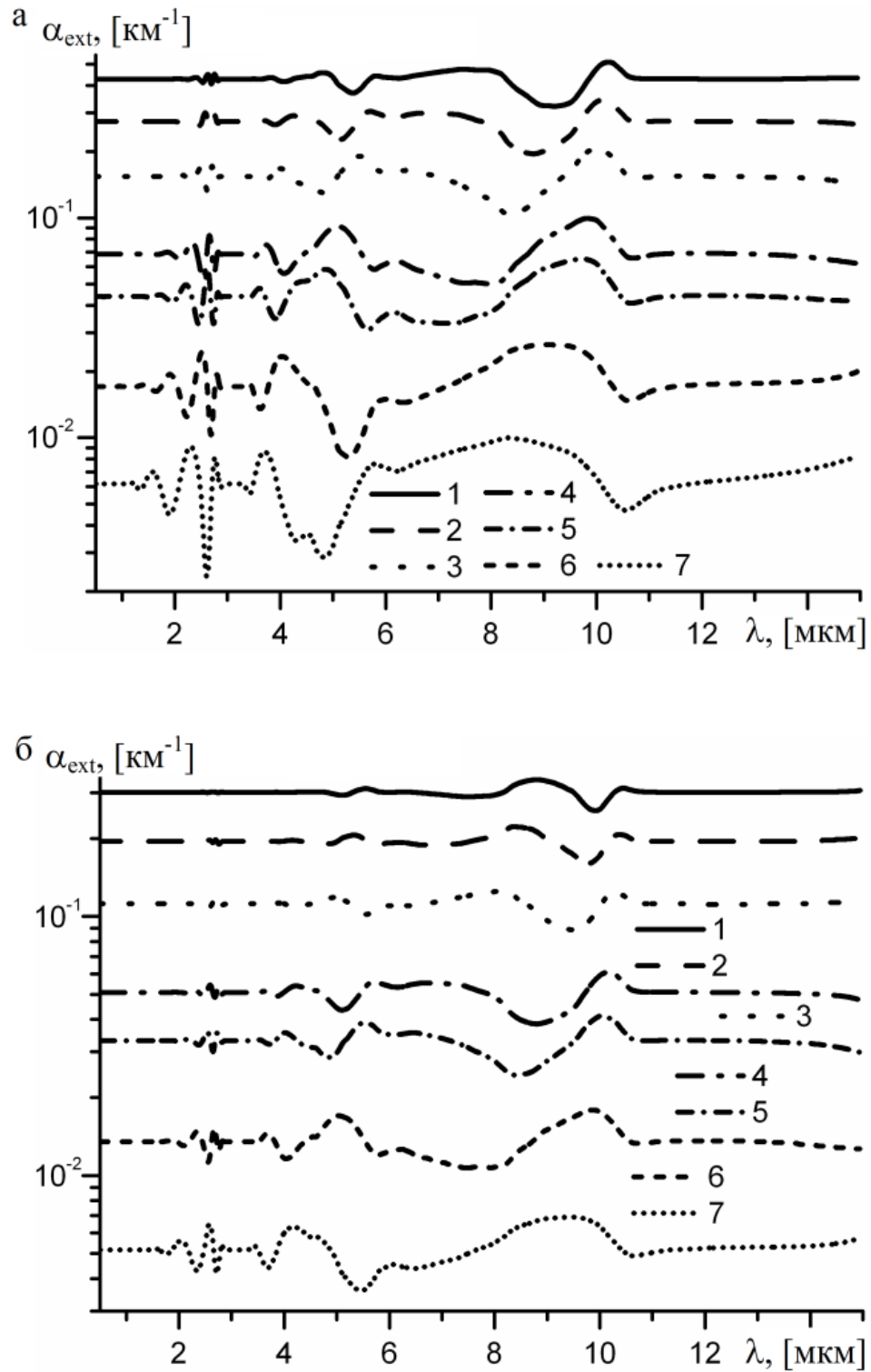


Рисунок 5.3: Зависимость $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при $I_4/I_1=1$, $I_2=I_3=0$, $\mu=10$, $C=1 \text{ л}^{-1}$, $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ [182]: 1 – $\bar{a}=250 \text{ мкм}$; 2 – $\bar{a}=200 \text{ мкм}$; 3 – $\bar{a}=150 \text{ мкм}$; 4 – $\bar{a}=100 \text{ мкм}$; 5 – $\bar{a}=80 \text{ мкм}$; 6 – $\bar{a}=50 \text{ мкм}$; 7 – $\bar{a}=30 \text{ мкм}$. Для (а) – $\beta=0^\circ$ и для (б) – $\beta=50^\circ$.

происходит взаимная компенсация рефракционных пучков в видимой области спектра. При переходе в ИК-диапазон период осцилляций сечения ослабления многократно увеличивается. В пределах отдельного периода заметно изменяется функция плотности распределения частиц по размерам. Спектральный ход $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ в ИК-диапазоне обусловлен совместным влиянием значений \tilde{n} и λ на ослабление. Очевидно, что увеличение поглощения χ уменьшает вклад рефракционного поля, как одной из составляющей поля, рассеянного в направлении вперед. Показатель преломления $n(\lambda)$ обеспечивает осциллирующий характер зависимости $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. На Рисунках 5.3 (а) и 5.3 (б) в интервале длин волн от 11 до 15 мкм наблюдается спектральный ход, близкий к нейтральному. Это связано с опережающим ростом n и χ по сравнению с увеличением λ . Из рисунка 5.3 (а) или 5.3 (б) видно, что общие тенденции зависимостей $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ как для мелких (см. кривые 4 – 7), так и для крупных частиц (см. кривые 1 – 3) схожие. Однако каждая кривая имеет свои характерные признаки. На рисунках наблюдаем более рельефную структуру хода $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ для частиц с меньшими размерами, чем для крупных частиц. Характерные признаки каждой кривой (например, положения минимумов) можно связать со средними размерами кристаллов.

Горизонтальная линия, проходящая через область нейтрального хода $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$, является асимптотическим приближением для соответствующей зависимости коэффициента ослабления. Чем больше эффективная площадь тени рассеивателя в направлении распространения излучения, тем больше значение асимптотического приближения $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. Осциллирующая зависимость коэффициента ослабления от длины волны является следствием изменения параметров рефракционного поля. Из Рисунка 5.3 (а) видно, что, чем больше значение \bar{a} , тем выше расположены кривые по отношению друг к другу. Очевидно, что коэффициент ослабления линейно зависит от концентрации частиц в единице объема. Изменение концентрации обеспечит смещение любой кривой Рисунка 5.3 только вдоль вертикальной оси. При этом ярко выраженная

рельефность хода $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ для мелких частиц сохранится. Для крупных частиц «сглаженный» профиль $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ остается прежним.

Сравнивая соответствующие кривые на Рисунках 5.3 (а) и 5.3 (б), мы видим влияние пространственной ориентации пластинок на спектральный ход коэффициента ослабления. Заметим, что для одинаковых величин \bar{a} асимптотическое значение $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при увеличении угла β снижается. Это обусловлено тем, что при возрастании угла β площадь S_{sq} , а значит и α_{ext} , будет уменьшаться.

Для модифицированного гамма-распределения (1.3) степень локализации размеров кристаллов вблизи средних значений определяется параметром μ . Большшему значению μ соответствует более резкое изменение функции плотности распределения. На Рисунке 5.4 показаны зависимости коэффициента ослабления при различных значениях μ . При больших значениях μ наблюдается спектральный ход ослабления как в случае отдельной частицы. В ближнем ИК-диапазоне высокочастотные осцилляции сечения ослабления S_{ext} при переходе к интегральному представлению α_{ext} не усредняются при больших значениях μ . Даже в видимом диапазоне видна «рябь» (кривые 3 и 5) $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. Для очень крупных частиц и малых значений μ у $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ наблюдается нейтральный ход в ИК-диапазоне за исключением малых областей. В частности, для ледяных пластинок при $\bar{a}=250$ мкм и $\mu=1$ в области λ примерно от 2.5 до 3 мкм и 9 – 11 мкм видны только «всплески» $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. Спектральный ход $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ обогащается ярко выраженными особенностями при уменьшении показателя поглощения χ , при увеличении μ и при более высокой скорости роста λ по отношению к скорости роста n . Как отмечалось выше, на ход зависимости $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ оказывает влияние и пространственная ориентация частиц (сравним кривые 2 и 4). Особенности кривой, обусловленные величиной β , становятся ярко выраженными при больших значениях μ (сравним кривые 4 и 5).

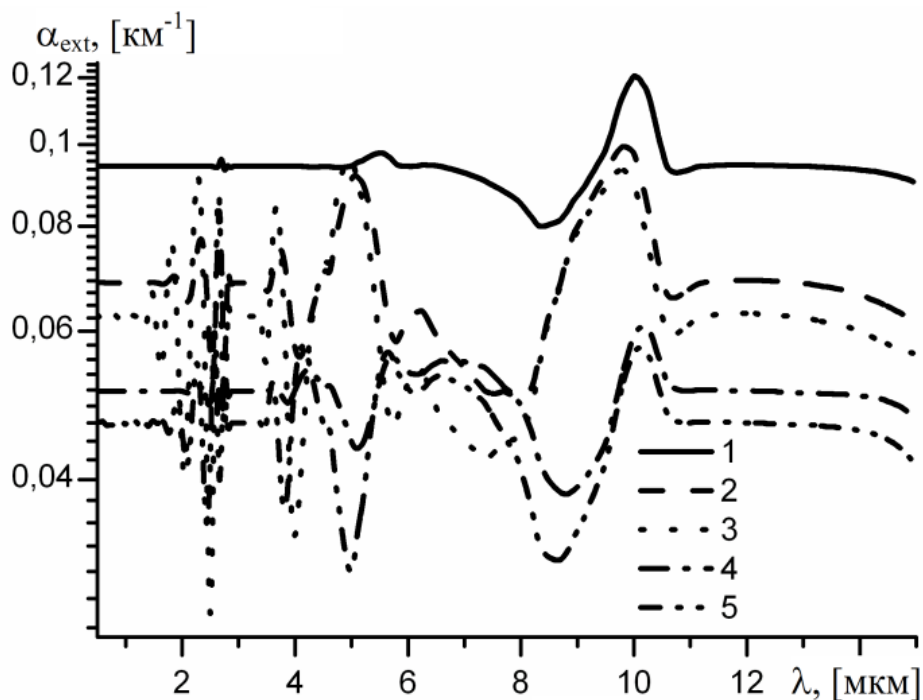


Рисунок 5.4: Зависимость $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при $I_4/I_1=1$, $I_2=I_3=0$, $\bar{a}=100$ мкм, $C=1$ л⁻¹, $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ [182]: 1 – $\mu=1$, $\beta=0^\circ$; 2 – $\mu=10$, $\beta=0^\circ$; 3 – $\mu=30$, $\beta=0^\circ$; 4 – $\mu=10$, $\beta=50^\circ$; 5 – $\mu=30$, $\beta=50^\circ$.

На Рисунках 5.5 – 5.7 иллюстрируется влияние показателя преломления, параметра распределения μ и закономерностей $d=d(a)$ на спектральный ход коэффициента ослабления на интервале длин волн от 0.5 мкм до 30 мкм. Для определенности, при расчете этих величин рассматривалось линейно поляризованное падающее излучение.

Из Рисунка 5.5 видно, что при больших значениях μ , когда дисперсия размеров пластинок несущественная, то даже в видимой и ближней ИК области наблюдается осциллирующая зависимость $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. При малых значениях параметра μ (при существенном разбросе частиц по размерам) в видимой и ближней ИК области для $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ характерен нейтральный ход, который обеспечивается усреднением по размерам кристаллов осциллирующей функции $S_{\text{ext}}(a)$. Наиболее выраженные особенности зависимости $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ наблюдаются в среднем ИК диапазоне длин волн.

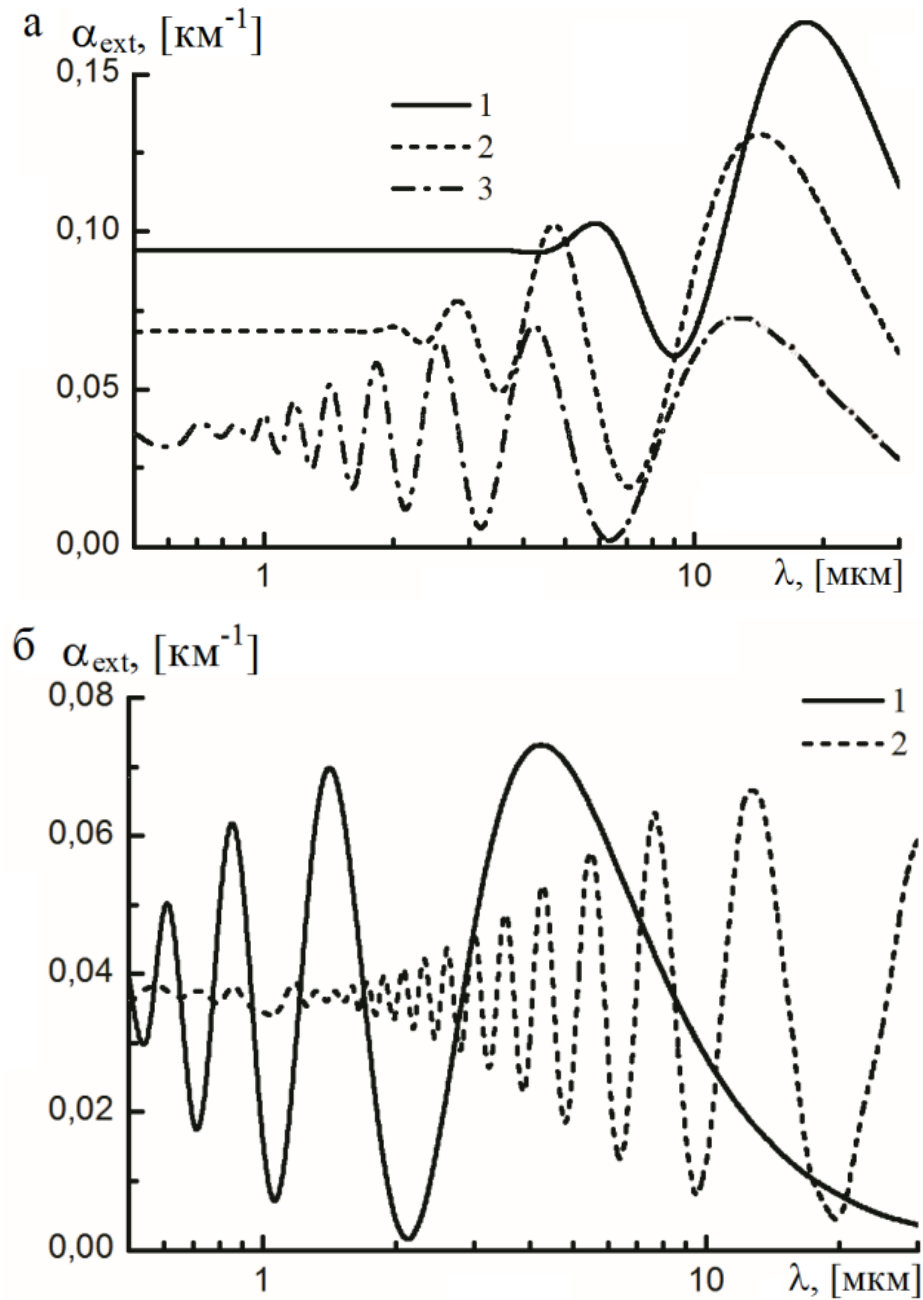


Рисунок 5.5: Зависимости коэффициента ослабления от длины волны $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при $\bar{a} = 100$ мкм, $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$, $C=1 \text{ л}^{-1}$, $\beta=0^\circ$, $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$: (а) 1 – $n=1.3$, $\chi=0$, $\mu=1$; 2 – $n=1.3$, $\chi=0$, $\mu=10$; 3 – $n=1.3$, $\chi=0$, $\mu=40$; (б) 1 – $n=1.1$, $\chi=0$, $\mu=40$; 2 – $n=1.9$, $\chi=0$, $\mu=40$.

На Рисунке 5.6 представлены результаты расчета $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ для ледяных частиц при разных значениях μ и \bar{a} . Из рисунка видно, что особенности $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ обусловлены $n=n(\lambda)$ несмотря на большие значения показателя поглощения (n –

$1 \approx \chi$) и сильный разброс по размерам ($\mu=1$). Кроме того, следует заметить, что и для видимой и ближней ИК области (где показатель поглощения не является пренебрежимо малой величиной) при малой дисперсии размеров частиц (например, $\mu=40$) наблюдаем волновую зависимость $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$.

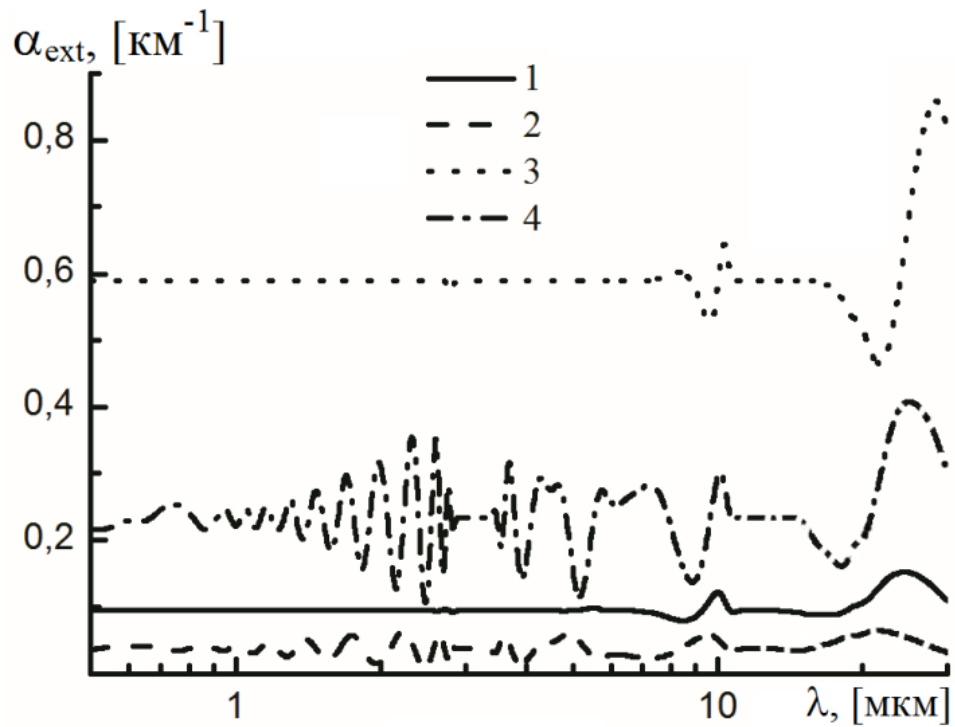


Рисунок 5.6: Зависимости коэффициента ослабления от длины волны $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ [182], $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$, $C=1 \text{ л}^{-1}$, $\beta=0^\circ$, $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$: 1 – $\mu=1$, $\bar{a}=100$ мкм; 2 – $\mu=40$, $\bar{a}=100$ мкм; 3 – $\mu=1$, $\bar{a}=250$ мкм; 4 – $\mu=40$, $\bar{a}=250$ мкм.

На Рисунке 5.7 показано влияние различных значений аспекта отношения размеров пластинок ($r=a/d$) на $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. Из рисунка видно, что для ледяных тонких кристаллов (см. кривую 4) наблюдается ярко выраженный спектральный ход в видимой и ближней ИК области только при больших величинах μ .

Оптические характеристики для несферических кристаллов по отношению к размерному параметру часто демонстрируются в научной литературе.

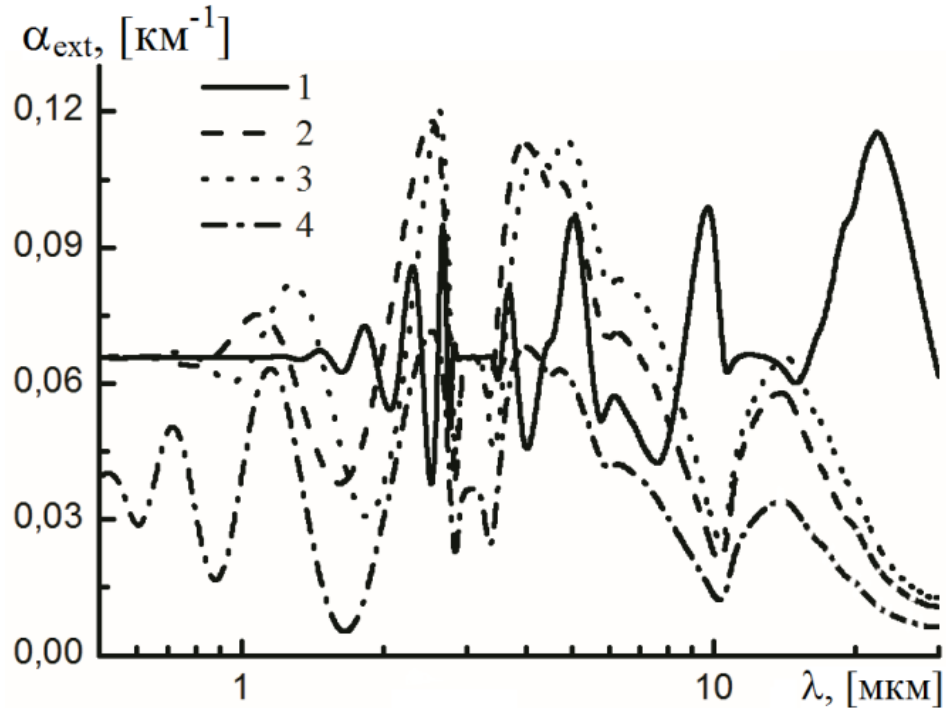


Рисунок 5.7: Зависимости коэффициента ослабления от длины волны λ при $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ [182], $\bar{a} = 100$ мкм, $C = 1$ л⁻¹, $\beta = 0^\circ$, $I_2/I_1 = 1$, $I_3 = I_4 = 0$, $\gamma = 0^\circ$: 1 – $d = 2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$, $\mu = 20$; 2 – $a/d = 20$, $\mu = 20$; 3 – $d = 0.05 \cdot a + 1.0$, $\mu = 20$; 4 – $d = 0.05 \cdot a + 1.0$, $\mu = 40$.

Размерный параметр определяется различными комбинациями длины волны и размеров частицы. Эта величина обычно представляется в терминах размера (толщины, длины или радиуса) частицы или же площади ее проекции, усреднённой по объёму [38, 124]. Следует отметить, что свойства экстинкции для преимущественно ориентированных кристаллов имеют неопределенность относительно отношения размера частицы и длины волны. Для иллюстрации различных характеристик ослабления при фиксированном размерном параметре нормированная величина фактор ослабления Θ_{ext} ($\Theta_{\text{ext}} = \alpha_{\text{ext}} / \int S_{\text{sq}} N(a) da$) является более подходящей, чем α_{ext} (1.10). Зададим размерный параметр как \bar{a}/λ . Эту величину легко привести к другой форме записи в терминах упомянутых выше. Рассмотрим численно полученные значения фактора ослабления для ледяных частиц в случае линейно поляризованного падающего излучения в рамках диапазона длин волн от 0.5 до 30 мкм. На Рисунках 5.8 (а) и 5.8 (б) видны

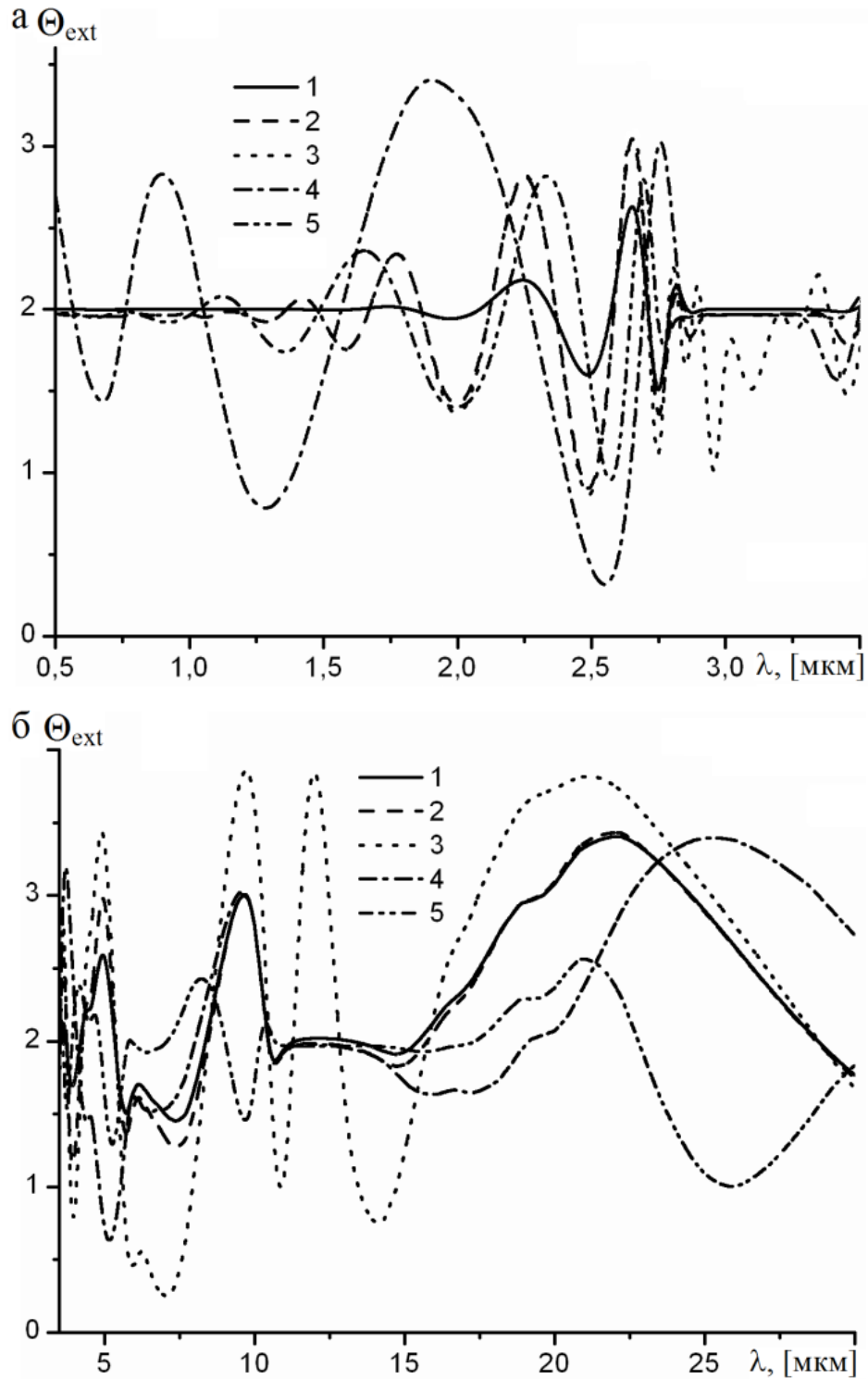


Рисунок 5.8: Зависимость $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ при $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $\beta=0^\circ$: 1 – $\bar{a}=100$ мкм, $\mu=10$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда; 2 – $\bar{a}=100$ мкм, $\mu=30$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда; 3 – $\bar{a}=100$ мкм, $\mu=10$, $n=n(\lambda)$ для чистого льда, $\chi=10^{-5}$; 4 – $\bar{a}/\lambda=10$, $\mu=30$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда; 5 – $\bar{a}/\lambda=50$, $\mu=30$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда. (а) $\lambda \in (0.5 \text{ мкм}, 3.5 \text{ мкм})$, (б) $\lambda \in (3.5 \text{ мкм}, 30 \text{ мкм})$.

меняющиеся значения $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ при одинаковых величинах \bar{a}/λ . Рефракционное поле обеспечивает осцилляции $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$. В разделе 4.2.1 анализировался механизм изменения характеристик рефракционного поля в зависимости от длины волны и физических параметров рассеивателя. Очевидно, что здесь в случае одинаковой величины \bar{a}/λ изменение длины волны сопряжено с изменением среднего размера частиц. Согласно взаимосвязи $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$, используемой в расчетах, при изменении \bar{a} меняется и толщина d . В свою очередь, от толщины частицы, комплексного показателя преломления и длины волны зависит фазовый набег волны, прошедшей через частицу. Поскольку размерный параметр зафиксирован, влияние длины волны на оптические свойства кристаллов происходит за счет изменения величин аспекта отношения размеров частиц (или различных комбинаций толщины частиц и длины волны) и показателя преломления. Особенности хода $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ (также как и для коэффициента ослабления) связаны с характером зависимостей $n(\lambda)$, $\chi(\lambda)$. Кроме того, изменения толщин пластинок вносят свои коррективы.

Для модифицированного гамма – распределения параметр μ однозначно связан с дисперсией размеров частиц. При больших значениях μ происходит более резкое изменение функции распределения частиц по размерам ($N(a)$). При больших значениях μ для интегральной зависимости $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ наблюдается существенное сходство в поведении соответствующей характеристики для отдельного кристалла. После усреднения по ансамблю частиц высокочастотные осцилляции фактора ослабления при $\mu > 10$ в ближней ИК области не сглаживаются. «Биения» $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ остаются даже в видимой спектральной области (см. кривые 2 – 5 Рисунка 5.8 (а)). Заметим, что кривая 2 подобна кривой 3 для значений λ из диапазона 0.5 – 2.75 мкм (остальные входные параметры можно увидеть в подписи к Рисунку 5.8 (а)). Спектральный ход $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ практически не зависит от μ в случае больших длин волн ($\lambda > 15$ мкм) (сравним кривые 1 и 2 Рисунка 5.8 (а) для $\lambda > 15$ мкм). При малых величинах μ (например, при $\mu = 1$) в ИК

диапазоне, за исключением малых областей для зависимости $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ наблюдается нейтральный ход в случае больших частиц. При уменьшении значения показателя поглощения χ спектральный ход $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ обогащается ярко выраженными особенностями (сравните кривые 2 и 3 Рисунка 5.8 (б)), в случае возрастания μ , а также, когда скорость увеличения длины волны опережает рост значений n . Для слабо поглощающих, но очень больших частиц (например, $\bar{a} \approx 10^3$ мкм), рефракционное поле остается значимым (см. кривую 3 Рисунка 5.8 (б) для λ от 13 до 15 мкм).

На Рисунке 5.9 показаны значения фактора ослабления в зависимости от длины волны видимого и ближнего ИК-диапазонов в случае частиц из чистого льда [182]. На Рисунке 5.9 (а) иллюстрируются результаты расчета $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ для условно небольших частиц ($\bar{a} = 10$ мкм), на Рисунке 5.9 (б) – для условно крупных частиц ($\bar{a} = 50$ мкм). Различные закономерности $d=f(a)$ обуславливают специфические особенности хода $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$. Для мелких и тонких пластинок разброс частиц по размерам существенного влияния на ослабление не оказывает. Величина параметра μ является особо значимой для толстых пластинок, а также для тонких, но крупных пластинок. При большой дисперсии размеров толстых частиц в видимом диапазоне длин волн наблюдается нейтральный ход ослабления (см. кривые 2 и 4 Рисунка 5.9), обусловленный усреднением по размерам кристаллов осциллирующей функции $S_{\text{ext}}(a)$. Поведение ослабления в видимом и ближнем ИК-диапазонах зависит от характера соотношения толщины частицы и длины волны (d/λ). Если изменения d/λ в рамках рассматриваемого распределения частиц по размерам существенны, то следует ожидать нейтральный ход. Особенности ослабления обеспечиваются как параметрами распределения частиц по размерам, так и характером взаимосвязи $d=f(a)$. При этом для тонких пластинок наблюдается наиболее выраженная (и наиболее устойчивая к изменениям микрофизических параметров среды) спектральная зависимость фактора ослабления не только в ИК, но и в видимом диапазоне длин волн.

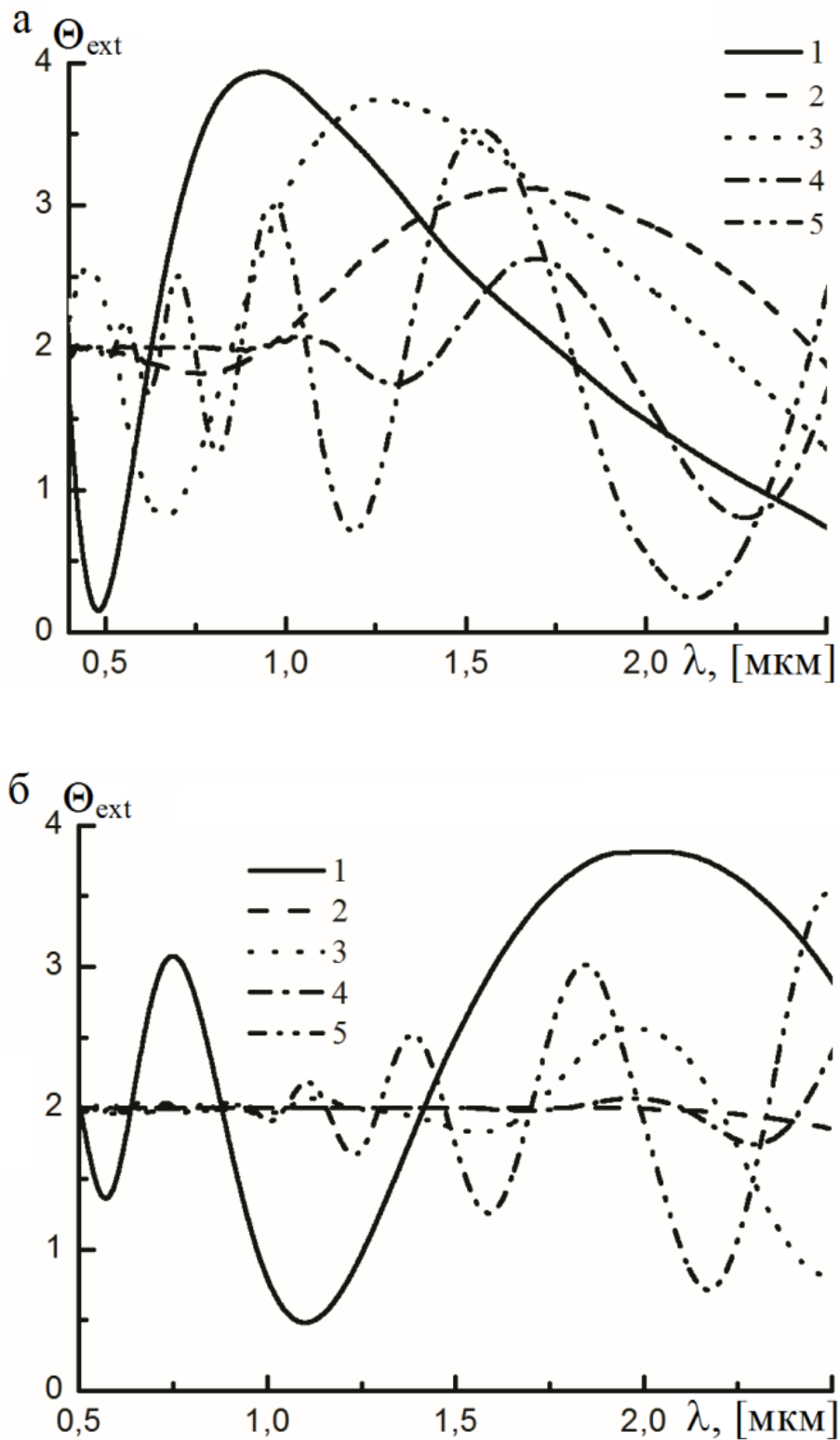


Рисунок 5.9: Зависимость $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$ при $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $\beta=0^\circ$, $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ [182]: 1 – $\mu=30$, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 2 – $\mu=5$, $d=a/5$; 3 – $\mu=30$, $d=a/5$; 4 – $\mu=5$, $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$; 5 – $\mu=30$, $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$. (а) $\bar{a}=10$ мкм; (б) $\bar{a}=50$ мкм.

На Рисунке 5.10 показаны изменения хода фактора ослабления в зависимости от длины волны при фиксированном значении размерного параметра ($\bar{a}/\lambda=10$). Если зависимость толщины и радиуса пластинки связана только угловым коэффициентом (например, $d=a/5$), см. кривые 2 и 3 Рисунка 5.10), то фактор ослабления принимает практически постоянное значение. Расчеты показали, что при $\bar{a}/\lambda > 10$ существенных изменений $\Theta_{ext}(\lambda)$ не происходит.

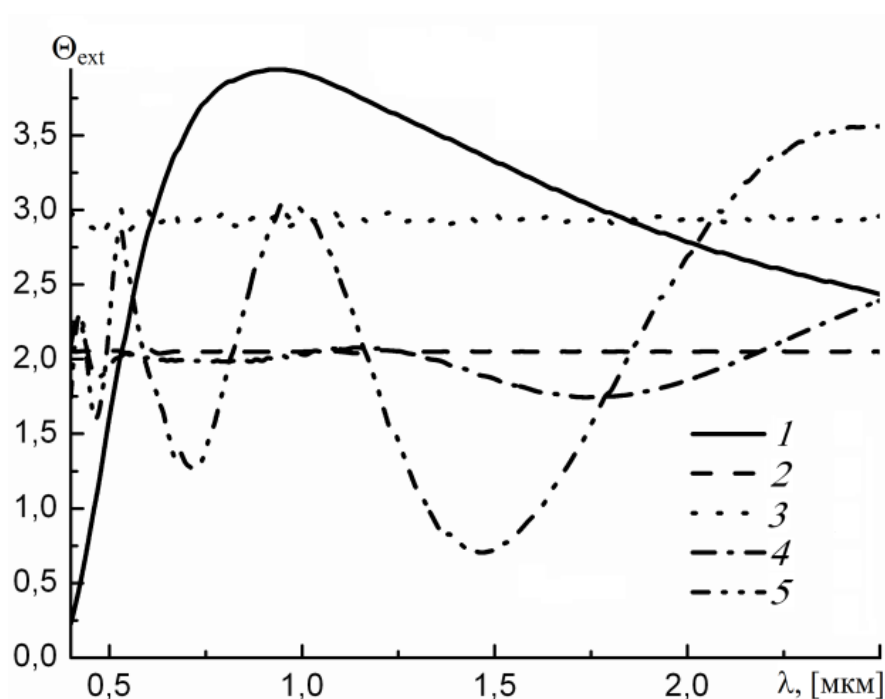


Рисунок 5.10: Зависимость $\Theta_{ext}(\lambda)$ при $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $\beta=0^\circ$, $n=1.31$, $\chi=10^{-5}$, $\bar{a}/\lambda=10$: 1 – $\mu=30$, $d=0.05 \cdot a + 1.0$; 2 – $\mu=5$, $d=a/5$; 3 – $\mu=30$, $d=a/5$; 4 – $\mu=5$, $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$; 5 – $\mu=30$, $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$.

Если же взаимосвязь толщины и радиуса иная (связаны не только угловым коэффициентом, например, $d=0.05a+1.0$ или $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$), то при одинаковом размерном параметре спектральный ход фактора определяется величиной d/λ и характером изменения $d=d(a)$. При большой дисперсии размеров частиц, особенно для видимой области длин волн, фактор ослабления стремится к своему асимптотическому значению, равному 2 (см. кривую 4 Рисунка 5.10).

На Рисунках 5.11 (а) и 5.11 (б) представлены зависимости фактора ослабления от размерного параметра (для каждой кривой $\lambda = \text{const}$ и \bar{a} меняется),

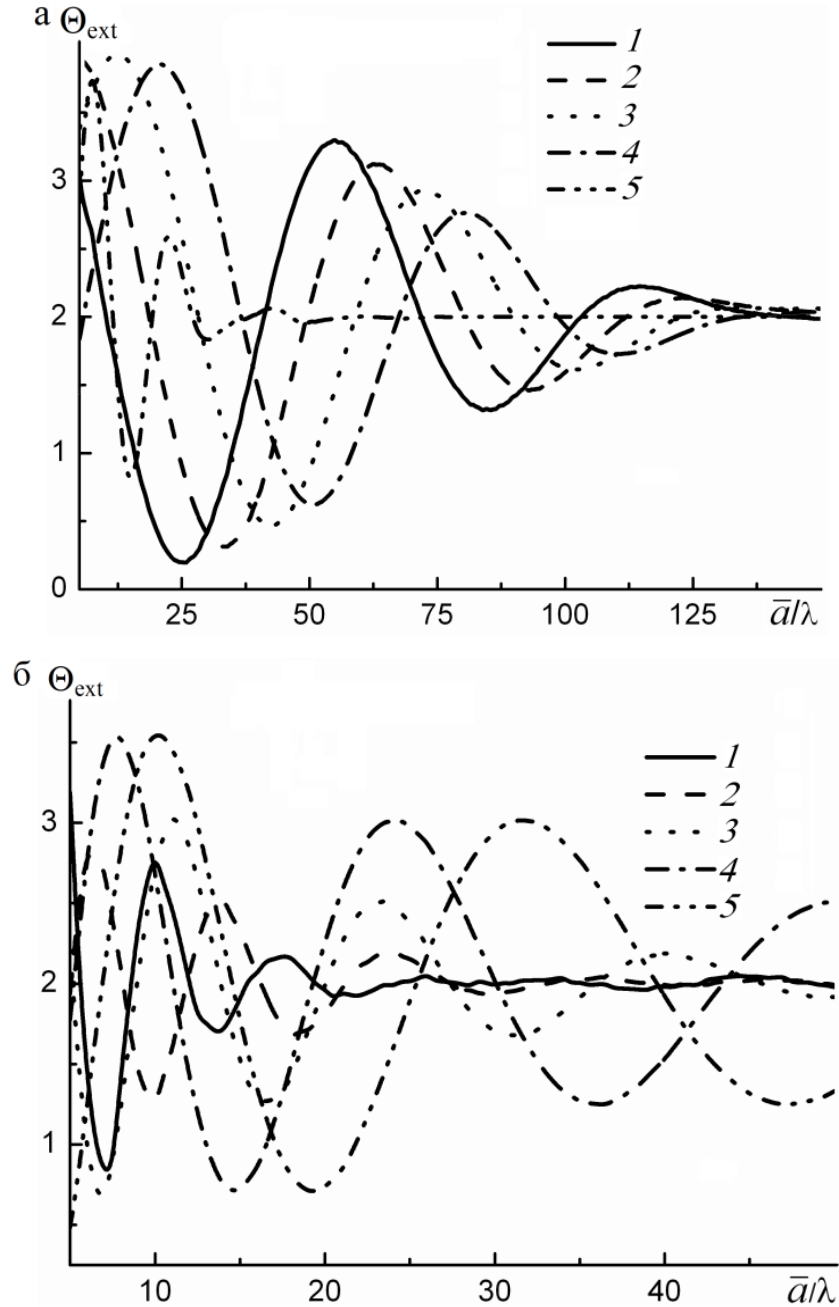


Рисунок 5.11: Зависимость $\Theta_{\text{ext}}(\bar{a}/\lambda)$ при $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $\beta=0^\circ$, $n=1.31$, $\chi=10^{-5}$, $\mu=30$. (а): 1 – $\lambda=0.532$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 2 – $\lambda=0.694$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 3 – $\lambda=1.064$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 4 – $\lambda=2.0$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 5 – $\lambda=0.532$ мкм, $d=a/5$. (б) $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$: 1 – $\lambda=0.532$ мкм; 2 – $\lambda=0.694$ мкм; 3 – $\lambda=1.064$ мкм, 4 – $\lambda=2.0$ мкм; 5 – $\lambda=2.5$ мкм.

при этом взаимосвязь между толщиной (d) и радиусом (a) различная. Если толщину и радиус пластинки связывает только угловой коэффициент, величина длины волны на ход $\Theta_{\text{ext}}(\bar{a}/\lambda)$ практически не влияет. Единая кривая 5 Рисунка 5.11 (а) иллюстрирует соответствующие результаты расчета, полученные при $\lambda = \{0.532 \text{ мкм}, 0.694 \text{ мкм}, 1.064 \text{ мкм}, 2.0 \text{ мкм}, 2.5 \text{ мкм}\}$. Из Рисунка 5.11 (б) видно, что, чем больше длина волны, тем для относительно толстых и маленьких пластинок зависимость фактора ослабления от размерного параметра более выражена. Очевидно, чем больше размерный параметр, тем ближе значение фактора к его асимптотическому значению.

На Рисунках 5.12 (а) и 5.12 (б) представлены зависимости фактора от ориентации частиц $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$ при разной скорости изменения $d=d(a)$ для относительно крупных частиц ($\bar{a}/\lambda=20$). На Рисунке 5.12 (а) кривые 1 – 5 показывают поведение $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$, когда толщина частиц слабо зависит от изменения радиуса пластинок. В этом случае наибольшие изменения $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$ происходят при $\beta > 40^\circ$. Чем меньше длина волны, тем больше вариантность $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$. Кривая 5 Рисунка 5.12 (а) (для нее $d=a/5$) представляет слабо различимые зависимости $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$ для разных длин волн оптического диапазона, когда $d=d(a)$ связана угловым коэффициентом. На Рисунке 5.12 (б) при существенной скорости изменения $d=d(a)$ наблюдается иной характер поведения фактора ослабления, а именно, чем меньше длина волны, тем меньше интервал изменений $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$. Из Рисунка 5.12 видно, что особенности хода $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$ связаны со спецификой кристаллографического роста и ориентацией пластинок.

Для исследования влияния поляризационных характеристик на ослабление оптического излучения рассмотрим нормированные недиагональные элементы матрицы экстинкции (K_{ij}/K_{11}) и отношение коэффициента ослабления линейно поляризованного излучения ($\alpha_{\text{ext}}^{\text{lin}}$) к коэффициенту ослабления неполяризованного излучения ($\alpha_{\text{ext}}^{\text{unpol}}$) такое как $F_{\text{ext}} = \alpha_{\text{ext}}^{\text{lin}} / \alpha_{\text{ext}}^{\text{unpol}}$.

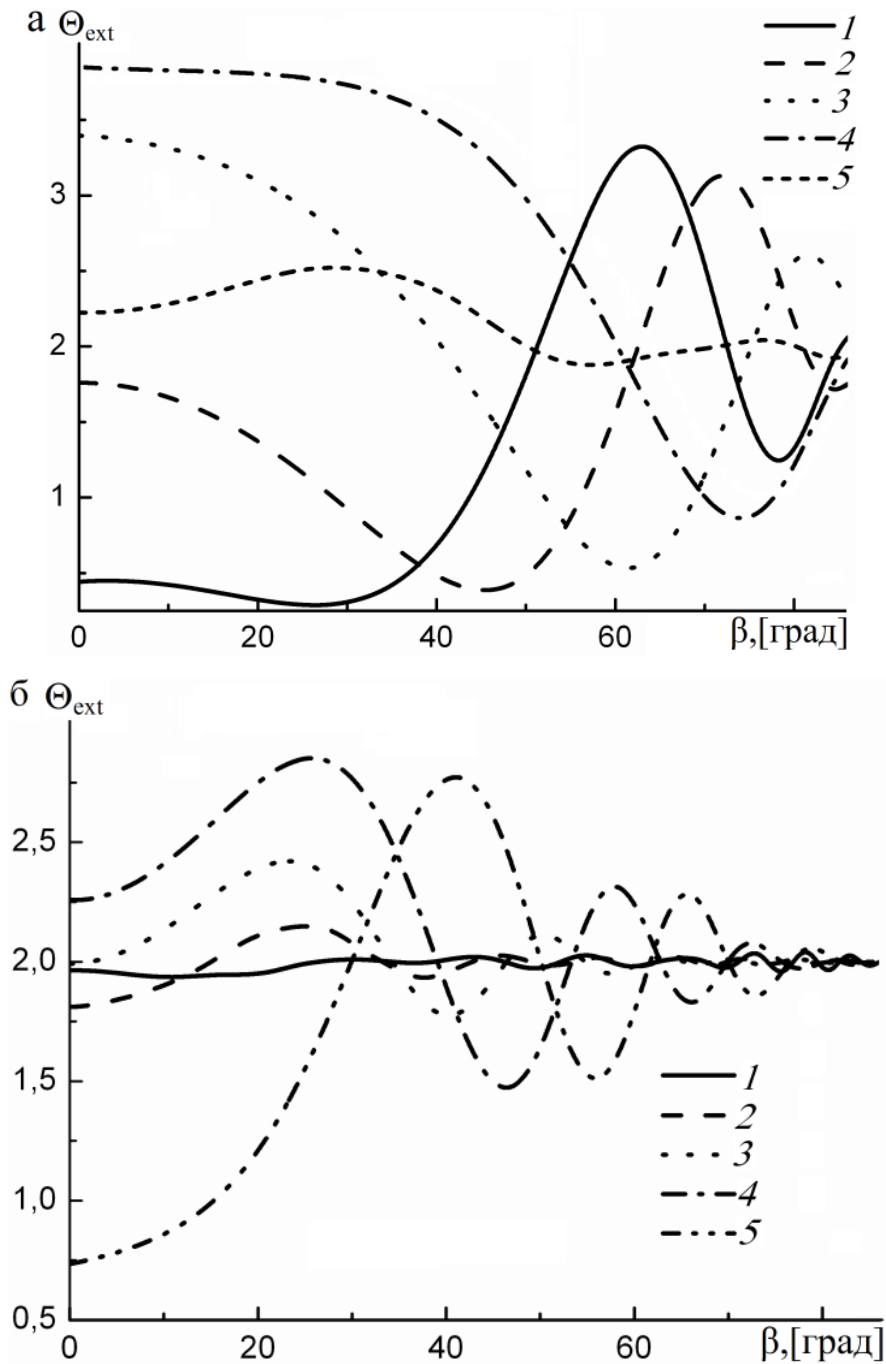


Рисунок 5.12: $\Theta_{\text{ext}}(\beta)$ при $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $\beta=0^\circ$, $n=1.31$, $\chi=10^{-5}$, $\mu=30$, $\bar{a}/\lambda=20$. (а) 1 – $\lambda=0.532$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 2 – $\lambda=0.694$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 3 – $\lambda=1.064$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 4 – $\lambda=2.0$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$; 5 – $\lambda=0.532$ мкм, $d=a/5$. (б) $d=2.020 \cdot (2a)^{0.449}$: 1 – $\lambda=0.532$ мкм; 2 – $\lambda=0.694$ мкм; 3 – $\lambda=1.064$ мкм; 4 – $\lambda=2.0$ мкм; 5 – $\lambda=2.5$ мкм.

На Рисунках 5.13, 5.14 (а) и 5.14 (б) представлены зависимости поляризационной характеристики F_{ext} для тонких пластинок. Рисунок 5.14

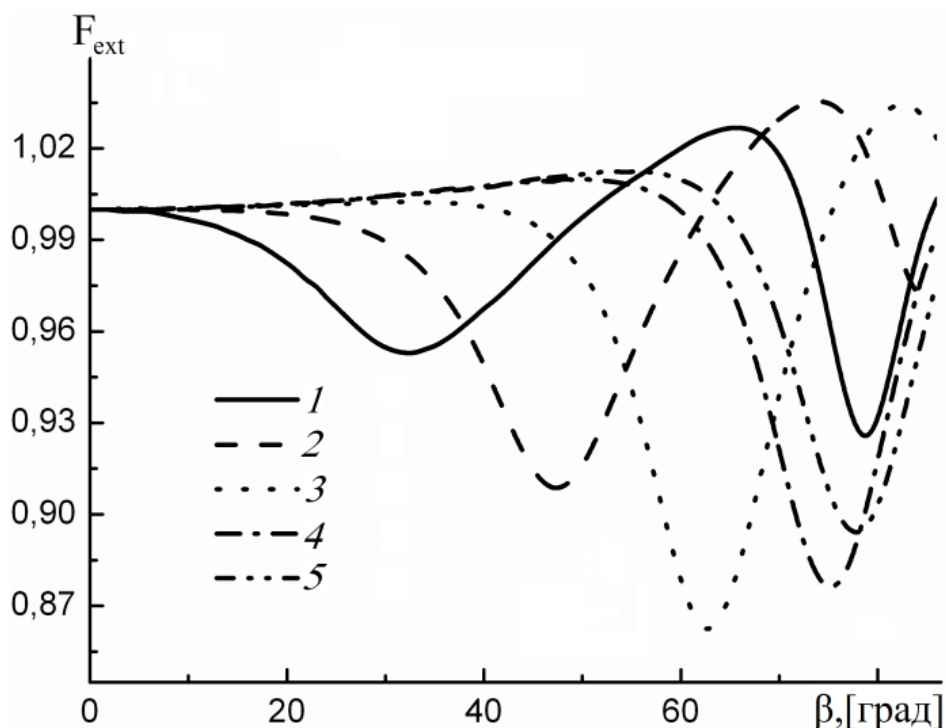


Рисунок 5.13: Поляризационная характеристика ослабления $F_{\text{ext}}(\beta)$ при $d=0.05 \cdot a+1.0$, $\mu=30$, $\chi=10^{-5}$, $n=1.31$, $\bar{a}/\lambda=20$, $\gamma=0^\circ$: 1 – $\lambda=0.532$ мкм; 2 – $\lambda=0.694$ мкм; 3 – $\lambda=1.064$ мкм; 4 – $\lambda=2.0$ мкм; 5 – $\lambda=2.5$ мкм.

иллюстрирует $F_{\text{ext}}(\beta)$ для разных длин волн. Очевидно, что при малых углах наклона β поляризационные характеристики пренебрежимо малы. Они набирают вес при увеличении значений β , при этом меньшие длины волн быстрее обеспечивают отличие поляризационной величины от 1. Тем не менее, большему значению λ соответствует более выразительная поляризационная характеристика $F_{\text{ext}}(\beta)$. Следует заметить, что при меньшем значении \bar{a}/λ и большей величине показателя преломления ($n>1.31$) значения $F_{\text{ext}}(\beta)$ будут значительно выше, чем представленные на Рисунке 5.13. При высокой скорости изменения $d=d(a)$ (например, $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$) значения $F_{\text{ext}}(\beta)$ снижаются в разы.

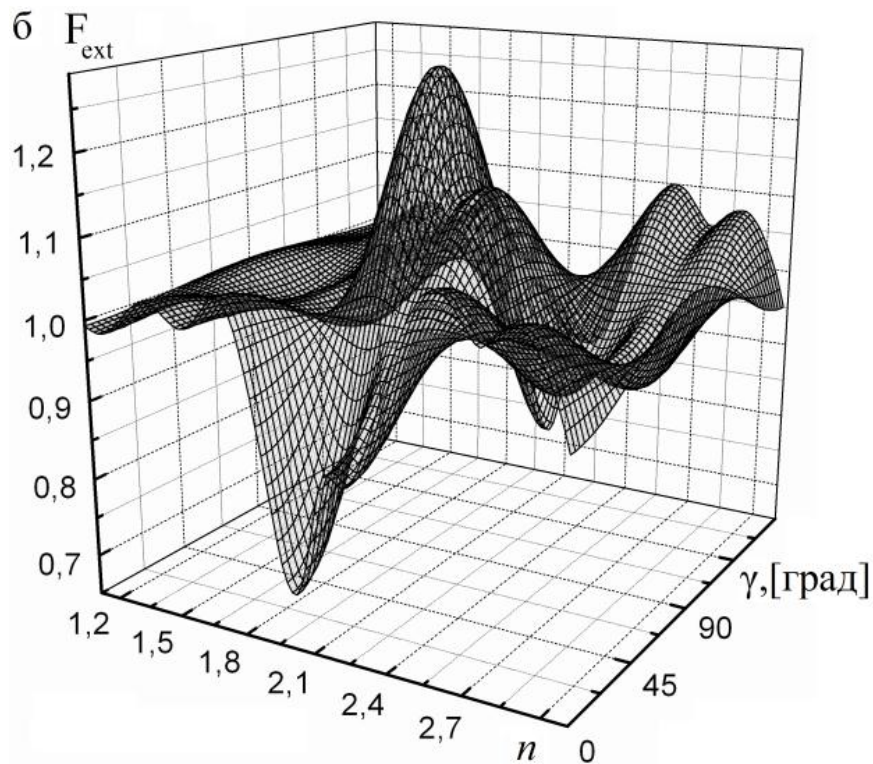
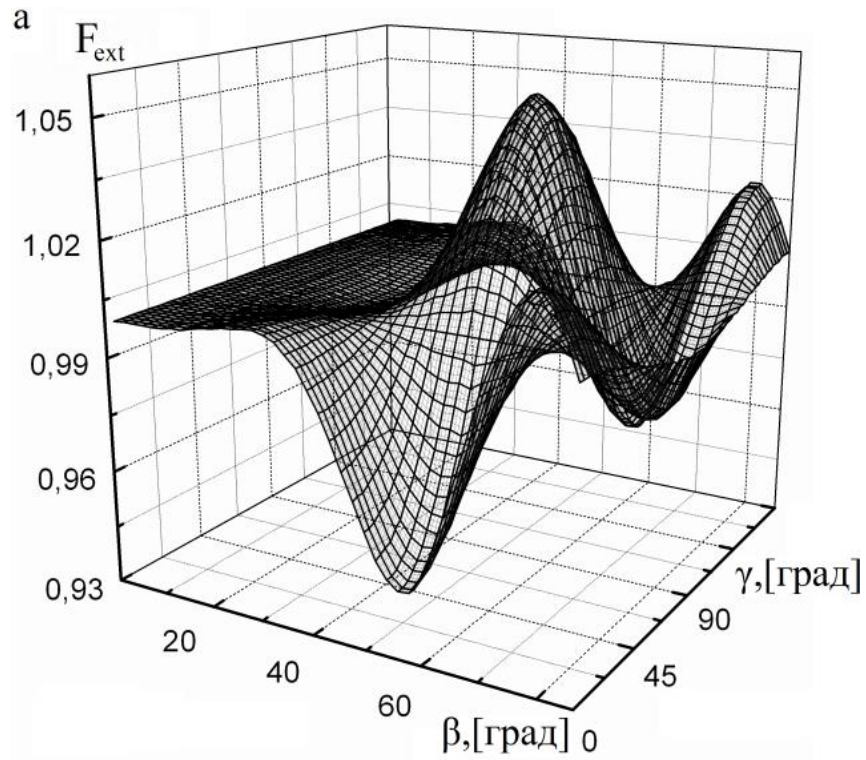


Рисунок 5.14: Поляризационная характеристика ослабления F_{ext} при $d=0.05 \cdot a+1.0$, $\mu=30$, $\chi=10^{-5}$: (а) $F_{\text{ext}}(\beta, \gamma)$ при $n=1.31$, $\lambda=0.532$ мкм, $\bar{a}/\lambda=5$; (б) $F_{\text{ext}}(n, \gamma)$ при $\beta=42^\circ$, $\lambda=1.7$ мкм, $\bar{a}/\lambda=5$.

На Рисунке 5.14 (а) представлена зависимость $F_{\text{ext}}(\beta, \gamma)$ при $\lambda=0.532$ мкм для чистого льда [182]. При увеличении размерного параметра существенных изменений для $F_{\text{ext}}(\beta, \gamma)$ не происходит. Быстрое изменение толщин пластинок в спектре размеров частиц приводит к возникновению осцилляций в зависимости $F_{\text{ext}}(\beta, \gamma)$. Поляризационная характеристика чувствительна к изменениям длины волны и показателя преломления. Рисунок 5.14 (б) показывает, что при определенных сочетаниях величины показателя преломления и ориентационных свойств частиц значение поляризационной характеристики может составлять несколько десятков процентов даже при длине волны из ближнего ИК диапазона.

На Рисунке 5.15 иллюстрируется влияние ориентации системы пластинчатых кристаллов на F_{ext} . Поляризационные характеристики проявляют

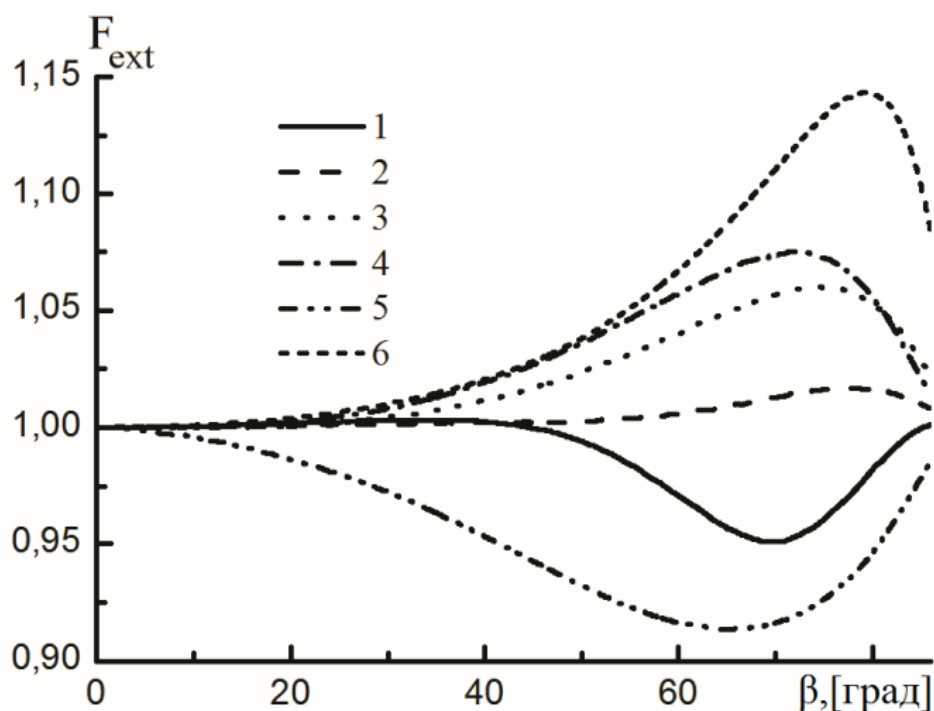


Рисунок 5.15: Поляризационная характеристика ослабления $F_{\text{ext}}(\beta)$ при $\bar{a}=100$ мкм, $C=1$ л⁻¹, $\gamma=0^\circ$, $\lambda=18.1$ мкм, $\mu=40$: 1 – $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$, $\tilde{n}=\tilde{n}(\lambda)$ [182]; 2 – $d=0.05 \cdot a+1.0$, $\tilde{n}=\tilde{n}(\lambda)$ [182]; 3 – $d=0.05 \cdot a+1.0$, $\tilde{n}=\tilde{n}(\lambda)$ [182]; 4 – $d=0.05 \cdot a+1.0$, $n=n(\lambda)$ [182], $\chi=0$; 5 – $d=0.05 \cdot a+1.0$, $n=1.1$, $\chi=0$; 6 – $d=0.05 \cdot a+1.0$, $n=2.1$, $\chi=0$.

себя при больших наклонах пластинок относительно направления распространения излучения (примерно $\beta > 40^\circ$). Для тонких частиц, характеризующихся малым разбросом по размерам, эта особенность выражена ярче. При этом значения показателя преломления существенным образом влияют на величину максимума $F_{\text{ext}}(\beta)$.

Известно, что недиагональные элементы матрицы экстинкции характеризуют поляризационные свойства ослабления излучения. В разделе 4.2.1 показано, что среди них для пластинок наиболее значимыми являются K_{12} и K_{34} . Для проведения оценки поляризационного эффекта ослабления рассмотрим отношения K_{12}/K_{11} и K_{34}/K_{11} элементов МЭ. На Рисунке 5.16 представлены расчетные значения отношений K_{12}/K_{11} и K_{34}/K_{11} в зависимости от угла β и при разных μ . Недиагональные элементы K_{12} и K_{34} дают большой вклад в ослабление при больших β . При этом минимумы (или максимумы) для каждого из них достигаются при определенных сочетаниях микрофизических параметров частиц и длины волны подающего излучения. Увеличение μ приводит к уменьшению минимума (увеличению максимума) K_{12}/K_{11} или K_{34}/K_{11} , а также к смещению его положения в сторону увеличения β . При небольших значениях параметра μ ($\mu < 10$), возникающих за счет существенного разброса частиц по размерам, особенности недиагональных элементов МЭ усредняются. Их величины составляют не более чем несколько процентов от первого элемента МЭ. Сравнивая значения осциллирующих зависимостей K_{12}/K_{11} и K_{34}/K_{11} , мы видим, что второй элемент матрицы экстинкции, в среднем, имеет больший вес в формировании матричной структуры экстинкции. Однако неравенство $|K_{34}/K_{11}| > |K_{12}/K_{11}|$ может быть справедливым при определенных сочетаниях входных параметров, необходимых для расчета поляризационных характеристик. Сравнивая общие закономерности K_{12}/K_{11} и K_{34}/K_{11} в зависимости от рассматриваемых в данной работе величин, видно, что они являются схожими. Поэтому, чтобы не перегружать рисунки, в качестве поляризационной

характеристики ослабления ограничимся графической демонстрацией величины K_{12}/K_{11} .

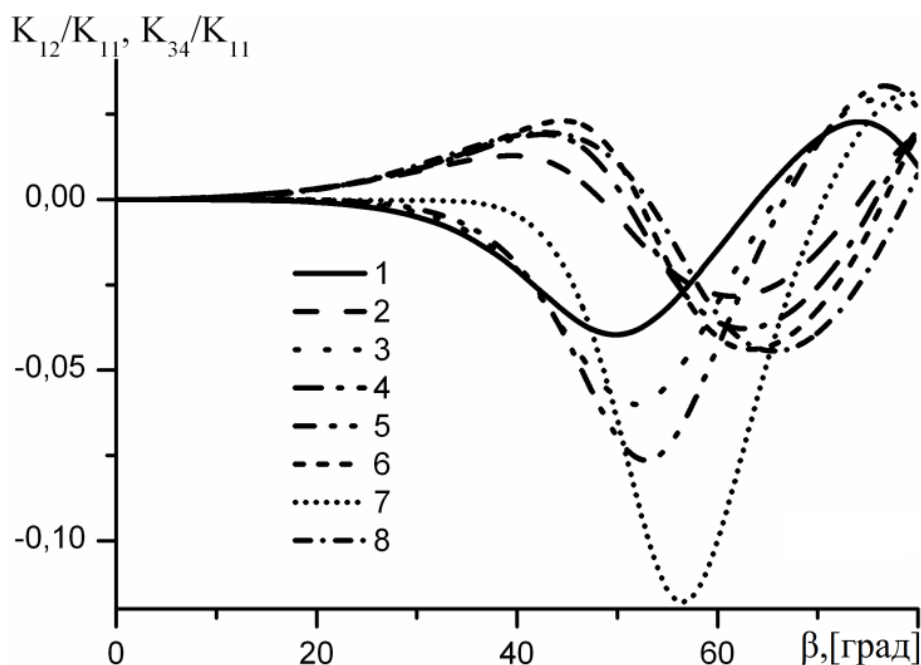


Рисунок 5.16: Зависимости $K_{12}(\beta)/K_{11}(\beta)$ и $K_{34}(\beta)/K_{11}(\beta)$, $\gamma=0$, $\bar{a}=125$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $C=1$ л⁻¹, $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$: 1 – $K_{12}(\beta)/K_{11}(\beta)$ при $\mu=10$; 2 – $K_{34}(\beta)/K_{11}(\beta)$ при $\mu=10$; 3 – $K_{12}(\beta)/K_{11}(\beta)$ при $\mu=20$; 4 – $K_{34}(\beta)/K_{11}(\beta)$ при $\mu=20$; 5 – $K_{12}(\beta)/K_{11}(\beta)$ при $\mu=30$; 6 – $K_{34}(\beta)/K_{11}(\beta)$ при $\mu=30$; 7 – $K_{12}(\beta)/K_{11}(\beta)$ при $\mu=40$; 8 – $K_{34}(\beta)/K_{11}(\beta)$ при $\mu=40$.

На Рисунке 5.17 показаны вариации поляризационной характеристики $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$ в зависимости от среднего размера частиц и их показателя преломления. Осциллирующий характер K_{12}/K_{11} вдоль горизонтальной координатной плоскости обусловлен изменением оптических свойств частиц. Изменение толщины пластин обеспечивает некоторую деформацию волнистой поверхности $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$. При малых β ($\beta < 30^\circ$) и малом значении среднего радиуса пластинок (приблизительно $\bar{a} \leq 100$ мкм) поляризационные характеристики ослабления незначительны. Однако при больших значениях λ (остальные величины такие же, как отмеченные на Рисунке 5.17) более выражены поляризационные характеристики. В частности, для слабо поглощающих частиц

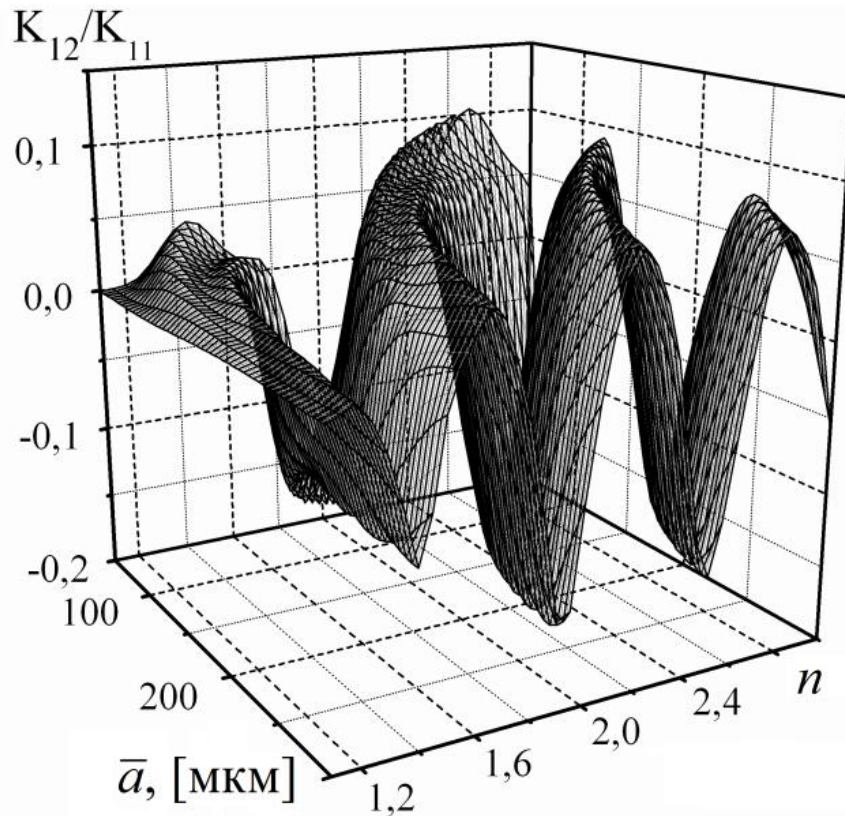


Рисунок 5.17: Зависимости $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$, $\gamma=0$, $C=1 \text{ л}^{-1}$, $\beta=66^\circ$, $\lambda=22.1 \text{ мкм}$, $\mu=40$, $\chi=\chi(\lambda)$ [182].

(например, $\chi=10^{-5}$) и при прочих равных условиях, указанных в подписи Рисунок 5.17, $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$ может достигать значений примерно равных 0.3. При $\mu < 5$ значение $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$ не больше 0.08. При увеличении параметра μ поляризационный эффект ослабления становятся больше. В некоторых случаях недиагональные элементы ЭМ составляли более 50% диагонального элемента. При изменении показателя преломления положение и величина максимума $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$ меняются. Чем больше величина β , тем выше амплитуда осцилляций $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$. С изменением λ волнообразная поверхность $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$ деформируется. На поверхности $K_{12}(\bar{a}, n)/K_{11}(\bar{a}, n)$ при возрастании длины волны количество гребней уменьшается, при этом их амплитуда значительно увеличивается.

На Рисунке 5.18 показано изменение поляризационной характеристики в зависимости от среднего размера частиц и их ориентации в пространстве.

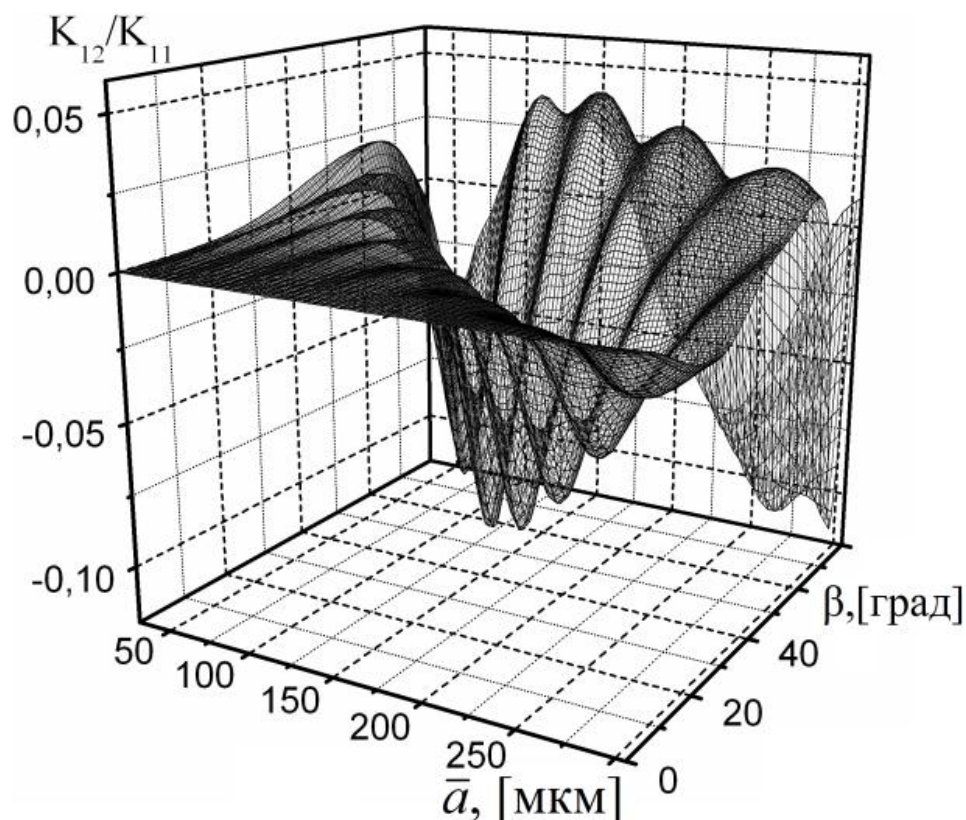


Рисунок 5.18: Зависимость $K_{12}(\bar{a}, \beta)/K_{11}(\bar{a}, \beta)$, $\gamma=0$, $\lambda=10.6$ мкм, $\mu=40$, $C=1$ л⁻¹,
 $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$.

Осциллирующий характер зависимости $K_{12}(\bar{a}, \beta)/K_{11}(\bar{a}, \beta)$ вдоль координатных осей горизонтальной плоскости обусловлен меняющимися характеристиками рефракционного поля за счет изменения пространственной ориентации пластинок и их толщины. При малых значениях β ($\beta < 30^\circ$) для мелких и средних по величине пластинок (примерно $\bar{a} < 100$ мкм) величины поляризационных характеристик ослабления являются незначительными. Однако, при больших значениях λ (при прочих равных условиях) поляризационные характеристики более выражены. Для слабо поглощающих кристаллов при $\lambda=10.6$ мкм величины недиагональных элементов (например, K_{12}) могут составлять

примерно 10% от значения первого элемента МЭ. Эта величина уменьшится примерно на половину, если $\mu < 5$. Возрастание параметра μ приводит к увеличению доли поляризационного эффекта ослабления. Положение и величина максимума изменится при изменении показателя преломления.

На Рисунке 5.19 представлена зависимость $K_{12}(n, \beta)/K_{11}(n, \beta)$. При фиксированном значении β видна осциллирующая структура хода $K_{12}(n)/K_{11}(n)$. С увеличением β амплитуда осцилляций $K_{12}(n)/K_{11}(n)$ увеличивается. С изменением величин λ и \bar{a} трансформируется волнообразная поверхность, ее гребни изменяются по частоте и амплитуде. Чем больше величина \bar{a} , тем больше наблюдается гребней волнообразной поверхности вдоль оси « n ». В частности, при $\bar{a} = 50$ мкм вдоль оси « n » (когда n меняется от 1.1 до 3) располагается 4 гребня, амплитуда которых в нижней точке достигает отметки -0.2 (при прочих входных

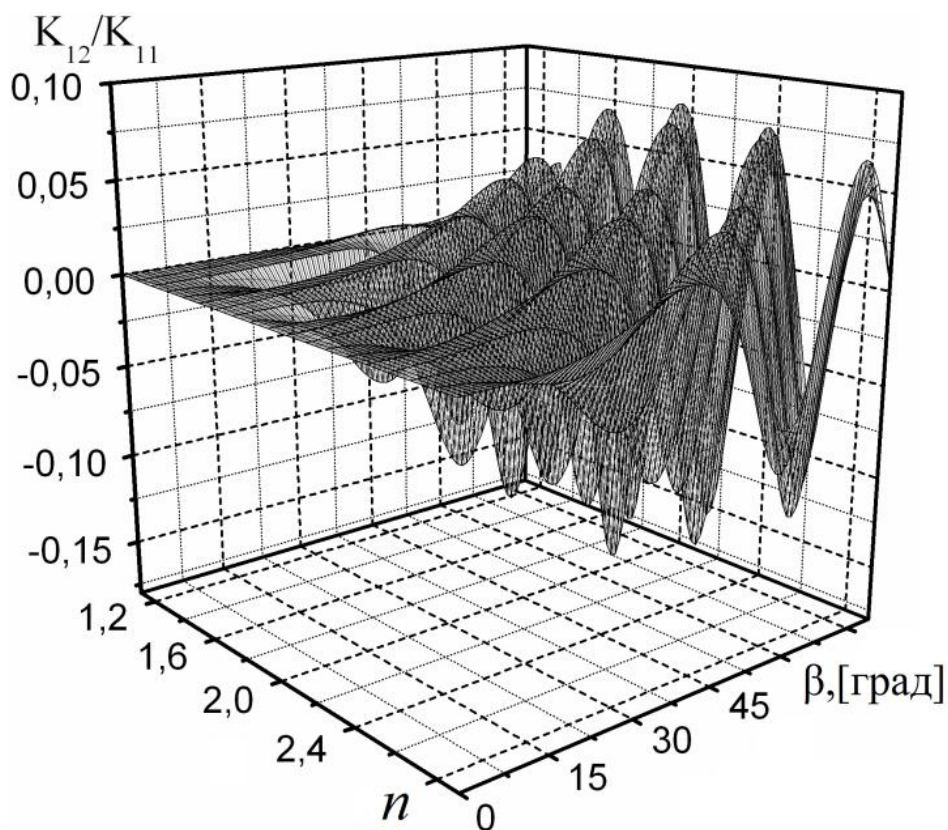


Рисунок 5.19: Зависимость $K_{12}(n, \beta)/K_{11}(n, \beta)$, $\gamma=0$, $\lambda=10.6$ мкм, $\bar{a}=125$ мкм, $\mu=40$, $C=1$ л⁻¹, $\chi=10^{-4}$.

параметрах, указанных на Рисунке 5.19), а при $\bar{a}=250$ мкм наблюдается уже 8 гребней (амплитуда $K_{12}(n)/K_{11}(n)$ в нижней точке достигает отметки примерно -0.15). При увеличении длины волны уменьшается количество гребней поверхности $K_{12}(n, \beta)/K_{11}(n, \beta)$ и существенно увеличивается амплитуда. Так, например, при $\bar{a}=125$ мкм и $\lambda=10.6$ мкм вдоль оси « n » наблюдается 6 гребней, амплитуда в нижней точке достигает отметки примерно -0.18 (см. Рисунок 5.19). При тех же самых входных параметрах, но $\lambda=20.6$ мкм, имеем 3 гребня и значение амплитуды $K_{12}(n, \beta)/K_{11}(n, \beta)$ достигает примерно -0.3 .

На Рисунке 5.20 представлены величины $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ при разных размерных параметрах. Сравним зависимости $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$, иллюстрируемые кривыми 1, 2 и 3 в рамках одного периода. Для определенности выделим интервал длин волн от 5 мкм до 10 мкм. Из рисунка видно, что чем больше величина \bar{a}/λ , тем амплитуда зависимости $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ меньше, а частота больше. В рамках одного периода для меньших значений отношения \bar{a}/λ могут укладываться

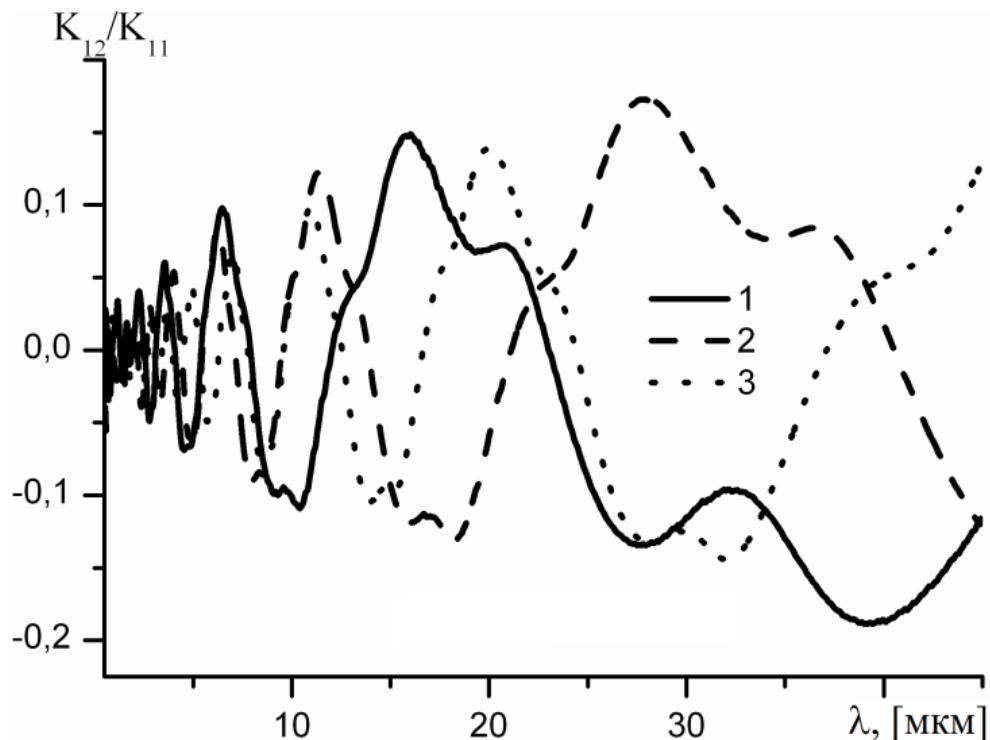


Рисунок 5.20: Зависимости $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ при $\gamma=0^\circ$, $C=1$ л⁻¹, $\mu=40$, $n=2$, $\chi=10^{-4}$: 1 – $\bar{a}/\lambda=5$; 2 – $\bar{a}/\lambda=10$; 3 – $\bar{a}/\lambda=20$.

несколько периодов $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ при больших величинах \bar{a}/λ . Например, в интервале λ от 5 мкм до 10 мкм при $\bar{a}/\lambda=5$ располагается 1 период зависимости $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$, а при $\bar{a}/\lambda=40$ укладываются 3 периода $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$. При фиксированном размерном параметре зависимость $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ является осциллирующей. Но при этом с возрастанием длины волны период осцилляций возрастает и увеличивается амплитуда. Вид хода кривой $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ в рамках каждого периода аналогичен, как если бы применяли растягивающий коэффициент подобия. Спектральный ход $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$, когда $\bar{n}=\bar{n}(\lambda)$, определяется взаимосвязью $n=n(\lambda)$. И там, где отмечается существенное поглощение, особенности хода $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$, обусловленные n и λ , сглаживаются.

Среди всех элементов матрицы экстинкции, характеризующих поляризационные свойства ослабления, выделяется второй элемент. При наклонном расположении пластинок относительно направления распространения излучения этот элемент является наиболее чувствительным к изменениям микрофизических и оптических параметров частиц. На Рисунке 5.21 демонстрируется зависимость K_{12}/K_{11} от λ . Из рисунка видно, что поляризационные характеристики являются наиболее выраженными для тонких пластинок. Особенности их хода зависят от $n(\lambda)$, d/λ и параметров распределения частиц по размерам.

На Рисунке 5.22 представлены зависимости $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ при различных значениях размерного параметра и оптических свойств. Спектральный ход $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ определяется соотношением $\tilde{n}=\tilde{n}(\lambda)$. В случаях, когда наблюдается существенное поглощение, n -зависимые и λ -зависимые особенности поведения $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ сглаживаются (сравните кривую 2 и кривую 3 на Рисунке 5.22). Несмотря на то, что для льда в ИК-диапазоне наблюдается большое поглощение, поляризационные характеристики все еще остаются значимыми (см. кривые 1 и 4 Рисунка 5.22). При различных значениях n , но при малых χ величины $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ могут быть выше, чем для ледяных частиц.

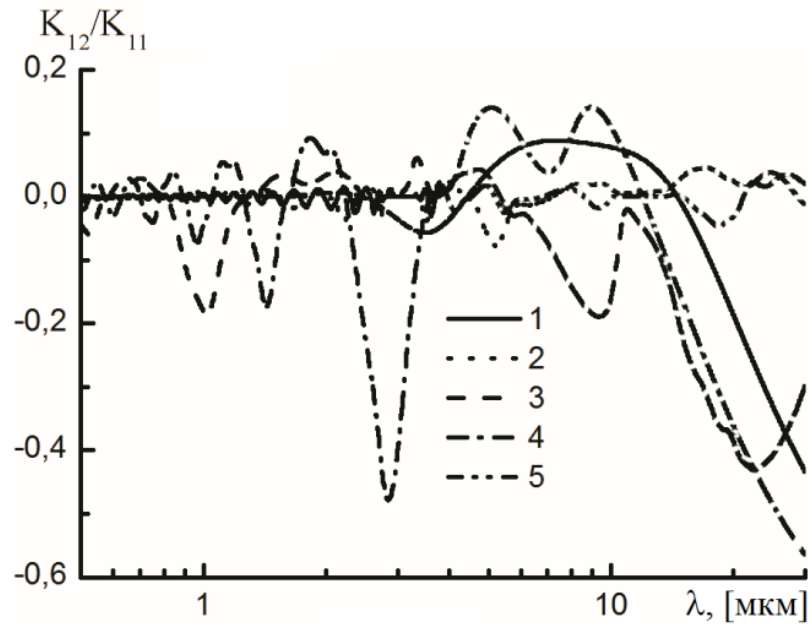


Рисунок 5.21: Зависимость $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ при $\beta=66^\circ$, $\bar{a}=100$ мкм, $C=1$ л $^{-1}$: 1 – $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$, $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ [182], $\mu=40$; 2 – $a/d=10$, $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ [182], $\mu=40$; 3 – $a/d=50$, $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ [182], $\mu=40$; 4 – $a/d=50$, $n=2.09$, $\chi=0$, $\mu=40$; 5 – $a/d=50$, $n=2.09$, $\chi=0$, $\mu=10$.

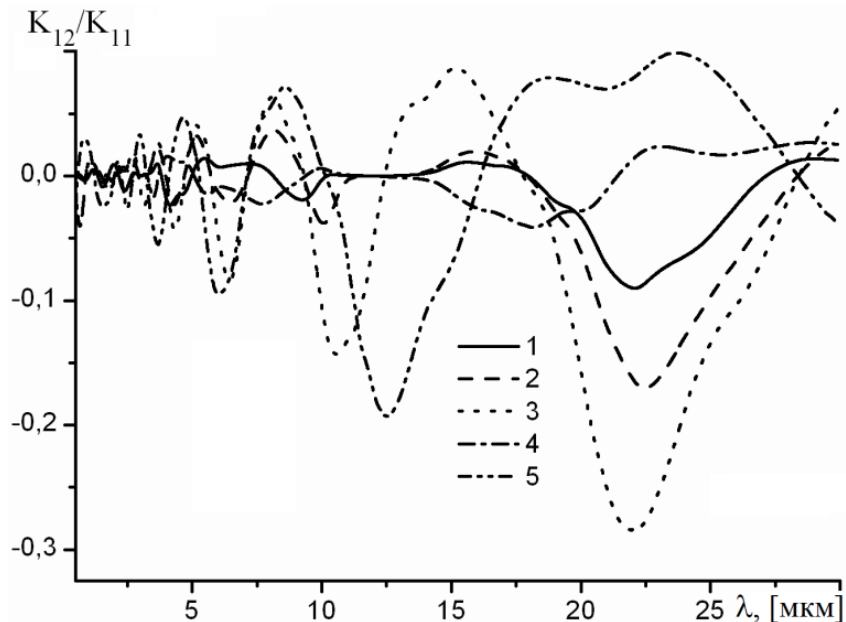


Рисунок 5.22: Зависимость $K_{12}(\lambda)/K_{11}(\lambda)$ при $\gamma=0^\circ$, $C=1$ л $^{-1}$, $\mu=40$, $\beta=66^\circ$, $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$: 1 – $\bar{a}/\lambda=10$, $n(\lambda)$ и $\chi(\lambda)$ [182]; 2 – $\bar{a}/\lambda=10$, $\chi(\lambda)$ [182], $n=2.09$; 3 – $\bar{a}/\lambda=10$, $n=2.09$, $\chi(\lambda)=10^{-5}$; 4 – $\bar{a}/\lambda=5$, $n(\lambda)$ и $\chi(\lambda)$ [182]; 5 – $\bar{a}/\lambda=5$, $n=2.09$, $\chi(\lambda)=10^{-5}$.

На Рисунке 5.23 иллюстрируются зависимости K_{12}/K_{11} от ориентации плоскости поляризации (угол γ). Из рисунка видно, что поляризационные особенности проявляются ярче, когда электрическая составляющая электромагнитного поля находится в плоскости падения или перпендикулярна ей.

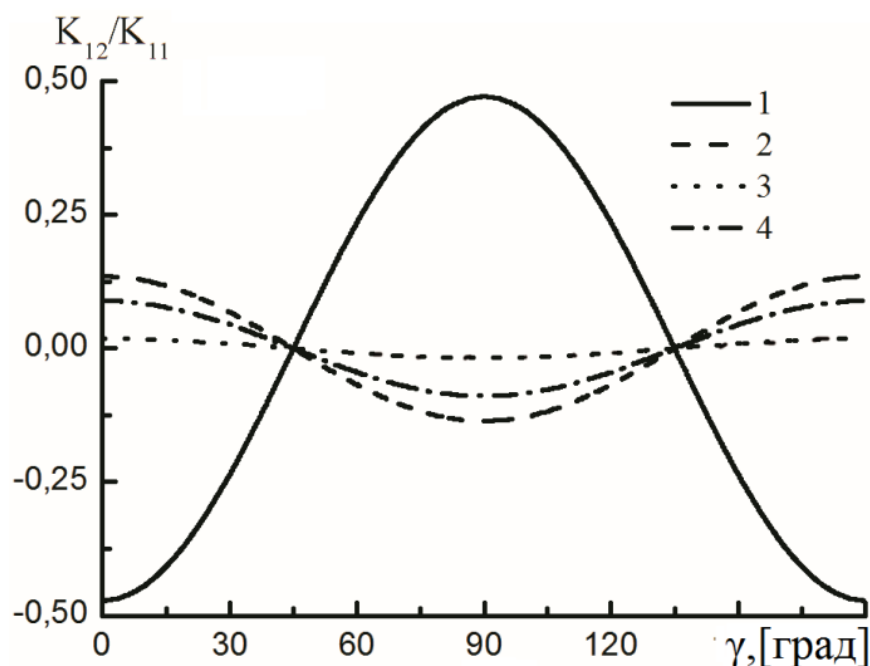


Рисунок 5.23: Зависимость $K_{12}(\gamma)/K_{11}(\gamma)$ при $\beta=66^\circ$, $\bar{a}=100$ мкм, $C=1$ л⁻¹, $\mu=40$, $n=2.09$, $\chi=0$: 1 – $a/d=50$, $\lambda=2.8$ мкм; 2 – $a/d=20$, $\lambda=2.8$ мкм; 3 – $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$, $\lambda=2.8$ мкм; 4 – $d=2.020 \cdot (2 \cdot a)^{0.449}$, $\lambda=12.6$ мкм.

Как отмечалось выше, в природных условиях преимущественно ориентированные системы частиц подвержены некоторым колебаниям относительно их устойчивого положения в пространстве. Рисунок 5.24 иллюстрирует значения $\alpha_{\text{ext}}^{\text{fl}}$ в зависимости от ориентации пластинок в пространстве с учетом их флаттера. Заметим, что для $\beta < 27^\circ$, при увеличении угла флаттера ψ значение $\alpha_{\text{ext}}^{\text{fl}}(\beta, \psi)$ снижается, но для $\beta > 27^\circ$, наоборот, – уменьшается. Флаттер $\psi < 1^\circ$ изменяет значения коэффициента ослабления при $\beta < 40^\circ$ менее, чем на 1 процент. Флаттер оказывает наибольшее влияние на изменение

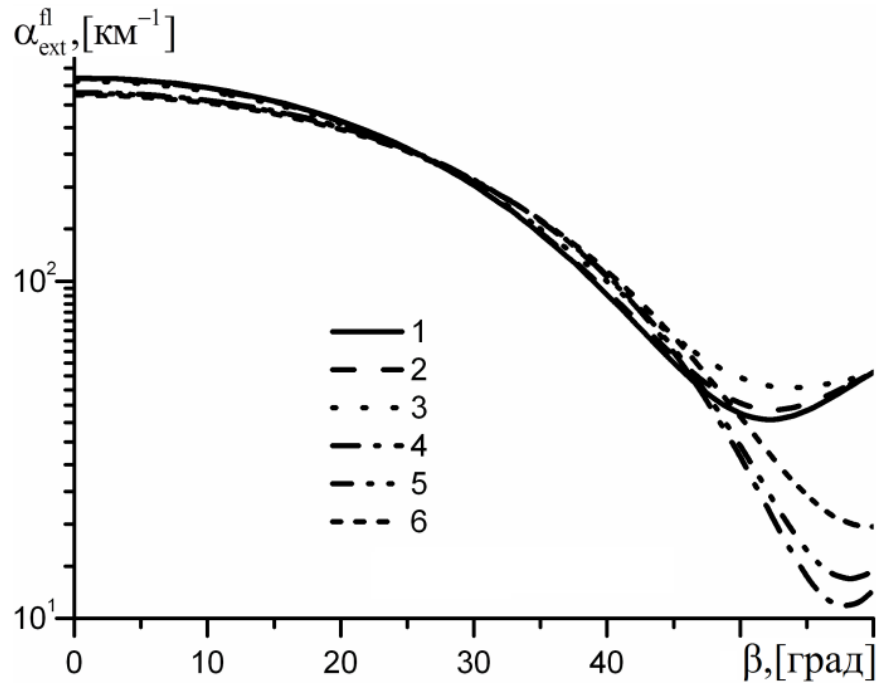


Рисунок 5.24: Зависимость $\alpha_{\text{ext}}^{\text{fl}}(\beta)$ при $I_4/I_1=1$, $I_2=I_3=0$, $\bar{a}=100$ мкм, $\lambda=10.6$ мкм, $C=1$ л⁻¹, $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$: 1 – $\mu=10$, $\psi=0^\circ$; 2 – $\mu=10$, $\psi=5^\circ$; 3 – $\mu=10$, $\psi=10^\circ$; 4 – $\mu=30$, $\psi=0^\circ$; 5 – $\mu=30$, $\psi=5^\circ$; 6 – $\mu=30$, $\psi=10^\circ$.

коэффициента ослабления для относительно большого угла наклона плоскости ориентации частиц. Из Рисунка 5.24 видно, что при разном флаттере наибольшее отличие значений коэффициента ослабления имеет место в точке минимума $\alpha_{\text{ext}}(\beta)$ (см. кривую 4, $\alpha_{\text{ext}}^{\text{fl}}(\beta, \psi=0^\circ)$ на интервале β от 0 до 60° достигает минимума при $\beta=57^\circ$). В точках минимума за счет флаттера увеличивается значение коэффициента ослабления. Это можно увидеть при сравнении значений $\alpha_{\text{ext}}^{\text{fl}}(\beta=57^\circ, \psi=0^\circ) \approx 10$ км⁻¹ (см. кривую 4) и $\alpha_{\text{ext}}^{\text{fl}}(\beta=57^\circ, \psi=10^\circ) \approx 30$ км⁻¹ (см. кривую 6).

На Рисунке 5.25 представлены зависимости отношения элементов МЭ с учетом флаттера $K_{12}^{\text{fl}}(\psi)/K_{11}^{\text{fl}}(\psi)$, когда плоскость преимущественной ориентации пластинок в пространстве располагается под углом в 65° по отношению к направлению распространения излучения. При $\psi=0^\circ$ зависимость $K_{12}^{\text{fl}}(\beta)/K_{11}^{\text{fl}}(\beta)$ на интервале β от 55° до 80° (при прочих входных параметрах, указанных на

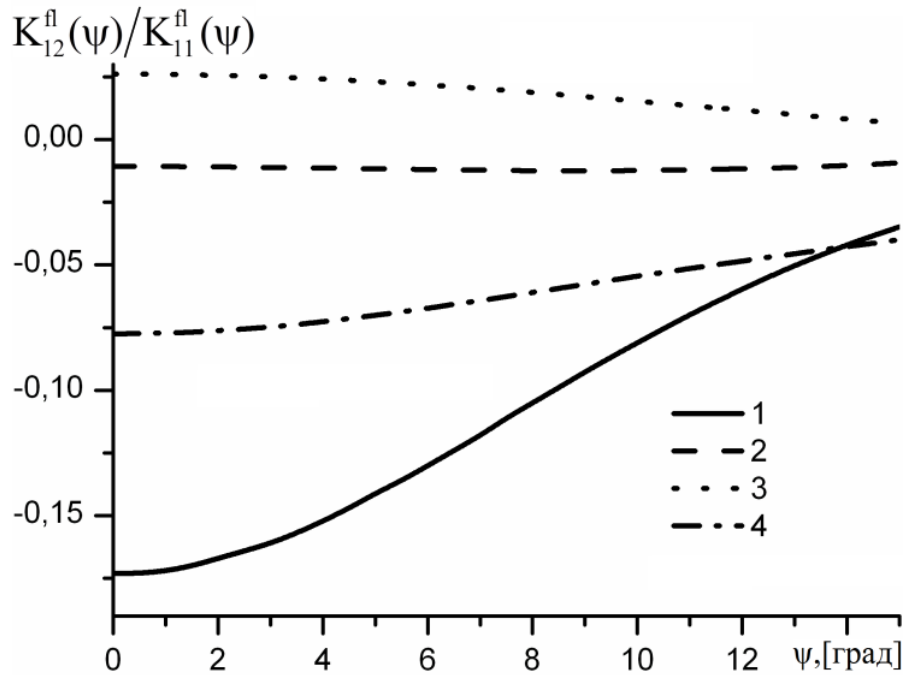


Рисунок 5.25: Зависимости $K_{12}^{fl}(\psi)/K_{11}^{fl}(\psi)$ $\gamma=0$, $C=1 \text{ л}^{-1}$, $\lambda=10.6 \text{ мкм}$, $\bar{a}=125 \text{ мкм}$; $\mu=40$, $n=2$, $\chi=10^{-4}$: 1 – $\beta=65^\circ$; 2 – $\beta=55^\circ$; 3 – $\beta=50^\circ$; 4 – $\beta=70^\circ$.

Рисунке 5.25) в точке $\beta=65^\circ$ имеет минимум. Вблизи этой точки минимума наблюдается наиболее сильное влияние флаттера на зависимость $K_{12}^{fl}(\psi)/K_{11}^{fl}(\psi)$. Из рисунка видно, что увеличение флаттера влечет за собой снижение абсолютного значения поляризационной величины. Если $\psi > 15^\circ$, то второй элемент МЭ составляет не более 4% от первого элемента МЭ. При флаттере $\psi < 10^\circ$ поляризационные величины могут составлять более 10 % от первого элемента МЭ. Итак, флаттер оказывает наиболее существенное влияние на поляризационную характеристику в точках глубокого минимума. В этом случае отрицательное значение поляризационной характеристики увеличивается, а в точках ярко выраженного максимума за счет флаттера происходит снижение положительных значений поляризационных характеристик. Если колебание частиц относительно их устойчивого положения в пространстве составляет примерно 1 – 2 градуса, то влияние флаттера можно считать не существенным даже в точках экстремума.

5.2 Рассеяние излучения в направлении вперед системой пластинок

Для исследования характеристик поля, рассеянного в направлении вперед, используют матрицу рассеяния. Она позволяет оценивать энергетические и поляризационные свойства трансформированного поля в зависимости от характеристик среды и излучения. Задача рассеяния, даже для случая рассеяния в направлении строго вперед, является многопараметровой. Кроме различных микрофизических, оптических и динамических параметров среды, угловых характеристик, определяющих положения рассеивателя, источника и приемника излучения, следует рассмотреть и различное состояние поляризации подающего излучения. Для проведения расчетов дифференциального коэффициента рассеяния в направлении строго вперед и вблизи направления вперед воспользуемся формулой (1.12).

В качестве характеристики рассеяния рассмотрим величину $\alpha_{sca}^b(\beta)/\alpha_{sca}^b(\beta=0)$. Здесь $\alpha_{sca}^b(\beta)$ – коэффициент рассеяния в направлении строго вперед, когда плоскость преимущественной ориентации пластинок находится под углом β относительно направления распространения излучения, $\alpha_{sca}^b(\beta=0)$ – коэффициент рассеяния при $\beta=0^\circ$. На Рисунке 5.26 представлены зависимости $\alpha_{sca}^b(\beta)/\alpha_{sca}^b(\beta=0)$ при различных значениях показателя преломления и длины волны и средних размерах частиц (в том числе при одинаковых размерных параметрах). Из рисунка видно, что особенности рассеяния в направлении вперед (положения минимумов или максимумов, крутизна кривых) связаны с влиянием микрофизических параметров среды и длины волны падающего излучения. Если значение флаттера составляет несколько градусов, то коэффициент рассеяния практически не изменится. Однако, если колебания частиц составляют более 10 градусов, а значение β локализовано в точках экстремума $\alpha_{sca}^b(\beta)/\alpha_{sca}^b(\beta=0)$, то величина коэффициента рассеяния в направлении вперед может как увеличиваться, так и уменьшаться. В точках минимума, особенно, если минимум

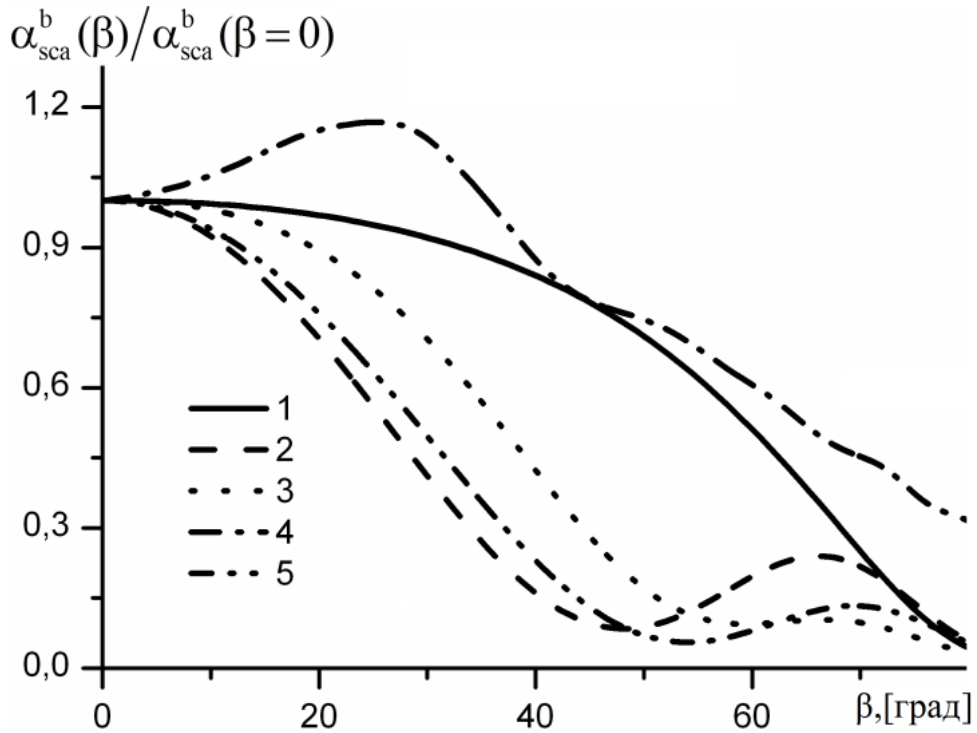


Рисунок 5.26: Зависимости $\alpha_{sca}^b(\beta)/\alpha_{sca}^b(\beta=0)$ при $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $C=1 \text{ л}^{-1}$, $\mu=20$, $\chi=10^{-4}$: 1 – $n=1.1$; $\lambda=10.6 \text{ мкм}$, $\bar{a}=125 \text{ мкм}$; 2 – $n=1.31$, $\lambda=10.6 \text{ мкм}$, $\bar{a}=125 \text{ мкм}$; 3 – $n=1.6$, $\lambda=10.6 \text{ мкм}$, $\bar{a}=125 \text{ мкм}$; 4 – $n=1.31$, $\lambda=0.694 \text{ мкм}$, $\bar{a}/\lambda=10$; 5 – $n=1.31$, $\lambda=10.6 \text{ мкм}$, $\bar{a}/\lambda=10$.

находится в глубоком «овраге», значение коэффициента рассеяния увеличивается за счет флаттера, а в точке максимума, наоборот, уменьшается. Размеры «оврага», где находится минимум функции $\alpha_{sca}^b(\beta)/\alpha_{sca}^b(\beta=0)$, будут определять промежуток флаттера, на котором коэффициент рассеяния возрастает. Подобная тенденция отмечалась при анализе коэффициента ослабления с учетом флаттера (Рисунок 5.24).

На Рисунке 5.27 показаны зависимости $\alpha_{sca}^b(\beta)/\alpha_{sca}^b(\beta=0)$ подобные величинам, иллюстрируемым на Рисунке 5.26, но для ледяных частиц и в случае линейной поляризации падающего излучения. Сравнивая соответствующие

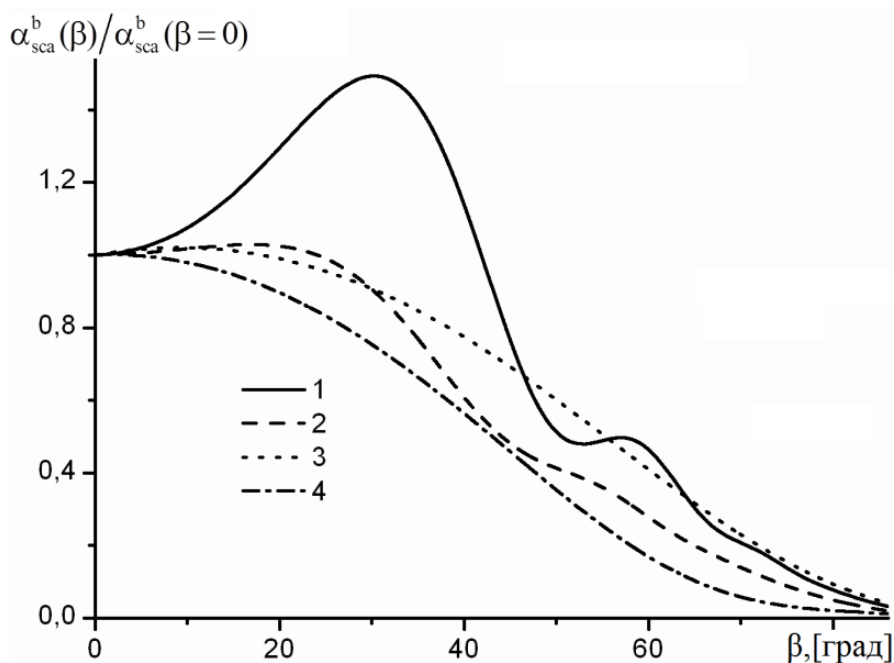


Рисунок 5.27: Зависимость $\alpha_{sca}^b(\beta)/\alpha_{sca}^b(\beta=0)$ при $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $C=1 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=100 \text{ мкм}$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ [182]: 1 – $\lambda=2.5 \text{ мкм}$, $\mu=20$; 2 – $\lambda=2.5 \text{ мкм}$, $\mu=10$; 3 – $\lambda=10.6 \text{ мкм}$, $\mu=20$; 4 – $\lambda=10.6 \text{ мкм}$, $\mu=10$.

кривые Рисунков 5.26 и 5.27, видим их сходный характер, однако различие в значениях входных параметров вносят свои коррективы.

На Рисунке 5.28 показаны значения $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta)/\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta=0)$, полученные в случае малоуглового рассеяния вблизи направления вперед. Величина $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta)$ есть коэффициент рассеяния, когда плоскость ориентации частиц располагается под углом β относительно направления распространения излучения, а линия приема трансформированного излучения смещена от направления вперед на угол ϑ . Очевидно, если $\vartheta=0^\circ$, то направление приема совпадает с направлением рассеяния строго вперед. Исходя из общих закономерностей рассеяния вблизи направления вперед, можно выделить 2 области изменения ϑ : 1) от 0° до 0.1° и 2) от 0.1 до 4° . В процессе изменения ϑ на долю градуса ($<0.1^\circ$) или резко снижаются или резко возрастают значения $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta)/\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta=0)$. Убывание или возрастание

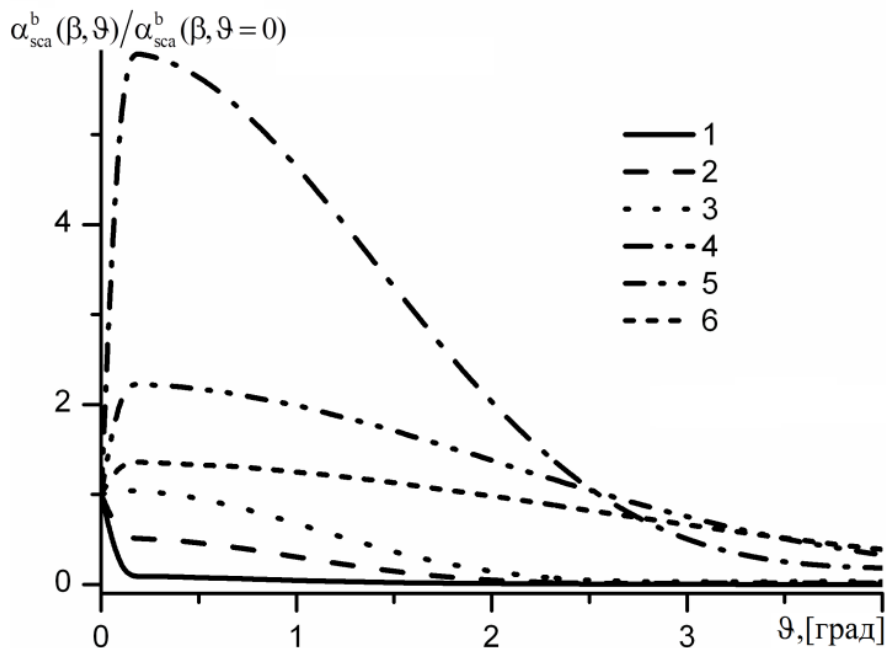


Рисунок 5.28: Зависимости $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta) / \alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta = 0)$ при $I_2/I_1=1$, $I_3=I_4=0$, $\gamma=0$, $C=1 \text{ л}^{-1}$, $n=1.31$, $\mu=20$, $\chi=10^{-4}$, $\lambda=10.6 \text{ мкм}$, $\bar{a}=125 \text{ мкм}$: 1 – $\beta=0^\circ$; 2 – $\beta=30^\circ$; 3 – $\beta=35^\circ$; 4 – $\beta=48^\circ$; 5 – $\beta=61^\circ$; 6 – $\beta=66^\circ$.

величин $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta) / \alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta = 0)$ зависит от локализации максимума или минимума $\alpha_{sca}^b(\beta) / \alpha_{sca}^b(\beta = 0)$ (см. Рисунок 5.26). Так, на участке ϑ от 0° до примерно 0.1° (кривая 1 Рисунка 5.28) значение $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta) / \alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta = 0)$ уменьшается на порядок. Кривая 6 Рисунка 5.28, рассчитанная для $\beta=48^\circ$, на этом участке ϑ возрастает от 1 до примерно 6 (в точке $\beta=48^\circ$ находится минимум $\alpha_{sca}^b(\beta) / \alpha_{sca}^b(\beta = 0)$). Из Рисунка 5.28 видно, что крутизна кривой однозначно связана с пространственной ориентацией частиц. На втором участке изменения ϑ (от 0.1° до нескольких градусов) характер зависимости $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta) / \alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta = 0)$ резко меняется. Чем острее были пики $\alpha_{sca}^b(\beta) / \alpha_{sca}^b(\beta = 0)$, тем более пологими становятся их склоны на 2-ом участке. С другой стороны, если резко возрастает зависимость $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta) / \alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta = 0)$ на первом участке, то на втором участке склоны ее более крутые. Заметим, что кривые на втором участке, для которых величина β

определяет равное удаление от точки минимума (или максимума) $\alpha_{sca}^b(\beta)/\alpha_{sca}^b(\beta=0)$, являются параллельными линиями. При $\vartheta > 4^\circ$ кривые $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta)/\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta=0)$ становятся практически горизонтальными линиями. Вычисления показали, что характеристика $\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta)/\alpha_{sca}^b(\beta, \vartheta=0)$ практически не меняется, если величина флаттера составляет несколько градусов. Показанные выше особенности рассеяния вблизи направления вперед можно использовать для определения пространственной ориентации плоских кристаллов.

5.3. Коэффициент ослабления для сферических частиц

Для изучения особенностей ослабления лучистой энергии следует рассматривать модель среды, адекватной исследуемому образованию. Для частиц объемных форм, близких к сферической, теория Ми вполне удовлетворительно описывает множество эффектов, связанных с прохождением излучения через среду. Для учета несферичности частиц, хаотически ориентированных в пространстве, может быть использована концепция эквивалентных объемов частицы и соответствующего шара с последующим применением коррекционного коэффициента и решения Ми. В настоящее время интерпретация данных зондирования строится на более известных моделях, в частности на моделях сферических и хаотически ориентированных кристаллов. Так, на основе экспериментальных исследований установлено, что для ослабления излучения, прошедшего через перистые облака, отмечается спектральная зависимость [149, 150], и это связывают с присутствием в облаке мелких частиц. В разделе 5.1 нами показано, что зависимость ослабления от длины волны можно объяснить и наличием в рассеивающем объеме крупных ориентированных кристаллов. В этом разделе рассмотрим особенности ослабления оптического излучения мелкими частицами. Это позволит провести сравнительный анализ вклада

крупнодисперсной и мелкодисперсной фракций кристаллического аэрозоля в спектральную зависимость коэффициента ослабления.

Проведем численное исследование коэффициента ослабления для мелких ледяных кристаллов. Заметим, что в натуральных условиях атмосферы это будут в своем большинстве кристаллы объемных форм. Известно, что в силу своих аэродинамических свойств такие частицы будут хаотически ориентированы в пространстве. При рассмотрении ансамбля ледяных кристаллов необходимо провести усреднение характеристик светорассеяния отдельной частицы по размерам и совокупности ориентаций. Очевидно, что в этом случае существенно сглаживаются особенности рассеяния, обусловленные структурой того или иного кристалла. Поэтому в качестве обобщенной модели полидисперсной среды, состоящей из хаотически ориентированных кристаллов произвольных форм, рассмотрим совокупность сферических частиц. Для проведения численных расчетов коэффициента ослабления воспользуемся выражением (1.10).

Сечение ослабления для сферических частиц определялось по известной формуле (4.5). В качестве функции $N(a)$ выбрано модифицированное гамма-распределение (1.3). Для расчета коэффициента ослабления входными параметрами являлись: концентрация частиц C в единице объема, параметры распределения частиц по размерам a_m и μ , через которые определялся средний радиус сферы \bar{a} . При расчете $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ учитывалась зависимость вещественной (n) и мнимой (χ) частей комплексного показателя преломления \tilde{n} от длины волны λ падающего излучения для случая частиц чистого льда.

Проведем анализ результатов расчета коэффициента ослабления, полученных на основе выражения (5.2). На Рисунках 5.29 – 5.31 представлены спектральные зависимости $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ в диапазоне от 0.5 до 15 мкм длин волн для различных средних размеров частиц, но при одной и той же концентрации $C=100 \text{ л}^{-1}$. Отметим, что для кристаллов с большими размерами существует лишь слабая зависимость α_{ext} от длины волны (см. Рисунок 5.29). В диапазоне от 0.5 мкм до 3.0

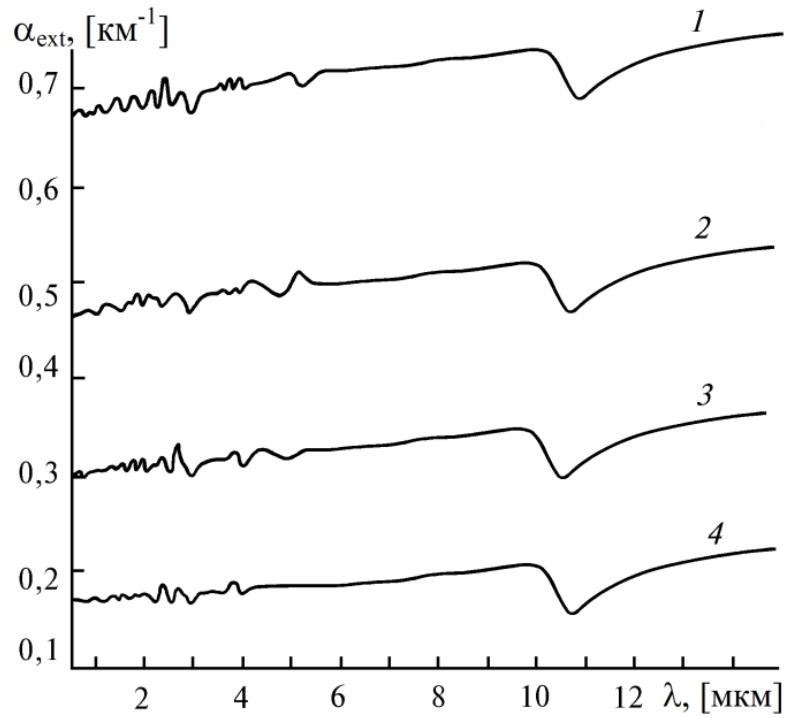


Рисунок 5.29: Коэффициент ослабления для ледяных частиц сферической формы в зависимости от длины волны λ , $C=100 \text{ л}^{-1}$, $\mu=5$: 1 – $\bar{a}=30 \text{ мкм}$; 2 – $\bar{a}=25 \text{ мкм}$; 3 – $\bar{a}=20 \text{ мкм}$; 4 – $\bar{a}=15 \text{ мкм}$.

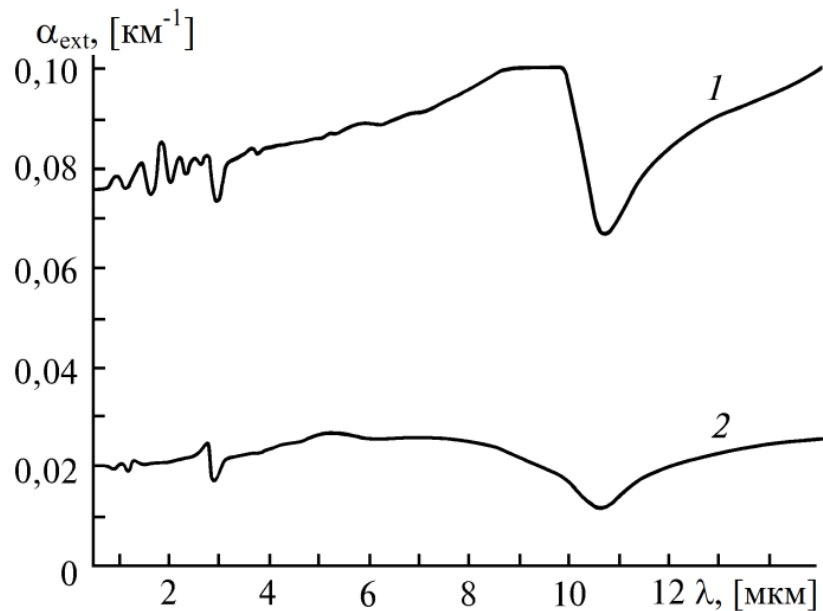


Рисунок 5.30: Коэффициент ослабления для ледяных сфер в зависимости от длины волны λ : $C=100 \text{ л}^{-1}$, $\mu=5$: 1 – $\bar{a}=10 \text{ мкм}$; 2 – $\bar{a}=5 \text{ мкм}$.

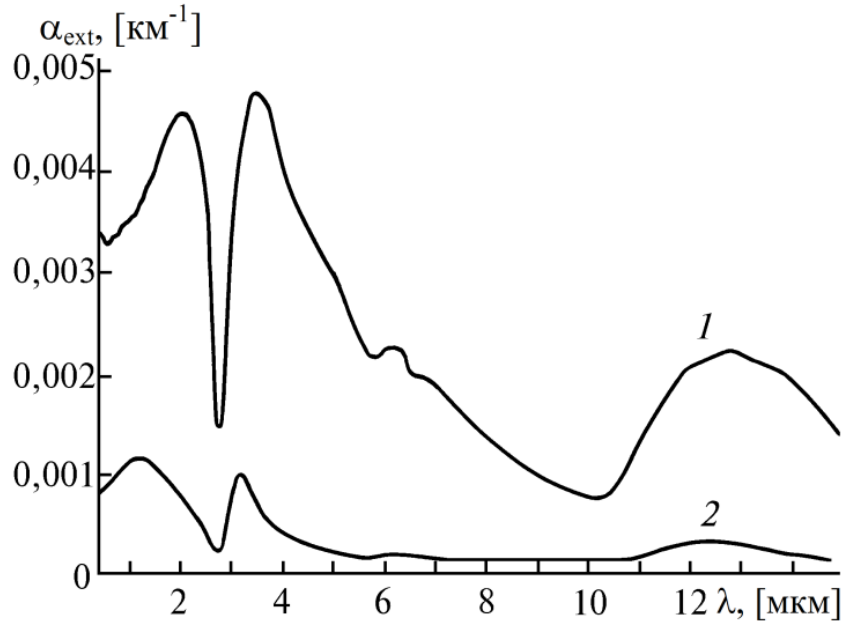


Рисунок 5.31: Коэффициент ослабления для ледяных сфер в зависимости от длины волны λ : $C=100 \text{ л}^{-1}$, $\mu=5$: 1 – $\bar{a}=2 \text{ мкм}$; 2 – $\bar{a}=1 \text{ мкм}$.

мкм на кривой $\alpha(\lambda)$ наблюдается «рябь» (см. Рисунки 5.29 и 5.30), а в интервале от 10.0 мкм до 11.0 мкм – «пичок». Такие особенности $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ связаны с характерными «изломами» в зависимости от показателя $\bar{n}(\lambda)$ (см. Рисунок 1.1). Для более мелких кристаллов при прочих равных условиях наблюдается значительная спектральная зависимость ослабления (см. Рисунки 5.30 и 5.31).

На Рисунках 5.32 (а), 5.32 (б) и Рисунке 5.33 показаны значения $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$, полученные при различных средних радиусах частиц (на Рисунке 5.32 (а): $\bar{a}=1 \text{ мкм}$, на Рисунке 5.32 (б): $\bar{a}=5 \text{ мкм}$, на Рисунке 5.33: $\bar{a}=10 \text{ мкм}$) и различных значениях параметра μ , характеризующих разброс частиц по размерам. Результаты расчета $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$, иллюстрируемые кривой 1, получены с использованием формулы (1.8), кривые 2 и 3 – с использованием (1.10). На Рисунках 5.32 (а) и 5.32 (б) для относительно мелких частиц мы наблюдаем ярко выраженную спектральную зависимость. Ее особенности обусловлены значениями показателя преломления и соотношениями величин \bar{a} и λ . Следует заметить, что изменения ослабления от длины волны падающего излучения

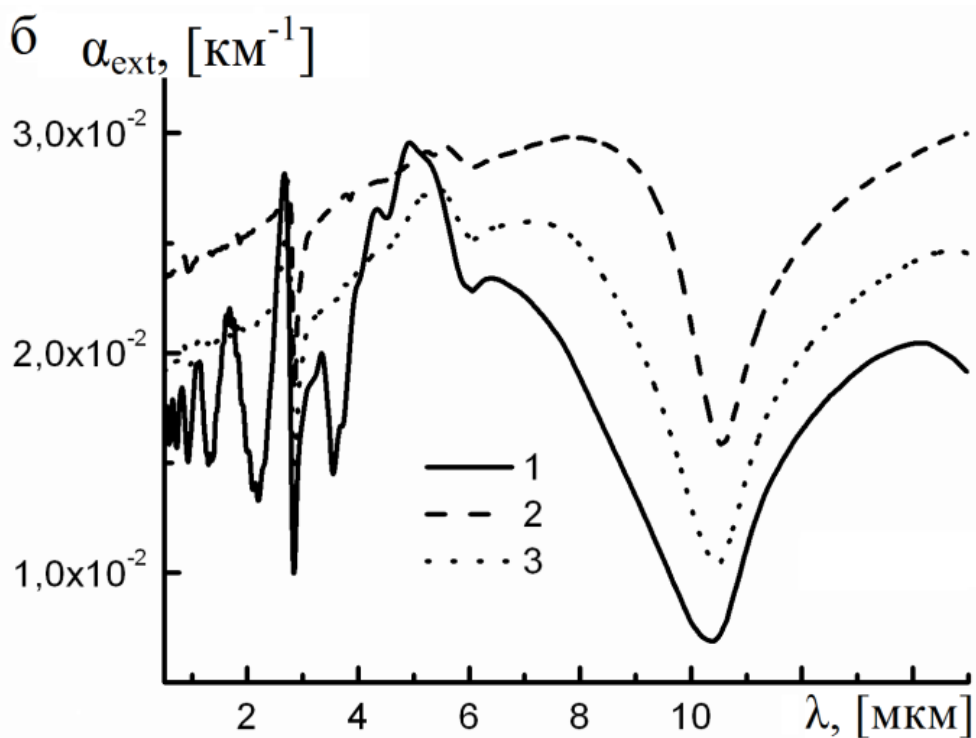
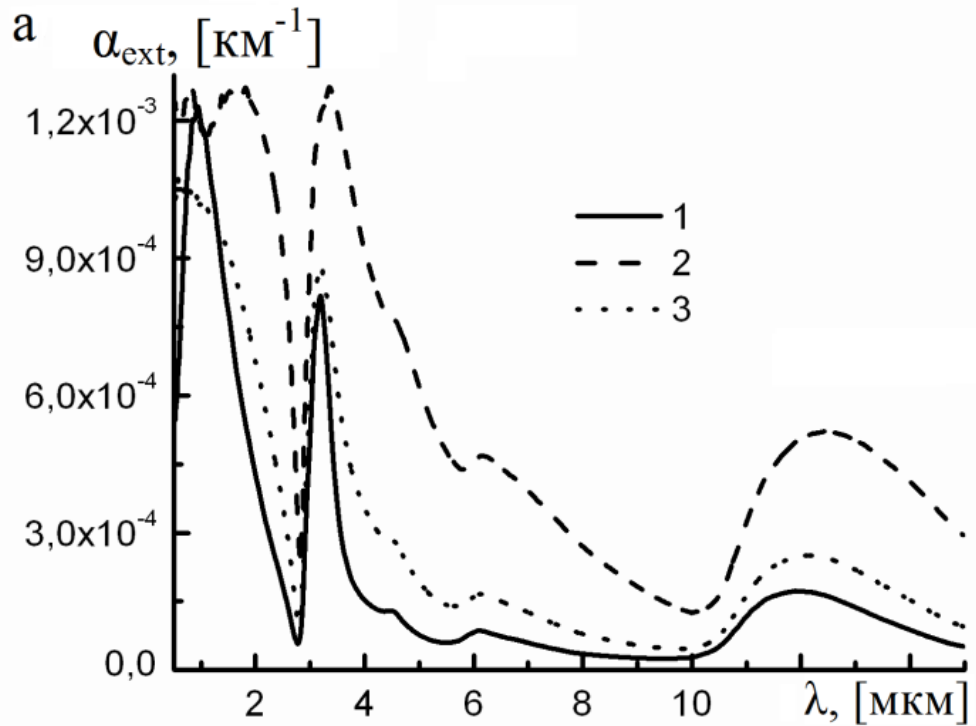


Рисунок 5.32: Коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ (чистый лед) [182], $C=100 \text{ г}^{-1}$: 1 – $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (рассчитанный по (1.8)); 2 – $\mu=1$, $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (рассчитанный по (1.10)); 3 – $\mu=5$, $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (рассчитанный по (1.10)). (а) $\bar{a}=1 \text{ мкм}$, (б) $\bar{a}=5 \text{ мкм}$.

являются относительно большими лишь на фоне того порядка, в пределах которого осциллирует $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. Для более крупных частиц $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (см. Рисунок 5.33) (по отношению к иллюстрируемым на Рисунках 5.32 (а) и 5.32 (б)) спектральный ход $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ является более сглаженным. Взаимное расположение кривых 1–3 Рисунков 5.32 и 5.33 отражает влияние параметров распределения частиц по размерам на спектральную зависимость коэффициента ослабления. При большой дисперсии размеров частиц (т.е. при меньшем значении параметра μ) и при значении \bar{a} меньшем, чем λ (при прочих равных условиях), величины $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ больше (см. Рисунки 5.32 (а) и 5.32 (б)). При малой дисперсии размеров частиц (т.е. при большем значении параметра μ) и при $\bar{a} > \lambda$ (при прочих равных условиях) величины $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ также больше (см. Рисунок 5.33).

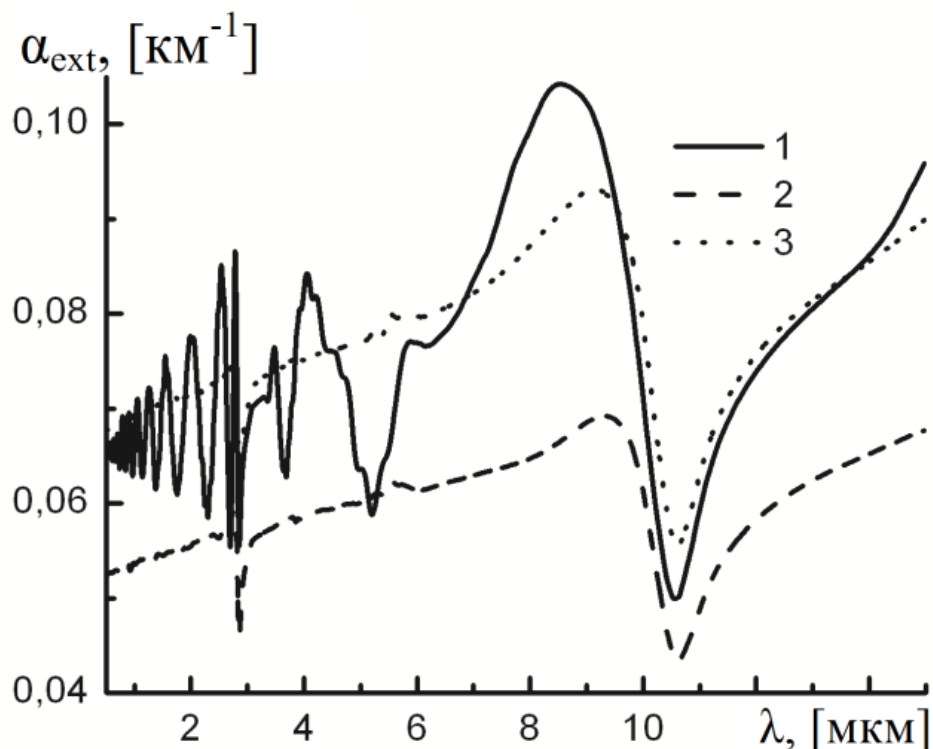


Рисунок 5.33: Коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ [182], $\bar{a}=10$ мкм, $C=100$ л⁻¹: 1 – $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (рассчитанный по (1.8)); 2 – $\mu=1$, $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (рассчитанный по (1.10)); 3 – $\mu=5$, $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (рассчитанный по (1.10)).

Итак, рассмотрели ослабление как совокупный результат рассеяния и поглощения частицами среды. На основе анализа результатов расчета ослабления установлено существенное влияние параметров распределения частиц по размерам на спектральный ход экстинкции при учете взаимосвязи между длиной волны и оптическими свойствами вещества частиц. При этом рассмотрены различные средние радиусы частиц и учтены весовые различия рассеивателей с разными размерами в единице объема. По результатам численного исследования можно заключить, что при моделировании ослабления излучения полидисперсной средой следует учитывать функцию распределения частиц по размерам, как важный фактор влияния на оптические характеристики.

Выводы к главе 5

Среди всех атмосферных кристаллов, которые представляют интерес в точки зрения спектральной зависимости ослабления лучистой энергии, выделяются крупные преимущественно ориентированные кристаллы с плоскопараллельными гранями и мелкие соизмеримые с длиной волны падающего излучения частицы. Зависимость ослабления от длины волны оптического диапазона может быть объяснена присутствием мелких частиц (при отличии средних величин радиусов на порядок) только в том случае, если их концентрация на несколько порядков (примерно на 6 порядков) превышает концентрацию преимущественно ориентированных крупных пластинок.

Показана специфика влияния микрофизических, оптических и ориентационных свойств облачных кристаллов на ослабления оптического излучения. Установлены параметры частиц и излучения для возникновения спектрального хода характеристик ослабления в видимом, ближнем и среднем ИК диапазонах длин волн. Высокочастотная зависимость сечения (или фактора) ослабления в видимом и ближнем ИК-диапазонах обеспечивает нейтральный ход

коэффициента ослабления в случае большого разброса частиц по размерам (близкого к равномерному распределению по размерам). В ИК-диапазоне длин волн наблюдается спектральный ход коэффициента ослабления. Различия в значениях ослабления при одинаковых размерных параметрах обеспечиваются различным влиянием длины волны и толщины кристаллов на формирование рефракционного поля. Меньшая скорость изменения показателя преломления по отношению к скорости изменения длины волны обуславливает более выраженный рельеф этой оптической характеристики. Те или иные средние размеры кристаллов обеспечивают отличительные черты поведения коэффициента ослабления. Его спектральный ход обогащается ярко выраженными особенностями при снижении разброса по размерам частиц и при уменьшении значения показателя поглощения χ .

Установлено, что для совокупности преимущественно ориентированных пластинчатых кристаллов среди всех элементов матрицы экстинкции наиболее информативными являются K_{11} , K_{12} и K_{34} . Поляризационные свойства ослабления для этих частиц в большей степени проявляются в случае большого угла наклона плоскости преимущественной ориентации пластинок ($\beta > 40^\circ$), при малом разбросе частиц по размерам (параметр модифицированного гамма-распределения $\mu > 10$) и малом поглощении ($\chi < 10^{-2}$). При определенном сочетании физических характеристик пластинок поляризационный эффект ослабления может составлять несколько десятков процентов для длины волны ИК диапазона. Более устойчивые выраженные особенности энергетических и поляризационных характеристик ослабления наблюдаются в среднем ИК диапазоне длин волн даже при существенном поглощении излучения частицами.

Значения дифференциального коэффициента рассеяния в направлении вперед существенно зависят от микрофизических, оптических и ориентационных параметров среды. Наибольшие различия в закономерностях рассеяния от физических параметров среды наблюдаются при наклонном расположении частиц относительно направления распространения излучения. Малоугловое смещение

приема излучения (примерно $\vartheta < 0.1^\circ$) от направления строго вперед в зависимости от ориентации пластинок относительно направления падения излучения может приводить как к увеличению (при β примерно больше 40°), так и к снижению (при β примерно меньше 40°) значений дифференциального коэффициента рассеяния. Эту особенность рассеяния можно однозначно связать с пространственной ориентацией частиц.

Механизм влияния флаттера на ослабление и коэффициент рассеяния в направлении вперед одинаковый. Флаттер оказывает наиболее существенное воздействие на указанные оптические характеристики в точках их глубокого минимума. В этом случае их значения увеличиваются, а в точках ярко выраженного максимума за счет флаттера происходит снижение их значений. Если колебание частиц относительно их устойчивого положения в пространстве составляет несколько градусов, то влияние флаттера можно считать несущественным даже в точках экстремума.

Глава 6

Параметризованные характеристики однократного рассеяния для простейших моделей полидисперсной среды

Определение характеристик однократного рассеяния, среди которых коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения являются базовыми, связано с решением многих задач оптики атмосферы и астрофизики. Моделирование процесса прохождения оптического излучения через различные полидисперсные среды связано с выполнением трудоемких расчетов характеристик однократного рассеяния. Каждый коэффициент является интегралом, подынтегральная функция которого содержит в качестве сомножителя соответствующее сечение излучения частицей той или иной формы. Их незначительная часть выражается простыми соотношениями. Для большинства облачных кристаллов коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения могут быть определены только численно. Тем не менее, существует близкая к реальности модель полидисперсной среды, для которой возможно провести необходимое интегрирование в аналитическом виде.

Рассмотрим характеристики ослабления и поглощения для случая, когда направление распространения волны совпадает с нормалью к плоскости ориентации пластинок. Такая постановка задачи дает возможность наиболее просто выявить общие закономерности взаимодействия волны с системой ориентированных ледяных пластинок. В этом случае удастся получить аппроксимационные алгебраические формулы для коэффициентов ослабления и поглощения. Этому вопросу и посвящена шестая глава. Она основана на публикациях [A1, A7, A9, A34, A41, A49, A64, A68, A87, A89].

6.1 Аналитические выражения для расчета характеристик однократного рассеяния пластинками

6.1.1 Коэффициент ослабления для горизонтально ориентированных пластинок

В качестве модели рассмотрим совокупность круглых горизонтально ориентированных пластинок. Каждая пластинка характеризуется двумя линейными размерами: радиусом a и толщиной d . Как отмечено выше, между линейными размерами пластинчатого кристалла существует функциональная связь $d=f(a)$. Для определенности используем здесь $d=2.020 \cdot (2a)^{0.449}$. Коэффициент ослабления оптического излучения совокупностью кристаллов определяется соотношением (1.10). Сечение ослабления S_{ext} в общем случае зависит от состояния поляризации падающего излучения (4.6). Однако при нормальном падении волны на пластинку оно определяется более простым соотношением, которое имеет следующий вид:

$$S_{\text{ext}}(a, d, \lambda) = 2\pi a^2 (1 - \text{Re}(S_e)), \quad (6.1)$$

где

$$S_e = t_e \sum_{j=1}^{\infty} \exp(i\delta_j) r_e^{j-1}, \quad (6.2)$$

$$t_e = 4\tilde{n} / (\tilde{n} + 1)^2, \quad r_e = (\tilde{n} - 1)^2 / (\tilde{n} + 1)^2, \quad \delta_j = kd \left[(2j - 1)\tilde{n} - 1 \right],$$

здесь δ_j – разность фазовых набегов лучей j -го рефракционного пучка и лучей невозмущенной части фронта падающей волны, $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, \tilde{n} – комплексный показатель преломления. Пусть в (1.10) границами интегрирования

являются $a_{\min}=0$ и $a_{\max}=\infty$, тогда соотношение (1.10) с учетом (6.1) можно представить в виде двух слагаемых, т.е.

$$\alpha_{\text{ext}}=\alpha_1-\alpha_2, \quad (6.3)$$

где

$$\alpha_1 = \int_0^{\infty} 2\pi a^2 N(a) da, \quad (6.4)$$

$$\alpha_2 = \text{Re} \int_0^{\infty} 2\pi a^2 N(a) \cdot S_e \Big|_{d=f(a)} da. \quad (6.5)$$

Для ледяных кристаллов зачастую функция распределения $N(a)$ является одномодальной и удовлетворительно аппроксимируется модифицированным гамма-распределением (1.3) с параметрами a_m , μ и C . Определим интеграл (6.4), учитывая соотношение (1.3). В результате имеем

$$\alpha_1 = 2\pi C \frac{\mu+2}{\mu} \cdot \frac{\mu+1}{\mu} a_m^2 \equiv D. \quad (6.6)$$

Получим аналитическое выражение для α_2 , предварительно приведя его к виду

$$\alpha_2 = \text{Re} \int_0^{\infty} S_e \cdot 2\pi \{a^2 N(a)\}_{a=F(d)} F'(d) dd, \quad (6.7)$$

где $a=F(d)$ – обратная функция для $d=f(a)$, $F'(d)$ – производная от F по d , Заметим, что S_e зависит только от толщины пластинки d . Введем обозначение

$$2\pi \{a^2 \cdot N(a)\}_{a=F(d)} \cdot F'(d) = \tilde{N}(d).$$

Тогда для α_2 имеем

$$\alpha_2 = \operatorname{Re} \int_0^{\infty} S_e \cdot \tilde{N}(d) dd . \quad (6.8)$$

Функция $\tilde{N}(d)$ отличается от модифицированного гамма-распределения, хотя и имеет один максимум. Чтобы провести интегрирование в соотношении (6.8) в аналитическом виде, заменим $\tilde{N}(d)$ на некоторую функцию $N(d)$. Новая функция $N(d)$ должна наилучшим образом аппроксимировать $\tilde{N}(d)$ на всем интервале интегрирования, т.е. величина

$$\rho = \frac{\sqrt{\sum_{l=1}^n (\tilde{N}(d_l) - N(d_l))^2}}{n} \quad (6.9)$$

должна быть минимальной. Кроме того, для функции $N(d)$ должно выполняться условие нормировки

$$\int_0^{\infty} N(d) dd = \int_0^{\infty} \tilde{N}(d) dd = \int_0^{\infty} 2\pi a^2 N(a) da \equiv D. \quad (6.10)$$

И наконец, новая функция $N(d)$ должна быть такой, чтобы стало возможным аналитическое определение интеграла в (6.8). Будем искать ее в виде

$$N(d) = D / G(x_1 + 1) / x_2 \cdot (d / x_2)^{x_1} \cdot \exp(-d / x_2) \quad (6.11)$$

где x_1 , x_2 – некоторые константы, определяемые при минимизации ρ . Заметим, что x_1 является безразмерной величиной, а x_2 определяется в микрометрах (как толщина и радиус пластинки).

Проинтегрировав соотношение (6.8) с учетом (6.2), имеем

$$\alpha_2 \approx D \cdot \operatorname{Re}(t_e \cdot P), \quad (6.12)$$

где

$$P = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{r_e^{j-1}}{(1 + (2j-1)\chi \cdot k x_2 - i[(2j-1)n-1]k x_2)^{x_1+1}}. \quad (6.13)$$

Подставляя (6.12) и (6.6) в соотношение (6.3), окончательно получим для коэффициента ослабления

$$\alpha_{\text{ext}} \approx D(1 - \text{Re}(t_e \cdot P)). \quad (6.14)$$

В Таблице 6.1 приведены параметры x_1 , x_2 , полученные при минимизации величины ρ методом конфигураций. Эти величины находятся во

a_m , МКМ	μ					
	1	2	3	4	5	6
100	17.17	22.12	27.08	32.04	37.02	41.98
	2.20	1.41	1.05	0.84	0.70	0.60
200	17.17	22.12	27.08	32.05	37.02	41.99
	3.01	1.92	1.43	1.15	0.96	0.82
300	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.99
	3.61	2.30	1.72	1.38	1.15	0.99
400	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.99
	4.10	2.62	1.95	1.57	1.31	1.13
500	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.99
	4.54	2.89	2.16	1.73	1.45	1.25
600	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.98
	4.92	3.14	2.35	1.88	1.57	1.35
700	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.98
	5.28	3.37	2.51	2.01	1.68	1.44

Таблица 6.1: Константы x_1 (верхняя строка), x_2 (нижняя строка), определяемые из (6.11) при минимизации (6.9) методом конфигураций для $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$.

взаимно-однозначном соответствии с задаваемыми параметрами μ , a_m . Подставляя различные пары значений x_1 и x_2 из Таблицы 6.1 в соотношение (6.13) и анализируя его, нетрудно убедиться, что для видимой части оптического диапазона все слагаемые в P обращаются в нуль и коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}}=D$ имеет нейтральный ход по λ . Из соотношения (6.13) следует, что с увеличением длины волны величина P очень слабо возрастает, оставаясь достаточно малой. Однако в ИК-диапазоне ее уже нельзя считать близкой к нулю. И в этом случае величина P определяется только первым слагаемым, по сравнению с которым остальные слагаемые стремятся к нулю. А это означает, что в данной части диапазона можно не учитывать внутренние отражения электромагнитного поля в кристалле. В результате в ИК-диапазоне коэффициент ослабления связан с параметрами исследуемой здесь модели полидисперсной среды следующим элементарным соотношением

$$\alpha_{\text{ext}} \approx D \left\{ 1 - \operatorname{Re} \left[t_e / (1 + \chi \cdot k x_2 - i(n-1)k x_2)^{x_1+1} \right] \right\} \equiv \tilde{\alpha}. \quad (6.15)$$

Нетрудно убедиться, что из (6.15) вытекает и предельный случай: при $n=1$, $\chi=0$ коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}} = \tilde{\alpha} \equiv 0$.

В Таблице 6.2 для различных длин волн ИК-диапазона приведены коэффициенты ослабления α_{ext} и $\tilde{\alpha}$, вычисленные по формулам (1.10) и (6.15) соответственно. Причем для соотношения (1.10) проводилось численное интегрирование. Из анализа Таблицы 6.2 следует, что погрешность в определении коэффициента ослабления по формуле (6.15) не превышает 2.5%. Заметим, что численное интегрирование быстро осциллирующих функций на большом интервале является достаточно трудоемкой вычислительной задачей. Поэтому полученное выражение (6.15) для коэффициента ослабления является не только простым для анализа, но и дает существенный выигрыш при его численной реализации.

C=1 л ⁻¹ , μ=4, a _m =400 мкм			
λ	α _{ext}	$\bar{\alpha}$	(α _{ext} - $\bar{\alpha}$)/α _{ext} ·100%
9	1.901·10 ⁶	1.944·10 ⁶	-2.24
9.1	1.937·10 ⁶	1.98·10 ⁶	-2.2
9.2	1.974·10 ⁶	2.017·10 ⁶	-2.12
9.3	2.013·10 ⁶	2.054·10 ⁶	-2
9.4	2.052·10 ⁶	2.09·10 ⁶	-1.86
9.5	2.091·10 ⁶	2.126·10 ⁶	-1.7
9.6	2.129·10 ⁶	2.161·10 ⁶	-1.53
9.7	2.165·10 ⁶	2.194·10 ⁶	-1.35
9.8	2.2·10 ⁶	2.226·10 ⁶	-1.17
9.9	2.233·10 ⁶	2.255·10 ⁶	-0.99
10	2.263·10 ⁶	2.281·10 ⁶	-0.82
10.1	2.29·10 ⁶	2.305·10 ⁶	-0.64
10.2	2.314·10 ⁶	2.325·10 ⁶	-0.47
10.3	2.335·10 ⁶	2.342·10 ⁶	-0.31
10.4	2.353·10 ⁶	2.356·10 ⁶	-0.15
10.5	2.367·10 ⁶	2.367·10 ⁶	0
10.6	2.377·10 ⁶	2.374·10 ⁶	0.14
10.7	2.383·10 ⁶	2.377·10 ⁶	0.27
10.8	2.386·10 ⁶	2.377·10 ⁶	0.39
10.9	2.385·10 ⁶	2.373·10 ⁶	0.5
11	2.38·10 ⁶	2.365·10 ⁶	0.6
11.5	2.3·10 ⁶	2.279·10 ⁶	0.92

Таблица 6.2: Величины коэффициента ослабления, получаемой в точных вычислениях и на основе его аналитического приближения при $n=1.31$, $\chi=10^{-4}$.

При нормальном падении волны на основание пластинки ($\beta=0^\circ$) сечение ослабления не зависит от состояния поляризации падающего поля. Кроме того, при изменении угла падения волны на пластинку от 0 до $7-10^\circ$ величина сечения ослабления изменяется незначительно. Поэтому формула (6.15) допускает обобщение на реальный случай преимущественной ориентации пластинчатых кристаллов в полидисперсной среде, в которой каждая пластинка совершает колебательное движение около некоторого положения ее равновесия в воздушном потоке.

Следует отметить, если каждый кристалл рассеивающего объема не имеет плоскопараллельных граней, то $\alpha_{\text{ext}}=D$ (также как при рассмотрении видимого диапазона длин волн). Однако этот случай интерпретируется иначе. Дело в том, что для совокупности кристаллов с плоскопараллельными гранями в видимой части диапазона длин волн происходит полная взаимная компенсация рефракционных пучков. Иными словами, при интегрировании быстро осциллирующей функции вклад в интеграл дает только ее регулярная часть, роль которой в данном случае играет дифракционное поле. Подобная интерпретация дает возможность с единых позиций объяснить и нейтральный ход коэффициента ослабления в видимой части диапазона, и его заметную зависимость от длины волны в ИК-диапазоне. Действительно, в видимой части период осцилляций фактора эффективности ослабления настолько мал, что в его пределах значение функции плотности распределения пластинок по радиусам можно считать постоянным. В результате все отклонения фактора от среднего значения, определяемого дифракционным полем, полностью компенсируются в пределах каждого периода. Ситуация становится иной при переходе в ИК-диапазон. В данном случае период осцилляций многократно увеличивается и становится настолько большим, что в его пределах заметно изменяется функция плотности распределения. В результате в рассеивающем объеме не происходит полной взаимной компенсации рассеянных полей рефракционных пучков. Поэтому в ИК-

диапазоне длин волн всегда существует нескомпенсированная добавка к дифракционному полю, значение которой зависит, в частности, и от длины волны.

С учетом (1.5) формула (6.15) примет вид

$$\alpha_{\text{ext}} = 2\pi \cdot C \cdot D \cdot \bar{a}^2 (\mu + 2) / (\mu + 1) \left\{ 1 - \text{Re} \left[t_e / (1 + \chi \cdot k x_2 - i(n-1)k x_2)^{x_1+1} \right] \right\}. \quad (6.17)$$

Входящие в формулу (6.17) величины x_1 и x_2 зависят только от параметров распределения \bar{a} и μ . Это позволяет для любых допустимых значений \bar{a} и μ заранее вычислить x_1 и x_2 . В Таблице 6.3 представлены расчетные значения x_1 и x_2 , которые соответствуют некоторым реальным параметрам \bar{a} и μ для ледяных пластинок. Заметим, что те промежуточные значения x_1 и x_2 , которые не вошли в таблицу, могут быть получены путем интерполяции.

Анализируя формулу (6.17), нетрудно убедиться, что с ростом χ уменьшается амплитуда «рефракционного» слагаемого. Влияние χ особенно усиливается в окрестностях минимумов функции $n=n(\lambda)$. Минимумы показателя преломления n , соответствующие длинам волн λ , равным 2.9 и 10.9 мкм, интерпретируются как результаты резонансных взаимодействий оптического излучения с кристаллической решеткой льда [182]. Механизм влияния показателя преломления на спектральный ход коэффициента ослабления оказывается следующим. С ростом n не только уменьшается амплитуда «рефракционного» слагаемого, но и периодически меняется его знак. Иными словами, показатель преломления $n(\lambda)$ обеспечивает осциллирующий характер зависимости $\alpha_{\text{ext}}=\alpha_e(\lambda)$.

С ростом среднего радиуса \bar{a} пластинок происходит увеличение значения x_2 , что, в свою очередь, приводит к уменьшению относительной амплитуды осцилляций зависимости $\alpha_{\text{ext}}=\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$. В этом нетрудно убедиться, сравнивая кривые $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ на Рисунках 6.1 и 6.2, построенные соответственно для «мелких» крупных ледяных пластинок. Как и следовало ожидать, для относительно

\bar{a} , МКМ	μ					
	1	2	3	4	5	6
50	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.99
	1.18	0.86	0.68	0.56	0.47	0.41
60	17.17	22.13	27.08	32.04	37.02	41.99
	1.28	0.93	0.73	0.61	0.52	0.45
70	17.17	22.13	27.08	32.04	37.02	41.99
	1.37	1.00	0.79	0.65	0.55	0.48
80	17.17	22.13	27.08	32.05	37.01	41.98
	1.46	1.06	0.83	0.69	0.59	0.51
90	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.99
	1.54	1.12	0.88	0.73	0.62	0.54
100	17.17	22.13	27.08	32.04	37.01	41.99
	1.61	1.17	0.92	0.76	0.65	0.56
150	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.98
	1.93	1.41	1.11	0.91	0.78	0.68
200	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.99
	2.20	2.20	1.60	1.26	1.04	0.77
250	17.17	22.13	27.08	32.05	37.02	41.98
	2.43	1.77	1.39	1.15	0.98	0.85

Таблица 6.3: Значения параметров x_1 (верхняя строка) и x_2 (нижняя строка) для аппроксимационной формулы коэффициента ослабления.

«мелких» пластинок (Рисунок 6.1) кривые имеют более тонкую структуру. Причем каждая из них располагает характерными признаками, по которым можно судить о средних размерах ледяных пластинок. Увеличение длины волны λ эквивалентно уменьшению параметра x_2 . Следовательно, с ростом λ должна

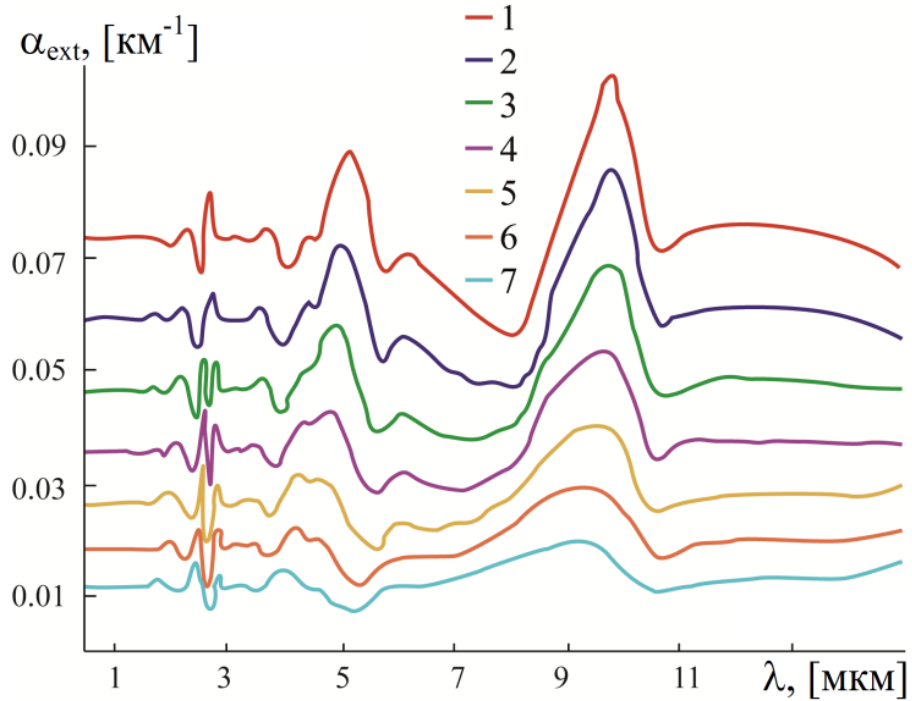


Рисунок 6.1: Коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ для «мелких» ледяных пластинок в зависимости от длины волны при $C=1 \text{ л}^{-1}$, $\mu=5$: 1 – $\bar{a}=100 \text{ мкм}$; 2 – $\bar{a}=90 \text{ мкм}$; 3 – $\bar{a}=80 \text{ мкм}$; 4 – $\bar{a}=70 \text{ мкм}$; 5 – $\bar{a}=50 \text{ мкм}$; 6 – $\bar{a}=50 \text{ мкм}$; 7 – $\bar{a}=40 \text{ мкм}$.

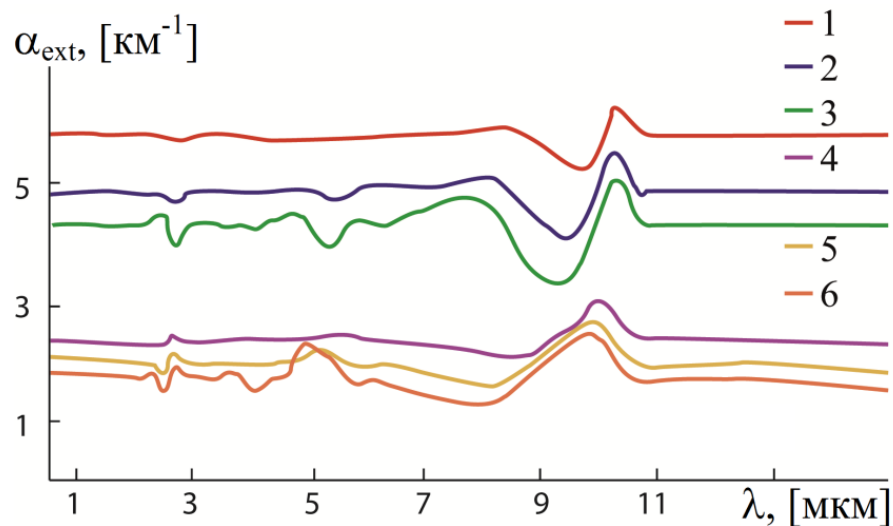


Рисунок 6.2: Коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ для ледяных пластинок в зависимости от длины волны при разных μ : 1 – $\mu=1$, $\bar{a}=250 \text{ мкм}$, $C=10 \text{ л}^{-1}$; 2 – $\mu=3$, $\bar{a}=250 \text{ мкм}$, $C=10 \text{ л}^{-1}$; 3 – $\mu=8$, $\bar{a}=250 \text{ мкм}$, $C=10 \text{ л}^{-1}$; 4 – $\mu=1$, $\bar{a}=100 \text{ мкм}$, $C=25 \text{ л}^{-1}$; 5 – $\mu=3$, $\bar{a}=100 \text{ мкм}$, $C=25 \text{ л}^{-1}$; 6 – $\mu=8$, $\bar{a}=100 \text{ мкм}$, $C=25 \text{ л}^{-1}$.

возрастать и амплитуда осцилляций коэффициента ослабления. В этом нетрудно убедиться, анализируя те же кривые, представленные на Рисунках 6.1 и 6.2. Однако в интервале длин волн от 11 мкм до 15 мкм коэффициент ослабления имеет спектральный ход, близкий к нейтральному. Связано это с опережающим ростом величин $n-1$ и χ по сравнению с длиной волны λ , в результате, амплитуды осцилляций быстро ослабевают.

Для модифицированного гамма-распределения степень локализации размеров ледяных пластинок около средних значений определяется параметром μ . Меньшему μ соответствует более слабое изменение функции плотности распределения, а, следовательно, более полная компенсация рассеянных полей рефракционных пучков. В результате для функции плотности распределения с пологими склонами уменьшаются амплитуды осцилляций на кривой $\alpha_{\text{ext}}=\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$, а также сглаживается ее тонкая структура. В этом можно убедиться, сравнивая спектральный ход кривых $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ на Рисунке 6.3, построенных при разных μ .

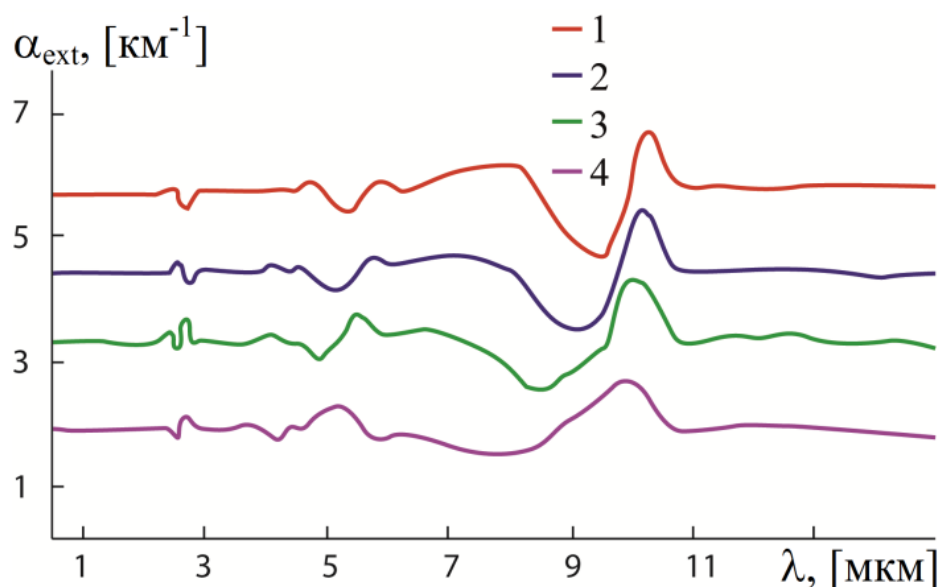


Рисунок 6.3: Коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ для крупных ледяных пластинок в зависимости от длины волны, $\mu=5$: 1 – $C=12.5 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=250 \text{ мкм}$; 2 – $C=15 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=200 \text{ мкм}$; 3 – $C=20 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=150 \text{ мкм}$; 4 – $C=25 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=100 \text{ мкм}$.

Заметим, что для крупных пластинок, размеры которых к тому же слабо локализованы вокруг среднего значения, коэффициент ослабления в ИК-диапазоне, за исключением малых областей, имеет нейтральный ход (кривая 1).

Заметная зависимость коэффициента ослабления от длины волны в ИК-диапазоне является следствием осцилляций фактора эффективности ослабления. Интервал возможных значений фактора для пластинчатых кристаллов составляет $(0, 4)$. Для любой другой формы кристаллов с плоскопараллельными гранями этот интервал существенно меньше. Так, для гексагонального столбика фактор эффективности ослабления осциллирует примерно между значениями 1 и 3 [19]. Причем для подавляющего большинства комбинаций геометрических и оптических параметров гексагонального столбика фактор попадает в интервал значений $(1.3, 2.7)$. Следует также учесть, что если даже гексагональные столбики имеют соосную ориентацию в рассеивающем объеме, то каждый из них может занять любое положение, определяемое вращением столбика вокруг его оси. После частичного усреднения характеристик светорассеяния для таких кристаллов интервал изменения фактора эффективности ослабления станет еще меньше. Вполне понятно, что малая амплитуда осцилляций фактора предопределяет малое изменение коэффициента ослабления в зависимости от длины волны.

Иными словами, для системы кристаллов игольчатой формы спектральный ход коэффициента ослабления должен быть близок к нейтральному даже при условии их полной ориентации. Нейтральность коэффициента ослабления в ИК-диапазоне должна быть и для кристаллов с хаотической ориентацией. Действительно, в силу аэродинамики хаотически ориентированными будут те кристаллы, у каждого из которых минимальный и максимальный размеры незначительно отличаются друг от друга. Для таких частиц фактор эффективности ослабления может иметь только малые отклонения относительно асимптотического значения, равного 2. Причем при полном усреднении по ориентациям эти отклонения взаимно компенсируются. Таким образом, если при

исследования перистых облаков в ИК-диапазоне установлено, что коэффициент ослабления зависит от длины волны, то данная зависимость является, скорее всего, следствием наличия в рассеивающем объеме ориентированных ледяных пластинок.

6.1.2 Коэффициент поглощения для горизонтально ориентированных пластинок

Исследование характеристик трансформированной лучистой энергии, прошедшей через полидисперсную среду, обязывает учитывать не только свойства рассеяния, но и поглощения частицами. Для атмосферных кристаллов этот вопрос особенно актуален в случае взаимодействия инфракрасного излучения. В ИК-диапазоне величины $n-1$ и χ для чистого льда сравнимы между собой, а показатели преломления n и поглощения χ в равной степени влияют на трансформированное излучение. При этом значительная часть интенсивности, изъятой системой ледяных кристаллов из падающего потока в ИК-диапазоне, уходит на поглощение.

Проведем анализ поглощения для случая, когда направление распространения волны совпадает с нормалью к плоскости ориентации пластинок. Подобное рассмотрение данной задачи дает возможность наиболее просто выявить общие закономерности взаимодействия волны с системой ориентированных ледяных пластинок. С другой стороны, именно в этом случае удастся получить аппроксимационные алгебраические формулы для коэффициента поглощения (α_{abs}).

При нормальном падении плоской волны на основание пластинки формула для сечения поглощения, полученная в рамках метода физической оптики, имеет вид [4]:

$$S_{\text{abs}} = 2\pi a^2 (1 - |T_f|^2 - |R_f|^2), \quad (6.18)$$

где T_f и R_f – френелевские коэффициенты передачи и отражения для плоской волны, нормально падающей на полупрозрачный слой, a – радиус пластинки.

В предыдущем разделе 6.1.1 показано, что при определении коэффициента ослабления для системы ледяных пластинок в интервале длин волн от 1 мкм до 15 мкм достаточно учесть электромагнитные поля только тех рефракционных пучков, из которых каждый проходит через толщину пластинки один раз. Очевидно, что тот же вывод можно сделать и при анализе коэффициента поглощения. Поэтому в формуле (6.18) для сечения поглощения можно заранее отбросить слагаемые, которые описывают многократные внутренние отражения электромагнитного поля между основаниями пластинки. В результате (6.18) преобразуется к виду

$$S_{\text{abs}} = \pi a^2 \left(1 - |r_e| - |t_e|^2 \exp(-2k d \chi) \right), \quad (6.19)$$

где d – толщина пластинки, k – волновое число, t_e и r_e – комплексные величины, определяемые соответствующими выражениями из (6.2).

С учетом взаимосвязи размеров толщины пластинки и ее радиуса ($d=f(a)$) и функции распределения частиц по размерам коэффициент поглощения можно записать в виде однократного интеграла (1.11). Пусть функция распределения частиц по размерам $N(a)$ представляет собой модифицированное гамма-распределение (1.3). Интегральное выражение (1.11) приведем к алгебраической форме. В разделе 6.2.1 нами получена алгебраическая формула для коэффициента ослабления α_{ext} (6.15). Для коэффициента поглощения с помощью методики, изложенной в разделе 6.1.1, нетрудно получить совпадающее с (6.15) по

структуре алгебраическое выражение. В результате несложных преобразований имеем

$$\alpha_{\text{abs}} = D_a \left(1 - |r_e| - |t_e|^2 / (1 + 2\chi \cdot k x_2)^{x_1+1} \right), \quad (6.20)$$

$$D_a = \pi \bar{a}^2 C \frac{\mu + 2}{\mu + 1}.$$

Различные значения коэффициентов x_1 и x_2 могут быть найдены из Таблицы 6.3.

Мы провели сравнительный анализ значений коэффициента поглощения α_{abs} , полученных с помощью аппроксимационной формулы (6.20) и интегрального представления (1.11), в котором использовались две формы сечения поглощения (6.18) и (6.19). Напомним, что в (6.19) не учитываются высшие кратности внутренних отражений, и данная форма сечения поглощения лежит в основе аппроксимационной формулы (6.20) для коэффициента поглощения. Установлено, что вычисленные по разным формулам значения коэффициента α_{abs} , соответствующие одной и той же длине волны, отличаются не более чем на 1%. Причем наибольшие отклонения в значениях α_{abs} приходятся на спектральную область с малым показателем поглощения льда χ ($\lambda < 2$ мкм), т.е. на ту область длин волн, где необходимо учитывать внутренние отражения более высокой кратности. Иными словами, неучет внутренних отражений приводит к большей погрешности, чем аппроксимация интегрального выражения α_{abs} алгебраической формулой.

Малая погрешность, которую дает аппроксимационная формула (6.20), обусловлена тем, что в отличие от аналогичного соотношения (6.17) для коэффициента ослабления α_{ext} она при прочих равных условиях не содержит осциллирующих слагаемых. Коэффициент поглощения не несет информацию о форме кристаллов, а связан с их объемами. Поэтому формула (6.20), полученная для частного случая рассеивающего объема, состоящего из ориентированных

ледяных пластинок, имеет более широкую область применения, т.е. она может использоваться для оценки интенсивности оптического излучения, поглощенной атмосферными кристаллами любых других форм.

Проведем численное исследование коэффициента поглощения. Для этого воспользуемся соотношением (6.20) для случая горизонтально ориентированных ледяных пластинок. При этом учтем зависимость комплексного показателя преломления от длины волны в случае чистого льда (т.е., $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ [182]).

Напомним, что для видимого спектра мнимая часть показателя преломления очень мала, нередко исследователи для этой области длин волн рассматривают $\chi \approx 0$. При переходе из видимой части в ИК-диапазон величина χ возрастает на несколько порядков. Следует заметить, что значения χ в ИК-диапазоне остаются относительно невысокими, чтобы повлиять на проницаемость границы раздела воздух – лед. Но на больших оптических толщах, которые, как правило, характерны для атмосферных кристаллов, значение величины χ в окрестности 10^{-1} оказывается достаточным, чтобы обеспечить сильное поглощение оптического излучения. В этом нетрудно убедиться, анализируя представленные на Рисунках 6.4 – 6.6 зависимости коэффициента поглощения χ от длины волны λ при различных параметрах дисперсной среды. Спектральный ход кривой $\alpha_{\text{abs}}=\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ зависит в основном от характера изменения показателя поглощения χ и слабо связан с показателем преломления n . Действительно, из сравнительного анализа кривых $\chi=\chi(\lambda)$ и $\alpha_{\text{abs}}=\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ следует, что их локальные максимумы практически совпадают. Причем в спектральном ходе каждой кривой для коэффициента поглощения не только отражается, но и усиливается тонкая структура зависимости $\chi=\chi(\lambda)$. С другой стороны, даже резонансное изменение показателя преломления льда вблизи $\lambda=3$ мкм незначительно влияет на коэффициент поглощения. В частности, резонанс показателя преломления приводит лишь к образованию на каждой кривой $\alpha_{\text{abs}}=\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ двух близко расположенных максимумов вместо одного.

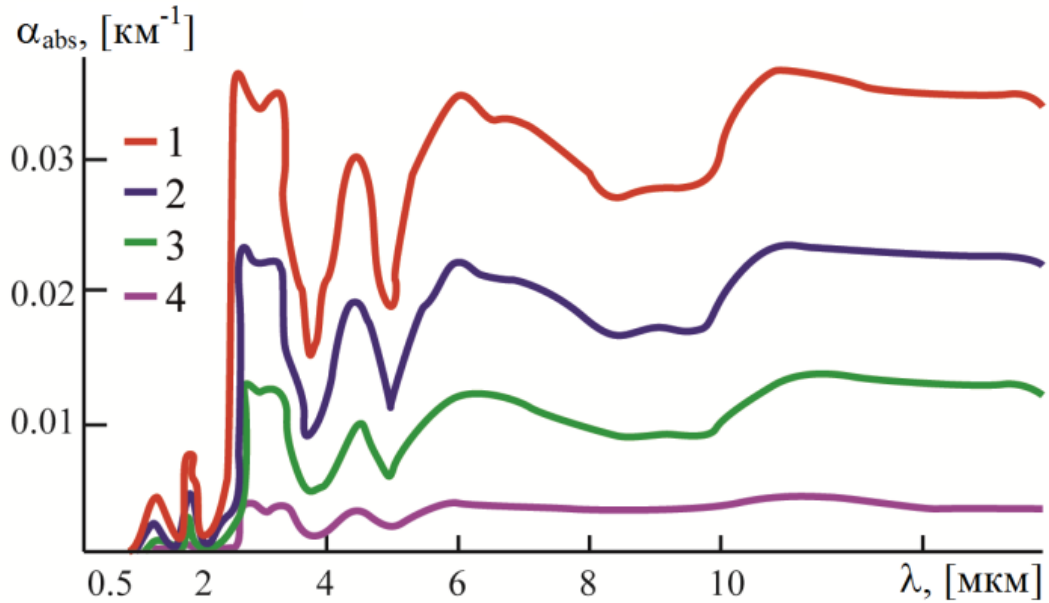


Рисунок 6.4: Коэффициенты поглощения при разных средних радиусах пластинок в зависимости от длины волны, $C=1 \text{ л}^{-1}$ $\mu=5$: 1 – $\bar{a}=100 \text{ мкм}$; 2 – $\bar{a}=90 \text{ мкм}$; 3 – $\bar{a}=60 \text{ мкм}$; 4 – $\bar{a}=40 \text{ мкм}$.

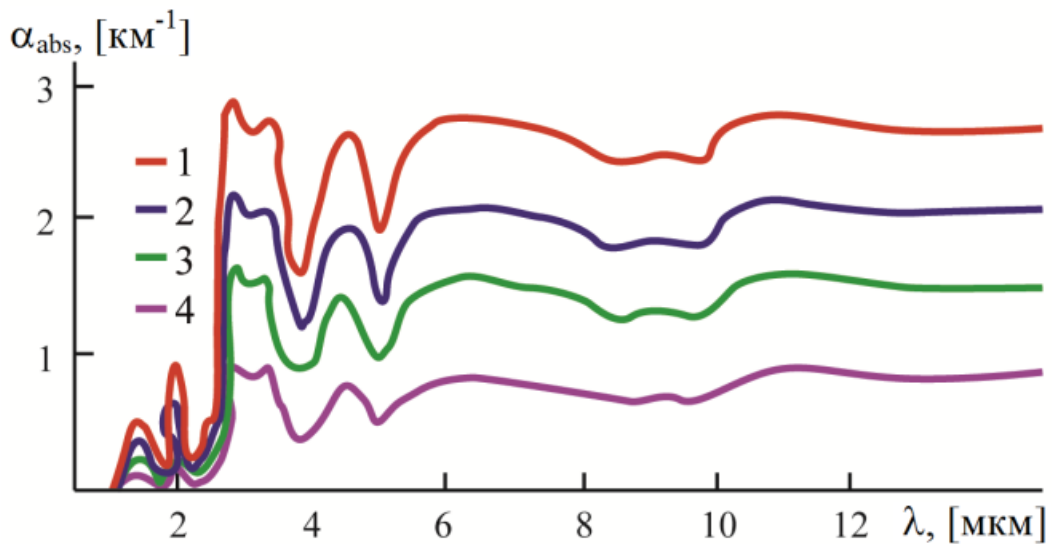


Рисунок 6.5: Коэффициенты поглощения при разных средних радиусах пластинок в зависимости от длины волны, $\mu=5$: 1 – $C=12.5 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=250 \text{ мкм}$; 2 – $C=15 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=200 \text{ мкм}$; 3 – $C=20 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=150 \text{ мкм}$; 4 – $C=25 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=100 \text{ мкм}$.

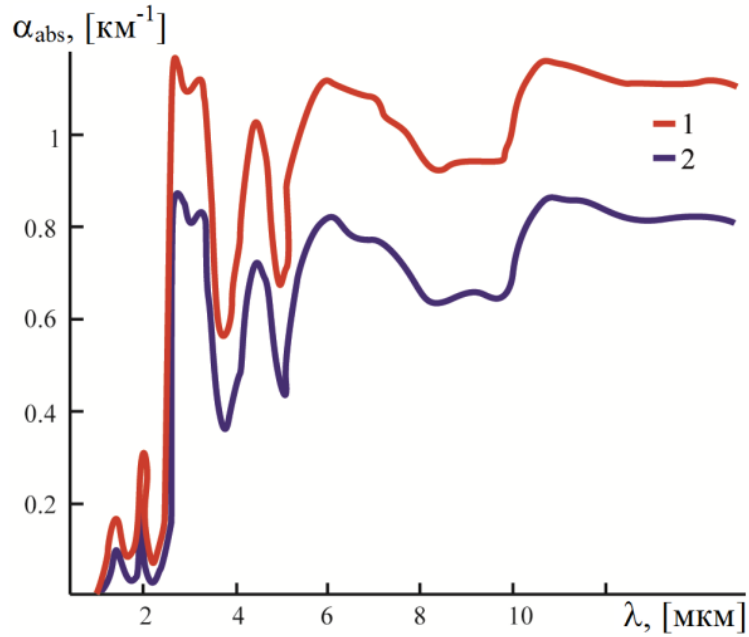


Рисунок 6.6: Коэффициенты поглощения при разных параметрах μ в зависимости от длины волны, $C=25 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=100 \text{ мкм}$: 1 – $\mu=1$; 2 – $\mu=8$.

Большемому радиусу пластинки соответствует большая толщина, а, следовательно, и более сильное поглощение. Однако даже для крупных пластинок ($\bar{a}=250 \text{ мкм}$) не происходит полного поглощения оптического излучения, прошедшего внутрь пластинки. Поэтому каждая кривая $\alpha_{\text{abs}}=\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ сохраняет тонкую структуру, повторяя все особенности зависимости $\chi=\chi(\lambda)$.

Кривые $\alpha_{\text{abs}}=\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ при разных \bar{a} и μ в основном повторяют друг друга, но отличаются масштабом. Это означает, что поглощение оптического излучения необходимо соотносить с объемами кристаллов, а не с линейными размерами. Иными словами, на поглощение не должна влиять форма кристаллов. Поэтому аналогичные зависимости $\alpha_{\text{abs}}=\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ следует ожидать для любых других форм ледяных кристаллов тех же объемов.

Подводя итог, можно сделать вывод, что сильное поглощение оптического излучения ледяными кристаллами в ИК-диапазоне не позволяет ими пренебречь, по-видимому, даже в простейших интерпретационных схемах, описывающих радиационный баланс атмосферы.

6.1.3 Альbedo однократного рассеяния для горизонтально ориентированных пластинок

Моделирование процесса прохождения оптического излучения через различные полидисперсные среды связано с выполнением трудоемких расчетов соответствующих оптических характеристик. Так, для расчета альbedo однократного рассеяния необходимо знать две характеристики из трех, связанные известным законом сохранения энергии «ослабление = поглощение + рассеяние» [4]. Для дисперсной среды рассматриваются интегральные характеристики, такие как коэффициенты ослабления, поглощения и рассеяния.

Для случая горизонтально ориентированных пластинок получены аналитические формулы для расчета коэффициентов ослабления и поглощения (6.17) и (6.20). Рассмотренная при этом форма кристаллов и условия распространения лучистой энергии позволили получить, с одной стороны, простые выражения, с другой стороны обеспечивают получение основных закономерностей спектральной зависимости оптических характеристик полидисперсной среды, состоящей из крупных рассеивателей.

Проведем численное исследование альbedo однократного рассеяния $\Lambda(\lambda)$ для совокупности пластинок. Для этого воспользуемся формулами (1.7), (6.17) и (6.20), представленными выше. Для расчета $\Lambda(\lambda)$ использовано модифицированное гамма-распределение частиц по размерам (1.3) с параметрами C , μ , \bar{a} и оптическими свойствами $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда, при этом $\beta=0$.

На Рисунках 6.7 – 6.9 приведены значения вероятности выживания кванта Λ в зависимости от длины волны λ при разных параметрах дисперсной среды. Из рисунков видно, что вероятность выживания кванта в видимой части диапазона тождественно равна 1, в то время как в ИК-диапазоне длин волн может

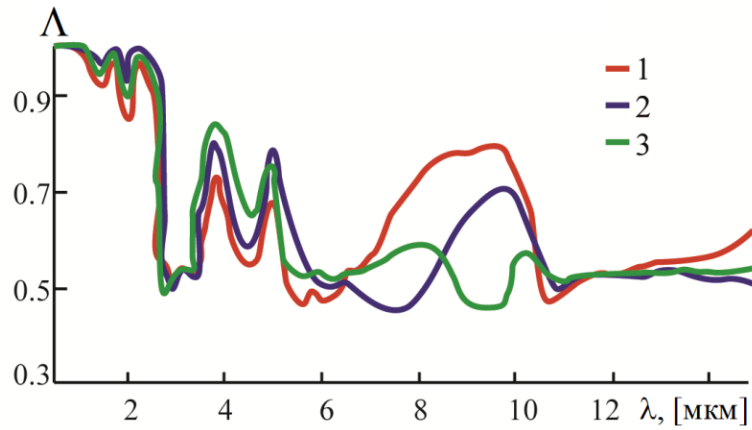


Рисунок 6.7: Вероятность выживания кванта при разных средних радиусах \bar{a} пластинок в зависимости от длины волны, $\mu=5$: 1 – $\bar{a}=50$ мкм; 2 – $\bar{a}=100$ мкм; 3 – $\bar{a}=250$ мкм.

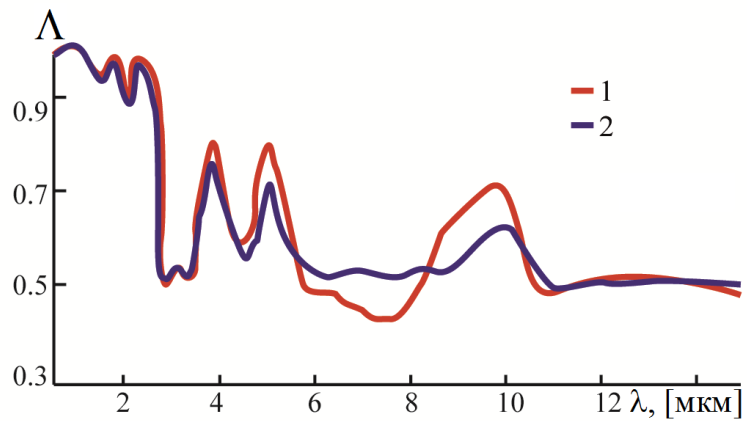


Рисунок 6.8: Вероятность выживания кванта при различных параметрах в зависимости от длины волны, $\bar{a}=100$ мкм: 1 – $\mu=8$; 2 – $\mu=1$.

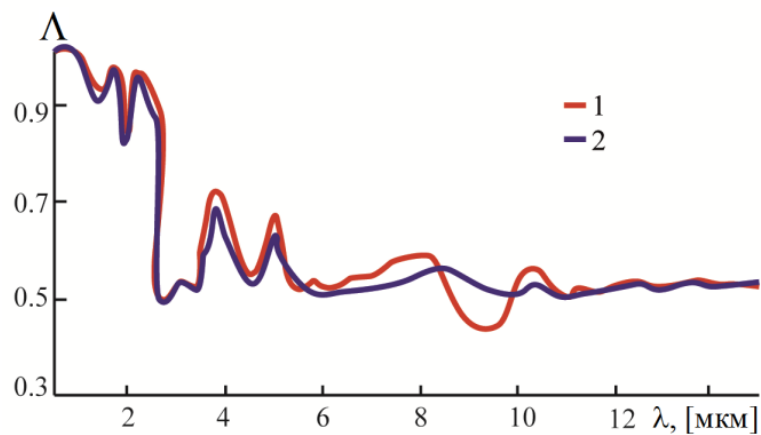


Рисунок 6.9: Вероятность выживания кванта при разных параметрах μ в зависимости от длины волны, $\bar{a}=250$ мкм: 1 – $\mu=8$; 2 – $\mu=1$.

принимать значения из интервала (0.5, 0.8). При $\lambda \approx 3$ мкм каждая кривая имеет устойчивый минимум, который соответствует наибольшему значению показателя поглощения льда χ в исследуемом диапазоне длин волн. На длине волны $\lambda \approx 3$ мкм значение χ оказывается таким, что обеспечивает полный переход в Джоулево тепло оптического излучения, прошедшего внутрь любого атмосферного кристалла. На остальных длинах волн значения χ не являются настолько высокими. Поэтому спектральный ход кривых $\Lambda = \Lambda(\lambda)$ в целом заметно зависит от величины оптической толщи кристаллов. В частности, более мелким пластинкам соответствуют более высокие значения вероятности выживания кванта Λ . Следует заметить, что, как и в коэффициентах поглощения α_{abs} , в основных экстремумах кривых $\Lambda = \Lambda(\lambda)$ отображается тонкая структура зависимости $\chi = \chi(\lambda)$.

Из анализа представленных на Рисунках 6.7 – 6.9 зависимостей следует, что в ИК-диапазоне рассеивающие объемы, содержащие атмосферные кристаллы, должны накапливать тепловую энергию. Причем в этом случае речь не может идти о каком-то общем уровне поглощенной энергии, так как величина последней в значительной степени зависит и от длины волны, и от среднего объема кристаллов.

На Рисунках 6.10 (а) и 6.10 (б) приведены значения вероятности выживания кванта Λ в зависимости от длины волны λ при разных параметрах распределения пластинок по размерам. Спектральный ход кривых $\Lambda = \Lambda(\lambda)$ главным образом зависит от величины оптической толщи кристаллов. Большему радиусу пластинки соответствует бóльшая толщина, а следовательно, и более сильное поглощение. Однако даже для крупных пластинок (см. кривую 2 Рисунка 6.10 (а) для $\bar{a} = 200$ мкм) не происходит полного поглощения оптического излучения, прошедшего внутрь пластинки. И вероятность выживания кванта остается существенной ($\Lambda > 0.5$). Для более мелких пластинок наблюдаются более значительные величины вероятности выживания кванта. Следует отметить, что в основных

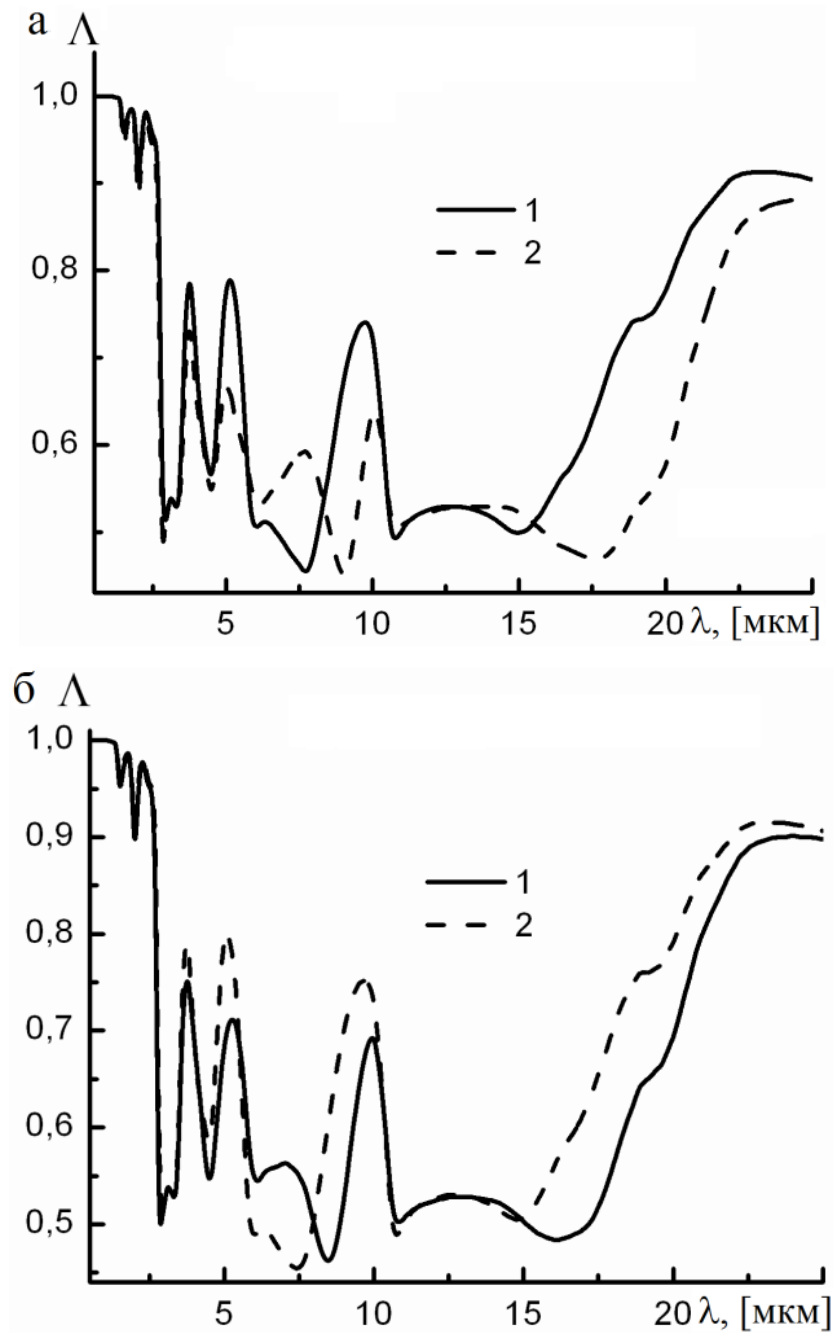


Рисунок 6.10: Вероятность выживания кванта для пластинок при $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ [182]. (а) $\Lambda(\lambda)$ при $\mu=10$: 1 – $\bar{a}=100$ мкм; 2 – $\bar{a}=200$ мкм. (б) $\Lambda(\lambda)$ при $\bar{a}=100$ мкм: 1 – $\mu=1$; 2 – $\mu=10$.

экстремумах кривых $\Lambda=\Lambda(\lambda)$ отображается тонкая структура зависимости $n=n(\lambda)$. В среднем ИК диапазоне для льда характерно относительно большое (по сравнению с видимым диапазоном) значение показателя поглощения χ , что обеспечивает снижение значений Λ . Но на Рисунках 6.10 (а) и 6.10 (б) в области

длин волн примерно от 20 до 25 мкм имеют место высокие значения вероятности выживания кванта. Эта особенность объясняется тем, что ослабление в указанном спектральном диапазоне обеспечивается, главным образом, рассеянием и в меньшей степени поглощением. Соотношение вкладов в ослабление рассеяния и поглощения определяет значения вероятности выживания кванта. Эти закономерности $\Lambda(\lambda)$, рассчитанные при $\mu=1$ и $\bar{a}=100$ мкм (кривая 1 Рисунка 6.10 (б)), иллюстрируются на Рисунке 6.11.

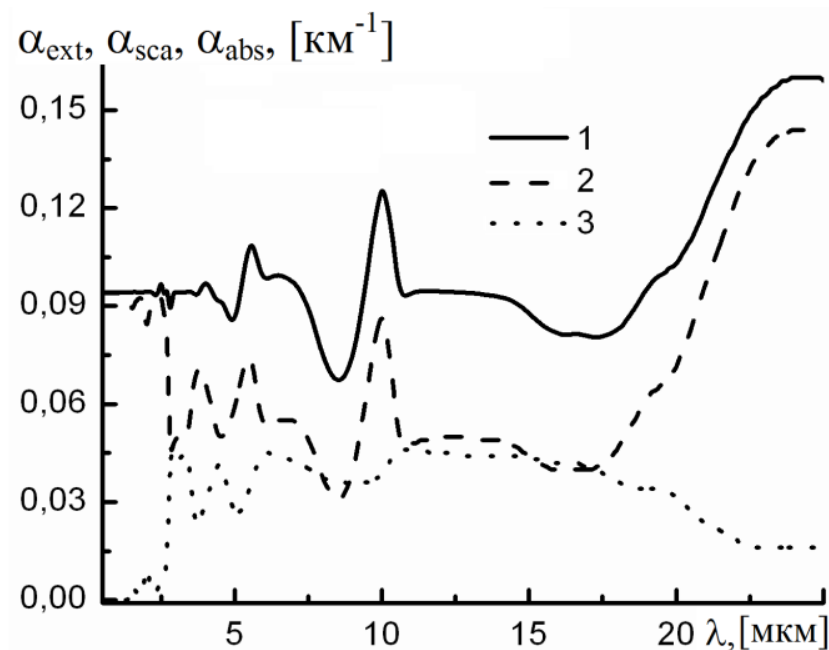


Рисунок 6.11: Оптические характеристики, определяющие поведение $\Lambda(\lambda)$ (см. Рисунок 5.10 (б), кривая 1) при $\bar{a}=100$ мкм, $\mu = 1$, $C=1$ л⁻¹: 1 – $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$; 2 – $\alpha_{\text{sca}}(\lambda)$; 3 – $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$.

По результатам расчета установлено, что Λ в видимой части диапазона тождественно равна 1, в ИК-диапазоне длин волн может принимать значения из интервала (0.5, 0.8).

6.2 Характеристики однократного рассеяния для сферических частиц

В этом разделе рассмотрим особенности характеристик однократного рассеяния совокупностью кристаллов объемных форм. Для получения качественного представления альбедо однократного рассеяния такими частицами вполне удовлетворительным является применение решения Ми задачи рассеяния плоской волны на сфере. Численное исследование влияния ослабления, рассеяния и поглощения на вероятность выживания кванта излучения позволит установить основные закономерности прохождения лучистой энергии через полупрозрачные среды без учета несферичности и ориентации частиц.

Для расчета спектральной зависимости оптических характеристик для системы сферических частиц применялись формулы (1.7), (1.10) – (1.12) с помощью которых вычислялись коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения, а также вероятность выживания кванта. При этом рассматривался случай ледяных частиц ($n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ [182]).

На Рисунке 6.12 (а) показан спектральный ход альбедо однократного рассеяния $\Lambda(\lambda)$ видимого и ИК излучения для сферических частиц, имеющих различные средние размеры \bar{a} , рассчитанные без учета функции распределения частиц по размерам. На Рисунках 6.12 (б), (в) и (г) иллюстрируются факторы эффективности ослабления Θ_{ext} , рассеяния Θ_{sca} и поглощения Θ_{abs} , характерные для соответствующих кривых $\Lambda(\lambda)$ Рисунка 6.12 (а). Из Рисунка 6.12 (а) видно, что для видимой и ближней ИК области вероятность выживания кванта практически равна единице. Для этой области характерно слабое поглощение (см. кривую 3 на Рисунках 6.12 (б), (в) и (г)). При $\lambda \approx 3$ мкм каждая кривая $\Lambda(\lambda)$ имеет устойчивый минимум, который соответствует наибольшему значению показателя поглощения льда χ в исследуемом диапазоне длин волн. На длине волны $\lambda \approx 3$ мкм значение χ оказывается таким, что оно обеспечивает практически полный

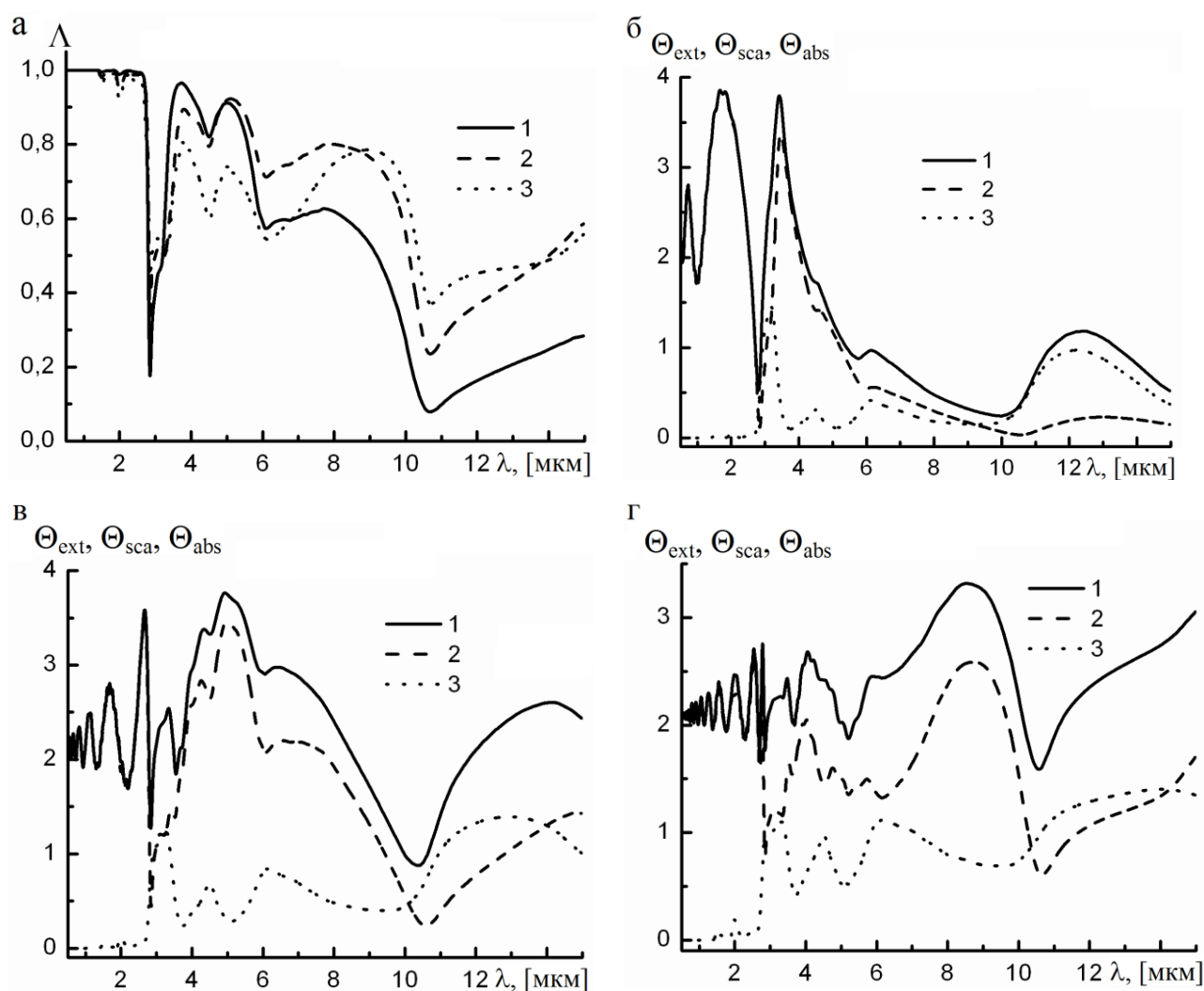


Рисунок 6.12: (а) Вероятность выживания кванта $\Lambda(\lambda)$ при разных значениях \bar{a} сферических частиц: 1 – $\bar{a}=2$ мкм; 2 – $\bar{a}=5$ мкм; 3 – $\bar{a}=10$ мкм. (б) Оптические характеристики в зависимости от длины волны при $\bar{a}=2$ мкм: 1 – $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$; 2 – $\Theta_{\text{sca}}(\lambda)$; 3 – $\Theta_{\text{abs}}(\lambda)$. (в) Оптические характеристики в зависимости от длины волны при $\bar{a}=5$ мкм: 1 – $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$; 2 – $\Theta_{\text{sca}}(\lambda)$; 3 – $\Theta_{\text{abs}}(\lambda)$. (г) Оптические характеристики в зависимости от длины волны при $\bar{a}=10$ мкм: 1 – $\Theta_{\text{ext}}(\lambda)$; 2 – $\Theta_{\text{sca}}(\lambda)$; 3 – $\Theta_{\text{abs}}(\lambda)$.

переход в Джоулево тепло оптического излучения, прошедшего внутрь любого атмосферного кристалла. Следует отметить, что если характеристика рассеяния (например, фактор рассеяния) существенно превышает значения характеристики поглощения (например, фактора поглощения), то вероятность выживания кванта выше для частиц с меньшими размерами. Обратная закономерность наблюдается

для $\Lambda(\lambda)$, если величины рассеяния и поглощения имеют небольшие различия. Так, на участке λ от 3 мкм до примерно 6 мкм кривые $\Lambda(\lambda)$ для частиц с меньшими средними размерами располагаются выше, а при $\lambda > 6$ мкм кривые $\Lambda(\lambda)$ меняют свое взаимное расположение.

На Рисунке 6.13 представлены результаты расчета коэффициента поглощения системой сферических частиц с различными средними размерами.

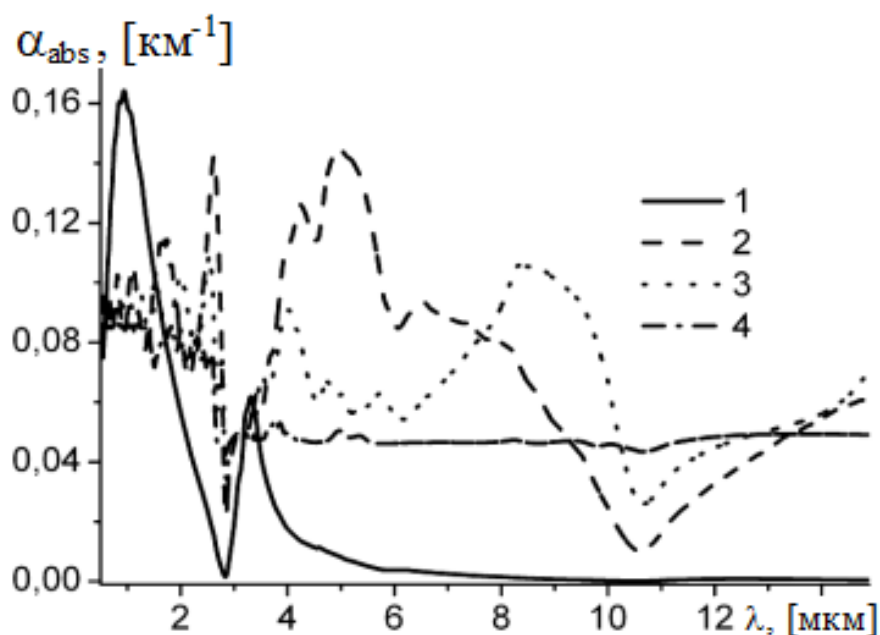


Рисунок 6.13. Спектральные зависимости коэффициента поглощения ($\alpha_{abs}(\lambda)$) для чистого льда $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ [182] при $\mu=10$, $C=1 \text{ л}^{-1}$: 1 — $\bar{a}=1$ мкм; 2 — $\bar{a}=5$ мкм; 3 — $\bar{a}=10$ мкм; 4 — $\bar{a}=50$ мкм.

Из Рисунка 6.13 видно, что наиболее яркие изменения поглощения $\alpha_{abs}(\lambda)$ наблюдаются в случае, когда размеры частиц сравнимы с величиной длины волны. Особенности спектрального хода $\alpha_{abs}(\lambda)$ связаны со средними значениями радиусов сфер и значениями показателя преломления. Для частиц, средние размеры которых более чем на порядок отличаются от величины длины волны, в области среднего ИК диапазона наблюдается практически нейтральный ход $\alpha_{abs}(\lambda)$.

Совместный анализ результатов расчета относительных и абсолютных оптических характеристик, иллюстрируемых на Рисунках 6.12 и 6.23, позволяет провести сравнительную оценку их энергетических величин с учетом особенностей спектрального хода.

Выводы к главе 6

Для расчета коэффициента ослабления оптического излучения полидисперсной системой ориентированных пластинок предложено аналитическое выражение, полученное в приближении физической оптики. По сравнению с интегральным представлением экстинкции алгебраическая формула позволяет проводить вычисления с погрешностью не более 2.5%. Предложенное выражение допускает случай горизонтальной ориентации пластинчатых кристаллов с учетом их флаттера до 10° . Из формулы следует и нейтральный ход коэффициента ослабления в видимой части диапазона, и его заметная зависимость от длины волны в ИК диапазоне.

Полученная аппроксимационная алгебраическая формула для расчета коэффициента поглощения оптического излучения дает возможность наиболее просто выявить общие закономерности взаимодействия волны с системой ориентированных пластинчатых кристаллов. Установлено, что поглощение является характеристикой не линейных размеров, а объемов кристаллов, причем коэффициент поглощения в ИК диапазоне повторяет все особенности тонкой структуры зависимости показателя поглощения вещества частицы от длины волны и достигает значений, сравниваемых с величинами коэффициента рассеяния. Показано, что, не смотря на сильное поглощение ИК излучения ледяными частицами, даже при качественной оценке оптических характеристик следует учитывать спектральные особенности коэффициента поглощения.

На основе результатов численного исследования вероятности выживания кванта для системы пластинок, полученных с применением метода физической оптики, а также для кристаллов объемных форм, представленных сферическими частицами в рамках теории Ми, продемонстрированы ее особенности в оптическом диапазоне длин волн. Вероятность выживания кванта, как для мелких, так и для крупных частиц в видимой части диапазона длин волн, практически равна 1. Спектральный ход этой оптической характеристики во многом определяется показателем преломления частиц. Особенности волновой зависимости альbedo однократного рассеяния связаны с микрофизическими параметрами среды, которые в большей степени проявляются в случае, когда ослабление излучения определяется преимущественно рассеянием. При увеличении значений показателя поглощения и оптической толщины кристалла снижаются значения вероятности выживания кванта и сглаживаются особенности его спектрального хода. Значения показателя поглощения веществом, равным примерно 10^{-1} , не приводят к уменьшению вероятности выживания кванта оптического излучения менее, чем 0.5. Даже сильное поглощение лучистой энергии атмосферными кристаллами в ИК диапазоне длин волн не позволяет ими пренебречь.

Глава 7

Численные эксперименты по определению характеристик пропускания лучистой энергии газово-аэрозольной средой

Различного рода природные (извержение вулканов, сгорание метеоритов, пылевые бури, штормовые ветры и др.) и технологические (выхлопы двигателей, пожары, функционирование высокотемпературных печей, заводы и фабрики промышленного производства и др.) процессы активно влияют на атмосферу, на здоровье людей и среду обитания [68, 74, 75, 82, 99, 106, 108, 153, 161, 179, 185, 196]. Необходимость проведения мониторинга атмосферных образований, как в локальных, так и в глобальных масштабах, привела к интенсивному развитию теоретических и экспериментальных методов исследования полидисперсных сред. В настоящее время решается много актуальных проблем, связанных с исследованием микрофизических, оптических и динамических характеристик газово-аэрозольной среды. Для изучения трансформации лучистой энергии при прохождении ее через различные атмосферные образования требуется развитие теории переноса с учетом физических характеристик изучаемой среды [29, 30, 97, 98]. При этом необходимо учитывать ряд эффектов, влияющих на проходящее излучение сквозь газово-аэрозольное облако. Известные из научной литературы способы решения прямой задачи либо относятся к слабо неоднородной среде (например, невозмущенная атмосфера), либо базируются на феноменологических подходах, когда экспериментальные данные по характеристикам излучения различных объектов в атмосфере аппроксимируются простыми полиномиальными (или иными, например, функцией Планка) соотношениями, коэффициенты которых определяются методами минимизации данных, получаемых из эксперимента. Однако к настоящему времени вопрос о совместном

влиянии эффектов молекулярного поглощения и аэрозольного рассеяния на ослабление излучения недостаточно освещен, а существующие представления зачастую не подкреплены численными расчетами.

Газово-аэрозольные среды природного и антропогенного происхождения, как правило, распределены по большой площади и нередко в труднодоступных районах. Оптические методы являются наиболее эффективными для исследования таких образований [9, 10, 67, 120, 142, 160, 168, 169]. В их основе лежит определение характеристик излучения, трансформированного средой. Возможность генерировать лучистую энергию с различными длинами волн и различным состоянием поляризации, а также обеспечивать трассу зондирования в произвольном направлении позволяет создавать наиболее приемлемые условия для получения информативных данных.

Кристаллические облака играют важную роль в земной атмосфере и радиационном балансе. На сегодняшний день роль кристаллических облаков в прогнозировании состояния климата Земли является одной из самых неопределенных [95]. Изучение влияния формы, размера частиц, а также их оптических и ориентационных свойств на распространение лучистой энергии имеет решающее значение в понимании роли кристаллических облаков в трансформации радиационных потоков.

Данная глава основана на публикациях [A21, A22, A24, A28, A37, A52–A55, A58–A60, A76, A78, A91–A94, A97–A104].

7.1 Критерий учета составляющих газовой-аэрозольной смеси при оценивании пропускания излучения

В данном разделе рассмотрена зависимость пропускания газовой-аэрозольной средой от микрофизических и оптических свойств ее компонентов. Здесь проведен количественный анализ совместного влияния молекулярного поглощения и ослабления (принимая во внимание рассеяние и поглощения частицами) на прохождение лучистой энергии через атмосферный слой. Установлены граничные условия для параметров дисперсного компонента газовой-аэрозольной смеси, при которых необходим совместный учет обеих составляющих в пропускании излучения. Кроме того, оценено влияние каждого эффекта в отдельности с последующим анализом их совместного воздействия.

Объектом исследования данного раздела являются выбросы в атмосферу как промышленного, так и естественного происхождения. Лучистый поток энергии, проходя через среду, трансформируется. Часть излучения рассеивается частицами, другая – поглощается веществом, переходя в тепло. Для расчета функции пропускания газовой-аэрозольной средой воспользуемся формулами (1.19) – (1.21), куда в качестве основных характеристик входят коэффициент молекулярного поглощения и коэффициент ослабления частицами.

В качестве среды рассмотрен водяной пар при температуре 298 К и совокупность сферических частиц. Отдельная частица имеет радиус a и комплексный показатель преломления \tilde{n} . Для задания микрофизических параметров среды использована априорная информация об аэрозолях, характерных как для атмосферных условий, так и в случае их формирования при воздействии различного рода возмущений, например, при взрыве, пожаре, активных пылевых образований. Многочисленные натурные исследования показали, что диапазоны их значений достаточно широки. Так, концентрация аэрозоля может составлять примерно от единицы до более 10^{10} частиц в литре.

Оптические свойства атмосферных частиц могут существенно отличаться от чистой воды или льда. Это связано с содержанием в частицах различного рода примесей. В частности, по данным [15] в оптической области спектра значение вещественной части показателя преломления n может меняться от 1.2 до 1.75. Для фонового аэрозоля показатель поглощения χ примерно равен 0.05, а для индустриального аэрозоля – 0.1. В случае более агрессивной среды (в процессе горения, извержения вулканов, песчаных бурь и т. д.) оптические свойства частиц могут существенно отличаться от вышеупомянутых.

Одновременный учет поглощения и аэрозольного ослабления проводился по следующей схеме. Прозрачность газовой среды вычислялась как произведение функций пропускания (ФП), каждая из которых учитывает одну составляющую общего ослабления (молекулярную или аэрозольную). Этот подход равносителен определению оптической толщи как суммы оптических толщин, определяемых с учетом каждого эффекта отдельно. Нами выполнено численное исследование ФП излучения ближнего и среднего диапазонов длин волн, трансформированного системой частиц сферической формы. (1.19) – (1.21). Все результаты расчетов, представленные в данном разделе ниже, получены при длине трассы $h=10$ м.

Рисунки 7.1 и 7.2 иллюстрируют спектральные зависимости функции пропускания от длины волны λ для систем частиц, имеющих разные эффективные размеры. В области среднего ИК диапазона длин волн наблюдается резкое изменение функции пропускания. Скорость изменения $T_a(\lambda)$ связана с эффективным размером частиц. При увеличении значения показателя преломления появляются осцилляции ФП. Очевидно, полидисперсные среды становятся более прозрачными при меньшей концентрации частиц. Для крупных частиц и для области длин волн, когда λ существенно меньше радиуса a , $T_a(\lambda)$ практически не меняется (см. Рисунок 7.2). Этот факт особенно важен при решении обратных задач оптики газовых сред, так как позволяет рассматривать ослабление крупными частицами как фоновое.

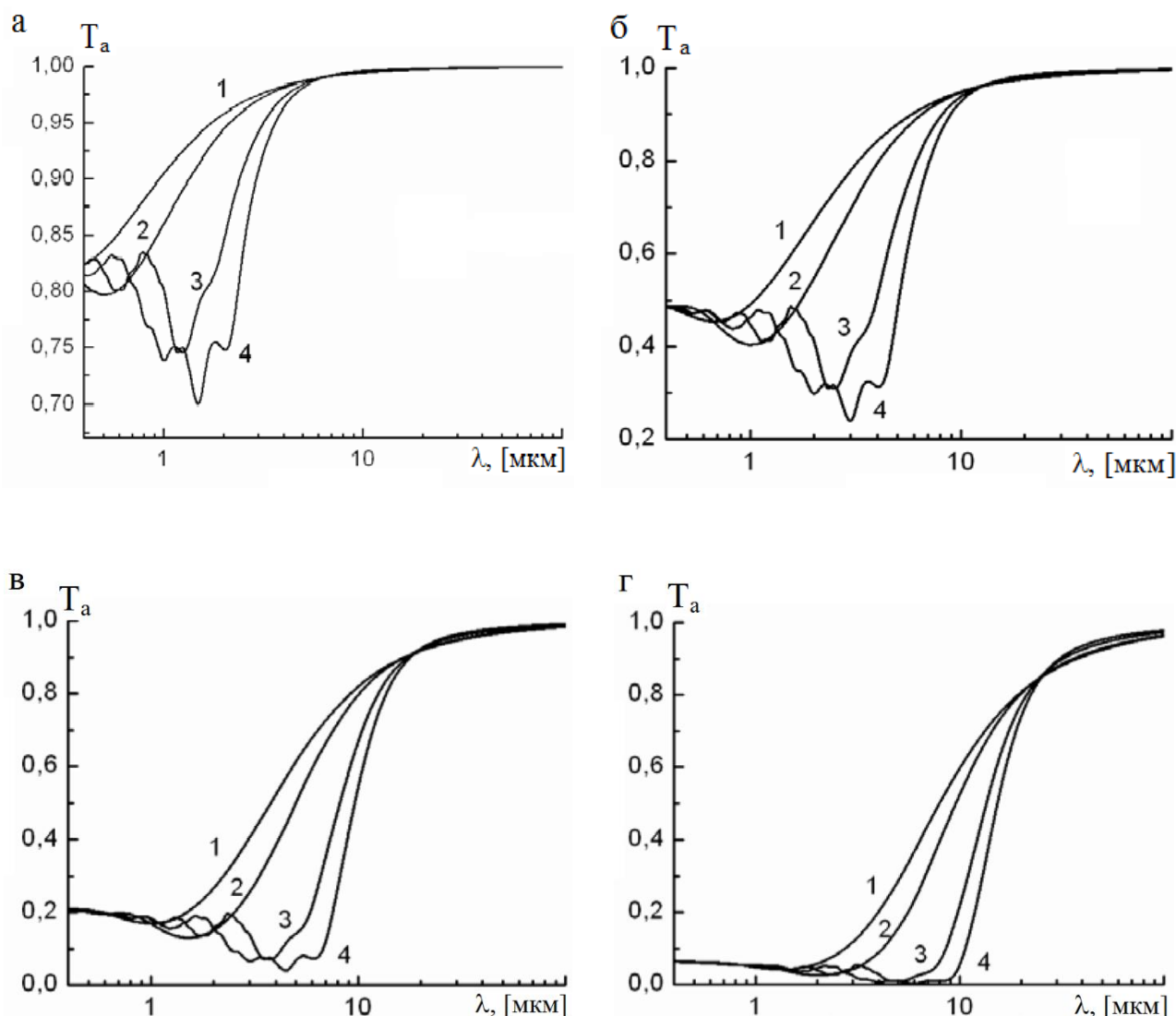


Рисунок 7.1: Спектральная зависимость функции пропускания $T_a(\lambda)$ при $C=10^7 \text{ л}^{-1}$, $\chi=0.1$: 1 – $n=1.2$; 2 – $n=1.31$; 3 – $n=1.7$; 4 – $n=2.0$. Для (а) $a=0.5 \text{ мкм}$, (б) $a=1.0 \text{ мкм}$, (в) $a=1.5 \text{ мкм}$, (г) $a=2.0 \text{ мкм}$.

На Рисунках 7.3 (а) и 7.3 (в) иллюстрируется спектральная зависимость функции пропускания при различных значениях реальной и мнимой частей показателя преломления при фиксированном значении радиуса $a=1.0 \text{ мкм}$, а на Рисунках 7.3 (б) и 7.3 (г) – для $a=5 \text{ мкм}$. Очевидно, что чем больше значение показателя поглощения, тем быстрее кривая $T_a(\lambda)$ стремится к своему асимптотическому значению, обусловленному размером частицы. Чем выше значение показателя преломления, тем больше особенностей наблюдаются в

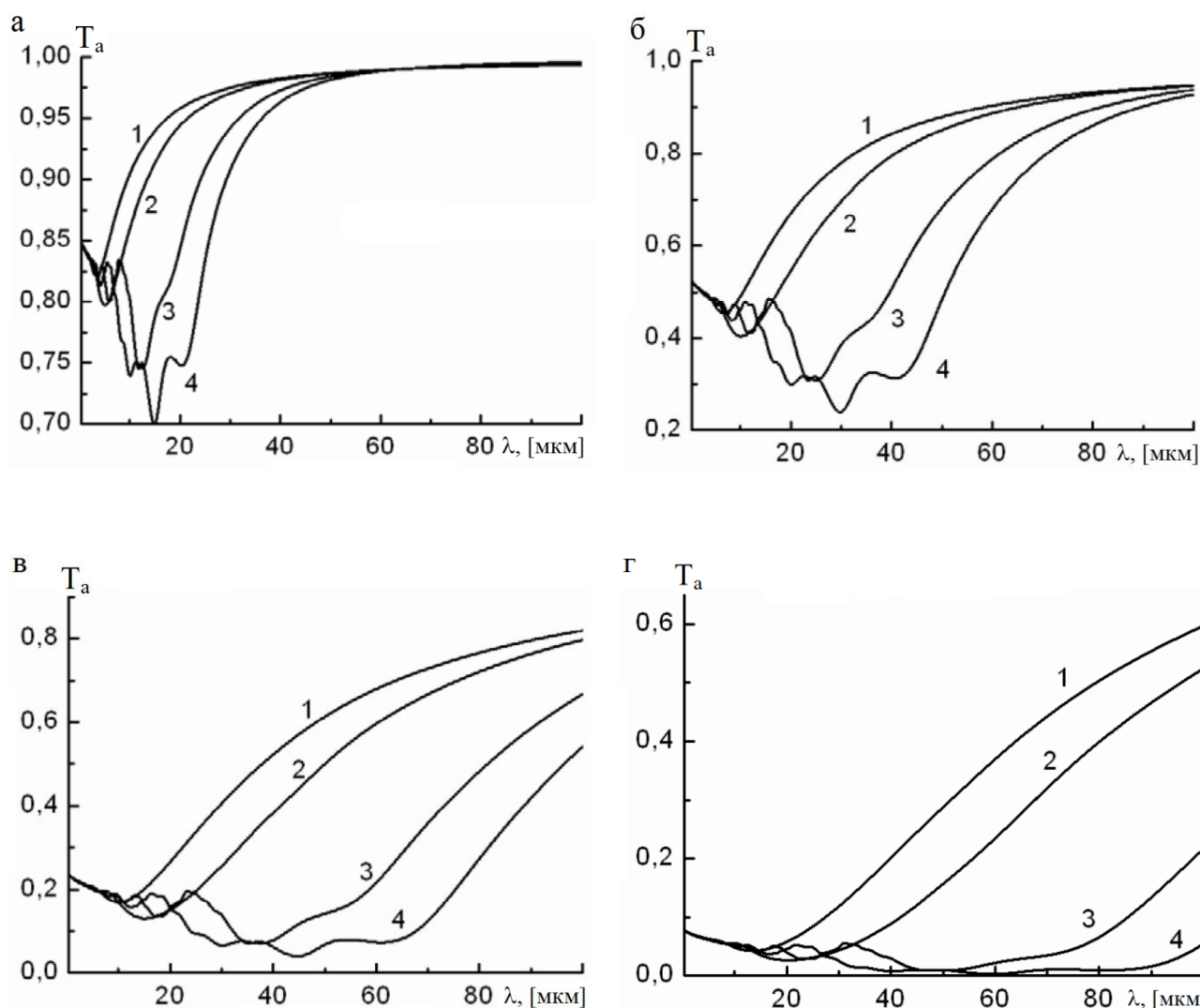


Рисунок 7.2: Спектральная зависимость функции пропускания $T_a(\lambda)$ при $C=10^5 \text{ л}^{-1}$, $\chi=0.1$: 1 – $n=1.2$; 2 – $n=1.31$; 3 – $n=1.7$; 4 – $n=2.0$. Для (а) $a=5 \text{ мкм}$, (б) $a=10 \text{ мкм}$, (в) $a=15 \text{ мкм}$, (г) $a=20 \text{ мкм}$.

спектральном ходе функции пропускания на интервале, когда значения радиуса частицы и длины волны одного порядка.

На Рисунках 7.4 и 7.5 иллюстрируется влияние концентрации частиц на спектральную зависимость функции пропускания при $a=1 \text{ мкм}$ и $a=5 \text{ мкм}$ соответственно. В области ближнего ИК диапазона длин волн ФП практически не меняется для мелких частиц (см. Рисунки 7.4 (а) и 7.4 (б)). С увеличением концентрации частиц в единице объема наблюдается более резкое снижение пропускания излучения среднего ИК диапазона длин волн.

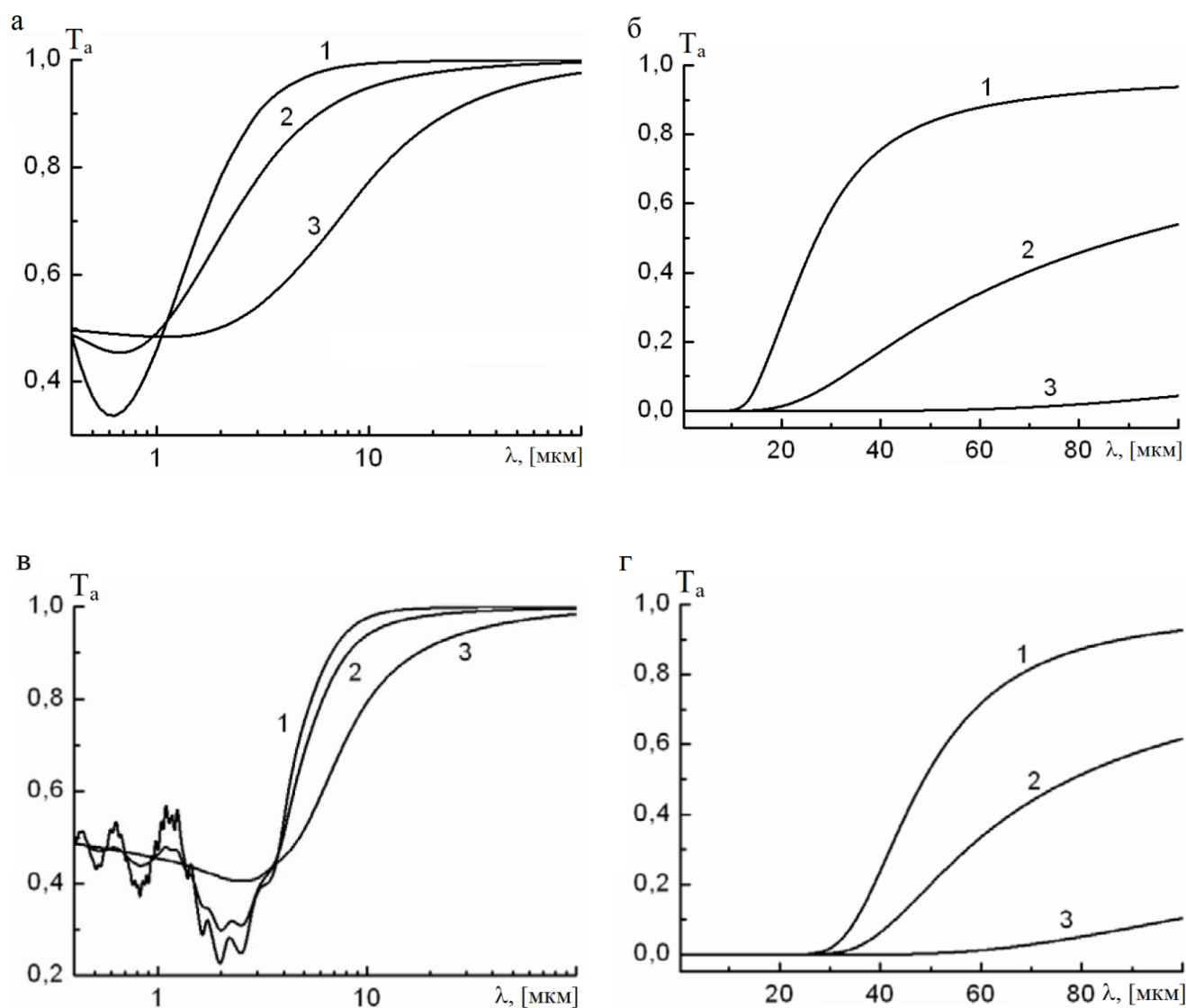


Рисунок 7.3: Спектральная зависимость функции пропускания при $C=10^7 \text{ л}^{-1}$: 1 – $\chi=0.01$; 2 – $\chi=0.1$; 3 – $\chi=1.0$. Для (а) $n=1.2, a=1 \text{ мкм}$; (б) $n=1.2, a=5 \text{ мкм}$; (в) $n=1.7, a=1 \text{ мкм}$; (г) $n=1.7, a=5 \text{ мкм}$.

Из анализа результатов расчета установлено, что пропускание за счет аэрозольного ослабления наиболее сильно зависит от двух характеристик – размеров частиц и их концентрации. В Таблицах 7.1 – 7.3 приведены граничные условия для значений радиусов (предельное значение радиуса $a_{\text{пред}}$) и концентрации частиц (C), при которых можно пренебречь одной из составляющих газовой-аэрозольной среды, обеспечивающих общее ослабление.

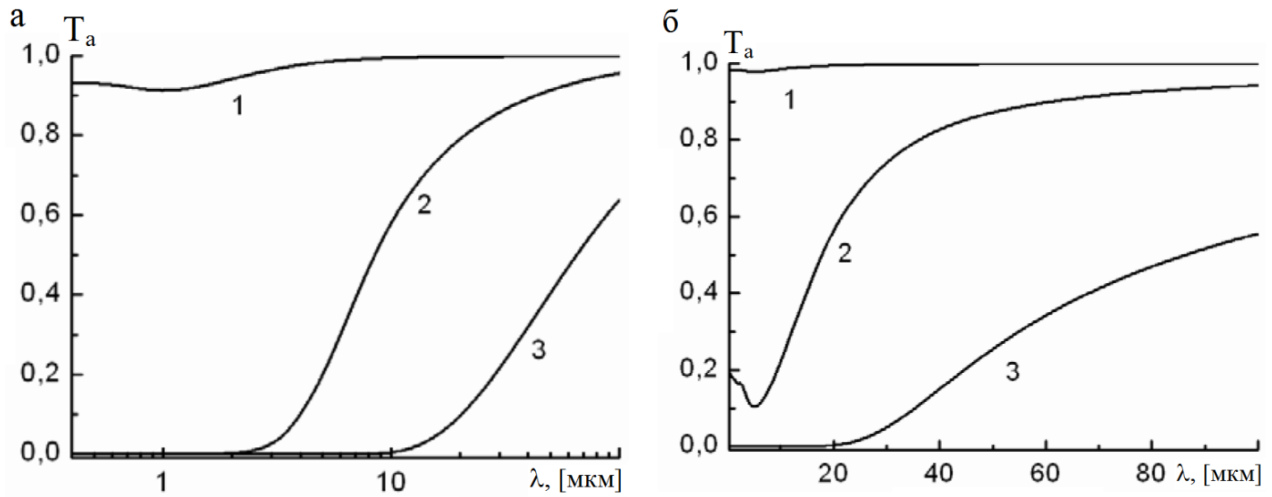


Рисунок 7.4: Спектральная зависимость функции пропускания при $\chi=0.1$, $a=1$ мкм: 1 – $C=10^6$ л⁻¹; 2 – $C=10^8$ л⁻¹; 3 – $C=10^9$ л⁻¹. (а) $n=1.31$; (б) $n=2.0$.

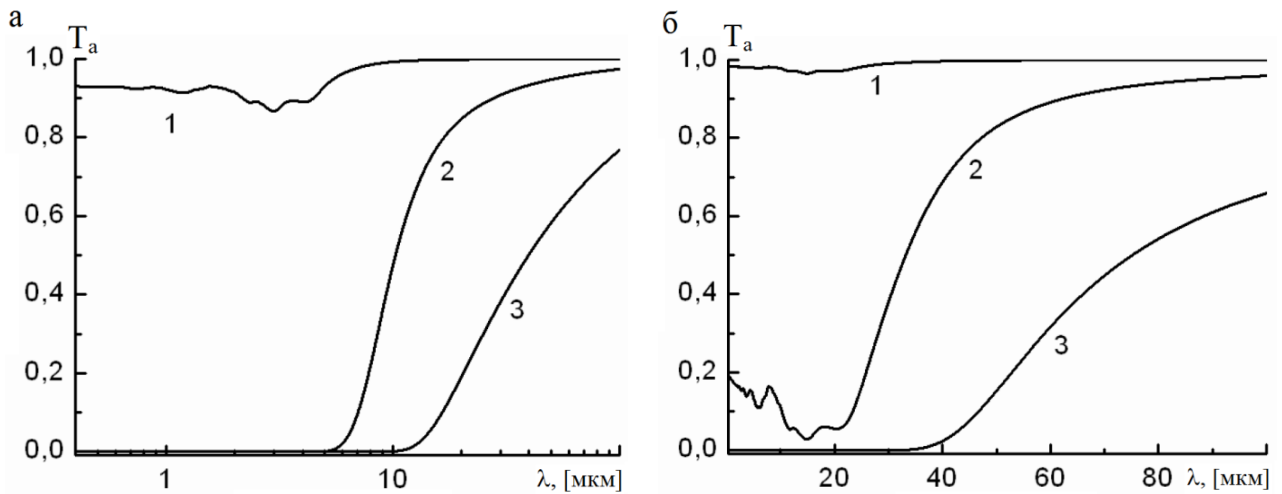


Рисунок 7.5: Спектральная зависимость функции пропускания при $\chi=0.1$, $a=1$ мкм: 1 – $C=10^4$ л⁻¹; 2 – $C=10^6$ л⁻¹; 3 – $C=10^7$ л⁻¹. (а) $n=1.31$; (б) $n=2.0$.

Спектральный диапазон λ , мкм						
$a_{пред}$, МКМ / С, л ⁻¹	1 – 3		3 – 8		8 – 12	
	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$
10^4	$a < 8.63$	$a > 68.20$	$a < 8.8$	$a > 67.54$	$a < 8.8$	$a > 66.72$
10^5	$a < 2.57$	$a > 21.28$	$a < 3.17$	$a > 20.84$	$a < 4.04$	$a > 19.89$
10^6	$a < 1.08$	$a > 6.55$	$a < 1.52$	$a > 6.23$	$a < 1.99$	$a > 7.24$
10^7	$a < 0.53$	$a > 2.04$	$a < 0.76$	$a > 2.65$	$a < 0.99$	$a > 3.41$
10^8	$a < 0.26$	$a > 0.91$	$a < 0.37$	$a > 1.29$	$a < 0.47$	$a > 1.7$
10^9	$a < 0.13$	$a > 0.45$	$a < 0.17$	$a > 0.64$	$a < 0.22$	$a > 0.83$
10^{10}	$a < 0.06$	$a > 0.22$	$a < 0.08$	$a > 0.31$	$a < 0.10$	$a > 0.40$
10^{11}	$a < 0.03$	$a > 0.11$	$a < 0.04$	$a > 0.15$	$a < 0.05$	$a > 0.18$

Таблица 7.1: Граничные условия для учета молекулярного поглощения и аэрозольного ослабления при $n=1.2$, $\chi=0.1$.

Спектральный диапазон λ , мкм						
$a_{пред}$, МКМ / С, л ⁻¹	1 – 3		3 – 8		8 – 12	
	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$
10^4	$a < 8.59$	$a > 68.12$	$a < 8.33$	$a > 67.37$	$a < 8.27$	$a > 66.44$
10^5	$a < 2.50$	$a > 21.22$	$a < 2.10$	$a > 20.73$	$a < 2.62$	$a > 20.01$
10^6	$a < 0.7$	$a > 6.50$	$a < 1.07$	$a > 6.03$	$a < 1.58$	$a > 4.98$
10^7	$a < 0.38$	$a > 1.98$	$a < 0.65$	$a > 1.73$	$a < 0.95$	$a > 2.31$
10^8	$a < 0.23$	$a > 0.59$	$a < 0.38$	$a > 0.95$	$a < 0.51$	$a > 1.41$
10^9	$a < 0.13$	$a > 0.34$	$a < 0.19$	$a > 0.58$	$a < 0.25$	$a > 0.83$
10^{10}	$a < 0.07$	$a > 0.21$	$a < 0.09$	$a > 0.33$	$a < 0.11$	$a > 0.43$
10^{11}	$a < 0.03$	$a > 0.11$	$a < 0.04$	$a > 0.16$	$a < 0.05$	$a > 0.21$

Таблица 7.2: Граничные условия для учета молекулярного поглощения и аэрозольного ослабления при $n=1.7$, $\chi=0.1$.

Спектральный диапазон λ , мкм						
$a_{пред}$, мкм / C, μ^{-1}	1–3		3–8		8–12	
	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$	$T_{com}(\lambda) > 0.95$	$T_{com}(\lambda) < 0.05$
10^4	$a < 8.59$	$a > 68.11$	$a < 8.33$	$a > 67.37$	$a < 7.73$	$a > 66.46$
10^5	$a < 2.56$	$a > 21.22$	$a < 2.09$	$a > 20.75$	$a < 2.23$	$a > 20.19$
10^6	$a < 0.63$	$a > 6.51$	$a < 0.94$	$a > 6.22$	$a < 1.45$	$a > 6.44$
10^7	$a < 0.34$	$a > 1.89$	$a < 0.61$	$a > 1.54$	$a < 0.92$	$a > 2.01$
10^8	$a < 0.22$	$a > 0.51$	$a < 0.38$	$a > 0.85$	$a < 0.53$	$a > 1.31$
10^9	$a < 0.13$	$a > 0.31$	$a < 0.20$	$a > 0.55$	$a < 0.26$	$a > 0.82$
10^{10}	$a < 0.07$	$a > 0.20$	$a < 0.10$	$a > 0.33$	$a < 0.12$	$a > 0.46$
10^{11}	$a < 0.03$	$a > 0.12$	$a < 0.05$	$a > 0.17$	$a < 0.06$	$a > 0.22$

Таблица 7.3: Граничные условия для учета молекулярного поглощения и аэрозольного ослабления при $n=2.0$, $\chi=0.1$.

В качестве критерия учета только одной составляющей ослабления было выбрано условие изменения менее чем на 5% общей функции пропускания (T_{com}) при учете только одного из эффектов. Для удобства представления результатов расчета в Таблицах 7.1 – 7.3, рассматриваемый в данной работе ИК диапазон длин волн разделен на 3 интервала. Каждый первый столбец в рамках выделенного интервала длин волн (см. Таблицы 7.1 – 7.3) указывает предельные значения радиуса сферических частиц, при которых влияние аэрозоля на величину $T_{com}(\lambda)$ составляет не более 5%, т.е. влияние частиц меньшего размера на ФП пренебрежимо мало. Второй столбец для каждого диапазона длин волн указывает, что присутствие частиц размерами больше указанных, приводит к ослаблению излучения не менее чем на 95 %, т.е. такие частицы оказывают преобладающее влияние на ФП.

Для наглядности на Рисунке 7.6 продемонстрированы некоторые данные, подобные представленным в Таблицах 7.1 – 7.3. Здесь приведены граничные

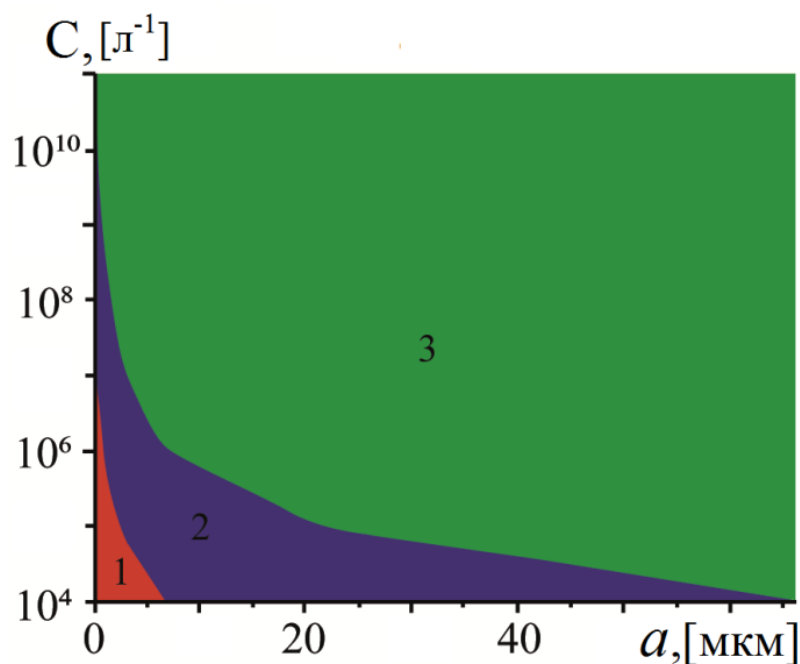


Рисунок 7.6: Характер пропускания в зависимости от размеров частиц и их концентрации частиц в единице объема при $n=1.5$, $\chi=0.1$ для λ от 1 мкм до 12 мкм.

1– $T_{\text{com}}(\lambda) > 0.95$; 2– $0.05 < T_{\text{com}} < 0.95$; 3– $T_{\text{com}} < 0.5$.

параметры для среднего радиуса сферических частиц a и их концентрации C , иллюстрирующие области учета молекулярного поглощения и аэрозольного ослабления при $n=1.5$, $\chi=0.1$ для λ от 1 мкм до 12 мкм. Координаты области 1 представляют определенные значения концентрации и эффективного радиуса, когда влиянием аэрозоля можно пренебречь с погрешностью не более 5%. Аналогично, область 3 демонстрирует случай, когда влияние молекулярной компоненты среды с ошибкой менее 5% пренебрежимо мало. Центральная область 2 указывает множество значений C и a , при которых учет обеих составляющих ослабления средой обязателен для обеспечения точности расчета функции пропускания не менее чем на 95%.

Приведенные зависимости позволяют ориентироваться в роли аэрозольной компоненты при общей оценке величины пропускания аэрозольно-газовой смеси. Опираясь на расчеты прозрачности среды при учете только ослабления за счет частиц, нами определены граничные условия для параметров аэрозольного

состава, при которых следует учитывать обе составляющие, рассчитывая общее ослабление излучения. Кроме того, определены варианты ФП, когда достаточно рассматривать только влияние каждого из эффектов в отдельности.

На Рисунке 7.7 представлены спектральные зависимости функции пропускания, обусловленной только молекулярным поглощением (кривая 1)

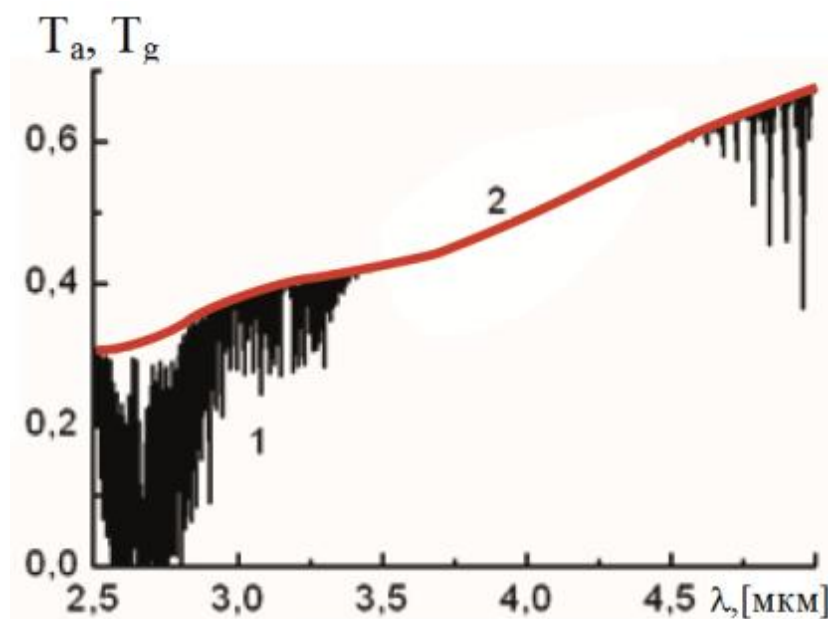


Рисунок 7.7: Спектральная зависимость функции пропускания с учетом разных эффектов: молекулярного поглощения и аэрозольного ослабления при $h=10$ м. 1 – пропускание, обусловленное молекулярным эффектом (водяной пар, температура 298 К); 2 – пропускание в случае аэрозольной составляющей при $a=1$ мкм, $n=1.7$, $\chi=0.1$, $C=10^7$ л⁻¹.

или аэрозольной составляющей (кривая 2). В качестве молекулярной компоненты был выбран водяной пар при температуре 298 К и парциальным давлением 0.01315 атм. Кривая 2 Рисунка 7.7 иллюстрирует предельный случай, когда для ближней ИК области при большой концентрации полупрозрачных частиц ($C=10^7$ л⁻¹, $\chi=0.1$), эффективный радиус которых соизмерим с длиной волны, среда является практически непрозрачной за счет аэрозоля. В этом случае молекулярное поглощение учитывать нецелесообразно. Рисунок 7.7 демонстрирует, что априори

можно указать исходные данные, при которых необходим одновременный учет обоих эффектов.

7.2 Пропускание лучистой энергии газово-аэрозольной средой, содержащей метан

Аэрозоли и газообразные соединения, формирующиеся в надповерхностном слое атмосферы, оказывают значительное влияние на химические и физические процессы в атмосфере [10–12, 31, 74, 153, 166]. Мониторингу парниковых газов уделяется большое внимание. Это связано с необходимостью контролировать экологическую ситуацию, как в локальном, так и глобальном масштабе. Выброс газа зачастую свидетельствует об активизации физико-химических процессов в поверхностных или придонных областях. Так, в результате подъема Мирового океана и увеличения температуры вод шельфовых морей Арктики происходит разрушение газогидратов метана, сопровождающееся выбросом CH_4 в воду, а затем в атмосферу [10–12]. Обнаружение газогидратов и высокой концентрации пузырей может служить индикатором нефтегазовых залежей и зон разломов, а также использоваться для оценивания сейсмической активности при прогнозе землетрясений. Оценка оптических характеристик газово-аэрозольной среды и определение природы и концентрации газовых составляющих надводного или приземного слоя атмосферы позволяет установить источник их формирования.

Газово-аэрозольные среды природного и антропогенного происхождения, как правило, распределены по большой площади и нередко в труднодоступных районах. Оптические методы являются наиболее эффективными для исследования таких образований. В их основе лежит определение характеристик излучения,

трансформированного средой. Возможность генерировать лучистую энергию с различными длинами волн и различным состоянием поляризации, а также обеспечивать трассу зондирования в произвольном направлении позволяет создавать наиболее приемлемые условия для получения информативных данных. В частности, наибольшую чувствительность при определении параметров среды, содержащей метан, имеет лазерная абсорбционная спектроскопия среднего ИК диапазона, где лежат основные колебательно-вращательные полосы поглощения CH_4 , и наблюдается селективность метана на фоне других составляющих атмосферы.

В данном разделе используется оптическая модель многокомпонентной газовой-аэрозольной смеси для изучения особенностей экстинкции и функции пропускания видимого и ИК излучения. На основе этой модели проведен ряд численных экспериментов по определению оптических характеристик атмосферного образования. В состав среды входит дисперсная составляющая в виде системы хаотически ориентированных ледяных кристаллов, представленных частицами сферической формы, и метан как основной газовой компонент. Здесь проиллюстрированы особенности пропускания видимого и ИК излучения, позволяющие оценивать микрофизические параметры тестируемой среды.

Расчет коэффициента молекулярного поглощения проводился по методологии прямых расчетов («line-by-line»), основанной на использовании баз данных по параметрам спектральных линий поглощения газа. Ослабление оптического излучения частицами определялось в рамках теории Ми.

Рассмотрим влияние молекулярной составляющей среды на пропускание лучистой энергии. В реализации формулы (1.20) основная задача заключается в расчете коэффициента поглощения. На Рисунке 7.8 иллюстрируются особенности спектрального хода ФП для метана с различным парциальным давлением (η) на интервалах длин волн, где наблюдаются максимумы $\alpha_{\text{mol}}(\lambda)$ в ИК спектре (см.

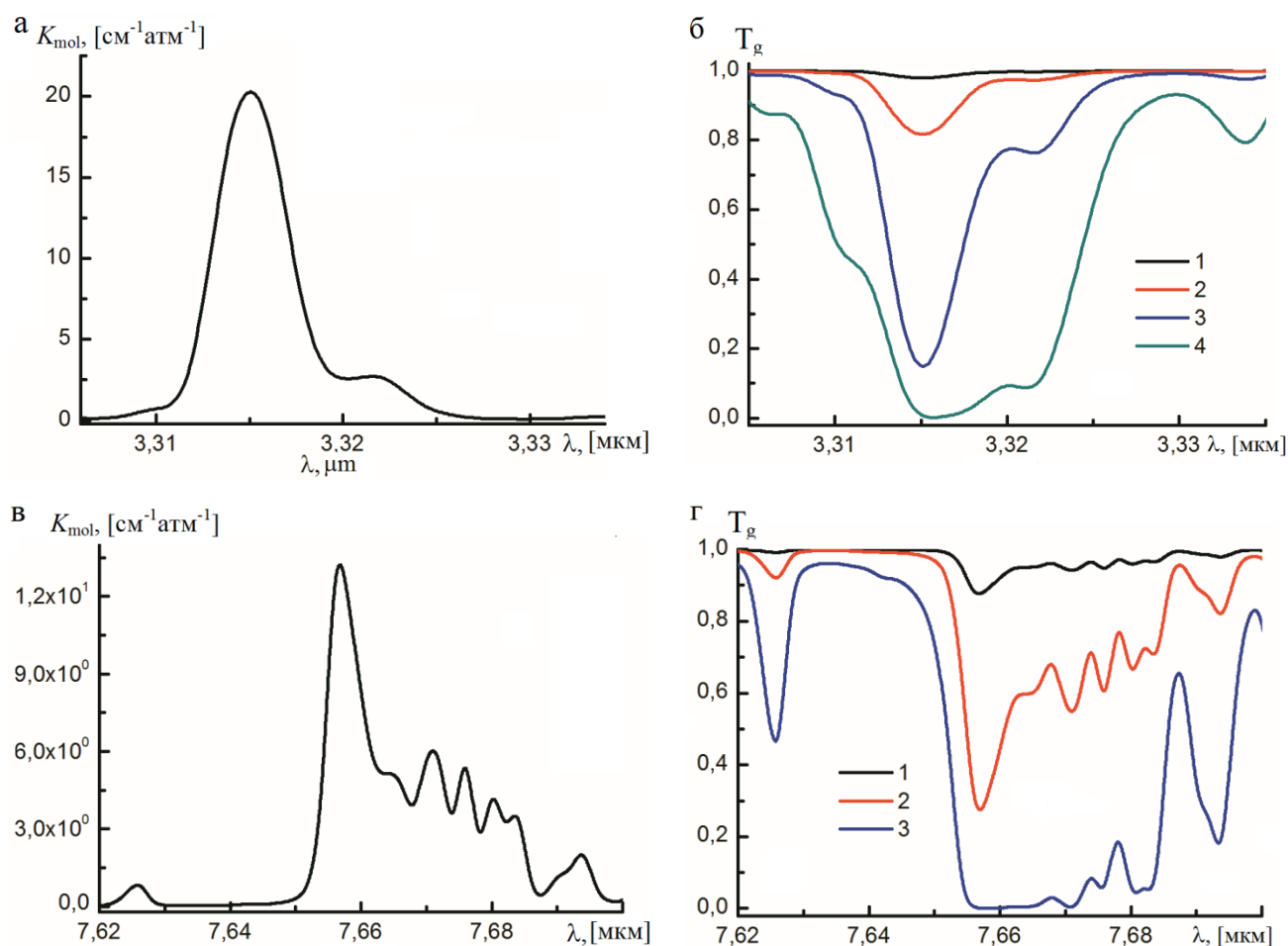


Рисунок 7.8: Коэффициент молекулярного поглощения метана $K_{\text{mol}}(\lambda)$: (а), (в). Функция пропускания $T_g(\lambda)$ при разном парциальном давлении CH_4 . (б): 1 – $\eta=10^{-6}$ атм, 2 – $\eta=10^{-5}$ атм, 3 – $\eta=10^{-4}$ атм, 4 – $\eta=10^{-3}$ атм; (г): 1 – $\eta=10^{-5}$ атм, 2 – $\eta=10^{-4}$ атм, 3 – $\eta=10^{-3}$ атм.

Рисунки 7.8 (а) и 7.8 (в)). Для оценки концентрации метана следует анализировать спектральный ход ФП в области длин волн, где располагаются его основные полосы поглощения с центрами 3.315 мкм и 7.66 мкм, иллюстрируемые на Рисунках 7.8 (а) и 7.8 (в). По особенностям спектральной зависимости ФП в области расположения основных максимумов $K_{\text{mol}}(\lambda)$ в ИК диапазоне может быть определена концентрация метана. При высоком парциальном давлении CH_4 изменение функции пропускания может регистрироваться даже при больших погрешностях измерений и наличии мешающих атмосферных газов.

При исследовании ФП надводным или приземным слоем атмосферы следует учитывать влияние дисперсной составляющей смеси. Основной величиной в определении этой оптической характеристики является экстинкция. В силу аэродинамических свойств мелкие частицы и крупные частицы объемной формы хаотически ориентированы в пространстве. Усреднение ослабления по форме и ориентации частиц приводит к сглаживанию особенностей экстинкции, проявляющихся в случае отдельного рассеивателя. Для исследования особенностей ослабления лучистой энергии дисперсной составляющей среды выбраны сферические частицы, которые могут служить приемлемыми моделями для хаотически ориентированных кристаллов. Для расчета характеристик ослабления такими частицами использовалось решение Ми задачи рассеяния плоской волны на сфере [4]. Радиус сферы обозначен как a , комплексный показатель преломления частиц – \tilde{n} .

Рисунок 7.9 иллюстрирует результаты расчета фактора ослабления $\Theta_{\text{ext}}(r)$ ($r=a/\lambda$) для сферической частицы при различных значениях комплексного

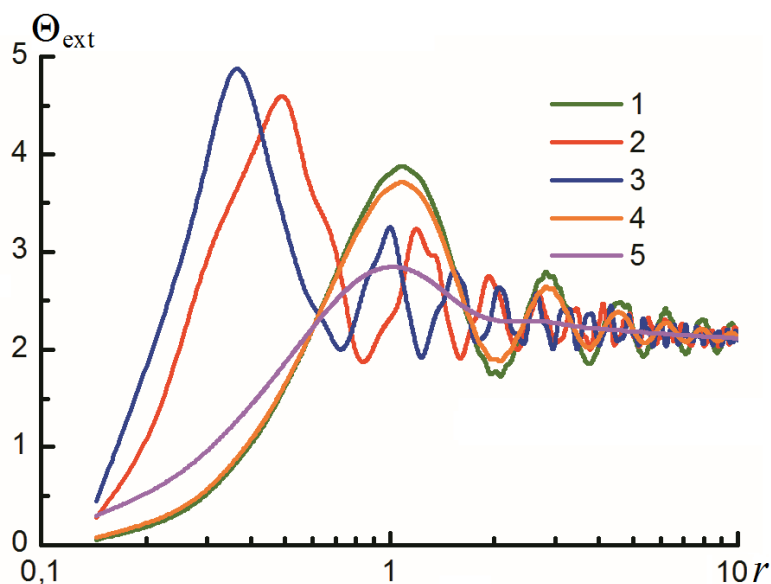


Рисунок 7.9: Фактор ослабления для сферической частицы в зависимости от размерного параметра $\Theta_{\text{ext}}(r)$: 1 – $n=1.3$, $\chi=0$; 2 – $n=1.7$, $\chi=0$; 3 – $n=1.9$, $\chi=0$; 4 – $n=1.3$, $\chi=0.01$; 5 – $n=1.3$, $\chi=0.1$.

показателя преломления. Из рисунка видно, что наиболее яркая зависимость $\Theta_{\text{ext}}(r)$ наблюдается, когда радиус сферы соизмерим с длиной волны падающего излучения. Чем больше величина показателя преломления n отличается от 1, тем больше интервал изменения фактора ослабления. Очевидно, что при увеличении значения показателя поглощения χ снижается амплитуда осцилляций $\Theta_{\text{ext}}(r)$, это становится более ощутимым, когда $\chi > 0.01$. Для сферических частиц, размеры которых более чем на порядок превышают величину λ , фактор ослабления практически достигает своего асимптотического значения, равного 2. В этом случае ослабление определяется, главным образом, площадью тени частицы.

При исследовании оптических характеристик среды, следует рассматривать соответствующие интегральные величины. Нами проведен ряд численных экспериментов по определению ослабления оптического излучения, прошедшего через систему частиц сферической формы. Для расчета интегральной характеристики ослабления (1.10) использовалось модифицированное гамма-распределение (1.3). На Рисунках 7.10 (а) и 7.10 (б) показаны значения $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ и $T_a(\lambda)$, полученные при $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ для морского аэрозоля [96] и при различных параметрах распределения частиц по размерам. Особенности $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ и $T_a(\lambda)$ обусловлены значениями показателя преломления и соотношением величин \bar{a} и λ . При анализе данных пропускания газовой-аэрозольной смеси следует учитывать влияние микрофизических и оптических параметров частиц на особенности спектральной зависимости характеристик ослабления.

Рассмотрим совместное и раздельное влияние молекулярного поглощения и аэрозольного ослабления на функцию пропускания смесью. На Рисунке 7.11 показаны зависимости ФП от длины волны падающего излучения $T_{\text{com}}(\lambda)$, $T_g(\lambda)$ и $T_a(\lambda)$, иллюстрирующие вклад каждого компонента в общее ослабление средой. Из рисунка видно, что в областях расположения основных полос поглощения метаном, вклад дисперсной составляющей можно не рассматривать. Однако при малом парциальном давлении, особенно вне основных полос поглощения CH_4 ,

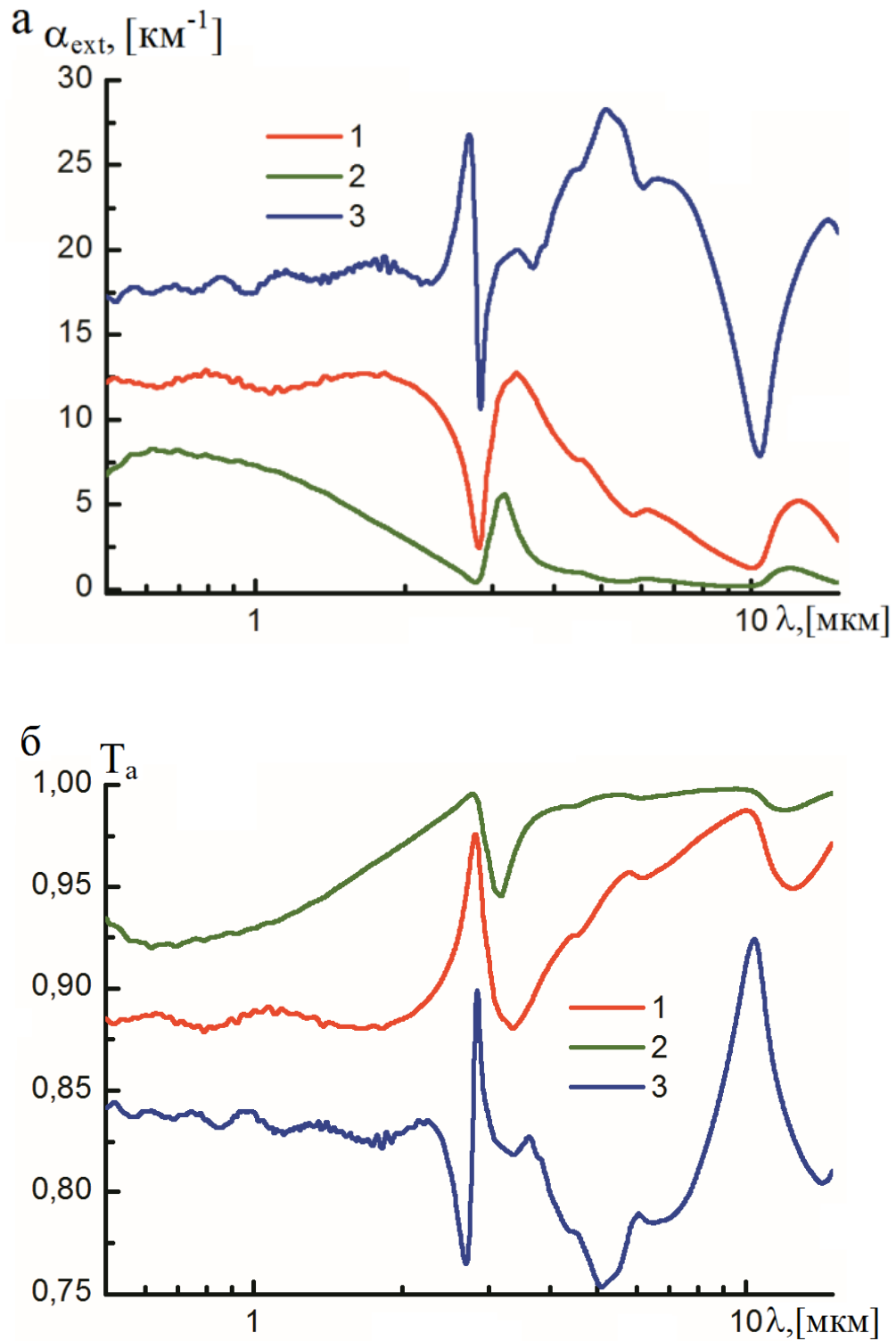


Рисунок 7.10: Коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (а) и функция пропускания $T_a(\lambda)$ (б) при $h=10$ м, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ [96]: 1 – $\bar{a}=1$ мкм, $C=10^6$ л $^{-1}$, $\mu=1$; 2 – $\bar{a}=1$ мкм, $C=10^6$ л $^{-1}$, $\mu=20$; 3 – $\bar{a}=5$ мкм, $C=10^5$ л $^{-1}$, $\mu=20$.

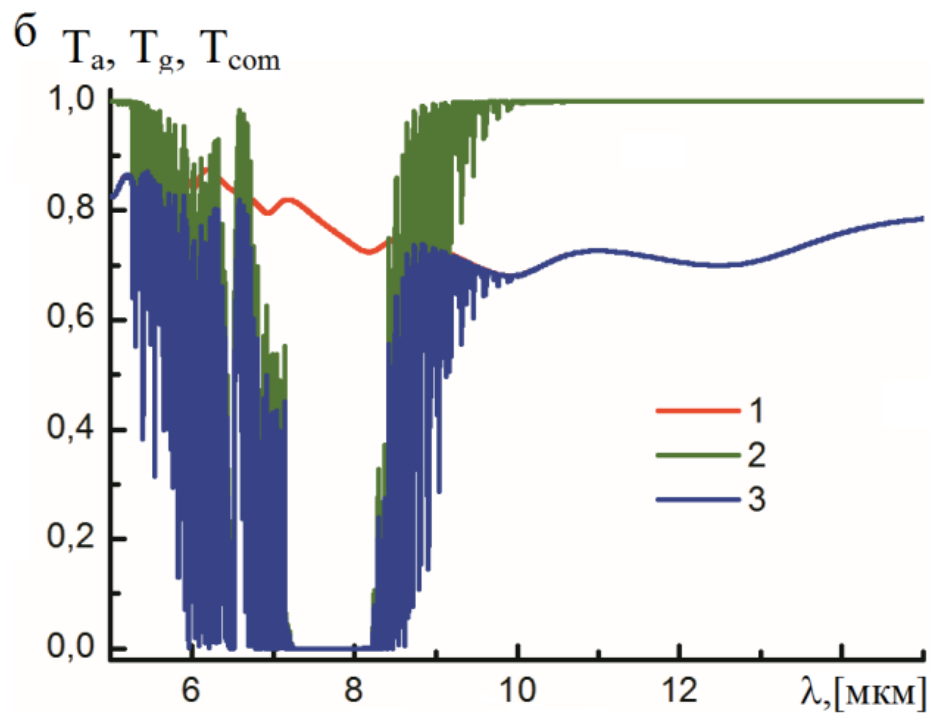
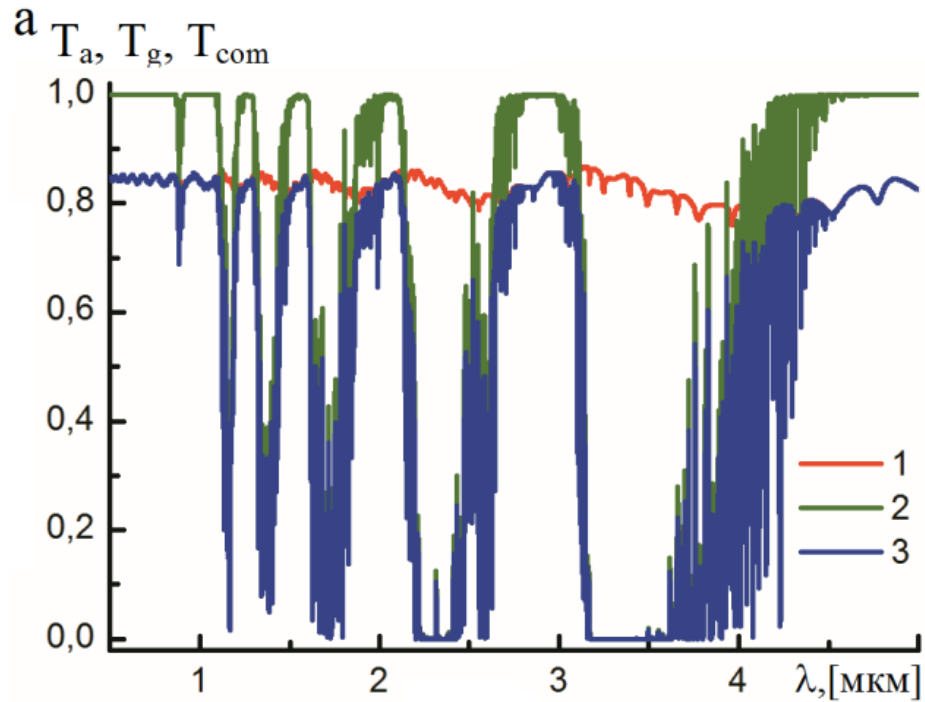


Рисунок 7.11: Спектральная зависимость функции пропускания газовой-аэрозольной среды при $h=10$ м, $\eta=2 \cdot 10^{-5}$ атм, $n=1.7$, $\chi=10^{-4}$, $a=5$ мкм, $C=10^5 \text{ л}^{-1}$:

1 – $T_a(\lambda)$ (без учета газовой составляющей); 2 – $T_g(\lambda)$ (без учета аэрозольной составляющей); 3 – $T_{com}(\lambda)$ (с учетом совместного влияния газовой и аэрозольной составляющих).

следует учитывать и аэрозольный компонент. На Рисунке 7.11 можно выделить спектральные интервалы, где преобладающее влияние на ФП излучения оказывает аэрозольная или газовая составляющая, а где следует учитывать совместное воздействие компонент смеси. Величина и особенности вклада каждой составляющей зависят от микрофизических и оптических характеристик среды, которые можно качественно оценить с помощью вышеприведенных рисунков. В разделе 7.1 были представлены критерии, которые позволяют при заданной точности рассматривать только одну из составляющих среды, учитывая при этом возможные значения среднего размера частиц и их концентрации в единице объема.

Установленные закономерности ослабления, проявляющиеся в различных спектральных диапазонах длин волн в зависимости от физических свойств газовой-аэрозольной смеси, могут быть положены в основу определения источников возмущения надповерхностного слоя атмосферы и оценки состава аэродисперсной среды. Использование априорной информации о микрофизических, оптических и ориентационных параметрах исследуемого объекта позволят разработать надежную методологию оценивания состава многокомпонентной смеси.

7.3 Пропускание лучистой энергии газовой-аэрозольной средой, содержащей триоксид диалюминия

Одними из основных источников, формирующих антропогенные образования в верхних и средних слоях атмосферы, являются самолеты и ракеты. От качества работы двигателей зависит как безопасность полетов, так и экологическое состояние атмосферы. Большинство параметров системы защиты двигателей диагностируются с помощью измерения основных характеристик

работы двигателя датчиками, установленными непосредственно в двигателе, что усложняет проведение испытаний. Оптические методы диагностики позволяют получать информацию о состоянии двигателя дистанционными измерениями [167]. Такой метод диагностики факела двигателя имеет ряд преимуществ перед традиционными, поскольку не требует никаких доработок двигательной установки. Ввиду малой инерционности он позволяет получать информацию в реальном масштабе времени. Этот метод позволяет судить по спектральным линиям излучения металлов об эрозии деталей и узлов двигателя. Эта проблема не может быть выявлена другими методами. Применяя оптическую диагностику двигателя по спектрам излучения или поглощения его выхлопной струи, можно определять концентрацию частиц тех или иных металлов, входящих в конструкционные материалы и, измеряя скорость износа конструкции, определять в реальном времени ресурс двигателя и заблаговременно предотвращать аварийные ситуации. Использование нового класса твердых ракетных топлив, содержащих ультрадисперсный порошок алюминия и двойной окислитель на основе перхлората и нитрата аммония [63, 68, 167, 185], требует анализа продуктов сгорания исследуемых смесевых твердых ракетных топлив. Для успешного проведения исследований оптическими методами необходима информация о спектрах ослабления зондирующего излучения металлосодержащими аэрозолями, наиболее важными из которых является триоксид диалюминия Al_2O_3 .

Для численного исследования свойств трансформированного излучения, прошедшего через полидисперсную среду, следует учитывать поглощение молекулярной компонентой смеси и ослабление аэрозолем. При анализе влияния аэрозоля рассматривают модель отдельной частицы, позволяющую адекватно установить зависимость характеристик светорассеяния от параметров падающего излучения и параметров рассеивателя. В качестве модельной среды рассмотрим газовой-аэрозольную среду, в состав которой входит водяной пар и хаотически

ориентированные частицы триоксид диалюминия Al_2O_3 . Для расчета оптических характеристик полидисперсной среды с учетом распределения частиц по размерам рассмотрим интегральные соотношения, определяющие коэффициенты ослабления (α_{ext}), рассеяния (α_{sca}) и поглощения (α_{abs}) (1.10) – (1.12), а также функцию пропускания (1.19) – (1.21). Для определения характеристик светорассеяния использовалась теория Ми. Для их расчета задавались значения комплексного показателя преломления (n – показатель преломления, χ – показатель поглощения), длины волны падающего излучения (λ) и параметры модифицированного гамма-распределения частиц по размерам (C , μ , \bar{a}).

Рассмотрим влияние химического состава частиц на зависимость коэффициента ослабления от длины волны ИК излучения. На Рисунке 7.12 (а) показаны результаты расчета коэффициента ослабления при различных значениях показателя преломления. Из рисунка видно, что в случае большего отличия значений n от оптических свойств мягких частиц (для мягких частиц $n \approx 1$), наблюдается более рельефная кривая $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ (см. Рисунок 7.12 (а), кривая 3), особенности которой проявляются ярче в области длин волн, соизмеримых со средним размером частиц. Очевидно, что чем больше значения показателя поглощения χ , тем более сглаженная структура $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ формируется (см. Рисунок 7.12 (б)).

Для проведения численного эксперимента по определению характеристик ослабления ИК излучения металлосодержащими аэрозолями, наиболее важными из которых является триоксид диалюминия, была учтена зависимость значений комплексного показателя преломления частиц Al_2O_3 от длины волны падающего излучения λ , т.е. $\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) + i \cdot \chi(\lambda)$. Данные по оптическим свойствам вещества частиц Al_2O_3 заимствованы из [99]. По результатам численного исследования оптических характеристик среды, содержащей продукты сгорания топлив двигателей, оценим вклад в ослабление частиц Al_2O_3 . Для задания микрофизических и оптических характеристик дисперсной среды использовалась

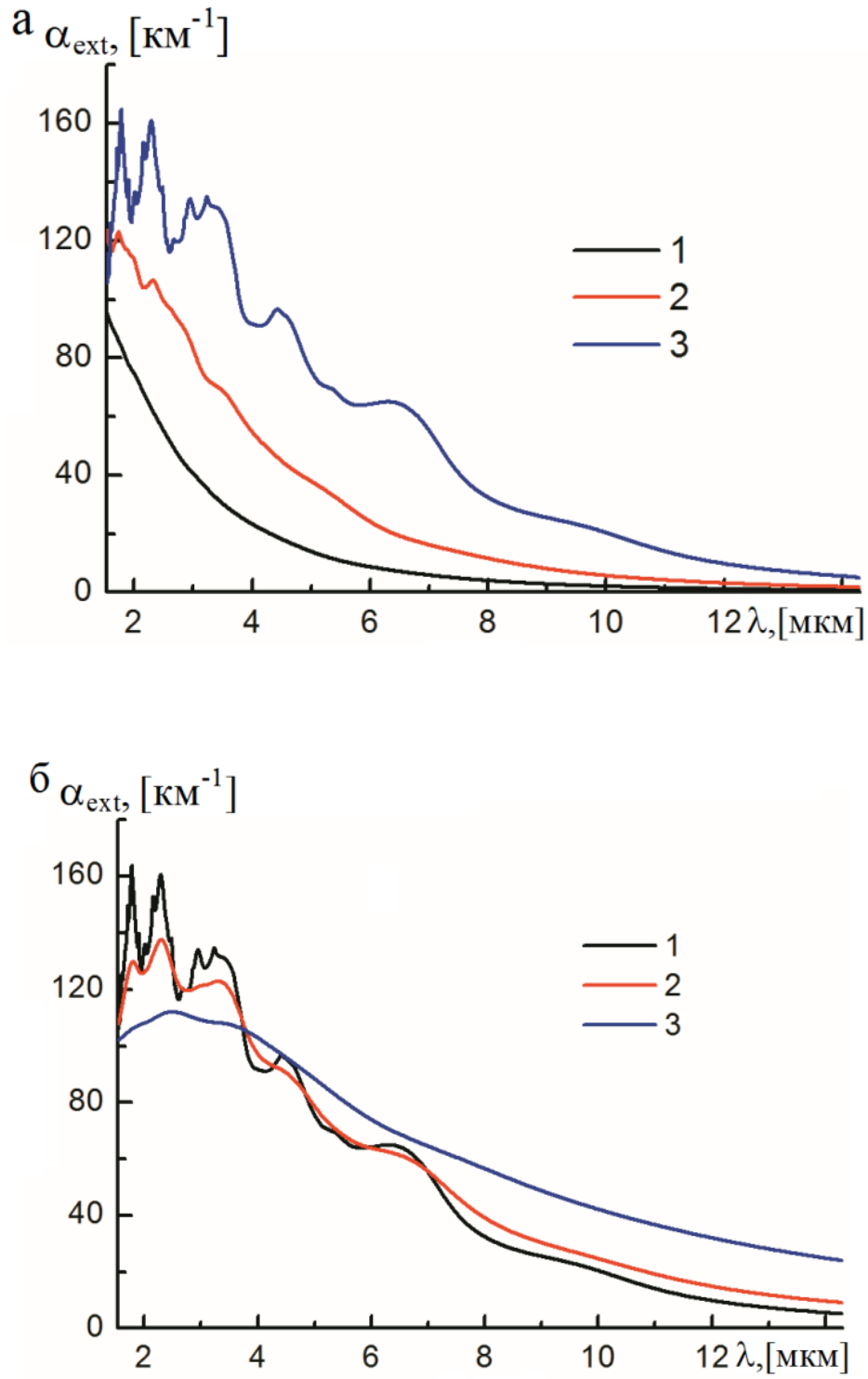


Рисунок 7.12: Коэффициент ослабления $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ при $\bar{a}=1$ мкм, $C=10^7$ л $^{-1}$, $\mu=5$. (а):
 1 – $n=1.3$, $\chi=0$; 2 – $n=1.5$, $\chi=0$, 3 – $n=1.9$, $\chi=0$. (б): 1 – $n=1.9$, $\chi=10^{-3}$; 2 – $n=1.9$,
 $\chi=10^{-1}$; 3 – $n=1.9$, $\chi=0.5$.

следующая априорная информация: частицы имели размер от 0.01 мкм до 20 мкм, концентрация частиц принимала значения от 10^5 до 10^7 л⁻¹.

На Рисунке 7.13 показаны результаты расчета коэффициентов рассеяния,

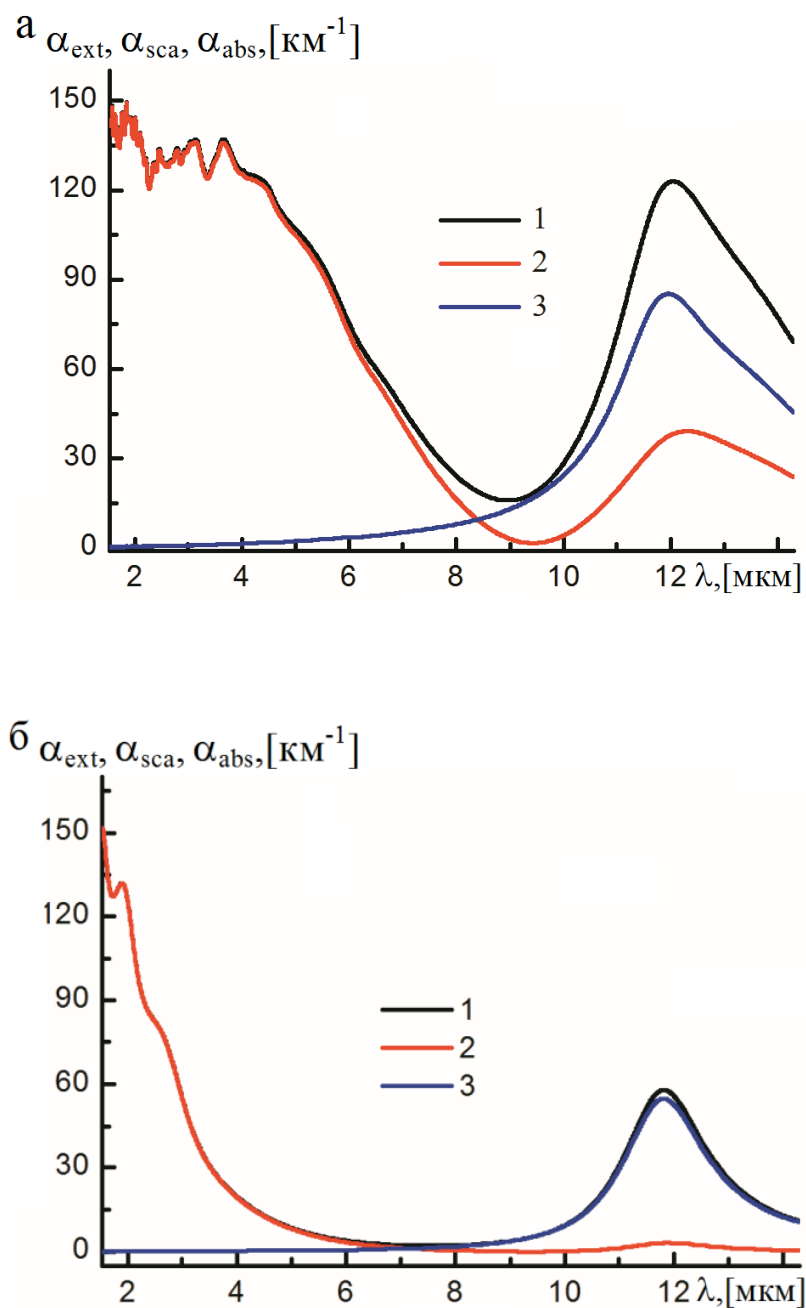


Рисунок 7.13: Коэффициенты ослабления 1 – $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$, рассеяния 2 – $\alpha_{\text{sca}}(\lambda)$ и поглощения 3 – $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ при $\bar{a} = 1$ мкм, $C=10^7$ л⁻¹, $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ для Al_2O_3 [99]. (а) $\mu=1$,
(б) $\mu=30$.

ослабления и поглощения ИК излучения в зависимости от длины волны при $\mu=1$ и $\mu=30$. Из Рисунка 7.13 видно, что ослабление определяется главным образом за счет рассеяния ИК излучения, длина волны которого не превышает 8 мкм. По данным [99] в ИК диапазоне показатель поглощения χ Al_2O_3 принимает значения примерно от 0.1 до 1.44 ($\lambda > 9$ мкм), что обеспечивает возрастание роли поглощения в ослаблении излучения. Для среды, содержащей частицы триоксида диалюминия с большим разбросом по размерам (например, $\mu=1$) роль рассеяния частицами, соизмеримыми с длиной волны, в ослаблении излучения может быть значимой даже при больших значениях χ (см. Рисунок 7.13 (а)).

Рисунок 7.14 иллюстрирует особенности спектральной зависимости оптических характеристик среды, обусловленные различными значениями параметров распределения частиц по размерам. При этом рассматривался слой $h=10$ метров. На Рисунках 7.14 (а), 7.14 (в) и 7.14 (д) показаны результаты расчетов коэффициента ослабления, а на Рисунках 7.14 (б), 7.14 (г) и 7.14 (е) функции пропускания от длины волны при разных параметрах μ , характеризующих разброс частиц по размерам. Чем меньше значение μ , тем выше дисперсия. Очевидно, что чем больше размеры частиц, тем больше значения коэффициента ослабления и слабее пропускательная способность среды. Особенности волновой зависимости $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ и $T_a(\lambda)$ (в частности, положение максимума и минимума) связаны с закономерностью изменения $\tilde{n}(\lambda)$, свойственной триоксиду диалюминия. Чем больше средний размер частиц, тем в меньшем интервале длин волн локализуется минимум $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ и максимум $T_a(\lambda)$. Из Рисунка 7.14 видно, что дисперсия размеров рассеивателей может существенно влиять на значения коэффициента ослабления и функции пропускания. При большем разбросе частиц по размерам положения максимума и минимума $T_a(\lambda)$ снижаются. Увеличение значения параметра распределения μ обеспечивает увеличение интервала длин волн, где локализуется минимум $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ и минимум

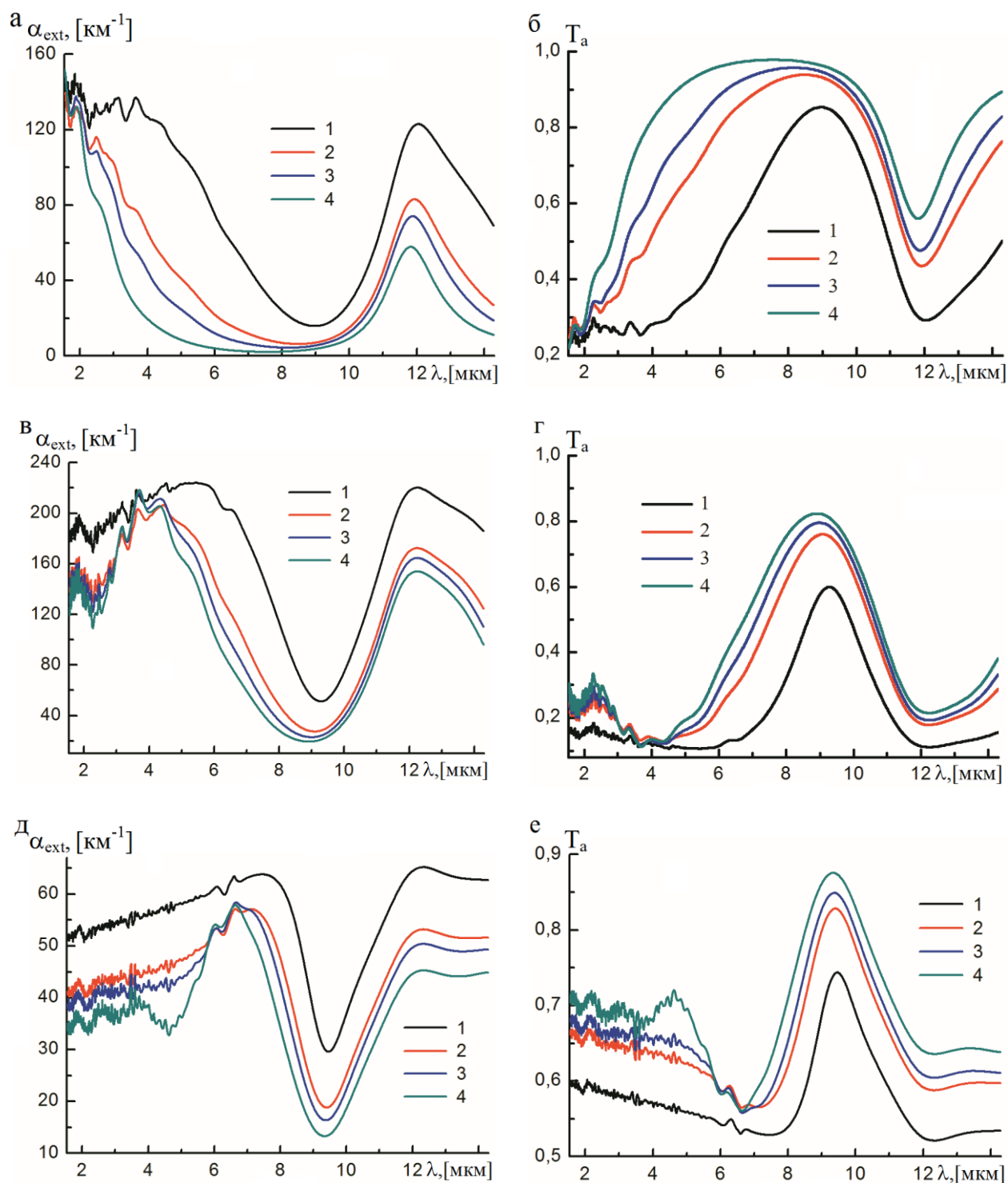


Рисунок 7.14: Спектральная зависимость коэффициента ослабления и функции пропускания при $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ для Al_2O_3 [99]: 1 – $\mu=1$, 2 – $\mu=5$, 3 – $\mu=10$, 4 – $\mu=30$. (а): $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ и (б): $T_a(\lambda)$ при $\bar{a}=1$ мкм, $C=10^7$ л $^{-1}$; (в): $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ и (г): $T_a(\lambda)$ при $\bar{a}=2$ мкм, $C=4 \cdot 10^6$ л $^{-1}$; (д): $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$; (е): $T_a(\lambda)$ при $\bar{a}=5$ мкм, $C=2 \cdot 10^5$ л $^{-1}$.

$T_a(\lambda)$. В спектральной области, где длина волны падающего излучения соизмерима со средним размером частиц, при большем значении μ можно наблюдать выраженную тонкую структуру спектрального хода $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ и $T_a(\lambda)$, в то время как при большой дисперсии ее особенности сглаживаются (сравним кривые 1 и 4 Рисунка 7.14).

Рассмотрим совместное и раздельное влияние молекулярного поглощения и аэрозольного ослабления на функцию пропускания смесью. В качестве газовой компоненты выбран водяной пар. Дисперсная составляющая представлена сферическими частицами триоксида диалюминия. На Рисунке 7.15 показаны зависимости ФП от длины волны падающего излучения $T_{\text{com}}(\lambda)$, $T_g(\lambda)$ и $T_a(\lambda)$, иллюстрирующие вклад каждого компонента в общее ослабление средой. Из Рисунка 7.15 видно, что в интервале 10–12 мкм длин волн пропускание рассматриваемой газовой-аэрозольной смесью определяется главным образом дисперсной составляющей.

Итак, выше продемонстрировано влияние микрофизических и оптических параметров частиц на особенности спектральной зависимости характеристик ослабления, которые следует учитывать при анализе данных пропускания газовой-аэрозольной смесью. Что касается молекулярного ослабления, то основной вклад в спектральном диапазоне 10–12 мкм вносит водяной пар, причем континуальное поглощение в этом районе значительно превышает селективное. Соответственно общая спектральная картина в этой области длин волн полностью определяется поведением зависимости ослабления аэрозольной компонентой, что позволяет судить о величине разброса частиц по размерам. Измерение ослабления на длине волны лазера, определяемое максимальным поглощением водяным паром, откроет возможность количественного определения максимального значения концентрации Al_2O_3 .

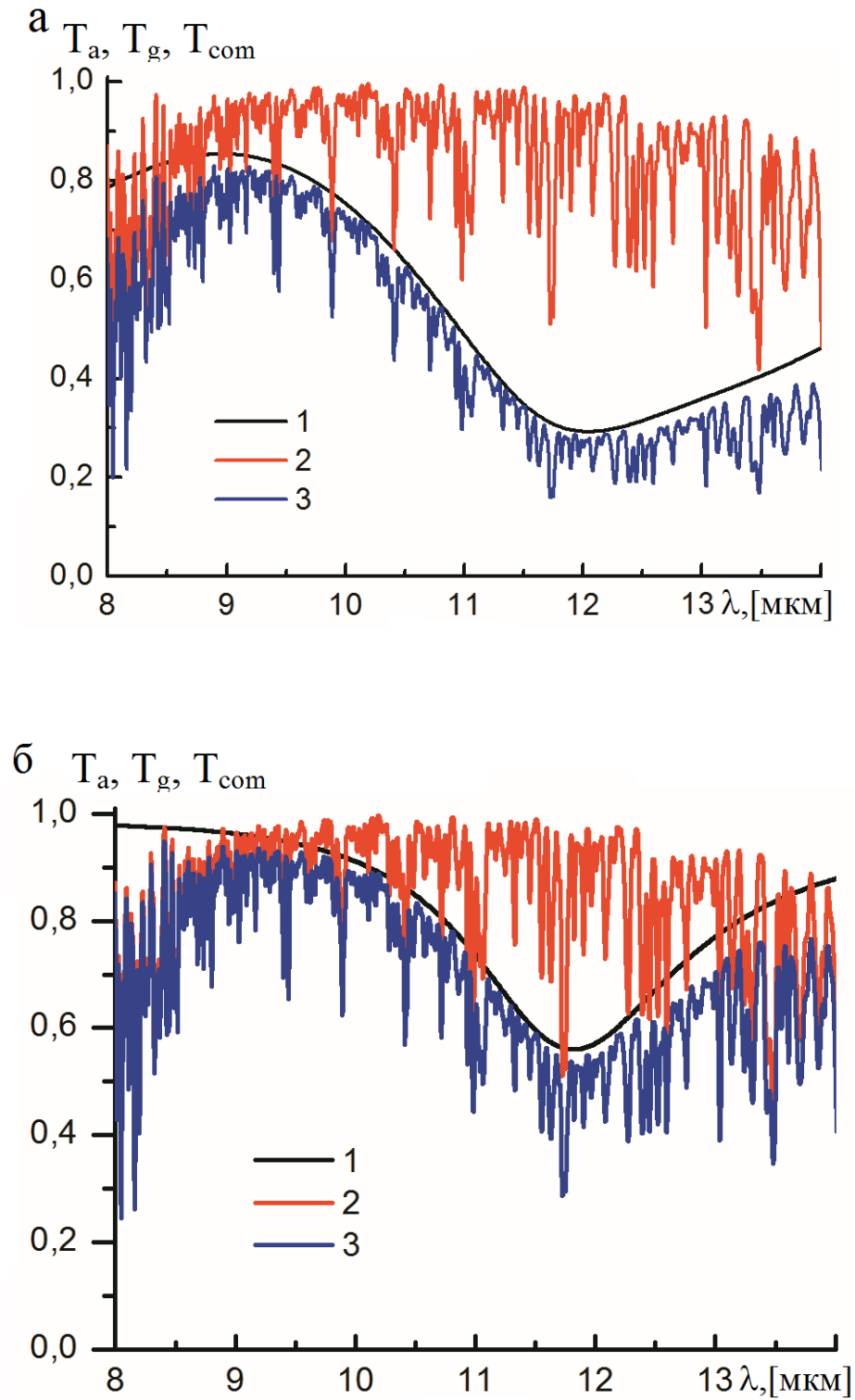


Рисунок 7.15: Спектр пропускания газовой-аэрозольной среды при $h=10$ м, $\eta=0.03$ атм для H_2O , $t=1000$ К, $\tilde{n} = \tilde{n}(\lambda)$ для Al_2O_3 [99], $\bar{a}=1$ мкм, $C=10^7$ л $^{-1}$: 1 – $T_a(\lambda)$; 2 – $T_g(\lambda)$; 3 – $T_{\text{com}}(\lambda)$. (а) $\mu = 1$, (б) $\mu=30$.

7.4 Пропускание лучистой энергии полидисперсной средой

В настоящее время остается актуальной задачей определение пропускания лучистой энергии ансамблем полупрозрачных кристаллов с учетом ориентации и функции распределения частиц по размерам, а также и состояния поляризации падающего видимого и ИК излучения. Решение этой задачи позволит получить новые данные и учесть их в разработке климатических моделей, в изучении переноса излучения через анизотропные среды, при оценке данных пассивного и лазерного зондирования кристаллических облаков. Состоятельная интерпретация данных зондирования ледяных облаков формируется на основе приемлемых численных моделей.

В природных условиях наблюдаются большое разнообразие форм и размеров частиц. Как уже отмечалось выше, по характеру ослабления наибольший интерес представляют частицы, которые обеспечивают спектральную зависимость функции пропускания. К таким частицам относятся мелкие частицы (соизмеримые с длиной волны падающего излучения) и крупные (размер частицы много больше длины волны) преимущественно ориентированные кристаллы, имеющие плоскопараллельные грани. Для получения качественного представления ФП для мелких частиц в этом разделе использовалось классическое решение задачи рассеяния плоской волны на сфере. Тем не менее, здесь основной акцент сделан на анализ данных ФП для крупных кристаллов, аналога которым пока нет в научной литературе. Для расчета ФП лучистой энергии крупными кристаллами применялся гибридный метод, объединяющий методы физической и геометрической оптики.

Рассмотрим слой атмосферной среды, содержащей частицы. Через слой толщиной h проходит оптическое излучение. Функция пропускания лучистой энергии однородным слоем может быть рассчитана по формуле (1.19). При рассмотрении среды, в состав которой входят различные дисперсные компоненты, общий коэффициент ослабления определяется как (1.23).

В данном разделе показаны основные закономерности пропускательной способности оптического излучения слоем кристаллических частиц различной природы. Здесь иллюстрируется влияние крупных кристаллов с различными микрофизическими, оптическими и ориентационными параметрами на пропускание слоем среды. Представленные результаты расчета показывают, при какой концентрации и средних размерах крупных частиц на пропускание излучения может оказывать мелкодисперсная фракция аэрозоля. Демонстрируется, при каких условиях имеет смысл привлекать более точные методы расчета характеристик светорассеяния, учитывающие несферичность мелких частиц. В разделе также приводятся ситуации, при которых является значимым учет совместного влияния мелких и крупных частиц, обеспечивающих спектральный ход ослабления.

Прежде всего, отметим, что анализ характеристик ослабления для одной частицы дает возможность оценить влияние ее параметров на ослабление излучения, как базовой характеристики в определении функции пропускания лучистой энергии слоем среды. Предварительный анализ оптических характеристик отдельной частицы позволит сформировать оптимальную модель среды, содержащей различные по форме и размерам крупные частицы. Выбор рассеивателей, значимых с точки зрения их влияния на особенности ослабления, обеспечивает эффективную реализацию численного исследования пропускания лучистой энергии кристаллическим облаком.

Как уже отмечалось выше, что среди всех крупных частиц выделяются кристаллы, фактор которых осциллирует около своего асимптотического значения, равного 2. К таким частицам, прежде всего, относятся пластинки, прямоугольные и гексагональные столбики. В разделе 5.2 проведен сравнительный анализ вклада отмеченных кристаллов в ослабление оптического излучения. Показано, что при учете функции распределения частиц по размерам, вклад в спектральную зависимость коэффициента ослабления столбиков по отношению к пластинкам, будет незначительным (практически на порядок ниже)

(см. Рисунки 5.1 и 5.2). При этом основная роль в формировании наиболее ярких особенностей спектрального хода коэффициента ослабления отводится тонким пластинкам. Таким образом, среди всех крупных облачных кристаллов основной вклад в спектральную зависимость пропускания следует ожидать от преимущественно ориентированных пластинок.

Рассмотрим характер и устойчивость влияния микрофизических, оптических и ориентационных характеристик совокупности преимущественно ориентированных пластинок на пропускание лучистой энергии. Для определенности рассмотрим слой атмосферной среды в 10 метров. Для описания распределения частиц по размерам используем модифицированное гамма-распределение (1.3). Кроме того, применим функциональную взаимосвязь между толщиной и радиусом пластинки $d=f(a)$. Следует напомнить, что обозначения и описание входных параметров, используемых в расчете функции пропускания, значения которой проиллюстрированы на Рисунках 7.16 – 7.27, ранее были представлены в разделе 1.3.

На Рисунке 7.16 показаны зависимости функции пропускания от длины волны линейно поляризованного падающего излучения при различных средних размерах пластинок. Очевидно, что при одинаковых концентрациях, чем больше средние радиусы пластинок, тем пропускательная способность рассматриваемой среды ниже. При увеличении \bar{a} максимум функции пропускания сдвигается в сторону возрастания длины волны. Для толстых пластинок и средней толщины пластинок в видимом и ближнем ИК диапазоне длин волн наблюдаем нейтральный ход, что характерно для большого значения размерного параметра $(2\pi d/\lambda)$ и быстрого изменения набега фаз при прохождении излучения через кристаллы. В ИК диапазоне длин волн наблюдаем ярко выраженную спектральную зависимость ФП. Большое поглощение частиц существенно сглаживает особенности спектральной зависимости ФП (сравним кривые 3 и 4 Рисунка 7.16).

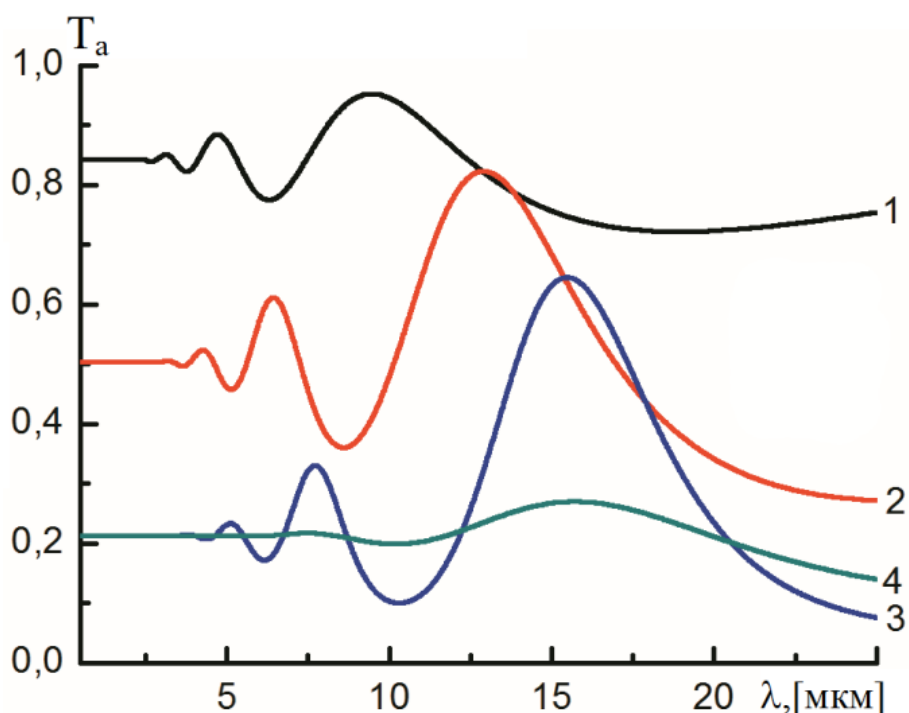


Рисунок 7.16: Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения для пластинок, $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $C=2.5 \cdot 10^2 \text{ л}^{-1}$, $\mu=10$, $d=2.020 (2a)^{0.449}$, $n=1.4$: 1 – $\bar{a}=100$ мкм, $\chi=0$; 2 – $\bar{a}=200$ мкм, $\chi=0$; 3 – $\bar{a}=300$ мкм, $\chi=0$; $\bar{a}=300$ мкм, $\chi=0.1$.

Рисунок 7.17 иллюстрирует характер зависимости ФП при различных значениях показателя преломления. Из рисунка видно, что оптические свойства кристаллов являются одними из основных характеристик частиц, определяющих особенности спектрального хода ФП. Вариации значений показателя преломления могут обеспечивать изменения ФП более чем на 10 %.

Рисунок 7.18 демонстрирует влияние дисперсии размеров частиц на спектральный ход ФП и на величину ее асимптотического значения. Чем больше дисперсия размеров кристаллов, тем более протяжённые интервалы длин волн, где наблюдается нейтральный ход $T_a(\lambda)$ (сравним кривые Рисунка 7.18 в диапазоне длин волн от 0.5 до 6 мкм). Чем меньше параметр μ ,

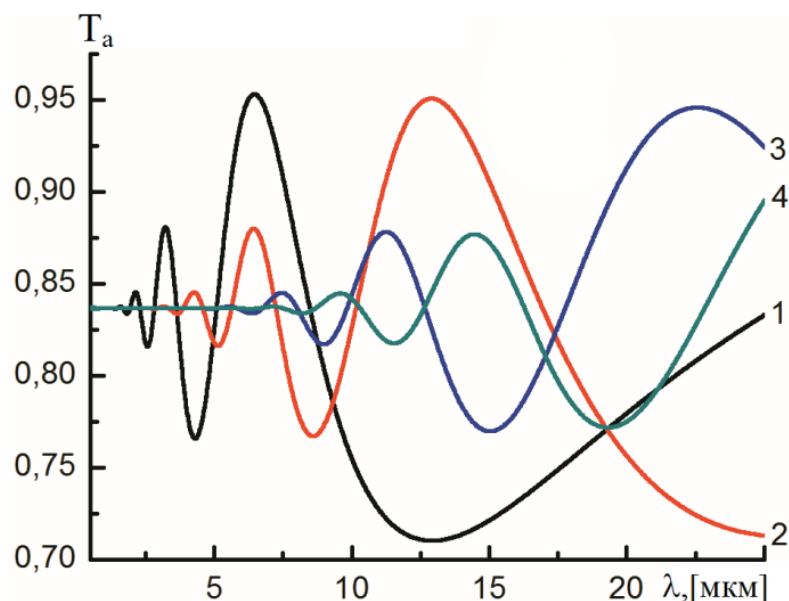


Рисунок 7.17: Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения для пластинок, $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $C=65 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=200$ мкм, $d=2.020 (2a)^{0.449}$, $\mu=10$, $\chi=0$: 1 – $n=1.2$; 2 – $n=1.4$; 3 – $n=1.7$; 4 – $n=1.9$.

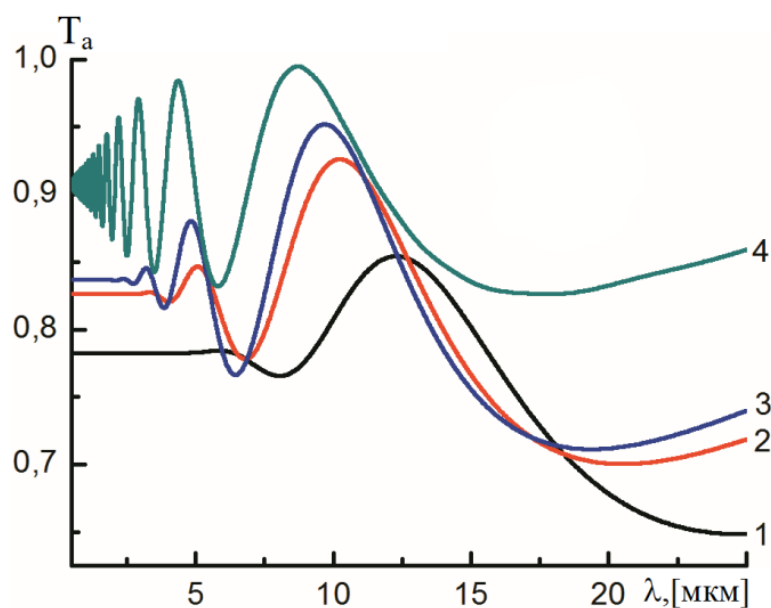


Рисунок 7.18: Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения для пластинок, $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $n=1.3$, $\chi=0$, $C=65 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=200$ мкм, $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$: 1 – $\mu=1$; 2 – $\mu=5$; 3 – $\mu=10$; 4 – $\mu=40$.

тем добавка рефракционного поля к дифракционному полю компенсируется в большей степени. Увеличение дисперсии размеров кристаллов приводит к смещению максимумов ФП в сторону увеличения длины волны и к снижению пропускательной способности слоя.

Рассмотрим влияние фактора формы частиц на особенности спектральной зависимости ФП. На Рисунке 7.19 иллюстрируются расчетные значения функции пропускания при различных значениях отношения между толщиной пластинок и их радиусом. Из рисунка видно, что в случае линейно пропорциональной зависимости $a \sim d$ (или близкой к ней) общий характер зависимости $T_a(\lambda)$ не меняется, но происходит существенное смещение максимумов и минимумов кривых. Для тонких пластинок (кривая 3 Рисунка 7.19) наблюдается спектральная зависимость не только в ближнем ИК диапазоне длин волн, но в видимом спектре, что не характерно для толстых пластинок (кривая 1 Рисунка 7.19).

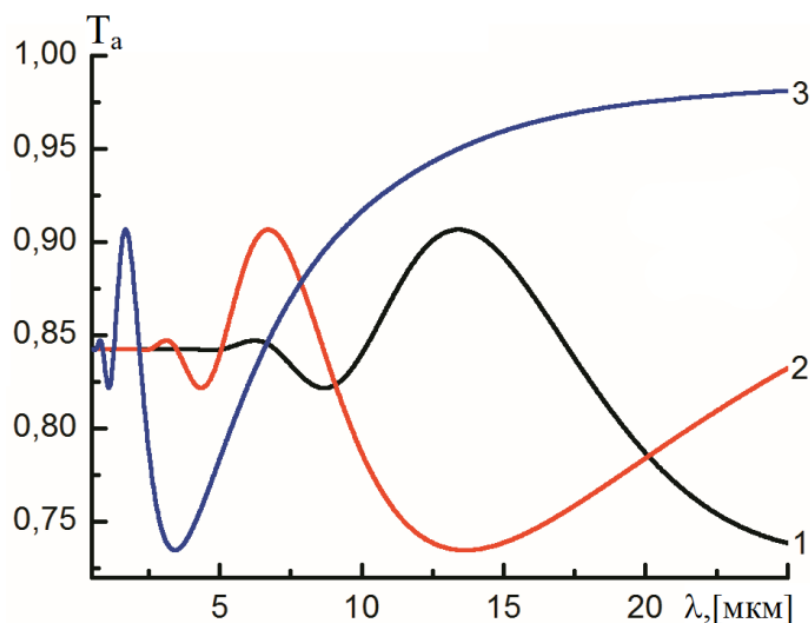


Рисунок 7.19: Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения для пластинок, $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $n=1.3$, $\chi=0$, $C=65 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=200 \text{ мкм}$, $\mu=20$: 1 – $a/d=5$; 2 – $a/d=10$; 3 – $a/d=40$.

Рисунок 7.20 иллюстрирует влияние ориентации частиц на спектральный ход ФП для условно тонких пластинок и для пластинок средней толщины.

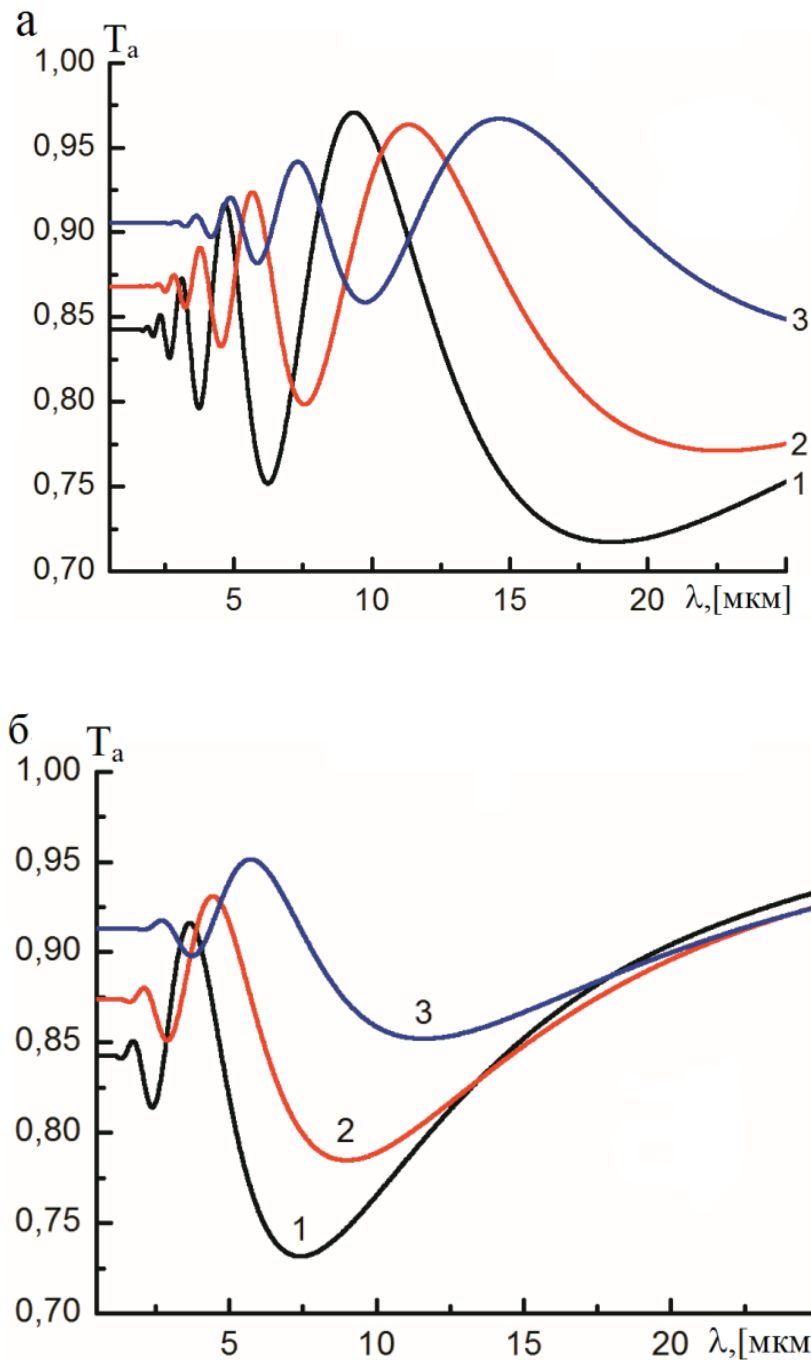


Рисунок 7.20: Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения для пластинок, $\gamma=0^\circ$, $n=1.3$, $\chi=0$, $C=65 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=200 \text{ мкм}$, $\mu=20$: 1 – $\beta=0^\circ$; 2 – $\beta=40^\circ$; 3 – $\beta=60^\circ$. (а) – $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$,
(б) – $d=0.05 a+1.0$.

Очевидно, чем больше угол β , чем меньше площадь тени частиц, которая является основой для определения асимптотического значения $T_a(\lambda)$, тем более прозрачной становится среда. Для тонких пластинок при малых значениях d/λ (примерно менее 1) изменение их положения практически не влияет на ФП, в то время как для средней толщины пластинок разница может составлять более 10%.

Выясним, существуют ли различия в ФП, когда коэффициент ослабления рассчитывается с учетом поляризационных особенностей и без их учета. Как было продемонстрировано нами ранее, поляризационный эффект ослабления проявляется при больших (более $30^\circ - 40^\circ$) углах наклона пластинок относительно направления падения излучения [А41].

Проиллюстрируем влияние поляризационного эффекта ослабления при расчете ФП. На Рисунке 7.21 демонстрируются значения ФП, численно

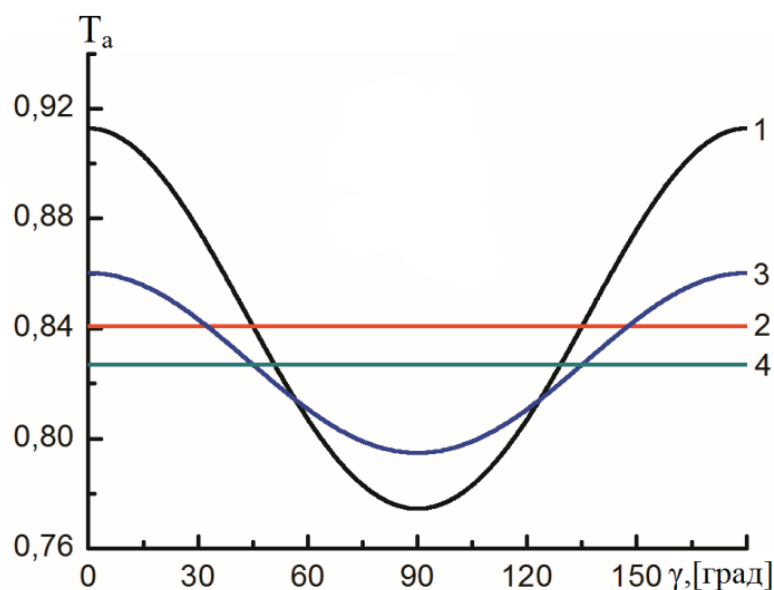


Рисунок 7.21: Функция пропускания в зависимости от угла γ , $n=2.09$, $\chi=0$, $\mu=40$, $\beta=66^\circ$ для пластинок: 1 – при линейной поляризации падающего излучения, $\lambda=2.8$ мкм, $C=3 \cdot 10^3 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=100$ мкм, $a/d=50$; 2 – для неполяризованного падающего излучения $\lambda=2.8$ мкм, $C=3 \cdot 10^3 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=100$ мкм, $a/d=50$; 3 – при линейной поляризации падающего излучения, $\lambda=12.6$ мкм, $C=4 \cdot 10^3 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=5 \cdot \lambda=63$ мкм, $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$; 4 – для неполяризованного падающего излучения, $\lambda=12.6$ мкм, $C=4 \cdot 10^3 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=5 \cdot \lambda=63$ мкм, $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$.

полученные при условии поляризованного и неполяризованного падающего излучения. Из Рисунка 7.21 видно, что ориентация плоскости поляризации может влиять на пропускательную способность среды. Отличие ФП в случае поляризованного излучения от случая неполяризованного излучения определяется, прежде всего, углом наклона частицы, а затем уже значениями микрофизических свойств кристаллов и величиной их показателя преломления.

Рассмотрим особенности ФП лучистой энергии ледяными кристаллами. Пусть слой атмосферы $h=10$ метров состоит из крупных преимущественно ориентированных ледяных пластинок. Учтем зависимость комплексного показателя преломления льда от длины волны падающего излучения $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ [182]. На Рисунке 7.22 представлены результаты расчета спектральной зависимости ФП тонкими, толстыми и средней толщины пластинок. Из рисунка

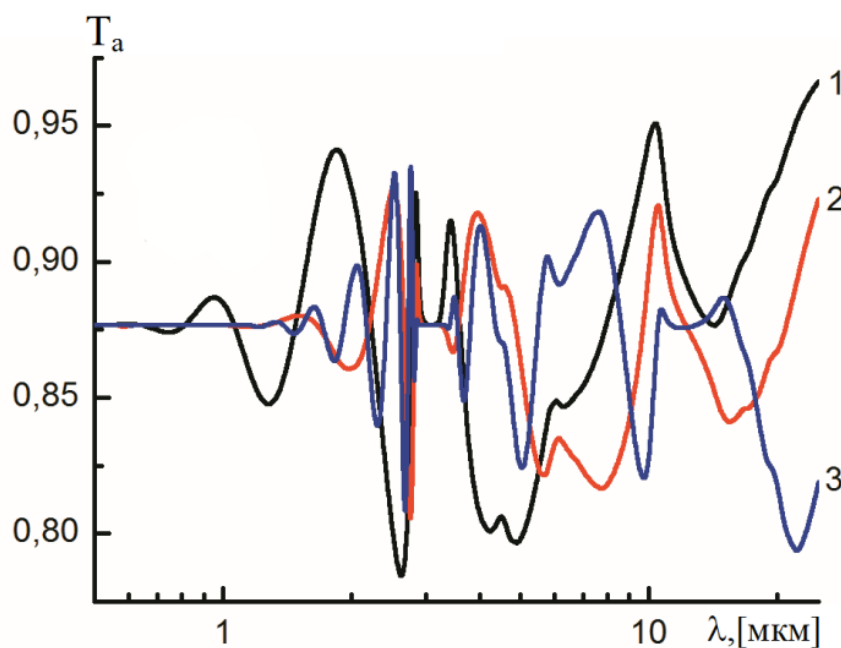


Рисунок 7.22: Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения для пластинок, $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда, $C=200 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=100 \text{ мкм}$, $\mu=20$: 1 – $d=0.05 a+1.0$; 2 – $a/d=10$; 3 – $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$.

видим, что несмотря на то, что в средней ИК области для льда характерно большое поглощение, тем не менее, спектральный ход $T_a(\lambda)$ является ярко выраженным. На его особенности существенным образом влияет фактор формы частиц.

Рисунок 7.23 иллюстрирует зависимости $T_a(\lambda)$, приведенные к единой асимптоте, за счет сочетания значений концентрации частиц и их средних

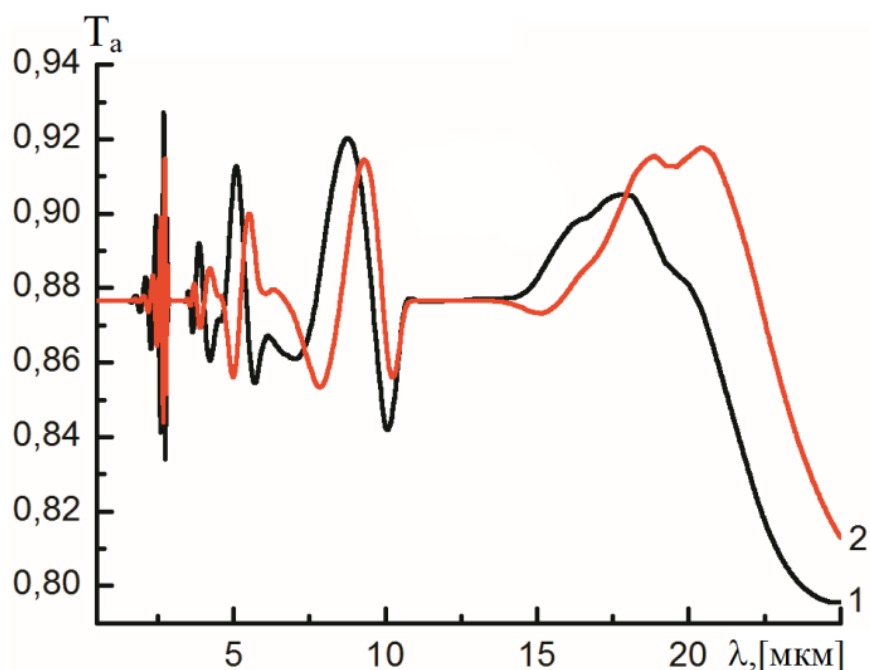


Рисунок 7.23: Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения для пластинок, $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда, $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$, $\mu=20$: 1 – $C=50 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=200 \text{ мкм}$; 2 – $C=22.2 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=300 \text{ мкм}$.

размеров при прочих равных условиях. Этот рисунок иллюстрирует влияние средних размеров ледяных пластинок на спектральный ход функции пропускания. При увеличении средних размеров пластинок, наблюдаем смещение минимумов и максимумов кривых при некоторой деформации самой кривой. На участке длин волн примерно от 12 мкм до 15 мкм для средней и большой толщины ледяных пластинок наблюдаем нейтральный ход ФП. Наибольшие отличия ФП от своего

асимптотического значения (примерно на 10%) характерны для малых размерных параметров (d/λ).

Рассмотрим вклад поляризационного эффекта ослабления для ледяных частиц в пропускание лучистой энергии. На Рисунке 7.24 показаны результаты расчета ФП в зависимости от угла ориентации плоскости поляризации относительно плоскости падения. Кривая 1 представляет случай линейной поляризации, а кривая 2 иллюстрирует значение ФП для неполяризованного

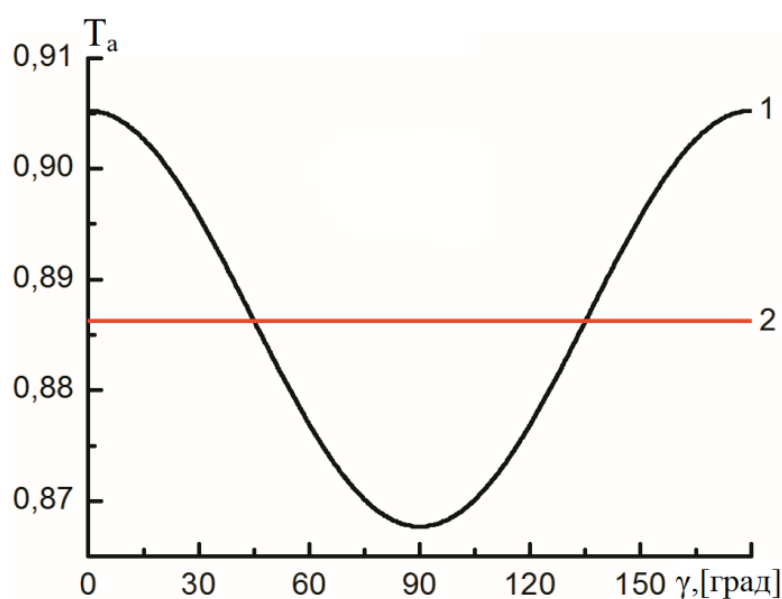


Рисунок 7.24: Функция пропускания в зависимости от угла γ при $\lambda=1.51$ мкм, $n=n(\lambda)$ и $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда, $\mu=40$, $\bar{a}=50$ мкм, $d=0.05 \cdot a+1.0$, $C=10^4$ л⁻¹, $\beta=60^\circ$: 1 – при линейной поляризации падающего излучения; 2 – для неполяризованного падающего излучения.

падающего излучения. Расчеты показали, что для ледяных частиц при угле падения излучения не менее 40° неучет поляризационных свойств в определении ФП лучистой энергии крупными преимущественно ориентированными ледяными пластинками может привести к ошибке порядка 10%. Поляризационный эффект ослабления в большей степени проявляется для тонких пластинок с меньшей дисперсией размеров частиц и при меньшем размерном параметре.

Известно, что спектральный ход характеристик ослабления могут обеспечивать частицы соизмеримые с длиной волны падающего излучения. В частности, к таким частицам относятся сферы. Пусть слой атмосферы составляет 100 метров. В состав выделенной среды входят частицы сферической формы, соизмеримые с длиной волны падающего излучения, и крупные горизонтально ориентированные ледяные пластинки. На Рисунке 7.25 иллюстрируются значения коэффициента ослабления $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ для ансамблей сфер и пластинок, средние

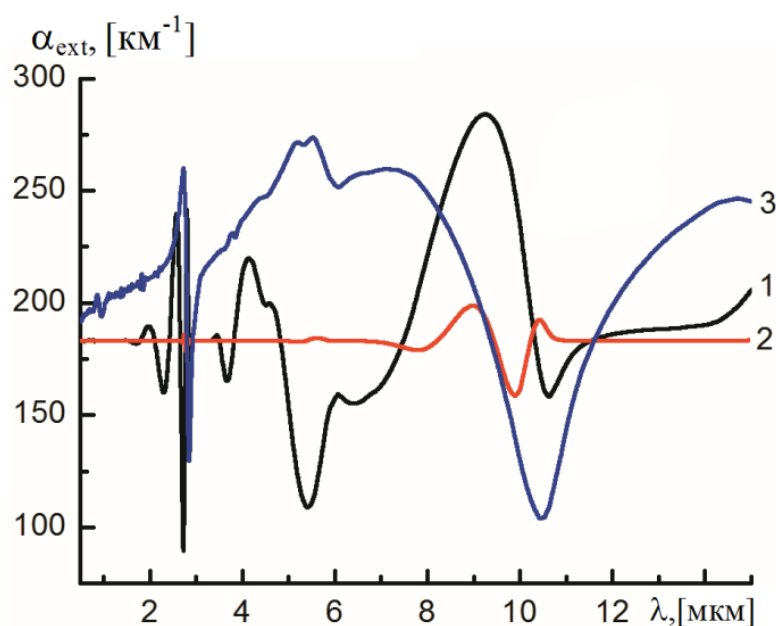


Рисунок 7.25: Коэффициент ослабления в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения, $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда, $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$, $\mu=5$: 1 – (пластинки) $C=10^4 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=50 \text{ мкм}$; 2 – (пластинки) $C=10^2 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=500 \text{ мкм}$; 3 – (сферы) $C=10^6 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=5 \text{ мкм}$.

размеры которых отличаются друг от друга на один и два порядка. В этом случае разница в концентрациях частиц соответственно на 2 и 4 порядка приводит рассматриваемые $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ к практически единой асимптоте. Из рисунка видно, что особенности спектрального хода $\alpha_{\text{ext}}(\lambda)$ обеспечиваются не только значениями показателя преломления, но и формой частиц.

На Рисунках 7.26 и 7.27 рассмотрим совместное и раздельное влияние ледяных пластинок и сфер на функцию пропускания. Для случая, представленного на Рисунке 7.26, коэффициенты ослабления имеют единую асимптоту. При этом вклад ансамблей сферических частиц и пластинок в общее пропускание средой имеет соизмеримые веса. Особенности спектрального хода $T_a(\lambda)$ в той или иной мере отражаются на форме кривой, иллюстрирующей совместное влияние частиц на пропускание средой. Из Рисунка 7.27 видно, что при одинаковой концентрации пластинок (кривая 1) и сфер (кривая 2), средние размеры которых отличаются на порядок, вклад мелких кристаллов на общее пропускание средой (кривая 4) пренебрежимо мало (кривые 1 и 4 практически

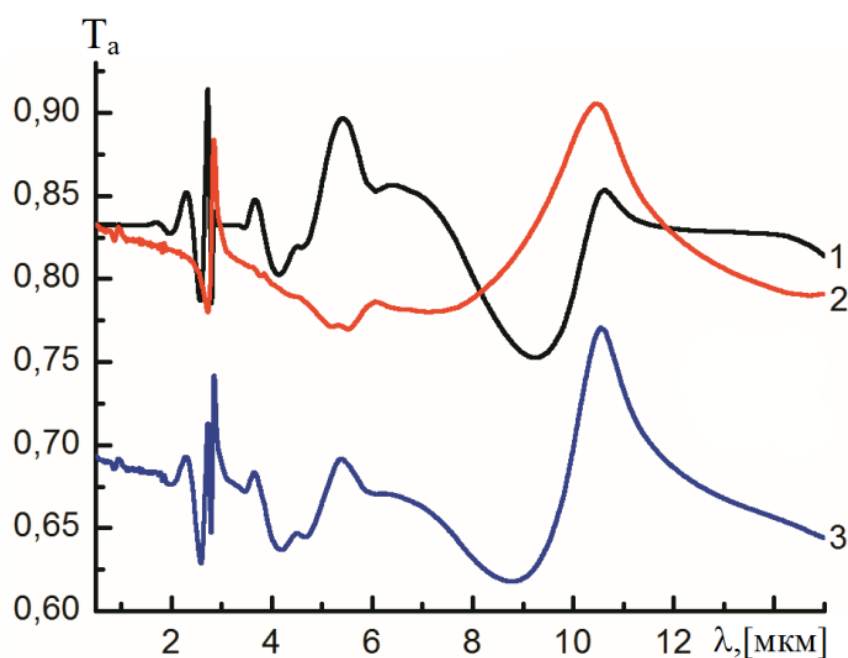


Рисунок 7.26: Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения, $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда, $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$, $\mu=5$: 1 – (пластинки) $C=100 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=50 \text{ мкм}$; 2 – (сферы) $C=9560 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=5 \text{ мкм}$; 3 – совместный учет пластинчатых и сферических частиц с параметрами, указанными для кривых 1 и 2 соответственно.

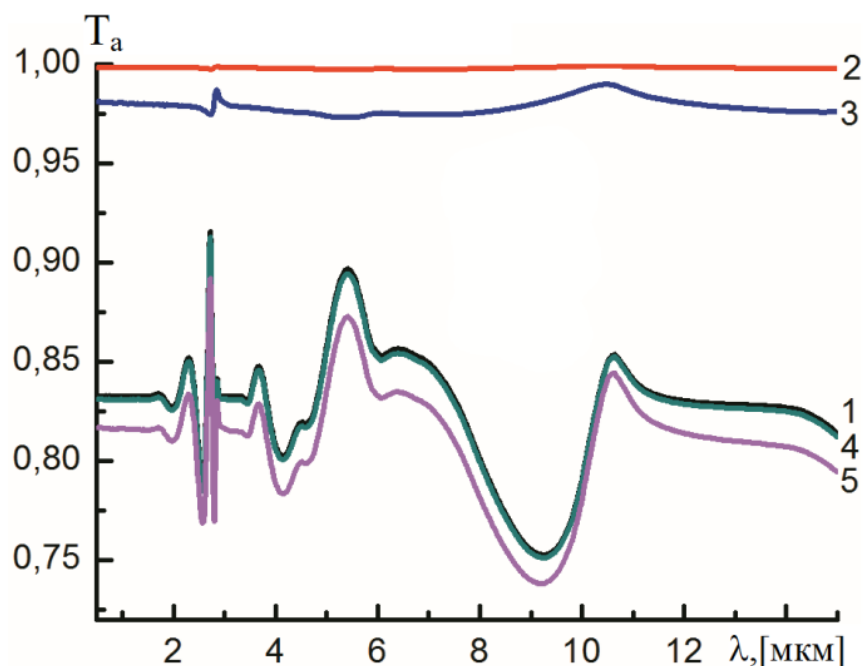


Рисунок 7.27. Функция пропускания в зависимости от длины волны при линейной поляризации падающего излучения: $\beta=0^\circ$, $\gamma=0^\circ$, $n=n(\lambda)$, $\chi=\chi(\lambda)$ для чистого льда, $d=2.020 \cdot (2.0 \cdot a)^{0.449}$, $\mu=5$: 1 – (пластинки) $C=100 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=50 \text{ мкм}$; 2 – (сферы) $C=100 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=5 \text{ мкм}$; 3 – (сферы) $C=1000 \text{ л}^{-1}$, $\bar{a}=5 \text{ мкм}$; 4 – совместный учет пластинчатых и сферических частиц с параметрами, указанными для кривых 1 и 2 соответственно; 5 – совместный учет пластинчатых и сферических частиц с параметрами, указанными для кривых 1 и 3 соответственно.

сливаются). Особенности спектрального хода суммарной ФП будут определяться главным образом ФП для пластинок, даже если концентрация сферических частиц будет на порядок выше концентрации пластинок.

В настоящем разделе рассмотрены ансамбли частиц, которые представляют наибольший интерес для изучения спектральной зависимости ослабления. Такими частицами являются крупные преимущественно ориентированные пластинки и столбики, а также мелкие (соизмеримые с длиной волны падающего излучения) хаотически ориентированные кристаллы, представленные сферическими частицами. Здесь обсуждаются результаты расчета характеристик ослабления видимого и ИК излучения, позволяющие объяснить появление нейтрального или

спектрального хода функции пропускания. Кроме того, эти результаты являются информативными для формирования эффективной модели многокомпонентной полидисперсной среды, учитывающей только составляющие, которые обеспечивают значимый вклад в пропускание лучистой энергии.

Иллюстрируется влияние микрофизических, оптических и ориентационных характеристик частиц на пропускание лучистой энергии. Показано, что среди всех форм кристаллов по выраженности спектральной зависимости пропускания выделяются пластинчатые кристаллы. По особенностям спектральной зависимости пропускания выделены три группы кристаллов пластинчатой формы, такие как тонкие, толстые и средней толщины пластинки. Более устойчивая спектральная зависимость ФП в среднем ИК диапазоне обеспечивается более тонкими пластинками. Кроме того, для тонких пластинок наблюдается спектральный ход ФП даже в видимом диапазоне длин волн, что совсем не приемлемо для толстых пластинок. Увеличение дисперсии размеров пластинок снижает пропускательную способность среды и сглаживает особенности спектрального хода ФП, обеспечиваемыми физико-химическими свойствами частиц. Поляризационные свойства ослабления в наибольшей степени проявляются для тонких пластинок с меньшим разбросом по размерам и при наклонном расположении пластинок относительно направления падения излучения примерно более чем 40° . Пренебрежение поляризационным эффектом ослабления для преимущественно ориентированных пластинок в зависимости от их химического состава может привести к ошибке расчета ФП даже более чем на 10%. Для атмосферного слоя, содержащего ансамбль преимущественно ориентированных ледяных пластинок, установлено, что вклад поляризационного эффекта ослабления оптического излучения в пропускательную способность среды не превышает примерно 5% .

Среди всех компонент слоя кристаллического облака выделены системы крупных преимущественно ориентированных пластинок и системы мелких кристаллов с произвольной ориентацией, которые обеспечивают определяющие

закономерности спектральной зависимости ФП оптического излучения. Продемонстрирован совместный и отдельный вклад каждой из указанной составляющей в общее пропускание средой. Показано преобладающее влияние крупных пластинчатых кристаллов на спектральный ход функции пропускания полидисперсным слоем среды для видимого и ИК излучения. Представленные результаты расчетов оптических характеристик для различных по форме и размерам кристаллов позволяют сделать качественные оценки вклада различных дисперсных составляющих слоя ледяного облака с различными параметрами распределения частиц по размерам (концентрация, средние размеры, разброс размеров частиц) и учетом ориентации крупных частиц в пространстве в пропускание лучистой энергии.

Использование априорной информации о физико-химических свойствах атмосферных кристаллов и учет основных закономерностей функции пропускания в зависимости от длины волны для основных составляющих среды позволят сформировать оптимальную модель для сложного по составу слоя, а также получить приемлемую оценку тонкой структуры спектральной зависимости, полученной по экспериментальным измерениям.

Выводы к главе 7

По результатам численного исследования аэродисперсных сред в том числе высокотемпературных газо-аэрозольных смесей показана необходимость рассмотрения молекулярного поглощения и ослабления, обеспечиваемого рассеянием и поглощением частицами, в пропускании оптического излучения. Предложен критерий учета составляющих газовой-аэрозольной среды при оценивании пропускания лучистой энергии. Критерий основан на определении предельных значений концентрации частиц и эффективного размера частиц,

которые позволяют оценить вклад газовых и аэрозольных компонентов в ослабление излучения.

Для случая превалирующего влияния аэрозольной среды показаны особенности спектрального хода функции пропускания, обусловленные микрофизическими параметрами среды. Нейтральный ход этой оптической величины прослеживается, когда средние размеры частиц более чем на порядок превышают величину длины волны. Наиболее яркая ее зависимость наблюдается, когда размеры частиц соизмеримы с длиной волны падающего излучения. При этом скорость изменения спектральной зависимости ФП однозначно можно связать со средними размерами частиц тестируемой среды. Отсутствие корреляции между величинами функции пропускания, определяемыми оптическими и геометрическими параметрами частиц, может быть использовано для оценки показателя преломления и среднего размера частиц в обратных задачах.

По результатам численного исследования пропускания аэродисперсным слоем, в состав которого входит водяной пар или метан, или выхлоп струи двигателя, содержащий триоксид диалюминия, продемонстрировано влияние микрофизических и оптических параметров частиц на особенности спектральной зависимости характеристик ослабления, которые следует учитывать при анализе данных пропускания газовой-аэрозольной смеси. Представленный материал позволяет определить наиболее информативные диапазоны длин волн, связанные с особенностями спектрального хода оптических характеристик при зондировании атмосферного слоя, содержащего выброс высвобожденного метана или продукты сгорания ракетного двигателя. Для метано-содержащей газовой-аэрозольной смеси в среднем ИК спектральном диапазоне возможно установить как селективно-поглощающие газовые компоненты, так и особенности ослабления аэрозолем даже в микроокнах прозрачности атмосферы.

Среди всех компонент кристаллического облака выделены системы крупных преимущественно ориентированных пластинок и совокупность частиц,

соизмеримых с длиной волны падающего излучения, которые обеспечивают определяющие закономерности спектральной зависимости ФП оптического излучения. Продемонстрирован совместный и отдельный вклад каждой из указанной составляющей в общее пропускание средой. Показано преобладающее влияние крупных пластинчатых кристаллов на спектральный ход функции пропускания полидисперсным слоем среды для видимого и ИК излучения.

По особенностям спектральной зависимости пропускания пластинчатые кристаллы разделены на три группы: тонкие, толстые и средней толщины пластинки. Чем тоньше пластинки, тем спектральная зависимость ФП в среднем ИК диапазоне является более устойчивой. Кроме того, для тонких пластинок наблюдается спектральный ход ФП даже в видимом диапазоне длин волн, что совсем не приемлемо для толстых пластинок. Увеличение дисперсии размеров пластинок снижает пропускательную способность среды и сглаживает особенности спектрального хода ФП, обеспечиваемыми физико-химическими свойствами кристаллов. Поляризационные свойства ослабления в наибольшей степени проявляются для тонких пластинок с меньшим разбросом по размерам и при наклонном расположении пластинок относительно направления падения излучения примерно более чем 40° . Пренебрежение поляризационного эффекта ослабления для преимущественно ориентированных пластинок в зависимости от их химического состава может привести к ошибке расчета ФП более чем на 10%.

Заключение

1. Диссертантом в рамках метода физической оптики разработана параметризованная модель кристаллической облачности, представленная системой преимущественно ориентированных полупрозрачных пластинок для расчета матрицы рассеяния. Модель позволяет варьировать значения параметров рассеивателей и лучистой энергии, обеспечивая широкий выбор условий численного эксперимента в согласовании с натурными измерениями. В случае зеркального отражения и рассеяния в направлении вперед предложенная модель адекватно представляет многокомпонентное атмосферное образование, в состав которого входят преимущественно ориентированные крупные пластинки. По результатам численного исследования энергетических и поляризационных характеристик рассеяния оптического излучения в зависимости от микрофизических, оптических и ориентационных параметров пластинчатых кристаллов выделены информативные направления для оценки размеров, концентрации, показателя преломления и пространственной ориентации частиц.

2. Применительно к моно-бистатическому зондированию разработана схема оценивания флаттера, а также параметров распределения частиц по размерам (концентрация, средние размеры и разброс по размерам) по данным энергетических характеристик высокоамплитудного отраженного излучения для совокупности преимущественно ориентированных пластинок. Численные характеристики зеркально отраженного излучения для пластинок, количественно совпадают с соответствующими результатами экспериментального исследования ледяных облаков, в состав которых входят крупные пластинки.

3. Применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию ледяных облаков диссертантом предложена схема оценивания пространственной ориентации и показателя преломления частиц по данным

поляризационных характеристик зеркально отраженного излучения и для системы преимущественно ориентированных пластинок.

4. В рамках метода физической оптики разработан и численно реализован алгоритм расчета матрицы экстинкции. В качестве объекта, трансформирующего излучение, рассмотрен ансамбль крупных преимущественно ориентированных полупрозрачных пластинок с учетом их возможного флаттера и функции распределения частиц по размерам. Полученные выражения для расчета элементов матрицы экстинкции заключают в себе информацию о дихроизме и анизотропных свойствах частиц и позволяют получить полную информацию об ослаблении лучистой энергии пластинчатыми кристаллами. В свою очередь преимущественно ориентированные крупные пластинки обеспечивают основной вклад в общее ослабление средой, даже если их доля содержания на порядок ниже других дисперсных составляющих среды.

5. По результатам численных экспериментов выполнен системный и детальный анализ энергетических и поляризационных характеристик ослабления для монодисперсных и полидисперсных сред, состоящих из полупрозрачных кристаллов различных форм и размеров.

– Установлено, что частицы с различным фактором формы, даже относящиеся к одному виду кристаллов, могут сформировать как пренебрежимо малый поляризационный эффект ослабления, так и составляющий более чем половина от величины ослабления неполяризованного излучения.

– Оценен вклад различных по форме кристаллов в общее ослабление дисперсной средой. Показано, что крупные преимущественно ориентированные пластинчатые кристаллы в наибольшей степени влияют на изменение энергетических и поляризационных свойств ослабления лучистой энергии.

– По результатам численного исследования установлено, что спектральная зависимость характеристик ослабления объясняется присутствием мелких частиц, соизмеримых с длиной волны падающего излучения в случае, если их

концентрация превышает содержание преимущественно ориентированных пластинок более чем на пять порядков.

– Установлены параметры формирования нейтрального хода и спектральной зависимости характеристик ослабления видимого и ИК излучения для совокупности облачных кристаллов в естественных условиях.

6. Получены простые аналитические соотношения для расчета коэффициентов ослабления, поглощения, альbedo однократного рассеяния, а также аномального обратного рассеяния для горизонтально ориентированных полупрозрачных пластинчатых кристаллов при модифицированном гамма-распределении частиц по размерам. Предложенные выражения позволяют количественно оценить влияние микрофизических параметров частиц и их показателя преломления на спектральную зависимость оптических характеристик полидисперсной среды, содержащей крупные пластинки при затрате минимальных вычислительных ресурсов.

7. Сформирована модель газовой-дисперсной среды для исследования особенностей ослабления и пропускания видимого и ИК излучения с учетом молекулярного поглощения газовой компоненты, а также рассеянием и поглощением дисперсной составляющей с различными микрофизическими, оптическими и ориентационными параметрами.

Предложена схема оценивания с заданной точностью вкладов газовой и дисперсной составляющих среды в общее ослабление смесью, когда следует учитывать два компонента, а когда достаточно рассматривать только один.

Численно исследованы спектральные зависимости функции пропускания видимого и ИК излучения атмосферными кристаллами при вариациях микрофизических, оптических и ориентационных параметров частиц в случае поляризованного и неполяризованного излучения. Оценен вклад в общее пропускание лучистой энергии совокупностью атмосферных кристаллов с различной формой и различными параметрами распределения частиц по размерам.

Разработанная в диссертации физико-математическая модель аэродисперсной среды для расчета оптических характеристик, полученных на основе элементов матрицы рассеяния и матрицы экстинкции, **рекомендуется** для (1) использования в исследовании оптическими методами газовой-аэрозольной смеси, в состав которой входят крупные преимущественно ориентированные пластинчатые кристаллы, (2) принятия обоснованного решения при формировании эффективной модели кристаллического облака и (3) постановки натурального эксперимента при выборе наиболее приемлемых условий и параметров (выбор спектрального диапазона, состояния поляризации падающего излучения, положений источника, приемника с учетом возможности сканирования ими) с целью получения информативных данных для оценки физико-химических параметров среды. В качестве **перспективы дальнейшей разработки темы** предполагается расширение численной модели за счет учета тонкой структуры рассеяния крупными кристаллами, а также рассмотрения различного рода несферических частиц, соизмеримых с длиной волны падающего излучения. Это позволит сформировать модели газовой-дисперсных сред различной природы и выявить особенности их оптических характеристик для широкого диапазона длин волн с высоким разрешением при произвольных расположениях в пространстве источника, приемника и рассеивателя. Эта задача на современном этапе находится в поле зрения мирового научного сообщества, с ней связано в перспективе воплощение прорывных инновационных технологий в исследовании газовой-дисперсных сред. Для ее реализации разработана концепция применения пассивного зондирования при использовании полистатических технологий с целью исследования атмосферных образований [123].

Благодарности

Я выражаю большую признательность за многолетнее сотрудничество, за помощь и поддержку, за теплые личные отношения А.А. Попову и О.К. Войцеховской.

Мне приятно выразить глубокую благодарность М.А. Сонькину, Б.А. Каргину, Т.Б. Журавлевой, С.М. Пригарину за их профессиональные советы и поддержку моей научной работы.

Я благодарна моим коллегам за дружескую поддержку, за многочисленные полезные дискуссии, а также благодарна всем, кто участвовал в выполнении данной работы.

Список литературы

1. Архипов В.А., Ахмадеев И.Р., Бондарчук С.С. и др. Модифицированный метод спектральной прозрачности измерения дисперсности аэрозолей // Оптика атмосферы и океана. 2007. – Т. 20. – № 1. – С. 48–52.
2. Архипов В.А., Бондарчук С.С. Оптические методы диагностики гетерогенной плазмы продуктов сгорания: учеб. пособие. – Томск: Томский государственный университет, 2010. 265 с.
3. Балин Ю.С., Кауль Б.В., Коханенко Г.П. Наблюдение зеркально отражающих частиц и слоев в кристаллических облаках // Оптика атмосф. и океана. 2012. – Т. 25. – № 4. – С.293–299.
4. Борен К., Хафман Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986. – 660 с.
5. Боровиков А.М., Гайворонский И.И., Зак Е.Г. и др. Физика облаков. Л.: Гидрометеоиздат, 1961. – 460 с.
6. Боровиков А.М., Мазин И.П. Микрофизические характеристики облаков // Авиационно-климатический атлас-справочник СССР. М.: Гидрометеоиздат, 1975. – Вып.3. – Т.1. – С.127–148.
7. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. – 200 с.
8. ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. Изд. Иностранная литература. Москва. 1961. – 536 с.
9. Кауль Б.В., Волков С.Н., Самохвалов И.В. Результаты исследований кристаллических облаков посредством лидарных измерений матриц обратного рассеяния света // Оптика атмосф. и океана. 2003.– Т.16. – №4.– С.354–361.

10. Нагурный А.П., Макштас А.П. Измерения выбросов метана в приледный слой атмосферы на дрейфующей ледовой станции «Северный полюс-36» (2009 г.) // Проблемы Арктики и Антарктики. 2011. – Т.87. – №1. – С.22–27.
11. Обжиров А.И., Телегин Ю.А., Болобан А.В. Потоки метана и газогидраты в охотском море // Подводные исследования и робототехника. 2015. – №1. – С. 56–63.
12. Обжиров А.И., Шакиров Р.Б., Мальцева Е.В., Гресов А.И., Сырбу А.К., Окулов Н.С. Распределение метана в воде и донных осадках на восточном сахалинском побережье, шельфе и склоне Охотского моря // Вестник ДВО РАН. 2012. – № 6. – С. 32–41.
13. Петрушин А.Г. Индикатриса рассеяния излучения элементарным объемом кристаллической облачной среды при малых углах рассеяния // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 1996. – Т.32. – №2. – С.189–198.
14. Петрушин А.Г. Интенсивность излучения, рассеянного под малыми углами ориентированными ледяными кристаллами // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. – Т. 23. – №5. – С.546–548.
15. Петрушин А.Г. Ослабление и рассеяние оптического излучения кристаллической и смешанной облачными средами: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Санкт-Петербург, 2004. – 36 с.
16. Петрушин А.Г. Рассеяние света ледяными гексагональными призмами. I. Малые (дифракционные) углы рассеяния // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 1994. – Т. 30.– № 3. – С.309.
17. Петрушин А.Г. Рассеяние света ледяными гексагональными призмами. II. Большие (недифракционные) углы рассеяния // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 1998. – Т.34. – № 4. – С.573.
18. Подкамень Л.И., Гуминецкий С.Г., Архелюк А.Д. Влияние ориентации несферических частиц на характеристики рассеянного ими

- поляризационного излучения // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1986. – Т.22. – №12. – С.1287–1292.
19. Попов А.А. Разработка и исследование вычислительных методов для некоторых классов прикладных задач электродинамики: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Томск, 1992. – 44 с.
 20. Попов А.А. О когерентном сложении рассеянного и дифракционного полей в задачах светорассеяния на крупных кристаллах // Доклады академии наук СССР. 1988. – Т. 303. – №3. – С.594–597.
 21. Пригарин С.М. Статистическое моделирование эффектов, связанных с многократным рассеянием импульсов наземных и космических лидаров в облачной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2016. – Т.29. – №9. – С.747–751.
 22. Розенберг Г.В. Абсорбционная спектроскопия диспергированных веществ // Успехи физических наук. 1959. – Т. LXIX, Вып. 1. – С.57–114.
 23. Розенберг Г.В. Вектор- параметр Стокса // Успехи физических наук. 1955. Май. – Т. LVI, Вып. 1. – С.78–110.
 24. Ромашов Д.Н. Матрица обратного рассеяния для монодисперсных ансамблей гексагональных ледяных кристаллов // Оптика атмосфер. и океана. 1999. – Т.12. – № 5. – С.392–400.
 25. Ромашов Д.Н., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Банк данных для интерпретации результатов поляризационного зондирования кристаллических облаков // Оптика атмосфер. и океана. 2000. – Т.13. – №9. – С.854–861.
 26. Самохвалов И.В., Бобровников С.М., Гейко П.П., Ельников А.В., Кауль Б.В. Развитие высотного лидара Томского государственного университета как уникального комплекса для мониторинга атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2006. – Т.19. – С.995–999.

27. Самохвалов И.В., Шаманаев В.С. Лидарная идентификация капельных и кристаллических облаков // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. – Т.18. – №10. – С.1050–1056.
28. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2013617114. TRAVA. Программа для моделирования процессов переноса излучения в однородных и неоднородных газовой-аэрозольных средах / Каширский Д.Е., Войцеховская О.К., Егоров О.В. – Заявка № 2013615417; Зарегистр. в реестре программ для ЭВМ 01.08.2013.
29. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. – 661 с.
30. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. – М.: Изд-во иностр. лит., 1953. – 431 с.
31. Alam K., Trautmann T., Blaschke T., Subhan F., Changes in aerosol optical properties due to dust storms in the Middle East and Southwest Asia // Remote Sensing of Envir. 2014. – V.143. – P.216–227.
32. Alexandrov M.D., Mishchenko M.I. Information content of bistatic lidar observations of aerosols from space // Optics Express. 2017. – V.25. – No.4. – P.A134–A150. DOI: 10.1364/OE.25.00A134.
33. Alkenzweeny A. Columnar ice crystals in natural clouds // J. Reech. Atm. 1970. – V.4. – No. 4. – P.173–179.
34. Arnott W.P., Dong Y.Y., Hallett J. Extinction efficiency in the infrared (2–18 μm) of laboratory ice clouds: observations of scattering minima in the Christiansen bands of ice // Appl. Opt. 1995. – V.34. – P.541–551.
35. Auer A., Veal D. The dimensions of ice crystals in natural clouds // Atmos. Sci. 1970. – V.20. – P.919–926.
36. Avramov A., Harrington J.Y. Influence of parameterized ice habit on simulated mixed phase Arctic clouds // J. Geophysical Research. 2010. – V.115. – D03205. – P.1–14. DOI:10.1029/2009JD012108.

37. Baran A.J. A review of the light scattering properties of cirrus // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2009. – V.110. – P.1239–1260.
38. Baran A.J., Francisa P.N., Havemann S., Yang P. A study of the absorption and extinction properties of hexagonal ice columns and plates in random and preferred orientation, using exact T-matrix theory and aircraft observations of cirrus // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2001. – V.70. – P.505–518.
39. Barlakas V., Macke A., Wendisch M. SPARTA – Solver for Polarized Atmospheric Radiative Transfer Applications: Introduction and application to Saharan dust fields // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2016. – V.178. – P.77–92.
40. Bauer E., Carlson D.J. Mie scattering calculations for micron size alumina and magnesia spheres // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 1964. – V.4. – No.3. – P. 363-374.
41. Bi L., Yang P., Kattawar G.W. Edge-effect contribution to the extinction of light by dielectric disks and cylindrical particles // *Appl. Opt.* 2010. – V.49. – P.4641–4646.
42. Bi L., Yang P., Kattawar G.W., Hu Y., Baum B.A. Scattering and absorption of light by ice particles: solution by a new physical-geometric optics hybrid method // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2011. – V.112. – P.1492–1508.
43. Bi L., Yang P., Kattawar G.W., Kahn R. Single-scattering properties of tri-axial ellipsoidal particles for a size parameter range from the Rayleigh to geometric-optics regimes // *Appl. Opt.* 2009. – V.48. – P.114–126.
44. Bi L., Yang P., Kattawar G.W., Mishchenko M.I. Efficient implementation of the invariant imbedding T-matrix method and the separation of variables method applied to large nonspherical inhomogeneous particles // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2013. – V.116. – P.169–183.
45. Borovoi A., Galileiskii V., Morozov A., Cohen A. Detection of ice crystal particles preferably oriented in the atmosphere by use of the specular component of scattered light // *Optics Express*. 2008. – V.16.– No.11. – P.7625–7633.

46. Borovoi A., Konoshonkin A., Kolokolova L. Glints from particulate media and wavy surfaces // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2012. – V.113. – No.18. – P.2542–2551.
47. Borovoi A., Kustova N. Display of ice crystal flutter in atmospheric light pillars // *Geophys. Res. Lett.* 2009. – V.36. – L04804. DOI:10.1029/2008GL036413.
48. Borovoi A., Kustova N. Specular scattering by preferentially oriented ice crystals // *Appl. Opt.* 2009. – V.48. – P.3878–3885.
49. Borovoi A.G., Kustova N.V., Oppel U.G. Light backscattering by hexagonal ice crystal particles in the geometrical optics approximation // *Opt. Eng.* 2005. – V.44. – No 7. P1–10.
50. Cai Q., Liou K.-N. Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: theory // *Appl. Opt.* 1982. – V.21. – P.3569–3580.
51. Campbell A.J., Waddington E.D., Warren S.G. Refugium for surface life on snowball earth in a nearly-enclosed sea? A first simple model for sea-glacier invasion // *Geophysical Research Letters*. 2011. – V.38. – P.L19502.
52. Cho H.-R., Iribarne J.V., Richards W.G. On the orientation of ice crystals in a cumulonimbus clouds // *J. Atm. Sci.* 1981. – V.38. – No.5. – P.1111–1114.
53. Chylek P., Grams G.W., Pinnick R.G. Light scattering by irregular randomly oriented particles. // *Science*. 1976. – V.193. – No.4552. – P.480–442.
54. Chylek P., Ramaswamy V., Cheng R., Pinnick R.G. Optical properties and mass concentration of carbonaceous smokes // *Appl. Opt.* 1981. – V.20. – P.2980–2985.
55. Claire L., Roblin A., Chervet P. Solar glint from oriented crystals in cirrus clouds // *Appl. Opt.* 2008. – V.47. – No.33. – P.6266–6276.
56. Cooper S.J., Garrett T.J. Application of infrared remote sensing to constrain in-situ estimates of ice crystal particle size during SPartICus // *Atmos. Meas. Tech.* 2011. – V.4. – P.1593–1602.
57. Cooper W.A., Saunders C.P.R. Winter storms over San Juan mountains. Part II: microphysical observation // *J. Appl. Meteor.* – 1980. – V.19. – P.927–941.

58. Cooper W.A., Vali G. The origin of ice in mountain cap clouds // *J. Atm. Sci.* 1981. – V.38. – No.6. – P.1244–1259.
59. de Foy B., Krotkov N.A., Bei N., Herndon S.C., Huey L.G., Martinez A.-P., Ruiz-Suarez L.G. Wood E.C., Zavala M., Molina L.T. Hit from both sides: tracking industrial and volcanic plumes in Mexico City with surface measurements and OMI SO₂ retrievals during the MILAGRO field campaign // *Atmos. Chem. Phys.* 2009. – V.9. – No.24. – P.9599–9617.
60. del Guasta M., Vallar E., Riviere O., Castagnoli F., Venturi V., Morandi M. Use of polarimetric lidar for the study of oriented ice plates in clouds // *Appl. Opt.* 2006. – V.45. – P.4878–4887.
61. Derr V.E., Abshire N.L., Cupp R.E., McNice G.T. Depolarization of lidar returns from Virga and source cloud // *Appl. Meteorol.* 1976. – V.15. – P.1200–1203.
62. Ding J., Xu L. Light scattering characteristics of small ice circular cylinders in visible, 1.38 μm, and some infrared wave-lengths // *Opt. Eng.* 2002. – V.41. – P.2252–2266.
63. Dombrovsky L.A. Near-infrared properties of droplets of aluminum oxide melt // *Thermopedia.* – 2011. DOI: 10.1615/thermopedia.000149.
64. Eastman R., Warren S.G. Variations in cloud cover and cloud types over the ocean from surface observations, 1954-2008 // *J. Climate.* 2011. – V.24. – P.5914–5934.
65. Ebert E.E., Curry J.A. A parameterization of ice cloud optical properties for climate models // *J. Geophys. Res.* 1992. – V.97(D4). – P.3831–3836.
66. Edwards J.M., Havemann S., Thelen J.-C., Baran A.J. A new parametrization for the radiative properties of ice crystals: Comparison with existing schemes and impact in a GCM // *Atmospheric Research.* 2007. – V.83. – P.19–35.
67. Eleveld M.A., van der Wal D., van Kessel T. Estuarine suspended particulate matter concentrations from sun-synchronous satellite remote sensing: Tidal and meteorological effects and biases // *Remote Sensing of Envir.* 2014. – V.143. – P.204–215.

68. Fangqun Yu., Turco R.P. Contrail formation and impacts on aerosol properties in aircraft plumes: Effects of fuel sulfur content // *Geophysical Research letters*. 1998. – V.25. – No.3. – P.313–316.
69. Field P.R., Heymseld A.J., Bansemer A. Snow size distribution parameterization for midlatitude and tropical ice clouds // *J. Atmos. Sci.* 2007. – V.64. – P.4346–4365.
70. Fu Q., Liou K.N. Parameterization of the radiative properties of cirrus clouds // *J. Atmos. Sci.* 1993. – V.50. – P.2008–2025.
71. Fu Q., Yang P., Sun W.B. An accurate parameterization of the infrared radiative properties of cirrus clouds for climate models // *J. Climate*. 1998. – V.11. – P.2223–2237.
72. Gao M., Yang P., Kattawar G.W. Polarized extinction properties of plates with large aspect ratios // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2013. – V.131. – P.72–81.
73. Geilfus N.-X., Galley R.J., Cooper M., Halden N., Hare A., Wang F., Søgaard D.H., Rysgaard S. Gypsum crystals observed in experimental and natural sea ice // *Geophysical Research Letters*. 2013. – V.40. – P.6362–6367.
74. Goldman A., Fernald F.G., Murcray F.J., Murcray F.H., Murcray D.G. Spectral least squares quantification of several atmospheric gases from high resolution infrared solar spectra obtained at the South pole // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 1983. – V.29. – No.3. – P.189–204.
75. Grutter M., Basaldud R., Rivera C., Harig R., Junkerman W., Caetano E., Delgado-Granados H. SO₂ emissions from popocatepetl volcano: emission rates and plume imaging using optical remote sensing techniques // *Atmos. Chem. Phys.* 2008. – V.8. – No.22. – P.6655–6663.
76. Gultepe I., Isaac G.A., Cober S.G. Ice crystal number concentration versus temperature for climate studies // *Int. J. Climatol.* 2001. – V.21. – P.1281–1302.
77. Guo G., Ji Q., Yang P., Tsay S.-C. Remote sensing of cirrus optical and microphysical properties from ground-based infrared radiometric measurements-

- Part II: Retrievals from CRYSTAL-FACE measurements // *IEEE Geosci. Remote Sens. Let.* 2005. – V.2. – No.2. – P.132–135.
78. Guo G., Li S. Study on the vertical profile of refractive index in the troposphere, // *Int. J. Inf. Mil. Waves.* 2000. – V.21. – No.7. – P.1103–1111.
79. Haladay T., Stephens G., Characteristics of tropical thin cirrus clouds deduced from joint CloudSat and CALIPSO observations // *J. Geophys. Res.* 2009. – V.114. – P.1–13.
80. Hallett J. Field and laboratory observations of ice crystal growth from the vapor // *J. Atm. Sci.* 1965. – V.22. – No.4. – P.64–69.
81. Han Q.-Y., Rossow W.B., Chou J., Kuo K.-S., Welch R.M. The effects of aspect ratio and surface roughness on satellite retrievals of ice-cloud properties // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1999. – V.63. – P.559–583.
82. Hansen J., Lacis A., Ruedy R., Sato M. Potential climate impact of Mount Pinatubo eruption. *Geophys. Res. Lett.* 1992. – V.19. – No.2. – P.215–218.
83. Harimaia T. Observation of size distribution of graupel and snow flake // *J. Fac. Sci. Hokkaido Univ. ser. VII (Geophys).* 1978. – V.5. – No.3. – P. 67–77.
84. Hayman M., Thayer J.P. General description of polarization in lidar using Stokes vectors and polar decomposition of Mueller matrices // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2012. – V.29. – P.400–409.
85. Hess M., Koepke P., Schult I. Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC // *Bulletin of the American Meteorological Society.* 1998. – V.79. – No.5. – P.831–844.
86. Heymsfield A. Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirruform clouds. Part 1. Aircraft observation of the growth of the ice phase // *J. Atm. Sci.* 1975. – V.32. – No.4. – P. 799–808.
87. Heymsfeld A. Particle size distribution measurement an evaluation of the knollenberg optical array probes // *J. Atm. Techn.* 1976. – V.8. – P.17–24.

88. Heymsfield A.J., Miloshevich L.M. Parametrizations for the cross-sectional area and extinction of cirrus and stratiform ice cloud particles // *J. Atm. Sci* 2003. – V.60. – P.936–56.
89. Heymsfield A., Sabin R.M. Cirrus crystal nucleation by homogeneous freezing of solution droplets // *J. Atm. Sci.* 1989. – V.46. – No.14. – P.2252– 2264.
90. Heymsfield A., Schmitt C., Bansemer A., Twohy C.H. Improved representation of ice particle masses based on observations in natural clouds // *J. Atmos. Sci.* 2010. – V.67. – P.3303–3318.
91. Heymseld A.J., Westbrook C.D. Advances in the estimation of ice particle fall speeds using laboratory and field measurements // *J. Atmos. Sci.* 2010. – V.67. – P.2469–2482.
92. Hill C., Gordon I.E., Kochanov R.V., Barrett L., Wilzewski J.S., Rothman L.S. HITRANonline: An online interface and the flexible representation of spectroscopic data in the HITRAN database // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2016. – V.177. – P.4–14.
93. Hoffman N., Preetham A.J. Rendering outdoor light scattering in real time [Электронный ресурс] // ATI Technologies Inc. Proprietary and Confidential. – 2002. – Режим доступа: <http://www.ati.com/developer>.
94. Husar R.B., J.M. Prospero, Stowe L.L. Characterization of tropospheric aerosols over the oceans with the NOAA advanced very high resolution radiometer optical thickness operational product // *J. Geophys. Res.* 1997. – V.102. – D14. – P.16889–16910.
95. IPCC. The physical science basis: contribution of working group 1 to the fifth assessment report of the IPCC. Cambridge: Cambridge University Press. 2013.
96. Irshad R., Grainger R.G., Peters D.M., McPheat R.A., Smith K.M., Thomas G. Laboratory measurements of the optical properties of sea salt aerosol // *Atmos. Chem. Phys.* 2009. – V.9. – P.221–230.

97. Kargin A.B., Kargin B.A., Lavrov M.V. Aerospace laser sensing of cloudiness: numerical statistical modeling // *Russian Physics J.* 2013. – V.56. – No.3. – P.241–250.
98. Kargin B.A., Kargin A.B., Prigarin S.M. A statistical model for optical radiation transfer in the ocean-atmosphere system // *Proc. SPIE.* 2016. – V.10035. – P.100352S. DOI:10.1117/12.2248976.
99. Kischkat J., Peters S., Gruska B., et. al. Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride // *Appl. Opt.* 2012. – V.51. – No.28. – P.6789–6798.
100. Knobelspiesse K.D., Pietras C., Fargion G.S., Wang M., Frouin R., Miller M.A., Subramaniam A., Balch W.M. Maritime aerosol optical thickness measured by handheld sun photometers // *Remote Sens. Environ.* 2004. – V.93. – No.1–2. – P.87–106.
101. Kokhanovsky A., ed., *Light Scattering Reviews: Single and Multiple Light Scattering.* Springer. 2006. V. XXIV. 593 p.
102. Konoshonkin A.V., Borovoi A.G., Kustova N.V., Okamoto H., Ishimoto H., Grynko Y., Förstner J. Light scattering by ice crystals of cirrus clouds: from exact numerical methods to physical-optics approximation // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2017. – V.195. – P.132–140.
103. Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Beam-splitting code for light scattering by ice crystal particles within geometric-optics approximation // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2015. – V.164. – P.175–183.
104. Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G., Grynko Y., Förstner J. Light scattering by ice crystals of cirrus clouds: Comparison of the physical optics methods // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2016. – V.182. – P.12–23.
105. Lavigne C., Roblin A., Chervet P. Solar glint from oriented crystals in cirrus clouds // *Appl. Opt.* 2008. – V.47. – No.33. – P.6266–6276.
106. Lee D.S., Pitari G., Grewe V., Gierens K., Penner J.E., Petzold A., Prather M.J., Schumann U., Bais A., Berntsen T., Iachetti D., Lim L.L., Sausen R. Transport

- impacts on atmosphere and climate: aviation // *Atmos. Environ.* 2010. – V.44. – P.4678–4734.
107. Lee S.-C. Scattering by multiple parallel radially stratified infinite cylinders buried in a lossy half space // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 2013. – V.30. – No.4. – P.1320–1327.
108. Lidar technique for measurements of anhydrous hydrogen chloride from solid rocket motors using a deuterium fluoride laser // NASA TN D-8390. NASA Langley Research Center Hampton. 1977. VA 23665. 45 p.
109. Liou K.-N. Remote sensing of the thickness and composition of cirrus clouds from satellites // *J. Appl. Meteor.* 1977. – V.16. – P.91–99.
110. Liou K.N., Lahore H. Laser sensing of cloud composition: A backscattered depolarization technique // *J. Appl. Meteor.* 1974. – V.13. – P.257–263.
111. Liu E., Yan T., Birch G., Zhu Y. Pollution and health risk of potentially toxic metals in urban road dust in Nanjing, a mega-city of China // *Science of the Total Environment.* 2014. – P.476–477.
112. Liu Z., Fairlie T.D., Uno I., Huang J., Wu D., Omar A., Kar J., Vaughan M., Rogers R., Winker D., Trepte C., Hu Y., Sun W., Lin B., Cheng A. Transpacific transport and evolution of the optical properties of Asian dust // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2013. – V.116. – P.24–33.
113. Macke A. Scattering of light by polyhedral ice crystals // *Appl. Opt.* 1993. – V.32. – P.2780–2788.
114. Macke A., Mishchenko M.I. Applicability of regular particle shapes in light scattering calculations for atmospheric ice particles // *Appl. Opt.* 1996. – V.35. – No.21. – P.4291–4296.
115. Mallmann J., Hock J.L., Greenler R.G. Comparison of sun pillars with light pillars from nearby light sources // *Appl. Opt.* 1998. – V.37. – No.9. – P.1441–1449.
116. Manago G., Lee C.W. Meteorological classification of natural snow crystals // *J. Fac. Sci. Hokkaido. Univ. Ser. 7. Geophys.* 1966. – V.2. – P. 321– 335.

117. Martonchik J.V., Orton G.S. Optical constants of liquid and solid methane // *Appl. Opt.* 1994. – V.33. – P.8306–8317.
118. Mather T.A., Pyle D.M., Oppenheimer C. Tropospheric volcanic aerosol // *Geophys. Monograph-American Geophys. Union.* 2003. – V.139. – P.189–212.
119. McCormick M.P., Thomason L.W., Trepte C.R. Atmospheric effects of the Mt Pinatubo eruption // *Nature.* 1995. – V.373. – No.6513. – P.399–404.
120. McFarlane S.A., Marchand R.T. Analysis of ice crystal habits derived from MISR and MODIS observations over the ARM Southern Great Plains site // *J. Geophys. Res.* 2008. – V.113. – P.D07209.
121. Minnis P., Harrison E.F., Stowe L.L., Gibson G.G., Denn F.M., Doelling D.R., Smith Jr. W.L. Radiative climate forcing by the Mount Pinatubo eruption // *Science.* 1993. – V.259. – No.5100. – P.1411.
122. Mishchenko M.I. Transfer of polarized infrared radiation in optically anisotropic media: application to horizontally oriented ice crystals: comment // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1994. – V.11. – P.1376–1377.
123. Mishchenko M.I., Alexandrov M.D., Cairns B., Travis L.D. Multistatic aerosol–cloud lidar in space: A theoretical perspective // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2016. – V.184. – P.180–192.
124. Mishchenko M.I., Berg M.J., Sorensen C.M., van der Mee C.V.M. On definition and measurement of extinction cross section // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2009. – V.110. – P.323–327.
125. Mishchenko M.I., Cairns B., Hansen J.E., Travis L.D., Burg R., Kaufman Y.J., et al. Monitoring of aerosol forcing of climate from space: analysis of measurement requirements // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2004. – V.88. – P.149–161.
126. Mishchenko M.I., Dlugach J.M. Electromagnetic scattering by spheroidal volumes of discrete random medium // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2017. – V.200. – P.244–248.
127. Mishchenko M.I., Dlugach J.M., Yurkin M.A., Bi L., Cairns B., Liu L., Panetta R.L., Travis L.D., Yang P., Zakharova N.T. First-principles modeling of

- electromagnetic scattering by discrete and discretely heterogeneous random media // *Physics Reports*. 2016. – V.632. – P.1–75.
128. Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D., eds. *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Application* (Academic, 2000), p. 690.
129. Mishchenko M.I., Macke A. How big should hexagonal ice crystals be to produce halos? // *Appl. Opt.* 1999. – V.38. – No.9. – P.1626–1629.
130. Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A., eds. *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles* (Cambridge U. Press, 2002), p. 445.
131. Mishchenko M.I., Zakharova N.T., Khlebtsov N.G., Videen G., Wriedt T. Notes Comprehensive thematic T-matrix reference database: A 2014–2015 update // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2016. – V.178. – P.276–283.
132. Mitchell D.L., D'Entremont R.P., Lawson R.P. Inferring cirrus size distributions through satellite remote sensing and microphysical databases // *J. Atmos. Sci.* 2009. – V.67. – No.4. – P.1106–1125.
133. Noel V., Chepfer H. Study of the crystal orientation in cirrus clouds based on satellite polarized radiance measurements // *J. Atmos. Sci.* 2004. – V.61. – P.2073–2081.
134. Noel V., Chepfer H., Haeelin M., Morille Y. Classification of ice crystal shapes in midlatitude ice clouds from three years of lidar observations over the SARTA observatory // *J. Atmos. Sci.* 2006. – V.63. – No.11. – P.2978–2991.
135. Noel V., Sassen K. Study of planar ice crystal orientations in ice clouds from scanning polarization lidar observations // *J. Appl. Meteorol.* 2005. – V.44. – P.653–664.
136. Ono A. Growth mode of ice crystals in natural clouds // *J. Atm. Sci.* 1970. –V.27. – No.4. – P.649–658.
137. Ono A. The shape and riming properties of ice crystals in natural clouds // *J. Atmos. Sci.* 1969. – V.26. – P.138–147.

138. Parviainen H., Lumme K. Scattering from rough thin films: discrete-dipole-approximation simulations // *J. Opt. Soc. Amer. A*. 2008. – V.25. – P.90–97.
139. Penttila A., Zubko E., Lumme K., Muinonen K., Yurkin M.A., Draine B., et al. Comparison between discrete dipole implementations and exact techniques // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2007. – V.106. – P.417–436.
140. Pinkley L.W., Williams D. Optical properties of sea water in the infrared // *J. Opt. Soc. Am.* 1976. – V.66. — No.6. – P.554–558.
141. Platt C.M.R. Lidar and radiometric observations of cirrus clouds // *Atmos. Sci.* 1973. – V.30. – P.1191–1204.
142. Platt C.M.R. Lidar backscatter from horizontal ice crystal plates // *J. Appl. Meteor.* 1978. – V.17. – P.482–488.
143. Platt C.M.R., Abshire N.L., McNice G.T. Some microphysical properties of an ice cloud from lidar observation of horizontally oriented crystals // *Appl. Meteorol.* 1978. – V.17. – P.1220–1224.
144. Platt C.M.R., Dilley A.C. Remote sounding of high clouds. IV. Observed temperature variations in cirrus optical properties // *J. Atm. Sci.* 1981. – V.38. – P.1069–1082.
145. Platt C.M.R., Scott J., Dilley A.C. Remote sounding of high clouds. Part VI. Optical properties of midlatitude and tropical cirrus // *Atmos. Sci.* 1987. – V.44. – P.729–747.
146. Platt C.M.R., Vaughan M.A., Austin R.T. Characteristics of CALIPSO and CloudSat backscatter at the top center layers of mesoscale convective systems and relation to cloud microphysics // *J. Appl. Meteor. Climat.* 2011. – V.50. – P.368–378.
147. Popov A.A. Characteristics of extinction for a hexagonal crystal // *Proc. SPIE.* – 1997. – V.3220. – P.380–389.
148. Popov A.A. New method for calculating the characteristics of light scattering by spatially oriented atmospheric crystals // *Proc. SPIE.* 1996. V.2822. – P.186–194.

149. Prabhakara C., Fraser R.S., Dalu G., Wu M.L.C., Curran R.J., Styles T. Thin cirrus clouds: seasonal distribution over oceans deduced from Nimbus-4 IRIS in the polar regions. Part I: infrared extinction characteristics // *J. Appl. Meteor.* 1988. – V.27. – P.379–399.
150. Prabhakara C., Yoo J.M., Dalu G., Fraser R.S. Deep optically thin cirrus clouds in the polar regions. Part I: infrared extinction characteristics // *J. Appl. Meteor.* 1990. – V.29. – P.1313–1329.
151. Reale A.L. NOAA operational sounding products from advanced-TOVS polar orbiting environmental satellite // *Tech. Rep. NOAA/NESDIS.* 2001.
152. Reichardt J., Reichardt S., Lin R.-F., Hess M., McGee T.J., Starr D.O. Optical-microphysical cirrus model // *J. Geophys. Res.* 2008. – V.113. – P.D22201.
153. Reinhardt T., Wacker U. Impact of ice particle habits on simulated clouds // *Geophys. Res. Lett.* 2004. – V.31. – P.L21106.
154. Reynolds S.E. Ice - crystal growth // *J. Meteor.* 1952. – V.9. – P.36–40.
155. Rothman L.S., Gordon I.E., Barber R.J., Dothe H., Gamache R.R., Goldman A., Perevalov V.I., Tashkun S.A., Tennyson J. HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2010. – V.111. – P.2139–2150.
156. Rothman, L.S., Gordon, I.E., Babikov Y., and et. al. The HITRAN–2012 molecular spectroscopic database // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2013. – V.130. – P.4–50.
157. Sassen K. Ice crystal habit discrimination with the optical backscatter depolarization technique // *J. Appl. Meteor.* 1977. – V.16. – P.425–431.
158. Sassen K. Remote sensing of planar ice crystal fall altitudes // *J. Meteor. Soc. Jph.* 1980. – V.58. – P.422–429.
159. Sassen K., Benson S. A midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. Part II: Microphysical properties derived from lidar depolarization // *J. Atmos. Sci.* 2001. – V.58. – P.2103–2112.

160. Saunders C., Rimmer G., Jonas P., Arathoon J., Liu C. Preliminary laboratory studies of the optical scattering properties of the crystal clouds // *Ann. Geophys.* 1998. – V.16. – P.618–627.
161. Schlimme I., Macke A., Reichardt J. The impact of ice crystal shapes, size distributions, and spatial structures of cirrus clouds on solar radiative fluxes // *J. Atmos. Sci.* 2005. – V.62. – P.2274–2283.
162. Schotland R.M., Sassen K., Stone R. Observation by lidar depolarization ratios for hydrometeors // *J. Appl. Meteor.* 1971. – V.10. – No.10. – P.1011–1017.
163. Smirnov A., Holben B.N., Kaufman Y.J., Dubovik O., Eck T.F., Slutsker I., Pietras C., Halthore R.N. Optical properties of atmospheric aerosol in maritime environments // *J. Atmos. Sci.* 2002. – V.59. – P.501–523.
164. Smirnov A., Slutsker I., Holben B.N., Welton E.J., Formenti P. Optical properties of Saharan dust during ACE 2 // *J. Geophys. Res.* 1998. – V.103. – No.D21. – P.28079–28092.
165. Smith H.R., Connolly P.J., Webb A.R., Baran A.J. Exact and near backscattering measurements of the linear depolarisation ratio of various ice crystal habits generated in a laboratory cloud chamber // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2016. – V.178. – P.361–378.
166. Song X., Shao L., Zheng Q., Shushen Y. Mineralogical and geochemical composition of particulate matter (PM10) in coal and non-coal industrial cities of Henan Province, North China // *Atmospheric Research.* 2014. – V.143. – P.462–472.
167. Starik A.M., Savel'ev A.M., Titova N.S., Schumann U. Modeling of sulfur gases and chemiions in aircraft engines // *Aerosp. Sci. Technol.* 2002. – V.6. – P.63–81.
168. Stephens G.L., Kummerow C.D. The remote sensing of clouds and precipitation from space: A review // *J. Atmos. Sci.* 2007. – V.64. – No.11. – P.3742–3765.
169. Stephens G.L., Platt C.M.R. Aircraft observation of the radiative and microphysical properties of stratocumulus and cumulus cloud fields // *J. Appl. Meteor.* 1987. – V.26. – P.1243–1269.

170. Sukhov A., Haefner D., Dogariu A. Coupled dipole method for modeling optical properties of large-scale random media // *Phys. Rev.* – 2008. – V.E77. – P.066709.
171. Sun W., Fu Q., Chen Z. Finite-difference time-domain solution of light scattering by dielectric particles with perfectly matched layer absorbing boundary conditions // *Appl. Opt.* 1999. – V.38. – P.3141–3151.
172. Takano Y., Liou K. N. Transfer of polarized infrared radiation in optically anisotropic media: application to horizontally oriented ice crystals // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1993. – V.10. – P.1243–1256.
173. Takano Y., Liou K.N. Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part 1. Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals // *J. Atmos. Sci.* 1989. – V.46. – P.3–19.
174. Tang G., Yang P., Wu D.L. Sensitivity study of ice crystal optical properties in the 874 GHz submillimeter band // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2016. – V.178. – P.416–421.
175. Town M.S., Walden V.P., Warren S.G. Cloud cover over the south pole from visual observations, satellite retrievals, and surface-based infrared radiation measurements // *Journal of Climate.* 2007. – V.20. – P.544–559.
176. Ulanowskia Z., Hessea E., Kaye P.H., Baran A.J. Light scattering by complex ice-analogue crystals // *J. Quantit. Spectr. Rad. Transfer.* 2006. – V.100. – No.1–3. – P.382–392.
177. Voigt C., Schumann U., Jessberger P., Jurkat T., Petzold A., Gayet J.-F., Krämer M., Thornberry T., Fahey D.W. Extinction and optical depth of contrails // *J. Geophys. Res. Letters.* 2011. – V.38. – P.L11806.
178. Voitsekhovskaya O.K., Voitsekhovskii A.V., Egorov O.V., Kashirskii D.E. Optical-physical methods of remote diagnostics of high-temperature gas media // *Proceedings of SPIE.* 2014. – V.9292. – P.929211.
179. Wang J., Christopher S.A., Reid J.S., Maring H., Savoie D., Holben B.N., Livingston J.M., Russell P.B., Yang S.-K. Goes 8 retrieval of dust aerosol optical

- thickness over the Atlantic Ocean during pride // *J. Geophys. Res.* 2003. – V.108. – P.D19.
180. Wang J., Zhang L., Huang J., Cao X., Liu R., Zhou B., Wang H., Huang Z., Bi J., Zhou T., Zhang B., Wang T. Macrophysical and optical properties of mid-latitude cirrus clouds over a semi-arid area observed by micro-pulse lidar // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2013. – V.122. – P.3–12.
181. Waquet F., Le´on J.-F., Goloub P., Pelon J., Tanre´ D., Deuze´ J.-L. Maritime and dust aerosol retrieval from polarized and multispectral active and passive sensors // *J. Geophys. Res.* – 2005. – V.110. – P.D10S10.
182. Warren S.G., Brandt R.E. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: a revised compilation // *J. Geophys. Res.* 2008. – V.113. – P.D14220.
183. Weckmann H.K. Growth modes of atmospheric ice crystals // В кн.: Вопросы физики облаков. Л.: Гидрометеиздат. 1978. – С.26–42.
184. WIELAARD D.J., MISHCHENKO M.I., MACKE A., CARLSON B.E. Improved T-matrix computations for large, nonabsorbing and weakly absorbing nonspherical particles and comparison with geometrical-optics approximation // *Appl. Opt.* 1997. – V.36. – No.18. – P.4305–4313.
185. Wong J., Li Z. Retrieval of optical depth for heavy smoke aerosol plumes: uncertainties and sensitivities to the optical properties // *J. Atm. Sci.* 2002. – V.59. – P.250–261.
186. Xie Y., Li Z., Li L., et al. Study on influence of different mixing rules on the aerosol components retrieval from ground-based remote sensing measurements // *Atmospheric Research.* 2014. – V.145–146. – P.267–278.
187. Xu L., Ding J., Cheng A.Y.S. Scattering matrix of infrared radiation by ice finite circular cylinders // *Appl. Opt.* 2002. – V.41. – No.12. – P.2333–2348.
188. Yagi T., Uyeda H. Different size distribution // *Comm VIII Conf. Intern. Phys. des nuages.* 1980. – V.1. – P.231–235.
189. Yang P., Bi L., Baum B.A., Liou K.-N., Kattawar G.W., Mishchenko M.I., Cole B. Spectrally consistent scattering, absorption, and polarization properties of

- atmospheric ice crystals at wavelengths from 0.2 to 100 μm // *J. Atmos. Sci.* 2013. – V.70. – P.330–347.
190. Yang P., Feng Q., Hong G., Kattawar G.W., Wiscombe W.J., Mishchenko M.I., et al. Modeling of the scattering and radiative properties of nonspherical dust particles // *J. Aerosol Sci.* 2007. – V.38. – P.995–1014.
191. Yang P., Fu Q. Dependence of ice crystal optical properties on particle aspect ratio // *J. Quant. Spectr. Radiat. Transf.* 2009. – V.110. – P.1604–1614.
192. Yang P., Liou K.N. Finite-difference time domain method for light scattering by small ice crystals in three-dimensional space // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1996. – V.13. – P.2072–2085.
193. Yang P., Liou K.N. Light scattering by hexagonal ice crystals: Comparison of finite-difference time domain and geometric optics models // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1995. – V.12. – P.162–176.
194. Yang P., Liou K.N., Mishchenko M.I., Gao B.-C. Efficient finite-difference time-domain scheme for light scattering by dielectric particles: application to aerosols // *Appl. Opt.* 2000. – V.39. – P.3727–3737.
195. Yang P., Wendish M, Bi L., Kattawar G., Mishchenko M., Hu Y. Dependence of extinction cross-section on incident polarization state and particle orientation // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2011. – V.112. – P.2035–2039.
196. Yu F., Turco R.P. Contrail formation impacts on aerosol properties in aircraft plumes: effects of fuel sulfur content // *Geophys. Res. Letters.* 1998. – V.25. – P.313–316.
197. Yurkin M.A., Hoekstra A.G. The discrete-dipole-approximation code ADDA: Capabilities and known limitations // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2011. – V.112. – P.2234–2247.
198. Yurkin M.A., Huntemann M. Rigorous and Fast Discrete Dipole Approximation for Particles near a Plane Interface // *Journal of Physical Chemistry C.* 2015. – V.119. – No.52. – P.29088–29094.

199. Yurkin M.A., Maltsev V.P., Hoekstra A.G. The discrete dipole approximation for simulation of light scattering by particles much larger than the wavelength // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* 2007. – V.106. – P.546–557.
200. Zikmunda J., Kall G. Fall patterns and fall velocities of rimed ice crystals // *J. Atm. Sci.* 1972. – V.29. – No.7. – P.1334–1347.

Публикации диссертанта

Статьи в рецензируемых журналах из перечня ВАК

- A1. *Попов А.А., Шефер О.В.* Аналитическое выражение коэффициента ослабления излучения кристаллами в виде пластинок // *Оптика атмосферы.* 1989. – Т.2. – №5. – С.532–536.
Popov A.A., Shefer O.V. An analytical expression for the coefficient of optical attenuation by a polydisperse plate crystal system // *Atmospheric Optics.* 1989. – V.2. – No.5. – P.434–437.
- A2. *Попов А.А., Шефер О.В.* Простейшая интерпретационная схема для данных поляризационного лазерного зондирования кристаллических облаков // *Оптика атмосферы.* 1990. – Т.3. – №1. – С.44–50.
Popov A.A., Shefer O.V. A simple interpretation scheme for data of polarization laser sounding of crystalline clouds // *Atmospheric and Oceanic Optics.* 1990. – V.3. – No.1. – P.36–41.
- A3. *Попов А.А., Шефер О.В.* Оценка ослабления оптического излучения кристаллами, не имеющими плоскопараллельных граней // *Оптика атмосферы* 1990. – Т.3. – №5. – С.456–461.
Popov A.A., Shefer O.V. Estimate of the extinction of optical radiation by crystals lacking plate-parallel faces // *Atmospheric optics.* 1990. – V.3. – No.5. – P.416–421.
- A4. *Попов А.А., Шефер О.В.* К интерпретации эффекта аномального обратного рассеяния. *Оптика атмосферы* 1990. – Т.3. – №9. – С.929–935.

Popov A.A., Shefer O.V. Interpretation of the anomalous backscattering effect // Atmospheric Optics. 1990. – V.3. – No.9. – P.852–856.

- A5. *Попов А.А., Шефер О.В.* О возможности оценки средних размеров ориентированных ледяных пластинок в облаке с помощью одночастотного лидара // Оптика атмосферы. 1991. – Т.4. – №4. – С.410–416.

Popov A.A., Shefer O.V. On the possibility of estimating the mean size of oriented ice plates in a cloud from single-frequency lidar data // Atmospheric optics. 1991. – V.4. – No.4. – P.313–316.

- A6. *Попов А.А., Шефер О.В.* Алгоритм определения показателя преломления и ориентации ледяных пластинок из данных поляризационного лазерного зондирования // Оптика атмосферы. 1991. – Т.4. – №5. – С.530–534.

Popov A.A., Shefer O.V. An algorithm for determination of the refractive index and orientation of the ice plates from the polarization laser sensing data // Atmospheric Optics. 1991. – V.4. – No.5. – P.530–534.

- A7. *Боровой А.Г., Попов А.А., Шефер О.В.* Теоретическое исследование спектрального хода коэффициента ослабления оптического излучения для системы ориентированных пластинок // Оптика атмосферы. 1991. – Т.4. – №9. – С.899–906.

Borovoi A.G., Popov A.A., Shefer O.V. Theoretical investigation of the spectral behavior of the optical radiation extinction coefficient of a system of oriented ice plates // Atmospheric Optics. 1991. – V.4. – No.9. – P.631–635.

- A8. *Попов А.А., Шефер О.В.* О границах применимости метода физической оптики в задачах рассеяния света на крупных кристаллах. Часть 1. Рассеяние на круглой пластинке // Оптика атмосферы. 1993. – Т.6. – №8. – С.899–904.

Popov A.A., Shefer O.V. Applicability limits of the method of physical optics in the problems on light scattering by large crystals. Part. I. Scattering by a round plate // Atmospheric and Oceanic Optics. 1993. – V.6. – No.8. – P.519–521.

- A9. *Попов А.А., Шефер О.В.* Теоретическое исследование поглощения оптического излучения ориентированными ледяными пластинками в ИК-диапазоне // *Оптика атмосферы.* 1994. – Т.7. – №1. – С.18–23.
Popov A.A., Shefer O.V. Theoretical investigation of the absorption of optical radiation by oriented ice plates in the IR range // *Atmospheric and Oceanic Optics.* 1994. – V.7. – No.1 – P.8–11.
- A10. *Popov A.A., Shefer O.V.* Theoretical and numerical investigations of the intensity of lidar signal specular- reflected from a set of oriented plates // *J. Appl. Opt.* 1994. – V.33. – No.30. – P.7038–7044.
- A11. *Popov A.A., Shefer O.V.* Theoretical and numerical investigation of the polarization properties by a set of oriented ice plates // *J. Appl. Opt.* 1995. – V.34. – No.4. – P.1488–1492.
- A12. *Шефер О.В.* Теоретическое исследование оптического излучения кристаллическим аэрозолем». *Оптика атмосферы и океана.* 1995. – Т.8. – №10. – С.1435–1440.
Shefer O.V. Theoretical investigation of optical radiation attenuation by crystalline aerosol // *Atmospheric and Oceanic Optics.* 1995. – V.8. – No.10. – P.1435–1440.
- A13. *Шефер О.В.* Оптическая модель пластинчатого кристалла применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков // *Оптика атмосферы и океана.* 1999. – Т.12. – №7. – С.573–577.
Shefer O.V. Optical model of a plate crystal as applied to bistatic polarization laser sensing of crystal clouds. // *Atmospheric and Oceanic Optics.* 1999. – V.12. – No.7. – P.549–553.
- A14. *Шефер О.В.* Теоретическое исследование характеристик светорассеяния для пластинчатого кристалла применительно к бистатическому

поляризационному лазерному зондированию // Оптика атмосферы и океана. 1999. – Т.12. – №12. – С.1081–1088.

Shefer O.V. Theoretical investigation of scattering radiation characteristics of plate crystal as applied to bistatical polarization laser sensing // Atmospheric and Oceanic Optics. 1999. – V.12. – No.12. – P.1029–1038.

- A15. *Шефер О.В.* Численное исследование оптического излучения, зеркально отраженного от ориентированной пластинки // Оптика атмосферы и океана. 2001. – Т.14. – №8. – С.663–668.

Shefer O.V. Numerical study of optical radiation specularly reflected from an oriented plate // Atmospheric and Oceanic Optics. 2001. – V.14. – No.8. – P.607–612.

- A16. *Шефер О.В.* К интерпретации зеркально отраженного оптического излучения для определения физических параметров пластинок // Оптика атмосферы и океана. 2002. – Т.15. – №10. – С.887–893.

Shefer O.V. Interpretation of specularly reflected optical radiation for determining physical parameters of plates // Atmospheric and Oceanic Optics. 2002. – V.15. – No.10. – P.804–809.

- A17. *Шефер О.В.* Возможность определения параметров спектра размеров пластинчатых кристаллов и их флаттера по данным моностатического и бистатического лазерного зондирования // Оптика атмосферы и океана. 2003. – Т.16. – № 4. – С.347–353.

Shefer O.V. Possibility of determining parameters of size spectra and flutter of crystal plates from data of monostatic and bistatic laser sensing // Atmospheric and Oceanic Optics. 2003. – V.16. – No.4. – P.318–324.

- A18. *Шефер О.В.* Оценка характеристик отраженного излучения применительно к моностатическому и бистатическому лазерному зондированию кристаллических облаков, содержащих ориентированные частицы // Оптика атмосферы и океана. 2003. – Т.16. – №9. – С.792–803.

- Shefer O.V.* Estimation of the characteristics of reflected radiation as applied to monostatic and bistatic laser sounding of crystal clouds containing oriented particles // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2003. – V.16. – No.9. – P.729–739.
- A19. *Шефер О.В.* Оптическая модель для исследования характеристик света, прошедшего через ориентированную пластинку // *Оптика атмосферы и океана*. 2004. – Т.17. – № 8. – С.621–626.
- Shefer O.V.* Optical model for investigating the characteristics of light transmitted through an oriented plate // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2004. – V.17. – No.8. – P.556–561.
- A20. *Шефер О.В.* Энергетические и поляризационные характеристики оптического излучения, рассеянного ориентированной полупрозрачной пластинкой в направлении вперед // *Оптика атмосферы и океана*. 2006. – Т.19. – №4. – С.278–283.
- Shefer O.V.* Energy and polarization characteristics of optical radiation scattered forward by a plane crystal // *Atmospheric and oceanic optics*. 2006. – V.19. – No.4. – P.244–248.
- A21. *Войцеховская О.К., Голубь И.В., Запругаев А.Ю., Шефер О.В.* Пропускание газовой среды с учетом молекулярного поглощения и аэрозольного рассеяния // *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2007. – №6. – С.18–25.
- Voitsekhovskaya O.K., Golub' I.V., Zapryagaev A.Yu., Shefer O.V.* Transmittance of a gaseous medium with allowance for the molecular absorption and aerosol scattering // *Russian Physics Journal*. 2007. – V.50. – No.6. – P.538–546.
- A22. *Войцеховская О.К., Голубь И.В., Запругаев А.Ю., Шефер О.В.* Влияние аэрозольной компоненты на пропускание газовой-аэрозольной среды в ИК-диапазоне // *Известия вузов. Физика*. 2008. – Т.51. – №9/3. – С.118–122.

- A23. *Попов А.А., Шефер О.В.* Численное исследование матрицы экстинкции для пластинчатого кристалла. // Известия вузов. Физика. 2009. – Т.52. – №8. – С. 73–83.
Popov A.A., Shefer O.V. Numerical study of the extinction matrix for a plate crystal // Russian Physics Journal. 2009. – V.52. – No.8. – P.850–861.
- A24. *Войцеховская О.К., Голубь И.В., Запругаев А.Ю., Шефер О.В.* Влияние микрофизических параметров аэрозольных частиц в атмосфере на ослабление излучения ИК диапазона // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. – Т.46. – №1. – С.63–68.
Voitsekhovskaya O.K., Golub' I.V., Zapryagaev A.Yu., Shefer O.V. The influence of the microphysical parameters of atmospheric aerosol particles on IR radiation extinction // Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics. 2010. – V.46. – No.1. – P.55–59.
- A25. *Shefer O., Popov A.* Extinction and small angle scattering by thin plate crystals // Appl. Opt. 2010. – V.49. – No.8. – P.1434–1445.
- A26. *Шефер О.В.* Особенности матрицы экстинкции для преимущественно ориентированных пластинчатых кристаллов // Известия вузов. Физика. 2012. – Т.55. – №5. – С.40–48.
Shefer O.V. Special features of the extinction matrix for preferably oriented plate crystals // Russian Physics Journal. 2012. – V.55. – No.5. – P.516–523.
- A27. *Шефер О.В.* Поляризационные эффекты ослабления оптического излучения преимущественно ориентированными пластинчатыми кристаллами // Известия вузов. Физика. 2012. – Т.55. – №9/2. – С.116–117.
- A28. *Войцеховская О.К., Шефер О.В., Каширский Д.Е., Харанудченко Е.А.* Влияние аэрозольной сажевой компоненты на функцию пропускания выхлопов двигателей // Известия вузов. Физика. 2013. – Т.56. – №9/2. – С.46–48.

- A29. **Шефер О.В.** Влияние крупных кристаллов различной формы на ослабление лучистой энергии. Известия вузов. Физика. 2013. – Т.56. – №9/2. – С.67–69.
- A30. **Shefer O.** Numerical study of extinction of visible and infrared radiation transformed by preferentially oriented plate crystals // J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 2013. – V.117. – P.104–113.
- A31. **Шефер О.В., Войцеховская О.К., Рожнёва О.В.** Учет микрофизических параметров неоднородной среды в ослаблении оптического излучения // Известия вузов. Физика. 2014. – Т.57. – №10/2. – С.122–127.
- A32. **Шефер О.В., Шефер В.А., Синюкова Е.А.** Численное исследование особенностей альbedo однократного рассеяния лучистой энергии, прошедшей через полидисперсное кристаллическое образование // Известия вузов. Физика. 2014. – Т.57. – №10/2. – С.116–121.
- A33. **Шефер О.В.** Энергетические и поляризационные особенности ослабления видимого и ближнего ИК диапазонов длин волн крупными кристаллами // Известия вузов. Физика. 2014. – Т.57. – №10. – Р.61–68.
Shefer O.V. Energetic and polarization features of the visible and near-IR radiation extinction by large crystals // Russian Physics Journal. 2015. – V.57. – No.10. – P.1364–1373.
- A34. **Попов А.А., Шефер О.В., Рожнева О.В.** Численное моделирование поглощения оптического излучения атмосферными частицами различной природы // Фундаментальные исследования. 2015. – №2. – С.3753–3758.
- A35. **Шефер В. А., Шефер О.В.** О точности аппроксимации движения малого небесного тела промежуточными возмущенными орбитами, построенными по двум векторам положения и трем наблюдениям // Астрономический вестник. 2015. – Т.49. – №1. – С.54–64.
Shefer V.A., Shefer O.V. On the accuracy of approximation of a small celestial body motion using intermediate perturbed orbits calculated from two position

- vectors and three observations // *Solar System Research*. 2015. – V.49. – No.1. – P.51– 60.
- A36. *Шефер В. А., Шефер О.В.* О точности аппроксимации движения малого небесного тела промежуточными возмущенными орбитами, построенными по трем векторам положения и трем наблюдениям // *Астрономический вестник*. 2016. – Т.50. – №3. – С.217–223.
Shefer V.A., Shefer O.V. On the accuracy of approximation of motion of a small celestial body by intermediate perturbed orbits calculated on the basis of three position vectors and three observations // *Solar System Research*. 2016. – V.50. – No.3. – P.204–210.
- A37. *Voitsekhovskaya O.K., Kashirskii D.E., Egorov O.V., Shefer O.V.* Modeling absorption spectra for detection of combustion products of jet engines by laser remote sensing // *Appl. Opt.* 2016. – V.55. – No.14. – P.3814–3823.
- A38. *Shefer O.* Extinction of radiant energy by large atmospheric crystals with different shapes // *J. Quant. Spectr. Rad. Trans.* 2016. – V.178. – P.350–360.
- A39. *Shefer O.* Numerical study of influence of different dispersed components of crystal cloud on transmission of radiant energy // *J. Quant. Spectr. Rad. Trans.* 2017. – V.201. – P.148–155.
- A40. *Шефер О.В., Каргин Б.А.* Ослабление лучистой энергии в уравнении переноса излучения для кристаллических облаков // *Известия вузов. Физика*. 2018. – Т.61. – №9. – С.18–28.

Статьи в сборниках зарубежных конференций, индексируемых Web of Science и Scopus

- A41. *Popov A.A., Shefer O.V.* Theoretical investigation of the extinction and absorption coefficients of a system oriented ice plates in optical plane range // *Proc. SPIE*. 1994. – V.2222. – P.339–348. DOI:10.1117/12.178000.

- A42. *Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Shefer O.V.* Interpretation of the backscattering phase matrix of cirrus clouds // Proc. SPIE. 1994. –V. 2260. – P.150–157. DOI:10.1117/12.189219.
- A43. *Shefer O.V.* Theoretical investigation the extinction coefficient of a system of oriented ice plates in optical plane range // Proc. SPIE. 1995. – V.2553. – P.370–380. DOI:10.1117/12.221396.
- A44. *Shefer O.V., Samokhvalov I.V.* Interpretation of laser sensing data based on model of a cloud as plate crystals // Proc. SPIE. 1998. – V.3495. – P.340–348.
- A45. *Shefer O.V.* The optical model of a particle on bistatic polarization laser sensing of crystalline clouds // Proc. SPIE. 1999. – V.3867. – P.72–81. DOI:10.1117/12.373045.
- A46. *Shefer O.V.* Investigation of backscattered radiation by a crystal cloud to bistatic polarization laser sounding // Proc. SPIE. 1999. –V.3749. – P.746–747. DOI:10.1117/12.354989.
- A47. *Shefer O.V.* Estimation of microphysical parameters of oriented plate crystals on characteristics of reflected optical radiation // Proc. SPIE. 2005. – V.5829. – P.184–192.
- A48. *Shefer O.V.* Extinction in radiative transfer equation for ice atmospheric medium // Proc. SPIE. 2009. – V.7296. – P.72960I – 7 p. DOI:10.1117/12.823813.
- A49. *Shefer O.V.* Absorption of optical radiation by atmospheric crystals // Proc. SPIE. 2009. – V. 7296. – P.729604. – 6 p. DOI:10.1117/12.820963.
- A50. *Shefer O.V., Rozhneva O.V.* Optical model for numerical study of a wavy surface // Proc. of 2014 International Conference on Mechanical Engineering, Automation and Control Systems (MEACS). 2014. – V.978-1-4799-6221-1(06986911). – 5 p. DOI:10.1109/MEACS.2014.6986911.
- A51. *Shefer O.V., Rozhneva O.V.* Some aspects of model for calculation of the radiation extinction in layered medium // Proc. of 2014 International Conference

- on Mechanical Engineering, Automation and Control Systems (MEACS). 2014. – V.978-1-4799-6221-1(06986912). – 5 p. DOI: 10.1109/MEACS.2014.6986912.
- A52. *Voitsekhovskaya O.K., Shefer O.V., Kashirskii D.E.* Criterion of the need to consider the cooperative effect of the molecular absorption and aerosol scattering on calculations of IR transmission function // Proc. SPIE. 2014. – V.9292. – P. 92923M. – 8 p.
- A53. *Voitsekhovskaya O.K., Shefer O.V., Kashirskii D.E.* Optical characteristics of aerosol trioxide dialuminum at the IR wavelength range // Proc. SPIE. 2015. – V.9680. – 96803A. – 6 p. DOI: 10.1117/12.2205295.
- A54. *Voitsekhovskaya O.K., Egorov O.V., Kashirskii D. E., Shefer O.V.* Numerical simulation of infrared radiation absorption for diagnostics of gas-aerosol medium by remote sensing data // Proc. SPIE. 2015. – V.9680. – 968054. – 5 p. DOI:10.1117/12.2206009.
- A55. *Voitsekhovskaya O.K., Shefer O.V., Kashirskii D.E., Loskutov V.V., Egorov O.V.* Modeling diagnostics of trioxide dialuminum content in gas-aerosol medium // Proc. SPIE. 2016. – V.10035. – P.100352X. – 6 p. DOI: 10.1117/12.2247833.
- A56. *Shefer O.V., Loskutov V.V., Rozhneva O.V.* Optical model of medium for the numerical imitation of wave surface forming high-intensity reflected radiant energy // Key Engineering Materials. 2016. – V.685. – P.618–622.
- A57. *Shefer O.V., Rozhneva O.V., Loskutov V.V.* Estimation of orientation and optical properties of plane crystals by polarization characteristics of lidar returns // Key Engineering Materials. 2016. – V. 685. – P. 613–617.
- A58. *Shefer O.V., Loskutov V.V.* Numerical model of water medium with methane inclusions: application for determining optical radiation extinction // Proc. of International Siberian Conference. Control and Communications (SIBCON). 2017. — 5 p. DOI:org/10.1109/SIBCON.2016.7491670.
- A59. *Shefer O.V., Loskutov V.V.* Numerical modelling of radiant energy extinction by water medium containing bubbles and particles of various natures // Journal of

Physics: Conference Series. 2017. – V.803. – 012144. – 6 p.
DOI:org/10.1088/1742-6596/803/1/012144.

- A60. *Shefer O.V., Voitsekhovskaya O.K., Kashirskii D.E., Loskutov V.V.* Transmission of radiant energy by gas-aerosol medium containing methane // Proc. SPIE. 2017. – V.10466. – P.104662N. – 7 p. DOI: 10.1117/12.2284933.

Публикации в других научных изданиях

- A61. *Попов А.А., Шефер О.В.* К поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков: простейшая оптическая модель частицы // Препринт №65. Томск. ТФ СО АН СССР. 1988. – 59 с.
- A62. *Попов А.А., Шефер О.В.* Оптическая модель кристаллической облачности применительно к задачам лазерного зондирования // Труды X Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. I Томск: ТНЦ СО АН ССР, 1989. – С.67–71.
- A63. *Шефер О.В.* Аппроксимация интеграла при расчете обратного рассеяния круглыми пластинками // Труды X Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. I Томск: ТНЦ СО АН ССР, 1989. – С.161–165.
- A64. *Попов А.А., Шефер О.В.* Аналитическая формула для исследования спектрального хода коэффициента ослабления оптического излучения системой ориентированных ледяных пластинок // Тезисы XI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. Томск: ТНЦ СО АН ССР, 1991. – С.39.
- A65. *Шефер О.В.* Оптическая модель кристаллического облака применительно к поляризационному лазерному зондированию: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1992. – 23 с.
- A66. *Шефер О.В.* Методика дистанционного определения флаттера и средних размеров для ансамбля ледяных пластинок // Тезисы XI Всесоюзного

- симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. Томск: ТНЦ СО АН ССР, 1991. – С.40.
- A67. *Попов А.А., Шефер О.В.* Формула для оценки погрешности метода физической оптики при описании процесса рассеяния света на многогранниках // Тезисы XII Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. Томск: ТНЦ СО АН ССР, 1993. – С.62.
- A68. *Попов А.А., Шефер О.В.* Ослабление и поглощение оптического излучения в ИК-диапазоне длин волн для ориентированных ледяных пластинок // Тезисы XII Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. Томск: ТНЦ СО АН ССР, 1993. – С.61.
- A69. *Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Шефер О.В.* Матрица обратного рассеяния перистых облаков в рамках модели пластинчатых кристаллов // Физика 1. Университеты России / под ред. А.Н. Тихомирова и др.: Изд-во Моск. ун-та. 1994. – С.164–170.
- A70. *Shefer O.V., Samokhvalov J.V., Kaul B.V.* Using of polarization lidar for testing of an aerosol composition in troposphere and stratosphere // International conference Fundamental and applied problems of environmental protection. Tomsk. 1995. – P.56–57.
- A71. *Шефер О.В., Ситников А.Г.* Матрица обратного рассеяния для ансамбля ориентированных пластинок // Краткие тезисы докладов III Межреспубликанского симпозиума «Оптика атмосферы и океана». 1996. – С.4–5.
- A72. *Шефер О.В., Ситников А.Г.* К исследованию аномального обратного рассеяния // Тезисы докладов IV Симпозиум Оптика атмосферы и океана. Томск. 1997. – С. 37.

- A73. *Shefer O.V., Samokhvalov I.V.* Optical radiation extinction by crystalline aerosols // Proc. of MUSCLE 10 Tenth International Workshop on Multiple Scattering Lidar Experiments. 1999. – P.67–76.
- A74. *Шефер О.В.* Теоретическое исследование зеркального отражения от ориентированных пластинок применительно к бистатическому зондированию // 7 Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана." Томск: ИОА. 16–19 июля 2000 г. Оптика атмосферы и океана. 2000. – С.133–134.
- A75. *Shefer O.V.* Results of numerical investigation of the optical radiation, scattered in forward direction by oriented semi-transparent plate. Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics. XII Joint International Symposium. 2005. – С.157.
- A76. *Шефер О.В., Шефер В.А.* Прикладная задача оптики сред: изучение прозрачности среды применительно к нуждам сельского хозяйства // Современные проблемы и достижения аграрной науки в животноводстве, растениеводстве и экономике: Сборник трудов региональной научно-практической конференции – Томск, 16 ноября 2006. – Томск: 2006. – С.238–241.
- A77. *Shefer O.V.* The possibility of estimating microphysical and orientation characteristics on data of extinction matrix. XIV International Symposium Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics. Buryatia. June 24–30, 2007. – P.177–178.
- A78. *Шефер О.В., Войцеховская О.К., Голубь И.В., Запругаев А.Ю.* Количественные зависимости общего пропускания среды от параметров сферических аэрозольных частиц //Контроль и реабилитация окружающей среды: Материалы VI Международного симпозиума – Томск, 3–5 июля 2008. – Томск: Аграф-Пресс, 2008. – С.302–303.
- A79. *Шефер О.В.* Особенности рассеяния оптического излучения в малых углах крупными кристаллами // 16 международный симпозиум «Оптика

- атмосферы и океана. Физика атмосферы» 12-15 октября 2009, Томск. С.407–410. – ISBN 978-5-94458-103-7.
- A80. **Шефер О.В., Ивашкина Н.В.** Численная модель сферической частицы применительно к определению оптических характеристик атмосферных образований // Молодежь и современные информационные технологии: Сборник трудов VII Всероссийской научно- практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых - Томск, 25–27 февраля 2009. – Томск: СПБ Графикс, 2009. – С.29–30.
- A81. **Шефер О.В., Шелестовская Н.Г.,** Численная модель частицы для оценки ослабления оптического излучения, прошедшего через ориентированный кристалл. Молодежь и современные информационные технологии: Сборник трудов VII Всероссийской научно- практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых – Томск, 25–27 февраля 2009.– Томск: СПБ Графикс, 2009. – С.75–76.
- A82. **Shefer O.V.** The influence of the microphysical parameters of large crystals on extinction of the optical radiation // Proc. of the 25th International Laser Radar Conference. 2010. – P.724–726.
- A83. **Шефер О.В., Кырмыгенов А.Д.** Особенности расчетов ослабления оптического излучения кристаллическим аэрозолем // Молодежь и современные информационные технологии: Сборник трудов IX Всероссийской научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых – Томск, 11–13 мая 2011. – Томск: СПБ Графикс, 2011. – С.58–59.
- A84. **Шефер О.В.** Особенности ослабления оптического излучения для системы ориентированных плоских кристаллов [Электронный ресурс] // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы: XVII Международный симпозиум, Томск, 28 Июня-1 Июля 2011. – Томск: Издательство ИОА СО РАН, 2011— С. 81–84 – 1 электр. опт. диск CD-ROM.

- A85. **Шефер О.В.** Особенности излучения, рассеянного вблизи направления вперед системой преимущественно ориентированных кристаллов // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы: Тезисы докладов XVIII Международного симпозиума, Иркутск, 2–6 Июля 2012. – Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2012 – С.1–4.
- A86. **Шефер О.В., Кырмыгенов А.Д.** Численная модель для исследования оптических характеристик изотропных атмосферных образований // Аэрозоли Сибири: тезисы докладов XIX Рабочей группы, Томск, 27–30 Ноября 2012. – Томск: ИОА СО РАН, 2012 – С.5.
- A87. **Шефер О.В., Ворушина А.Б.** Численная модель для поглощения и ослабления оптического излучения системой преимущественно ориентированных ледяных кристаллов // Актуальные проблемы радиофизики: материалы Международной молодежной научной школы, Томск, 14–17 Сентября 2012. – Томск: НТЛ, 2012 – С.93–97.
- A88. **Шефер О.В., Кырмыгенов А.Д.** Численные модель для исследования оптических характеристик атмосферных образований, состоящих из частиц объемных форм // Актуальные проблемы радиофизики: материалы Международной молодежной научной школы, Томск, 14–17 Сентября 2012. – Томск: НТЛ, 2012 – С.107–111.
- A89. **Шефер О.В., Ворушина А.Б.** Численная модель применительно к оценке поглощения оптического излучения крупными кристаллами // Технологии Microsoft в теории и практике программирования: сборник трудов IX Всероссийской научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, Томск, 21–22 Марта 2012. – Томск: ТПУ, 2012 – С.128–132.
- A90. **Шефер О.В.** Численная модель частицы применительно к исследованию энергетических и поляризационных характеристик излучения, прошедшего

- через анизотропную атмосферную среду // Проблемы информатики. Спецвыпуск. 2012. – С.17–29.
- A91. *Войцеховская О.К., Шефер О.В., Каширский Д.Е.* Область значений параметров газовой-аэрозольной среды, определяющих необходимость совместного учета обоих компонентов при расчете пропускания ИК излучения [Электронный ресурс] // XX Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», 2014. Новосибирск, Изд. ИОА СО РАН, Томск, Сборник трудов конференции. 2014.– С286–С289. – Режим доступа: <http://symp.iao.ru/ru/aoo/20/proceedings>.
- A92. *Шефер О.В., Войцеховская О.К., Каширский Д.Е., Рожнёва О.В.* Пропускание оптического излучения надводным и приледным газовой-аэрозольным слоем, содержащим метан // Материалы конференции. 6-я научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения Мирового океана» (ТПОМО-6). Владивосток. 28.09.2015– 2.10.2015. – С.330–334.
- A93. *Войцеховская О.К., Шефер О.В., Каширский Д.Е.* Спектральные характеристики триоксида диалюминия в ИК диапазоне длин волн [Электронный ресурс] // XXI Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". 22–26 июня 2015 г., г. Томск. Материалы конференции. 2015. – С. С364–С367. – Режим доступа: <http://symp.iao.ru/ru/aoo/21/i1>.
- A94. *Войцеховская О.К., Егоров О.В., Каширский Д.Е., Шефер О.В.* Численное моделирование поглощения ИК излучения для диагностики газовой-аэрозольной среды по данным дистанционного зондирования [Электронный ресурс] // XXI Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". 22–26 июня 2015 г., г. Томск. Материалы конференции. 2015. – С. С266–С269. – Режим доступа: <http://symp.iao.ru/ru/aoo/21/i1>.

- A95. *Ботыгин И.А., Кырмыгенов А.Д., Шефер О.В.* Численное исследование оптических характеристик атмосферных образований // Сборник научных трудов по итогам международной научно-практической конференции. Актуальные проблемы естественных и математических наук в России и за рубежом. 2015. – С.121–124.
- A96. *Shefer O., Zhuravleva T.B.* Extinction of radiant energy by large atmospheric crystals with different shapes [Электронный ресурс] // Abstracts ELS-XV-2015-171. Electromagnetic & Light Scattering XV 2015, Leipzig. 2015.(ELS-XV-2015, 2015. – Режим доступа: <http://www.els-xv-2015.net/home.html>.
- A97. *Войцеховская О.К., Егоров О.В., Каширский Д.Е., Шефер О.В.* Спектры поглощения продуктов сгорания топлив самолетных и ракетных двигателей [Электронный ресурс] // XVIII Международный симпозиум и школа молодых учёных по молекулярной спектроскопии высокого разрешения. 30 июня–04 июля 2015 г., г. Томск, 2015. – Режим доступа: <http://symp.iao.ru/ru/hrms/18>.
- A98. *Войцеховская О.К., Егоров О.В., Каширский Д.Е., Шефер О.В.* Численное моделирование поглощения ИК излучения для диагностики газовой-аэрозольной среды по данным дистанционного зондирования [Электронный ресурс] // XXI Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". 22–26 июня 2015 г., г. Томск. Материалы конференции. 2015. – С266–С269. – Режим доступа: <http://symp.iao.ru/ru/aoo/21/i1>.
- A99. *Шефер О.В., Войцеховская О.К., Каширский Д.Е.* Оптическая модель газовой-аэрозольной среды для выявления над морскими акваториями метана повышенной концентрации // Сборник материалов 11 Всероссийской научно-практической конференции «Перспективные системы и задачи управления» и «Седьмой молодежной школы-семинара «управление и

обработка информации в технических системах», Том 1, Изд-во Южный федерального университета, Ростов-на-Дону, 2016. С.79–92.

- A100. *Войцеховская О.К., Шефер О.В., Каширский Д.Е., Лоскутов В.В., Егоров О.В.* Моделирование диагностики содержания триоксида диалюминия в газовой-аэрозольной среде [Электронный ресурс] // XXII Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". 30.06.2016–03.07.2016. Томск: Издательство ИОА СО РАН. Труды конференции. С260–С263. ISBN 978-5-94458-159-4. 2016.– 1 электрон. Опт.диск (CD-ROM).
- A101. *Shefer O.V., Russkova T.V.* Numerical study of influence of different dispersed components of crystal cloud on transmission of radiant energy [Электронный ресурс] // Book of Abstracts Sixteenth Conference on Electromagnetic & Light Scattering University of Maryland/ College Park, MD, USA 19–25 March 2017. – P.129 – Режим доступа: https://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/ELS-XVI/ELS-XVI_Abstracts.pdf.
- A102. *Шефер О.В., Войцеховская О.К., Каширский Д.Е., Лоскутов В.В.* Пропускание лучистой энергии газовой-аэрозольной средой, содержащей метан [Электронный ресурс] // XXIII Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". 03.07.2017–07.07.2017. Иркутск: Издательство ИОА СО РАН. Труды конференции. ISBN 978-5-94458-167-9, 2017. – С. С252–С255. – Режим доступа: [http://symp.iao.ru/files/symp/aoo/23/C\(1\).pdf](http://symp.iao.ru/files/symp/aoo/23/C(1).pdf)
- A103. *Войцеховская О.К., Каширский Д.Е., Егоров О.В., Шефер О.В.* Вклады аэрозольного и газового компонентов выбросов антропогенных и природных источников в ослабление излучения СО и СО₂ лазеров [Электронный ресурс] // XIII International Conference on pulsed lasers and laser applications AMPL-2017 September 10-15. "AMPL-2017": Abstracts of XIII International Conference. - Tomsk: STT, ISBN 978-5-93629-597-3, 2017. –

P.89. – Режим доступа: http://symp.iao.ru/files/symp/ampl/13/ru/abstr_9124.pdf.

A104. *Войцеховская О.К., Каширский Д.Е., Шефер О.В., Егоров О.В.* Спектроскопическое обеспечение определения выбросов метана в арктических условиях дистанционным методом [Электронный ресурс] // XXIII Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". 2.07 2018-5.07.2018. Томск: Издательство ИОА СО РАН. Труды конференции. ISBN 978-5-94458-172-3, 2018. – С. С580–С583. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).