

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
Полярный геофизический институт

На правах рукописи

Федотова Екатерина Алфеевна

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА
АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ СОЛНЕЧНЫМ
И ТЕПЛОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Специальность 1.2.2.— Математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:
д. ф.–м. н. И. В. Мингалев

Апатиты — 2022

Оглавление

Оглавление	3
Введение	4
Глава I Методы расчетов потоков излучения в атмосферах Земли и планет	18
I.1 Введение главы I	18
I.2 Расчет коэффициентов молекулярного поглощения с высоким спектральным разрешением	20
I.3 Континальное поглощение водяного пара и углекислого газа ..	22
I.4 Алгоритм расчета коэффициента молекулярного поглощения ..	24
I.5 Молекулярное рассеяние	25
I.6 Аэрозольное рассеяние и поглощение	26
I.7 Численное решение уравнения переноса излучения в горизонтально однородной атмосфере методом дискретных ординат	30
I.7.1 Постановка задачи для расчета поля собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере	32
I.7.2 Дискретизация по зенитному углу и получение системы обыкновенных дифференциальных уравнений	36
I.7.3 Дискретизация по оптической толщине и получение системы линейных алгебраических уравнений	39
I.7.4 Решение полученной системы уравнений методом матричной прогонки..	44
I.7.5 Решение полученной системы уравнений методом Жордана-Гаусса.	46
I.7.6 Программная реализация метода и результаты тестовых расчетов	48
I.8 Расчет поля солнечного излучения в горизонтально однородной атмосфере	52
I.8.1 Постановка задачи для расчета поля солнечного излучения в горизонтально однородной атмосфере	52
I.8.2 Разложение по азимутальным гармоникам	55
I.8.3 Расчет коэффициентов разложения по азимутальным гармоникам	58
I.9 Заключение главы I	59

Глава II Расчеты с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в атмосфере Земли и построение параметризации.....	61
II.1 Введение главы II	61
II.2 Построение параметризаций оптических параметров для расчета собственного излучения атмосферы Земли в ИК диапазоне	64
II.3 Результаты расчетов с высоким спектральным разрешением	74
II.3.1 Результаты расчетов в безоблачной атмосфере	75
II.3.2 Результаты расчетов при наличии облачных слоев	77
II.4 Результаты расчетов с использованием параметризации	86
II.5 Заключение главы II	89
Глава III Расчеты поля солнечного излучения в атмосфере Земли 92	
III.1 Введение главы III	92
III.2 Построение параметризаций оптических параметров для расчета поля солнечного излучения в атмосфере Земли	94
III.3 Результаты расчетов с высоким спектральным разрешением	102
III.3.1 Результаты расчетов в безоблачной атмосфере	104
III.3.2 Результаты при наличии нижнего облачного слоя	107
III.3.3 Результаты при наличии среднего облачного слоя	108
III.3.4 Результаты при наличии верхнего облачного слоя	110
III.3.5 Выводы из результатов расчетов	111
III.4 Результаты расчетов с использованием параметризации	112
III.5 Заключение главы III	121
Заключение	123
Список литературы	125

Введение

Данная диссертационная работа посвящена численному моделированию нагрева атмосферы Земли солнечным излучением и собственным тепловым излучением.

Актуальность проблемы

Изучение динамики атмосферы Земли и протекающих в ней физических и химических процессов является важным направлением современной науки. Численное моделирование общей циркуляции атмосферы Земли является важнейшим инструментом для этого направления исследований, поскольку результаты моделирования позволяют существенно увеличить физическое содержание выводов из данных наблюдений. Другим очень важным направлением является совершенствование моделей прогноза погоды.

Для физически корректного моделирования общей циркуляции атмосферы Земли необходимо достаточно точно рассчитывать скорость нагрева-выхолаживания атмосферы за счет поглощения и испускания воздухом излучения в дальней и средней ИК областях спектра и за счет поглощения солнечного излучения в средней и ближней ИК областях спектра, а также в видимой и ближней УФ областях спектра. По этой причине общие возможности модели общей циркуляции атмосферы Земли во многом определяет точность расчета поля излучения в перечисленных выше областях спектра радиационным блоком модели и разработка все более совершенных радиационных блоков моделей общей циркуляции атмосферы Земли является очень важной задачей.

Степень разработанности темы диссертационной работы.

Расчет в нижней и средней атмосфере Земли (высоты от 0 до 70 км) поля солнечного излучения и поля собственного ИК излучения атмосферы является сложной задачей. Главная причина сложности состоит в том, что коэффициент молекулярного поглощения на высотах более 20 км очень быстро меняется с изменением частоты. Это происходит по причине того, что контуры линий поглощения молекул атмосферных газов становятся узкими при давлениях воздуха, которые имеют место на высотах более 20 км. По этой причине для достижения приемлемой точности расчетов разрешение по частоте должно составлять примерно 0.001 см^{-1} . Расчеты с таким высоким разрешением по частоте называются Line-by-Line, сокращенно LbL.

Начиная с некоторой высоты, время жизни молекул углекислого газа и озона в возбужденном состоянии становится меньше, чем время свободного пробега между столкновениями. Это приводит к тому, что населенности колебательных состояний не описываются распределением Больцмана при температуре атмо-

сферы, то есть нарушается колебательное локальное термодинамическое равновесие (ЛТР), и излучение атмосферного газа не описывается функцией Планка. В атмосфере Земли нарушение ЛТР в колебательных полосах молекул углекислого газа с длиной волны около 15 мкм наступает ночью на высотах выше 75-80 км и днем на высотах выше 70 км, а в колебательных полосах с длиной волны около 4.3 и 2.7 мкм наступает днем и ночью на высотах выше 70 км. В колебательных полосах молекул озона с длиной волны около 9.6 мкм нарушение ЛТР существенно проявляется днем и ночью на высотах выше 75 км.

При моделировании общей циркуляции атмосферы Земли необходимо проводить расчет нагрева атмосферы собственным ИК излучением в диапазоне частот от 10 до 3000 см⁻¹ (в дальней и средней ИК областях спектра), а также солнечным излучением в диапазоне частот от 2000 до 50000 см⁻¹ (в ближней ИК, в видимой и в ближней УФ областях спектра). При этом достаточно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. Таким образом, только в ИК диапазоне при расчетах с высоким спектральным разрешением необходимо использовать около 3000000 спектральных каналов. Такие расчеты требуют очень больших вычислительных затрат и по этой причине не могут использоваться в моделях общей циркуляции атмосферы в настоящее время и в обозримом будущем.

Для решения указанной проблемы разработаны методы быстрого расчета поля излучения. Основная идея этих методов состоит в том, что реальная зависимость коэффициента молекулярного поглощения от частоты излучения и аналогичные зависимости других оптических параметров атмосферного газа заменяются на ступенчатые зависимости. Для построения указанных ступенчатых зависимостей узкие спектральные каналы объединяются в группы. Каждая такая группа заменяется на один широкий модельный канал. В результате несколько миллионов узких спектральных каналов заменяются на несколько десятков или несколько сотен модельных каналов.

Существуют различные алгоритмы, с помощью которых осуществляется объединение узких спектральных каналов в широкие модельные каналы. Список модельных каналов можно рассматривать как неравномерную сетку по частоте. Этот список и базу данных оптических параметров атмосферного газа в модельных каналах называют параметризацией молекулярного поглощения.

Для проверки точности построенной параметризации результаты расчетов поля излучения в модельных каналах сравниваются с результатами расчетов с высоким спектральным разрешением. Обычно для создания параметризации необходимо провести большой объем расчетов с высоким спектральным разре-

шением.

Таким образом, для создания параметризации необходимо создать комплекс программ для расчетов с высоким спектральным разрешением. Проведение таких расчетов можно разделить на две вычислительные задачи. Первая задача заключается в расчете коэффициента молекулярного поглощения и других оптических параметров в узлах сетки по высоте и по частоте излучения. Вторая задача заключается в численном решении уравнения переноса излучения в вертикальном столбе атмосферы для каждого узла сетки по частоте.

Согласно общепринятой в настоящее время методике объемный коэффициент молекулярного поглощения при заданной частоте излучения рассчитывается как сумма вкладов всех линий поглощения всех газовых составляющих атмосферы. При этом параметры линий поглощения содержатся в спектроскопической базе данных HITRAN, в которой собраны результаты измерений мирового научного сообщества. Последние версии этой базы данных вышли в 2012 и 2016 годах.

Коэффициенты молекулярного поглощения водяного пара и углекислого газа, рассчитанные по стандартной методике, согласно которой суммируются вклады различных линий поглощения при обрезании крыльев линий на расстоянии 25 cm^{-1} от центра линии, расходятся с экспериментальными данными. Это расхождение принято называть континуальным поглощением. Потоки восходящего и нисходящего излучения в безоблачной атмосфере, рассчитанные в ИК диапазонах без учета этого поглощения, могут отличаться на 5–10 % от потоков, рассчитанных с учетом этого поглощения.

Для учета континуального поглощения к сечению поглощения одной молекулы водяного пара или углекислого газа, рассчитанному по стандартной теории с обрезанием крыльев линий, прибавляется дополнительное слагаемое, называемое сечением континуального поглощения. Зависимость сечения континуального поглощения от частоты излучения, а также давления и температуры воздуха задают с помощью эмпирических моделей, построенных в результате сравнения экспериментальных данных и численных расчетов.

За последние два десятилетия произошел качественный скачок в развитии вычислительной техники. В частности, исследователям стали доступны компьютеры с архитектурой, позволяющей проводить массивно-параллельные вычисления. Безусловным лидером по соотношению цена/быстродействие расчетов являются графические процессоры фирмы Nvidia с использованием технологии CUDA. По этой причине очень актуальной проблемой является создание комплекса программ для расчетов с высоким спектральным разрешением поля излучения, в которых используются параллельные вычисления на графических

процессорах как при расчете коэффициента молекулярного поглощения и других оптических параметров, так и при численном решении уравнения переноса излучения.

Отметим, что радиационные блоки существующих моделей общей циркуляции атмосферы Земли далеки от совершенства. Исторически сложилось так, что долгое время модели общей циркуляции были предназначены для моделирования климата и имели верхнюю границу области моделирования на высотах от 20 до 30 км, и только в последнее десятилетие верхняя граница большинства моделей была поднята до высот более 40 км. По этой причине в указанных радиационных блоках используются параметризации, разработанные в период с 1990 по 2010 годы и обеспечивающие хорошую точность расчета только на высотах тропосферы и нижней стратосферы (примерно до 20 км). На высотах более 25 км точность этих параметризаций существенно ухудшается из-за различия газового состава в средней и нижней атмосфере. Ниже высоты 15 км вклад водяного пара в коэффициент молекулярного поглощения является существенным, а вклад озона мал. Выше высоты 20 км снижается роль водяного пара и возрастает вклад озона. Поэтому спектры поглощения на малых и больших высотах не коррелируют.

Другой недостаток радиационных блоков существующих моделей заключается в том, что в этих блоках при численном решении уравнения переноса излучения, как правило, используется двухпотоковое приближение, которое заведомо не может обеспечить приемлемую точность расчета при наличии облачных слоев.

В силу изложенных причин очень актуальными являются следующие задачи. Во-первых, разработать параметризации молекулярного поглощения, предназначенные для расчета в нижней и средней атмосфере Земли полей собственного ИК излучения и солнечного излучения и обеспечивающие хорошую точность расчета за счет учета изменения газового состава с высотой. Во-вторых, разработать радиационный блок модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли, использующий указанные параметризации, а также использующий параллельные вычисления на графических процессорах как при расчете коэффициента молекулярного поглощения и других оптических параметров в модельных каналах, так и при численном решении уравнения переноса излучения в этих каналах.

В данной диссертации представлено решение перечисленных выше задач.

Цели и задачи данной работы

Целью данной работы является построение радиационного блока для модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли, который должен обла-

дать высокой точностью и использовать параллельные вычисления на графических процессорах для обеспечения высокого быстродействия. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи.

1. Разработать методики расчета в нижней и средней атмосфере Земли поля собственного излучения атмосферы в ИК-диапазоне и поля солнечного излучения в частотном диапазоне от 2000 до 50000 см^{-1} с высоким спектральным разрешением в приближении горизонтально однородной атмосферы с учетом континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа, которые максимально приспособлены к использованию параллельных вычислений на графических процессорах как при расчете оптических параметров среды в каждом спектральном канале, так и при решении уравнения переноса излучения.
2. Создать два комплекса программ для расчетов с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в атмосфере Земли в ИК-диапазоне от 10 до 3000 см^{-1} и для расчетов с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения в атмосфере Земли в частотном диапазоне от 2000 до 50000 см^{-1} со спектральным разрешением $0,001\text{ см}^{-1}$ в приближении горизонтально однородной атмосферы с учетом континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа.
3. Исследовать с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением закономерности нагрева–охлаждения воздуха в нижней и средней атмосфере Земли за счет собственного излучения атмосферы в ИК-диапазоне как при отсутствии облаков, так и при наличии облачных слоев большой оптической толщины.
4. Разработать способы построения параметризаций молекулярного поглощения, предназначенных для расчетов поля собственного ИК-излучения атмосферы Земли и поля солнечного излучения в атмосфере Земли в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км с высокой точностью.
5. Разработать параметризацию оптических характеристик атмосферы Земли в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} , предназначенную для расчетов поля собственного ИК-излучения атмосферы в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км.
6. Исследовать с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением закономерности нагрева воздуха в нижней и средней атмосфере Земли за

счет солнечного излучения в диапазоне частот от 2000 до 50000 см⁻¹ как при отсутствии облаков, так и при наличии в тропосфере облачных слоев большой оптической толщины.

7. Разработать параметризацию оптических характеристик атмосферы Земли в частотном интервале от 2000 до 50000 см⁻¹, предназначенную для расчетов поля солнечного излучения в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км с высокой точностью.

Методы исследования

Основным методом исследования является метод математического моделирования, который включает в себя следующие этапы: теоретический анализ методов и алгоритмов расчета коэффициента молекулярного поглощения и других оптических параметров воздуха, метода дискретных ординат для численного решения уравнения переноса излучения в горизонтально однородной атмосфере, выполнение численных расчетов полей собственного ИК-излучения и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли, а также анализ результатов численного моделирования. Используемые в диссертации модели реализованы в виде комплексов программ на языке Fortran.

Научная новизна

1. Впервые разработана методика расчета коэффициента молекулярного поглощения, использующая параллельные вычисления на графических процессорах.
2. Разработан новый вариант метода дискретных ординат, в котором для численного решения системы линейных алгебраических уравнений относительно интенсивностей излучения в узлах сетки по оптической толщине и зенитному углу используется вариант метода Жордана–Гаусса, который максимально использует блочную структуру матрицы коэффициентов системы и является точным методом, а также позволяет эффективно использовать параллельные вычисления на графических процессорах.
3. Созданы два комплекса программ, предназначенные для расчетов с высоким спектральным разрешением 0,001 см⁻¹ в приближении горизонтально однородной атмосферы с учетом континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа поля собственного излучения в атмосфере Земли в ИК-диапазоне от 10 до 10000 см⁻¹ и поля солнечного излучения в атмосфере Земли в частотном диапазоне от 2000 до 50000 см⁻¹. Оба комплекса используют параллельные вычисления на графических процессорах

с помощью технологии CUDA и позволяют проводить большой объем вычислений.

4. Впервые сформулирована и решена задача о разработке таких способов построения параметризаций молекулярного поглощения, предназначенных для расчетов поля собственного излучения, и параметризаций, предназначенных для расчетов поля солнечного излучения, которые учитывают различия газового состава в средней и нижней атмосфере и обеспечивают хорошую точность расчетов как в безоблачной атмосфере, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной. Эти способы относительно просты в программной реализации и позволяют менять число модельных каналов параметризаций в широких пределах.
5. Впервые созданы две параметризации оптических характеристик атмосферы Земли, первая из которых предназначена для расчетов поля собственно-го ИК-излучения атмосферы в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} на высотах от 0 до 70 км и содержит 280 модельных каналов, а вторая предназначена для расчетов поля солнечного излучения в частотном интервале от 2000 до 50000 см^{-1} на тех же высотах и содержит 144 модельных канала. В обеих параметризациях учитывается изменение газового состава атмосферы с высотой. Обе параметризации обеспечивают хорошую точность расчетов во всем указанном диапазоне высот при отсутствии и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной.

Личный вклад автора

Все выносимые на защиту результаты получены либо лично автором, либо при решающем вкладе автора. Публикации, отражающие содержание диссертации, написаны в соавторстве с сотрудниками Полярного геофизического института, Института космических исследований и Института прикладной математики им. М.В. Келдыша. При подготовке этих публикаций автор участвовал в определении цели работ, выполнял постановки задач и разрабатывал численные методы, участвовал в написании и отладке программ, проведении расчетов, визуализации и анализе результатов моделирования, формулировке выводов.

Результаты диссертационной работы, выносимые на защиту.

1. Разработаны и протестированы новые экономичные и точные методы расчета полей теплового и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли с учетом рассеяния, предназначенные для использования в

модели общей циркуляции. Экономичность достигается уменьшением числа точек спектра, в которых проводится расчет поля излучения.

2. Построены две неравномерные сетки по частоте и рассчитаны базы данных оптических параметров атмосферных газов и аэрозолей в узлах этих сеток, а также созданы два комплекса программ, с помощью которых можно быстро и точно рассчитывать поля теплового и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли. Комплексы программ используют параллельные вычисления на современных графических процессорах и включены в модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли.
3. Созданы два комплекса программ для расчетов полей теплового и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли с учетом рассеяния и с высоким спектральным разрешением (Line-by-line), использующие параллельные вычисления на современных графических процессорах и обеспечивающие высокую точность расчетов, а также хорошее быстродействие.
4. С помощью созданных комплексов программ и численного моделирования с высоким спектральным разрешением исследовано влияние толстых облачных слоев на поля теплового и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли и определены максимально возможные значения скорости нагрева–охлаждения воздуха в плотных облаках.

Достоверность результатов

Достоверность результатов определяется корректностью применения уравнений переноса излучения в атмосфере Земли, высокой точностью применяемых численных методов, которая подтверждена результатами тестовых расчетов, а также согласием между результатами численного моделирования и данными наблюдений.

Научная и практическая ценность

Научную и практическую ценность представляют комплексы программ, предназначенные для расчетов с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в атмосфере Земли в ИК–диапазоне и для расчетов с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения в атмосфере Земли. Оба комплекса используют параллельные вычисления на графических процессорах и позволяют проводить большой объем научных расчетов.

Также научную ценность представляют выявленные с помощью моделирования закономерности нагрева–охлаждения воздуха в нижней и средней атмосфере

Земли за счет собственного излучения атмосферы в ИК-диапазоне и за счет солнечного излучения при наличии облачных слоев большой оптической толщины.

Научную ценность также представляют методы построения параметризаций, предназначенные для расчетов полей собственного и солнечного излучения, которые учитывают различия газового состава в средней и нижней атмосфере и обеспечивают хорошую точность расчетов в нижней и средней атмосфере Земли, как при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной, так и при отсутствии облаков.

Практическую ценность представляют параметризация оптических характеристик атмосферы Земли в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} , предназначенная для расчетов поля собственного ИК-излучения атмосферы, и параметризация оптических характеристик атмосферы Земли в частотном интервале от 2000 до 50000 см^{-1} , предназначенная для расчетов поля солнечного излучения. На основе этих параметризаций создан радиационный блок модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли.

Апробация работы

Представленные в работе результаты докладывались на международных конференциях:

Международный симпозиум "Атмосферная радиация и динамика" (MCARD, 2015, 2017, 2019 гг.);

40-я Научная ассамблея Международного комитета по исследованию космического пространства (Committee on Space Research, КОСПАР/COSPAR, 2014 г.);

Параллельные Вычислительные Технологии (ПАВТ, 2018, 2019 гг.);

а также на всероссийских конференциях:

"Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса" (Москва, Россия, 2013, 2015, 2016, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021 гг.);

Тринадцатая ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе" (Москва, Россия, 2018 г.);

Всероссийский ежегодный Апатитский семинар "Физика авроральных явлений" (Апатиты, Россия, 2013, 2014, 2016, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022 гг.);

Школа молодых ученых ПГИ "Высокоширотные геофизические исследования" (Мурманск, Россия, 2013, 2014, 2016, 2017 гг.);

Школа-семинар "Полярные процессы в атмосферах планет" (Апатиты, Россия, 2014, 2016, 2017, 2018, 2019 гг.);

Всероссийская научная конференция "Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды"(Санкт–Петербург, Россия,2020, 2022 г.).

Публикации

Основные результаты по теме диссертации опубликованы более чем в 20 публикациях, в том числе в 5 научных работах в ведущих рецензируемых российских научных изданиях из перечня ВАК по специальности 1.2.2 [Игнатьев, Мингалев, Родин, Федотова, 2015; Четверушкин, Чечеткин, Мингалев, Орлов, Федотова, 2020; Четверушкин, Мингалев И., Чечеткин, Орлов, Федотова, Мингалев В., Мингалев О. 2020; Четверушкин, Чечеткин, Мингалев И., Орлов, Федотова, Мингалев В., 2022; Федотова,2022], а также более чем в 15 статьях в сборниках трудов научных конференций.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы из 106 наименований. Она содержит 132 страниц машинописного текста, включая 24 рисунка и 1 таблицу.

Краткое содержание работы

Во *введении* обоснована актуальность темы исследования, сформулирована цель работы, отмечена научная новизна и практическая ценность полученных результатов, кратко изложено содержание работы.

Глава I посвящена методам расчета потоков излучения в атмосферах Земли и планет.

В *разделе I.1* находится введение главы I, в котором кратко описаны основные проблемы, возникающие при расчете потоков излучения в атмосфере Земли.

В *разделе I.2* изложена общепринятая методика расчета сечений поглощения молекул атмосферных газов.

В *разделе I.3* изложены формулы для расчета сечения континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа с помощью эмпирической модели МТ СКД.

В *разделе I.4* описан алгоритм расчета коэффициента молекулярного поглощения на сетке с высоким спектральным разрешением, использующий параллельные вычисления на графических процессорах.

В *разделе I.5* изложены формулы для расчета объемного коэффициента молекулярного рассеяния различных газов.

В *разделе I.6* описан метод расчета вклада аэрозольных частиц в объемные коэффициенты рассеяния и поглощения.

В *разделе I.7* изложен метод дискретных ординат для численного решения

уравнения переноса излучения в горизонтально однородной атмосфере. В начале раздела обсуждаются достоинства и недостатки метода дискретных ординат и метода Монте-Карло.

В подразделе I.7.1 приведена постановка задачи для расчета поля собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере.

В подразделе I.7.2 описан способ дискретизации уравнения переноса излучения в горизонтально однородной атмосфере по зенитному углу и получение системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

В подразделе I.7.3 описан способ дискретизации уравнения переноса излучения по оптической толщине и получение системы линейных алгебраических уравнений.

В подразделе I.7.4 описан способ решения полученной системы уравнений методом матричной прогонки.

В подразделе I.7.5 показано решение полученной системы уравнений методом Жордана-Гаусса.

В подразделе I.7.6 обсуждаются программная реализация метода и результаты тестовых расчетов, а также проводится сравнение этих результатов с результатами расчетов по программе DISORT.

В разделе I.8 изложен метод расчета поля солнечного излучения в горизонтально однородной атмосфере.

В подразделе I.8.1 приведена постановка задачи для расчета поля солнечного излучения в горизонтально однородной атмосфере.

В подразделе I.8.2 описан способ разложения по азимутальным гармоникам интенсивности рассеянного солнечного излучения и выводятся уравнения для коэффициентов разложения по азимутальным гармоникам.

В подразделе I.8.3 описан способ расчета коэффициентов разложения по азимутальным гармоникам.

В разделе I.9 приведено заключение к главе I.

В Главе II изложены результаты расчетов с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в атмосфере Земли в случае отсутствия облаков, а также при наличии облачных слоев большой оптической толщины. Кроме того, в этой главе представлен новый метод построения параметризаций молекулярного поглощения, которые предназначены для расчетов поля собственного излучения атмосферы Земли. Также представлена построенная с помощью этого метода параметризация оптических характеристик атмосферы Земли в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км, содержащая 280 модельных каналов, и сравниваются результаты

расчетов, полученные с помощью этой параметризации, и результаты расчетов с высоким спектральным разрешением.

В разделе II.1 изложено введение этой главы, в котором обсуждаются методы быстрого расчета поля собственного излучения.

В разделе II.2 изложен метод построения параметризаций оптических параметров атмосферы Земли, которые предназначены для расчета поля собственного излучения атмосферы в ИК-диапазоне.

В разделе II.3 детально изложены и обсуждаются результаты расчетов с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения атмосферы Земли в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} . Рассматриваются потоки излучения и скорость нагрева-охлаждения воздуха в безоблачной атмосфере, а также в атмосфере с облачными слоями большой оптической толщины. Анализируется влияние облачных слоев на указанные потоки и скорость нагрева-охлаждения воздуха.

В подразделе II.3.1 изложены результаты расчетов в безоблачной атмосфере. Обсуждаются вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы и вертикальные профили восходящих и нисходящих потоков энергии излучения, рассчитанные при альбедо поверхности 5 % в отсутствие облаков.

В подразделе II.3.2 приведены результаты расчетов потоков собственного излучения атмосферы для трех случаев. В первом случае присутствовал облачный слой нижнего яруса, во втором случае — среднего яруса, а в третьем случае — верхнего яруса. Также проводится обсуждение этих результатов.

В разделе II.4 представлена построенная с помощью описанного в разделе II.2 метода параметризация оптических характеристик атмосферы Земли в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км, содержащая 280 модельных каналов. Также представлены результаты расчетов поля собственного излучения атмосферы Земли с использованием указанной параметризации, и проведено сравнение этих результатов с изложенными в разделе II.3 результатами расчетов с высоким спектральным разрешением.

В разделе II.5 приведено заключение ко второй главе.

В Главе III изложены результаты расчетов с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения в атмосфере Земли в частотном интервале от 2000 до 50000 см^{-1} в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км на средних широтах в случае отсутствия облаков, а также при наличии облачных слоев большой оптической толщины. Также в этой главе описан способ построения параметризаций молекулярного поглощения в частотном интервале от 2000

до 50000 см^{-1} , предназначенных для расчетов поля солнечного излучения в атмосфере Земли. Кроме того, представлена построенная с помощью этого способа параметризация оптических характеристик атмосферы Земли в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км, содержащая 144 модельных канала и сравниваются результаты расчетов, полученные с помощью этой параметризации, и результаты расчетов с высоким спектральным разрешением.

В разделе III.1 изложено введение этой главы, в котором описаны методы быстрого расчета поля солнечного излучения атмосферы Земли в частотном интервале от 2000 до 50000 см^{-1} .

В разделе III.2 изложен метод построения параметризаций оптических параметров атмосферы Земли, которые предназначены для расчета поля солнечного излучения в атмосфере.

В разделе III.3 детально изложены и обсуждаются результаты расчетов с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения атмосферы Земли. Рассматриваются потоки излучения и скорость нагрева воздуха в безоблачной атмосфере, а также в атмосфере с облачными слоями большой оптической толщины. Анализируется влияние облачных слоев на указанные потоки и скорость нагрева воздуха.

В подразделе III.3.1 изложены результаты расчетов в безоблачной атмосфере. Обсуждаются вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет поглощения солнечного излучения и вертикальные профили восходящих и нисходящих потоков солнечного излучения, рассчитанные в отсутствие облаков.

В подразделе III.3.2 приведены результаты расчетов при наличии нижнего облачного слоя в интервале высот от 0,5 до 3 км. Обсуждается отличие этих результатов от результатов, полученных в отсутствие облаков.

В подразделе III.3.3 приведены результаты расчетов при наличии среднего облачного слоя в интервале высот от 3 до 6 км. Обсуждается отличие этих результатов от результатов, полученных в отсутствие облаков.

В подразделе III.3.4 приведены результаты расчетов при наличии верхнего облачного слоя в интервале высот от 7 до 10 км. Обсуждается отличие этих результатов от результатов, полученных в отсутствие облаков.

В подразделе III.3.5 сформулированы выводы из результатов расчетов с высоким спектральным разрешением вертикальных профилей скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальных профилей нисходящих и восходящих потоков энергии излучения, рассчитанных при наличии и отсутствии облачных слоев.

В разделе III.4 представлена построенная с помощью описанного в разделе

III.2 метода параметризация оптических характеристик атмосферы Земли в частотном интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км, содержащая 144 модельных канала. Также представлены результаты расчетов поля солнечного излучения атмосферы Земли с использованием указанной параметризации, и проведено сравнение этих результатов с изложенными в разделе III.3 результатами расчетов с высоким спектральным разрешением.

В разделе III.5 приведено заключение к третьей главе, в котором изложены основные выводы, полученные после анализа результатов расчетов.

В заключении сформулированы результаты диссертационной работы, выносимые на защиту.

Глава I

Методы расчетов потоков излучения в атмосферах Земли и планет

I.1 Введение главы I

Расчеты поля солнечного излучения и поля собственного ИК излучения в атмосферах Земли и других планет необходимы для интерпретации данных дистанционного зондирования, а также для расчета нагрева атмосферы излучением. Интерпретация данных дистанционного зондирования атмосферы Земли и других планет требует, как правило, расчетов поля излучения в узком спектральном интервале с высоким разрешением по частоте. При этом геометрия задачи может быть как одномерной, так и двух- и трехмерной. Нагрев атмосферы излучением определяет тепловой режим атмосферы и является одним из главных факторов, определяющих общую циркуляцию атмосферы.

Общие вопросы теории переноса излучения в атмосферах Земли и планет содержатся в монографиях [Гуди, 1966; Goody R.M., Yung Y.L., 1989; Ленобль, 1990; Нагирнер, 2001; Тимофеев и др., 2003; Сушкевич, 2006]. Достижения отечественных специалистов в области численного моделирования потоков солнечного и теплового излучения в атмосфере Земли с помощью полилинейных расчетов представлены, например, в работах [Гальцев и др., 1987; Троценко, 1989; Тимофеев и др., 1989; Фомин и др., 1993, 1994; Фомин, 1995; Feigelson et al., 1991; Fomin, 1995, 2006; Фомин, 2003, 2008; Шильков и др., 2015].

При моделировании общей циркуляции атмосферы Земли необходимо проводить расчет нагрева атмосферы собственным ИК излучением в диапазоне частот от 10 до 3000 см^{-1} (в дальней и средней ИК областях спектра), а также солнечным излучением в диапазоне частот от 2000 до 50000 см^{-1} (в ближней ИК, в видимой и в ближней УФ областях спектра). При этом достаточно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. Для достижения приемлемой точности разрешение по частоте должно составлять примерно 0.001 см^{-1} . Расчеты с таким высоким разрешением по частоте называются Line-by-Line. Они требуют очень больших вычислительных затрат и по этой причине не могут использоваться в моделях общей циркуляции атмосферы в настоящее время и в обозримом будущем.

Для решения указанной проблемы разработаны методы быстрого расчета поля излучения, обзор которых будет дан в главе II. Основная идея этих методов состоит в том, что реальная зависимость коэффициента молекулярного поглощения от частоты излучения и аналогичные зависимости других оптических параметров атмосферного газа заменяются на ступенчатые зависимости. Таким обра-

зом, реальный спектр поглощения атмосферного газа заменяется синтетическим ступенчатым спектром. Для построения указанных ступенчатых зависимостей узкие спектральные каналы объединяются в группы. Каждая такая группа заменяется на один широкий модельный канал. В результате несколько миллионов узких спектральных каналов заменяются на несколько десятков или несколько сотен модельных каналов, для каждого из которых проводится численное решение уравнения переноса излучения. Отметим, что существуют различные алгоритмы, с помощью которых осуществляется объединение узких спектральных каналов в широкие модельные каналы. Процедуру построения указанных модельных каналов называют построением параметризации молекулярного поглощения. Для проверки точности построенной параметризации результаты расчета поля излучения в модельных каналах сравниваются с результатами расчетов с высоким спектральным разрешением.

Отметим, что высвечивание энергии в 15 мкм полосе CO_2 является главным механизмом охлаждения атмосферы на высотах 15–130 км [Fomichev et al., 1986; Roble et al., 1995; Goody R.M., Yung Y.L., 1989]. Кроме того, поглощение солнечного излучения молекулами CO_2 в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн (1–5 мкм) приводит к возбуждению высоких колебательных состояний этих молекул и в дневных условиях может обеспечивать заметное нагревание атмосферы Земли на высотах 70–85 км. Оптическое девозбуждение этих состояний формирует в БИК-диапазоне колебательно–вращательные полосы излучения.

Начиная с некоторой высоты время жизни молекулы CO_2 в возбужденном состоянии становится меньше, чем время свободного пробега между столкновениями. Это приводит к тому, что населенности колебательных состояний не описываются распределением Больцмана при температуре атмосферы, то есть нарушается колебательное локальное термодинамическое равновесие (ЛТР), и излучение атмосферного газа не описывается функцией Планка. В атмосфере Земли в колебательно–вращательных полосах CO_2 с длиной волны около 15 мкм нарушение ЛТР наступает ночью на высотах выше 75–80 км и на высотах выше 70 км днем, а в колебательных полосах с длиной волны около 4,3 и 2,7 мкм нарушение ЛТР наступает днем и ночью на высотах выше 70 км. На высотах ниже 76 км учет нарушения ЛТР в указанных полосах дает поправки в скорость нагрева воздуха не более 1,5 К/сут, как показали наши тестовые расчеты.

При нарушении ЛТР уравнение переноса излучения должно решаться совместно с кинетическими уравнениями для населенностей колебательных состояний [Lopez-Puertas et al. 1986, 1998]. Разными группами исследователей разрабатываются модели формирования населенностей колебательных состояний

молекул CO_2 в условиях нарушения локального термодинамического равновесия (ЛТР) по колебательным степеням свободы молекул (колебательное не-ЛТР) [Швед и др., 1978, 2001; Shved et al., 1998; Швед, 2007; Хворостовская и др., 2002; Огibalов и др., 2000, 2003; Ogibalov, 2000; Ogibalov et al., 1998, 2000; Wintersteiner, 1992; Nebel et al., 1994].

I.2 Расчет коэффициентов молекулярного поглощения с высоким спектральным разрешением

Согласно общепринятой в настоящее время методике [Тимофеев и др., 2003; Гуди, 1966; Фомин, 2003, 2008; Шильков и др., 2015; Мицель и др., 2000] при заданной частоте излучения ν объемный коэффициент молекулярного поглощения $K_{mol,ab}(\nu)$ рассчитывается как сумма вкладов всех газовых составляющих атмосферы по формуле

$$K_{mol,ab}(\nu) = \sum_{\alpha} n_{\alpha} \sigma_{mol,ab,\alpha}(\nu), \quad (I.2.1)$$

в которой индекс α обозначает сорт молекул, n_{α} — концентрация молекул сорта α , $\sigma_{mol,ab,\alpha}(\nu)$ — сечение поглощения молекулы этого сорта, которое кроме частоты зависит еще от температуры и парциальных давлений атмосферных газов. Это сечение вычисляется по формуле

$$\sigma_{mol,ab,\alpha}(\nu) = \sum_i S_{\alpha i}(T) F_{\alpha}(\nu - \nu_{\alpha i}), \quad (I.2.2)$$

где T — температура атмосферного газа, i — номер линии поглощения молекулы сорта α , $\nu_{\alpha i}$ — частота центра этой линии поглощения, $S_{\alpha i}(T)$ — интенсивность этой линии, $F_{\alpha}(\nu - \nu_{\alpha i})$ — контур Фойгта этой линии поглощения. Интенсивность линии вычисляется по формуле

$$S_{\alpha i}(T) = S_{\alpha i}(T_{ref}) \frac{Q_{\alpha}(T_{ref}) \exp(-C_2 E_{\alpha n}/T)(1 - \exp(-C_2 E_{\alpha i}/T))}{Q_{\alpha}(T) \exp(-C_2 E_{\alpha n}/T_{ref})(1 - \exp(-C_2 E_{\alpha i}/T_{ref}))}, \quad (I.2.3)$$

в которой $T_{ref} = 296$ К — нормальная температура, $Q_{\alpha}(T)$ — произведение вращательной и колебательной статистических сумм молекулы сорта α , $E_{\alpha n}$ — энергия (в см^{-1}) нижнего уровня перехода этой молекулы, $E_{\alpha i}$ — энергия (в см^{-1}) перехода, соответствующая линии поглощения с номером i этой молекулы, $C_2 = hc/k_B = 1,438769 \text{ см}\cdot\text{К}$ — вторая радиационная постоянная, в которой h — постоянная Планка, c — скорость света, k_B — постоянная Больцмана.

Интенсивность линии при нормальной температуре $S_{\alpha i}(T_{ref})$ и параметры $E_{\alpha n}$, $E_{\alpha i}$ для всех линий содержатся в базе данных HITRAN 2012. Параметр

$Q_\alpha(T)$ для каждого сорта молекул вычисляется с помощью интерполяционных таблиц, приведенных в работе [Gamache et al., 1990]. Подпрограммы для вычисления $Q_\alpha(T)$ входят в набор программ, прилагаемых к HITRAN.

База данных HITRAN 2012 описана в работах [Rothman, et al., 1998, 2003, 2005, 2013] и содержит спектроскопические параметры для 7400447 спектральных линий для 47 молекул. Ее можно скачать с официальной страницы в интернете <http://www.cfa.harvard.edu/hitran>.

Форма контура линии определяется доплеровским уширением и взаимодействием излучающих атомов с окружающими частицами. Контур Фойгта представляет собой свертку доплеровского и лоренцевского контуров и достаточно хорошо описывает экспериментальный контур в промежуточной области давлений. Контур Лоренца задан формулой

$$F_L(\nu - \nu_{\alpha i}, a_L) = \frac{a_L}{\pi \left((\nu - \nu_{\alpha i})^2 + a_L^2 \right)}, \quad (I.2.4)$$

где a_L — полуширина линии контура Лоренца, которая вычисляется по формуле

$$a_L = \left(\gamma_{\alpha i}^{self} \left(\frac{P_\alpha}{P_{ref}} \right) + \gamma_{\alpha i}^{air} \left(\frac{P - P_\alpha}{P_{ref}} \right) \right) \left(\frac{T_{ref}}{T} \right)^{\beta_{\alpha i}}, \quad (I.2.5)$$

в которой $\gamma_{\alpha i}^{self}$ — коэффициент самоуширения линии с номером i молекул сорта α (за счет столкновений молекул этого сорта между собой), $\gamma_{\alpha i}^{air}$ — коэффициент уширения воздухом этой линии (за счет столкновений молекул этого сорта с остальными молекулами воздуха), $\beta_{\alpha i}$ — коэффициент температурной зависимости этой линии, P_α — парциальное давление молекул сорта α , $P_{ref} = 1$ атм, P — полное давление атмосферного газа. Параметры $\gamma_{\alpha i}^{self}$, $\gamma_{\alpha i}^{air}$ и $\beta_{\alpha i}$ для всех линий содержатся в базе данных HITRAN 2012.

Контур Доплера задан формулами

$$F_D(\nu - \nu_{\alpha i}, a_D) = \frac{1}{a_D \sqrt{\pi}} \exp \left(-\frac{(\nu - \nu_{\alpha i})^2}{a_D^2} \right), \quad a_D = \frac{\nu_{\alpha i}}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu_\alpha}}, \quad (I.2.6)$$

в которых a_D — параметр доплеровской ширины линии, c — скорость света, R — универсальная газовая постоянная, μ_α — молярная масса молекул сорта α . Контур Доплера удобно представить в виде

$$F_D(\nu - \nu_{\alpha i}, a_D) = \frac{1}{a_D \sqrt{\pi}} K_D(x), \quad K_D(x) = \exp(-x^2), \quad x = \frac{\nu - \nu_{\alpha i}}{a_D}. \quad (I.2.7)$$

Контур Лоренца удобно представить в виде

$$F_L(\nu - \nu_{\alpha i}, a_L) = \frac{1}{a_L \sqrt{\pi}} K_L(x, y), \quad K_L(x, y) = \frac{y}{\sqrt{\pi} (x^2 + y^2)}, \quad (I.2.8)$$

где $x = (\nu - \nu_{\alpha i}) / a_D$, $y = a_L / a_D$.

Свертка контуров Доплера и Лоренца — контур Фойгта для линии с номером i молекул сорта α , — задан формулами

$$F_V(\nu - \nu_{\alpha i}, a_L, a_D) = \frac{K_V(x, y)}{a_D \sqrt{\pi}}, \quad K_V(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t)^2}{y^2 + (x-t)^2} dt. \quad (\text{I.2.9})$$

Отметим, что в случае, когда $y \geq 25$, с относительной точностью лучше 0,001 выполняется формула

$$K_V(x, y) \approx K_L(x, y) \left(1 + \frac{3x^2 - y^2}{2(x^2 + y^2)^2} \right). \quad (\text{I.2.10})$$

Для вычисления контура Фойгта предложены различные алгоритмы. Наиболее эффективный из них по точности и быстродействию изложен в работе [Kuntz et al., 1999]. Этот алгоритм использовался в данной работе.

Сечение поглощения молекулы озона в полосе поглощения Хартли рассчитывается по методике, которая отличается от стандартной. Это сечение в см^2 рассчитывается по эмпирической формуле

$$\sigma_{\text{oz,ab}}(\lambda, T) = \left(C_0(\lambda) + (T - T_0)C_1(\lambda) + (T - T_0)^2C_2(\lambda) \right) 10^{-20} \text{см}^2, \quad (\text{I.2.11})$$

в которой $C_0(\lambda), C_1(\lambda), C_2(\lambda)$ — коэффициенты, зависящие только от длины волны λ и заданные в базе данных HITRAN 2012 в виде таблицы в диапазоне значений λ от 200,1 до 342,9 нм.

I.3 Континуальное поглощение водяного пара и углекислого газа

Водяной пар наряду с углекислым газом и озоном являются основными поглощающими газами в атмосфере Земли в микроволновом и ИК диапазонах. Современные модели переноса радиации в безоблачной атмосфере еще далеки от совершенства, в первую очередь это касается поглощения парами воды. Поглощение водяного пара и углекислого газа поставило сложную задачу для исследователей, занимающихся атмосферными радиационными проблемами. Коэффициенты молекулярного поглощения водяного пара и углекислого газа, рассчитанные по стандартной теории, согласно которой суммируются вклады различных линий поглощения при обрезании крыльев линий на расстоянии 25 см^{-1} от центра линии, расходятся с экспериментальными данными. Это расхождение принято называть континуальным поглощением. Потоки восходящего и нисходящего излучения в безоблачной атмосфере, рассчитанные в ИК диапазонах без

учета этого поглощения, могут отличаться на 5–10 % от потоков, рассчитанных с учетом этого поглощения.

Учет континуального поглощения для водяного пара и углекислого газа осуществляется следующим образом. К сечению поглощения одной молекулы водяного пара или углекислого газа, рассчитанному по стандартной теории с обрезанием крыльев линий на расстоянии 25 см^{-1} от их центров, прибавляется дополнительное слагаемое, называемое сечением континуального поглощения. Зависимость сечения континуального поглощения от частоты излучения, а также давления и температуры воздуха задают с помощью эмпирических моделей, построенных в результате сравнения экспериментальных данных и теоретических расчетов.

Для углекислого газа сечение континуального поглощения одной молекулы согласно эмпирической модели континуума МТ СКД [Mlawer, et al., 1997, 2004, 2012; Clough, et al., 1989] зависит от частоты излучения, давления и температуры воздуха и рассчитывается в см^2 по формуле

$$\sigma_{CO_2}^{cont}(\nu, P, T) = 10^{-20} \cdot \nu \cdot \text{th}\left(\frac{C_2 \nu}{2T}\right) \frac{P T_{ref}}{T} S_{CO_2}(\nu), \quad (\text{I.3.1})$$

в которой C_2 – вторая радиационная постоянная, ν – частота в см^{-1} , $T_{ref} = 296 \text{ K}$, T – температура газа в градусах Кельвина, P – давление атмосферного газа в атмосферах, $S_{CO_2}(\nu)$ – экспериментально определенная функция, которая достаточно плавно зависит от частоты. Ее значения заданы на равномерной сетке по частоте с шагом 10 см^{-1} в диапазоне от -20 до 10000 см^{-1} . Значения этой функции для произвольной частоты рассчитываются с помощью интерполяции четвертого порядка точности массива заданных значений.

Для водяного пара сечение континуального поглощения одной молекулы, согласно этой же эмпирической модели континуума МТ СКД, зависит от частоты излучения, концентрации молекул водяного пара n_{H_2O} , давления и температуры воздуха и рассчитывается в см^2 по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \sigma_{H_2O}^{cont}(\nu, n_{H_2O}, P, T) &= \\ &= 10^{-20} \cdot \nu \cdot \text{th}\left(\frac{C_2 \nu}{2T}\right) \left(C_s(\nu, T) \gamma + C_f(\nu) \left(\frac{P T_{ref}}{T} - \gamma \right) \right), \end{aligned} \quad (\text{I.3.2})$$

в которой ν – частота в см^{-1} , $C_s(\nu, T)$ – коэффициент континуального поглощения молекул водяного пара, обусловленный уширением линий поглощения за счет столкновений молекул водяного пара между собой, $C_f(\nu)$ – коэффициент континуального поглощения молекул водяного пара, обусловленный уширением

линий поглощения за счет столкновений молекул водяного пара с молекулами воздуха других сортов. Параметр γ определяется по формуле

$$\gamma = \frac{n_{H_2O} T_{ref}}{n_{ref} T_0}, \quad (I.3.3)$$

в которой n_{ref} — концентрация молекул газа при температуре $T_{ref} = 296$ К и давлении $P_{ref} = 1$ атм, $T_0 = 273.15$ К. Зависимость коэффициента $C_s(\nu, T)$ от частоты экспериментально определена при двух температурах $T_1 = 260$ К и T_{ref} . Его зависимость от частоты при других температурах определяется по формуле:

$$C_s(\nu, T) = C_s(\nu, T_{ref}) \left(\frac{C_s(\nu, T_1)}{C_s(\nu, T_{ref})} \right)^{\theta(T)}, \quad \theta(T) = \frac{T - T_{ref}}{T_1 - T_{ref}}. \quad (I.3.4)$$

Зависимость коэффициента $C_f(\nu)$ от частоты определяется по формуле:

$$C_f(\nu) = C_f^0(\nu) \left(1 - \frac{2250}{2250 + (\nu - 370)^2 + (\nu - 370)^6 \cdot 2 \cdot 10^{-8}} \right). \quad (I.3.5)$$

Зависимости от частоты коэффициентов $C_s(\nu, T_{ref})$, $C_s(\nu, T_1)$ и $C_f^0(\nu)$ являются достаточно плавными. Их значения заданы на равномерной сетке по частоте с шагом 10 см^{-1} в диапазоне от -20 до 20000 см^{-1} . Значения этих коэффициентов для произвольной частоты рассчитываются с помощью интерполяции четвертого порядка точности массивов заданных значений.

I.4 Алгоритм расчета коэффициента молекулярного поглощения

Вычисление коэффициента молекулярного поглощения на сетке с высоким спектральным разрешением требует очень больших вычислительных затрат. Например, для частотного интервала от 0 до 2000 см^{-1} и спектрального разрешения 0.001 см^{-1} требуется 2000000 спектральных каналов. Если сетка по высоте содержит 300 узлов, то получается $6 \cdot 10^8$ вычислений этого коэффициента. По этой причине эффективное использование параллельных вычислений на графических процессорах в этой области имеет большую прикладную ценность.

Главная трудность вычисления коэффициента молекулярного поглощения состоит в том, что в заданном частотном интервале число линий поглощения для некоторых газов может превышать 100000 , причем вклад каждой линии поглощения на каждой высоте (с учетом обрезания крыльев линий) необходимо вычислять в 50000 узлах сетки по частоте. Результатом этих расчетов является

двумерный массив коэффициентов молекулярного поглощения, одно измерение которого по частоте, а другое по высоте.

В данной работе было проверено несколько алгоритмов расчета коэффициента молекулярного поглощения с использованием параллельных вычислений на графических процессорах. Среди этих способов наиболее эффективным по скорости вычислений оказался тот, в котором каждая вычислительная нить выполняемой на графическом процессоре CUDA-функции рассчитывает вклад в коэффициент поглощения одной линии поглощения заданного газа в интервале частот шириной 50 см^{-1} на заданной высоте. Таким образом, вклады всех линий в коэффициент молекулярного поглощения для одного газа на заданной высоте рассчитываются параллельно.

Этот способ предполагает создание внешнего цикла по высоте, выполняемого на центральном процессоре, на каждой итерации которого вызывается реализованная на графическом процессоре CUDA-функция вычисления сечений поглощения молекулы данного сорта. Время, которое тратится на вызов CUDA-функции, мало по сравнению с временем работы этой функции, поэтому многократные вызовы CUDA-функции незначительно влияют на скорость работы программы. При таком способе организации параллельных вычислений возможна ситуация, когда разные нити обращаются к одной ячейке памяти при записи значений коэффициента поглощения. Для того чтобы не произошло потери или "затирания" значений отдельных нитей, использовались атомарные операции. Это мало влияет на скорость вычислений, поскольку на одну операцию записи в массив приходится несколько тысяч алгебраических операций.

Точность расчета коэффициента поглощения на видеокарте оказалась одинаковой с точностью расчета на центральном процессоре. При этом скорость расчетов на графическом процессоре в десятки или сотни раз (в зависимости от типа видеокарты) превышает скорость расчета на центральном процессоре с использованием технологий параллельных вычислений Open MP.

I.5 Молекулярное рассеяние

Объемный коэффициент молекулярного рассеяния различных газов рассчитывается по стандартной формуле [Тимофеев и др., 2003; Гуди, 1966; Мицель и др., 2000]:

$$K_{\text{mol,sc}}(\lambda) = \frac{8\pi^3(n^2(\lambda) - 1)^2}{3N\lambda^4} \left(\frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \right), \quad (\text{I.5.1})$$

в которой $n(\lambda)$ — показатель преломления газа, значение которого зависит от длины волны λ , N — концентрация молекул газа, δ — фактор деполяризации,

зависящий от типа газа. Молекулярное рассеяние существенно только в УФ, видимой и ближней ИК областях спектра. Зависимость индикатрисы молекулярного рассеяния от косинуса угла рассеяния u рассчитывают по формуле:

$$\chi_{\text{mol}}(u) = \frac{3}{4 + 2\delta} (1 + \delta + (1 - \delta)u^2). \quad (\text{I.5.2})$$

Для воздуха используют значение множителя $\frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} = 1,06$. При практических расчетах молекулярного рассеяния используют следующую зависимость показателя преломления воздуха от длины волны

$$n(\lambda) = 1 + 10^{-6} \left(64.328 + \frac{29498.1}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{255.4}{41 - \lambda^{-2}} \right) \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (\text{I.5.3})$$

в которой λ — длина волны в мкм, ρ — плотность воздуха, $\rho_0 = 1,20903 \text{ кг}/\text{м}^3$ — плотность сухого воздуха при температуре $T_0 = 288,3 \text{ К}$ и давлении $P_0 = 10^5 \text{ Па}$.

Отметим, что из формул (I.5.1)–(I.5.3) следует, что сечение рассеяния одной молекулы воздуха, заданное формулой

$$\sigma_{\text{mol,sc}}(\lambda) = \frac{1}{N} K_{\text{mol,sc}}(\lambda), \quad (\text{I.5.4})$$

слабо зависит от концентрации молекул воздуха N .

I.6 Аэрозольное рассеяние и поглощение

Наличие аэрозольных частиц существенно влияет на перенос излучения в атмосфере и, вследствие этого, на термический режим атмосферы и земной поверхности. Коэффициенты аэрозольного ослабления, рассеяния и поглощения почти во всем оптическом диапазоне имеют приблизительно тот же порядок, что и эти же суммарные коэффициенты всех атмосферных газов. При этом оптические параметры аэрозолей гораздо более изменчивы как во времени, так и в пространстве за счет изменения состава и концентраций аэрозольных частиц. Кроме того, индикатрисы рассеяния аэрозольных частиц существенно отличны от индикатрисы рассеяния молекул атмосферных газов.

Вклад аэрозольных частиц в объемные коэффициенты рассеяния и поглощения описывается следующим образом. Для каждого сорта β аэрозольных частиц вводится функция распределения этих частиц по размерам $f_\beta(r)$, где r — радиус частицы, удовлетворяющая условию нормировки $\int_0^\infty f_\beta(r) dr = 1$. Число частиц сорта β с радиусами от r до $r + dr$ в единице объема равно $dn_\beta = n_\beta f_\beta(r) dr$, где n_β — полная концентрация аэрозольных частиц сорта β .

Также для этих частиц с радиусом r и излучения с частотой ν вводятся сечения поглощения $C_{\text{ab},\beta}(r, \nu)$, рассеяния $C_{\text{sc},\beta}(r, \nu)$, и ослабления $C_{\text{ext},\beta}(r, \nu) = C_{\text{ab},\beta}(r, \nu) + C_{\text{sc},\beta}(r, \nu)$ и индикатриса рассеяния $\chi_\beta(r, \nu, u)$, где u — косинус угла рассеяния. Эти сечения часто представляются в виде

$$C_{\text{ab},\beta}(r, \nu) = \pi r^2 Q_{\text{ab},\beta}(r, \nu), \quad C_{\text{sc},\beta}(r, \nu) = \pi r^2 Q_{\text{sc},\beta}(r, \nu), \\ C_{\text{ext},\beta}(r, \nu) = \pi r^2 Q_{\text{ext},\beta}(r, \nu),$$

где $Q_{\text{ab},\beta}$ — фактор поглощения, $Q_{\text{sc},\beta}$ — фактор рассеяния, а $Q_{\text{ext},\beta} = Q_{\text{ab},\beta} + Q_{\text{sc},\beta}$ — фактор ослабления частиц. Для сферических частиц с известным комплексным показателем преломления на частоте ν эти сечения, факторы и индикатрису рассеяния можно рассчитать по теории Ми [Борен и др., 1986].

Вклады аэрозольных частиц сорта β в объемные коэффициенты рассеяния $K_{\text{as,sc},\beta}(\nu)$ и поглощения $K_{\text{as,ab},\beta}(\nu)$ для излучения с частотой ν описываются следующими формулами

$$K_{\text{as,sc},\beta}(\nu) = n_\beta \int_0^\infty C_{\text{sc},\beta}(r, \nu) f_\beta(r) dr, \quad K_{\text{as,ab},\beta}(\nu) = n_\beta \int_0^\infty C_{\text{ab},\beta}(r, \nu) f_\beta(r) dr. \quad (\text{I.6.1})$$

Суммарная индикатриса рассеяния аэрозольных частиц сорта β для излучения с частотой ν задается формулой

$$\tilde{\chi}_\beta(\nu, u) = \int_0^\infty C_{\text{sc},\beta}(r, \nu) \chi_\beta(r, \nu, u) f_\beta(r) dr \left(\int_0^\infty C_{\text{sc},\beta}(r, \nu) f_\beta(r) dr \right)^{-1}. \quad (\text{I.6.2})$$

Общая индикатриса рассеяния воздуха и ансамбля аэрозольных частиц нескольких сортов для излучения с частотой ν определяется по формуле

$$\chi(\nu, u) = \frac{K_{\text{mol,sc}}(\nu) \chi_{\text{mol}}(u) + \sum_\beta K_{\text{as,sc},\beta}(\nu) \tilde{\chi}_\beta(\nu, u)}{K_{\text{mol,sc}}(\nu) + \sum_\beta K_{\text{as,sc},\beta}(\nu)}, \quad (\text{I.6.3})$$

в которой сумма берется по всем сортам аэрозольных частиц, $K_{\text{mol,sc}}(\nu)$ — объемный коэффициент молекулярного рассеяния воздуха, $\chi_{\text{mol}}(u)$ — индикатриса молекулярного рассеяния воздуха, заданные формулами (I.5.1)–(I.5.3).

Одна из целей диссертации заключается в изучении нагрева атмосферного газа собственным и солнечным излучением. Для учета влияния фоновых аэрозолей в атмосфере Земли на поле излучения использовались модели оптических параметров аэрозольных частиц, предложенные в работе [McClatchey et al., 1986], в которой рассмотрены несколько типов фоновых аэрозолей.

В данной диссертации использовались три из них: континентальный, морской и стратосферный аэрозоли. Стратосферный аэрозоль является каплями раствора 75% H_2SO_4 и присутствует на высотах более 12 км. Морской аэрозоль присутствует над морем на высотах от поверхности до 2 км. Континентальный аэрозоль состоит из растворимых в воде и пылевых частиц и сажи и находится на высотах от 2 до 12 км над океанами и на высотах от 0 до 12 км над континентами. Кроме этих трех типов аэрозольных частиц, в атмосфере могут присутствовать частицы, возникшие в результате вулканических извержений и промышленных выбросов, а также частицы антропогенного происхождения, характерные для городов. Эти типы аэрозольных частиц в диссертации не рассматривались.

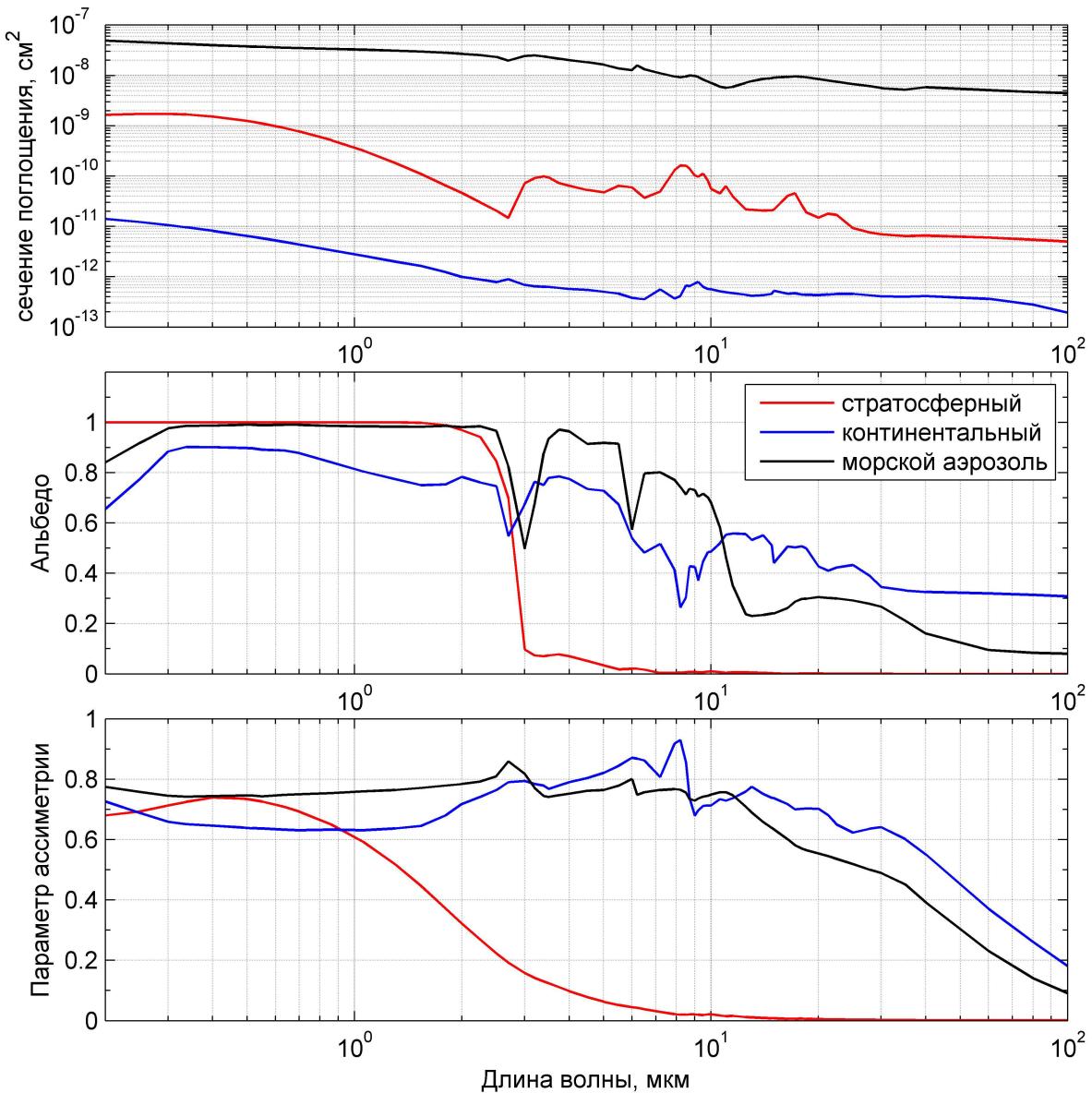


Рис. I.1. Оптические параметры фоновых аэрозолей: вверху сечение поглощения одной частицы, в центре альбедо однократного рассеяния, внизу параметр асимметрии индикаторы рассеяния.

В работе [McClatchey et al., 1986] приведены высотные профили концентраций аэрозольных частиц, заданные аналитическими формулами, а также сечения поглощения и рассеяния и параметр асимметрии индикаторы рассеяния для каждого сорта аэрозольных частиц в диапазоне длин волн от 0,2 до 40 мкм (от 250 до 50000 см⁻¹), заданные в виде таблиц. В данной работе была проведена экстраполяция оптических параметров в диапазоне от 10 до 250 см⁻¹ на основе данных из монографии [Кондратьев и др., 1983].

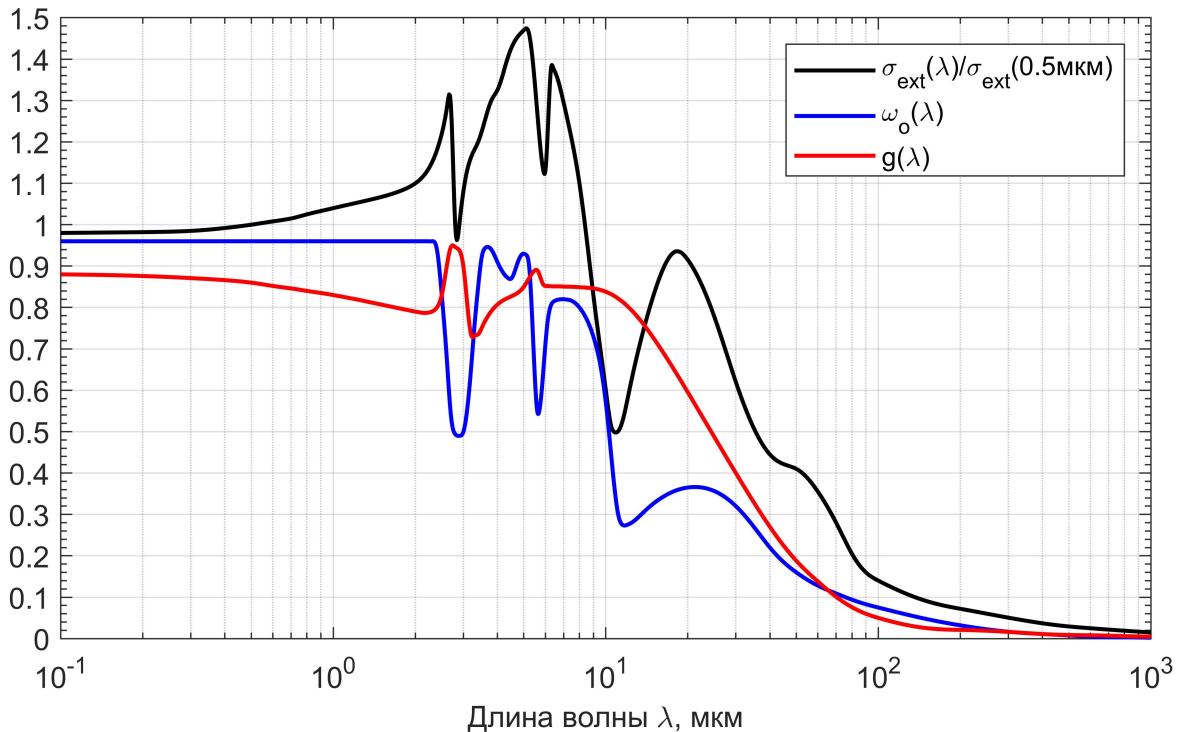


Рис. I.2. Использованные в расчетах нормированный коэффициент экстинкции, альбено 1-кратного рассеяния и параметр асимметрии для аэрозольных частиц в облаках.

На рис. I.1 показаны зависимости от длины волны оптических параметров частиц трех вышеуказанных аэрозолей: сечение поглощения одной частицы, альбено однократного рассеяния и параметр асимметрии индикаторы рассеяния. В качестве индикаторы рассеяния аэрозольных частиц использовалась индикатор Хенни–Гринстейна, заданная формулой

$$\chi_{HG}(u) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g u)^{3/2}} = \sum_{k=0}^{\infty} (2k + 1) g^k P_k(u), \quad (\text{I.6.4})$$

в которой u — косинус угла рассеяния, $P_k(u)$ — полином Лежандра с номером k , g — параметр асимметрии, причем $|g| < 0$. Чем ближе $|g|$ к единице, тем эта индикатора более вытянута. При $g > 0$ она вытянута вперед, а при $g < 0$ — назад [Нагирнер, 2001].

В данной работе были использованы зависимости от длины волны усредненных по размеру оптических параметров аэрозольных частиц в водяных облаках, построенные по экспериментальным данным, приведенным в монографии [Тимофеев и др., 2003]. Эти параметры приведены на рис. I.2. На этом рисунке показаны нормированный коэффициент экстинкции, альбедо однократного рассеяния и параметр асимметрии для аэрозольных частиц в облаках.

I.7 Численное решение уравнения переноса излучения в горизонтально однородной атмосфере методом дискретных ординат

Во многих физических приложениях возникает необходимость расчета поля собственного теплового излучения атмосферы Земли или атмосфер других планет и их спутников в приближении, когда атмосферу можно считать горизонтально однородной, а собственное тепловое излучение зависит только от высоты и зенитного угла. Например, при расчете скоростей нагрева–охлаждения атмосферы за счет переноса собственного теплового излучения или при интерпретации дистанционных измерений различных атмосферных параметров. Поле собственного теплового излучения горизонтально однородной атмосферы описывается 1-мерным по пространству уравнением переноса излучения с соответствующими граничными условиями. Для численного решения этого уравнения применяются различные варианты метода Монте–Карло и метода дискретных ординат, а также метод последовательных порядков рассеяния и метод сферических гармоник [Ленобль, 1990; Тимофеев и др., 2003; Нагирнер, 2001; Марчук и др., 1976].

Метод Монте–Карло для рассматриваемой задачи успешно применялся, например, в работах [Фомин и др., 1993, 1994; Фомин, 1995, 2003, 2008; Feigelson et al., 1991; Fomin, 1995, 2006], а общие положения этого метода изложены, например, в [Ленобль, 1990; Тимофеев, 2003; Марчук и др., 1976]. Этот метод является приближенным. Он удобен для использования параллельных вычислений. Особенность этого метода заключается в том, что его точность пропорциональна $1/\sqrt{N}$, где N – число рассчитываемых траекторий фотонов. Кроме того, при наличии оптически толстых слоев, в которых альбедо однократного рассеяния очень близко к единице (например, облачный слой в атмосфере Венеры), необходимое для достижения заданной точности число рассчитываемых траекторий фотонов может существенно увеличиться по сравнению со случаем отсутствия таких слоев. Метод последовательных порядков рассеяния также является приближенным. Он эффективен, только если в атмосфере отсутствуют оптически

толстые слои (оптическая толщина более 0.5), в которых альбедо однократного рассеяния превышает 0.6–0.7. В противном случае итерации этого метода сходятся очень медленно.

Метод дискретных ординат для расчета собственного теплового излучения в узком интервале спектра в горизонтально однородной атмосфере заключается в следующем. Вводится сетка по зенитным углам. Поле излучения разбивается на конечное число потоков, с каждым из которых связан фиксированный зенитный угол введенной сетки. Интеграл по углам, задающий источник рассеянного излучения, аппроксимируется линейной комбинацией потоков. Уравнение переноса излучения заменяется конечной системой дифференциальных уравнений, описывающих изменения с высотой интенсивностей излучения с заданными зенитными углами. Далее проводится дискретизация по высоте. Атмосфера предполагается состоящей из M горизонтальных слоев, в которых индикаторы рассеяния и альбедо однократного рассеяния внутри каждого слоя берутся либо постоянными (но могут изменяться от слоя к слою), либо зависящими от оптической толщины (зависимость изменяется от слоя к слою). Осуществляется переход от системы дифференциальных уравнений к системе интегральных уравнений по высоте, связывающих интенсивности излучения в узлах сетки по зенитным углам на соседних слоях по высоте. После этого осуществляется переход к системе линейных алгебраических уравнений относительно интенсивности излучения в узлах сетки по зенитным углам и по высоте. Этот переход осуществляется с помощью аппроксимации интегралов по высоте в интегральных уравнениях аналитическими формулами.

Различные варианты метода дискретных ординат отличаются между собой способом аппроксимации интегралов по углам рассеяния и по высоте, а также методом решения системы линейных алгебраических уравнений. В пакете программ DISORT [Franklin Evans, 1998], который находится в свободном доступе, для аппроксимации интегралов по углам рассеяния используются квадратурные формулы Гаусса–Лежандра, а метод решения системы линейных алгебраических уравнений основан на нахождении собственных чисел и векторов матрицы коэффициентов.

Также в свободном доступе имеется пакет программ SHDOM [Stamnes et al., 1988]. Процедура SHDOM представляет собой комбинированный метод сферических гармоник и дискретных ординат. В этой процедуре используется итерационный метод для расчета функции источника рассеянного излучения в узлах пространственной сетки, а угловая часть функции источников представлена в виде конечной суммы сферических гармоник. Этот процесс эквивалентен мето-

ду последовательных порядков рассеяния. Необходимое для достижения заданной точности число итераций возрастает при увеличении альбедо однократного рассеяния и оптической толщины.

В этой работе изложена новая модификация метода дискретных ординат для расчёта собственного излучения горизонтально однородной атмосферы, имеющая две особенности. Первая из них заключается в том, что расчетная сетка по зенитным углам может быть произвольной. Вторая заключается в том, что для решения возникающей в методе дискретных ординат системы линейных алгебраических уравнений используется метод матричной прогонки. Этот метод является точным и максимально использует структуру матрицы коэффициентов системы для уменьшения объема вычислений. Он является более экономичным и более простым в реализации, чем примененный в программе DISORT метод решения, использующий вычисление собственных чисел и векторов матрицы коэффициентов линейной системы, которая имеет большую размерность. В случае наличия в атмосфере слоев с сильным рассеянием и слабым поглощением (например, слои облаков на Венере и на Земле) итерационные методы могут сходиться медленно и требовать выполнения большого числа итераций для достижения приемлемой точности решения. В этом случае предложенный в данной работе метод имеет преимущество в точности и скорости расчета.

I.7.1 Постановка задачи для расчета поля собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере

Будем считать атмосферу плоской и горизонтально однородной и рассмотрим собственное излучение атмосферы с частотой ν , которое мы будем считать зависящим только от высоты над поверхностью и от угла между направлением импульса фотона и вертикальным направлением. Этот угол будем называть зенитным. Иногда его отсчитывают от направления вниз. Введем обозначения u — косинус зенитного угла, z — высота над поверхностью, z_{max} — высота верхней границы столба атмосферы, в котором производится расчёт поля излучения, $\tilde{T}(z)$ — температура атмосферного газа, а $\tilde{I}(z, u)$ — интенсивность излучения с частотой ν и зенитным углом, косинус которого равен u , на высоте z , $B(T, \nu) = 2 h \nu^3 c^{-2} \left(\exp\left(h \nu / (k_B T)\right) - 1 \right)^{-1}$ — функция Планка, в которой h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, c — скорость света.

Уравнение переноса собственного излучения атмосферы в данном случае можно записать в виде

$$\frac{u}{\sigma(z)} \frac{d\tilde{I}(z, u)}{dz} = -\tilde{I}(z, u) + (1 - \tilde{\omega}(z)) B(\tilde{T}(z), \nu) + \tilde{S}[I](z, u), \quad (I.7.1)$$

где $\sigma(z)$ и $\tilde{\omega}(z)$ — строго положительные соответственно коэффициент экстинции (объемного ослабления) и альбедо 1-кратного рассеяния атмосферного газа на высоте z для излучения с частотой ν , $\tilde{S}[I](z, u)$ — перенормированная плотность источника рассеянного излучения с интенсивностью $\tilde{I}(z, u)$ на высоте z и зенитным углом, имеющим косинус u . Эта плотность задается формулой

$$\tilde{S}[I](z, u) = \frac{\tilde{\omega}(z)}{4\pi} \int_{-1}^1 \tilde{I}(z, w) \left(\int_0^{2\pi} \tilde{\chi}(z, v(w, u, \varphi)) d\varphi \right) dw, \quad (\text{I.7.2})$$

где w и u — косинусы зенитных углов до и после рассеяния, φ — разность между азимутальным углом излучения до рассеяния и этим же углом после рассеяния, $v(w, u, \varphi) = u w + \cos \varphi \sqrt{(1 - u^2)(1 - w^2)}$ — косинус угла рассеяния, а $\tilde{\chi}(z, v)$ — индикатриса рассеяния для излучения с частотой ν на высоте z на угол, косинус которого равен v . Отметим, что $\tilde{S}[I](z, u)$ можно рассматривать как линейный оператор, действующий на функцию $\tilde{I}(z, u)$.

Оптической толщиной слоя атмосферы между верхней границей и высотой z называют взаимно однозначно связанный с z параметр

$$\tau(z) = \int_z^{z_{max}} \sigma(z) dz, \quad d\tau = -\sigma(z) dz, \quad \tau(z_{max}) = 0, \quad \tau(0) = \tau_{max}.$$

Заменим во всех функциях в уравнении (I.7.1) зависимость от z на зависимость от τ по формулам $I(\tau, u) = \tilde{I}(z(\tau), u)$, $\chi(z, u) = \tilde{\chi}(z(\tau), u)$, $\omega(\tau) = \tilde{\omega}(z(\tau))$, $T(\tau) = \tilde{T}(z(\tau))$. Тогда уравнение (I.7.1) можно записать в виде

$$u \frac{dI(\tau, u)}{d\tau} = I(\tau, u) - (1 - \omega(\tau)) B(T(\tau), \nu) - S[I](\tau, u). \quad (\text{I.7.3})$$

Уравнение (I.7.3) следует дополнить граничными условиями. Стандартным условием на верхней границе для собственного излучения атмосферы является равенство нулю направленного вниз излучения:

$$I(u) = 0 \quad \text{при} \quad u < 0 \quad \text{и} \quad \tau = 0. \quad (\text{I.7.4})$$

На нижней границе направленное вверх излучение складывается из рассеянного поверхностью падающего излучения и из теплового излучения поверхности, заданного выражением $(1 - \Omega(\nu)) B(T_p, \nu)$, где T_p — температура поверхности, $\Omega(\nu)$ — альбедо поверхности для излучения с частотой ν . Если считать рассеяние поверхностью изотропным, то условие на нижней границе можно записать в виде

$$I(u) = (1 - \Omega(\nu)) B(T_p, \nu) + \Omega(\nu) \int_{-1}^0 I(w) dw \quad \text{при} \quad u \geq 0 \quad \text{и} \quad \tau = \tau_{max}. \quad (\text{I.7.5})$$

На нижней границе интенсивность направленного вверх излучения не зависит от u .

Если индикатрису рассеяния разложить в ряд по полиномам Лежандра

$$\chi(\tau, u) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k(\tau) P_k(u), \quad (\text{I.7.6})$$

где $P_k(u)$ — полином Лежандра с номером k , подставить разложение (I.7.6) в правую часть формулы и воспользоваться равенством

$$\int_0^{2\pi} P_k\left(u w + \cos \varphi \sqrt{(1-u^2)(1-w^2)}\right) d\varphi = 2\pi P_k(u) P_k(w),$$

вытекающим из теоремы сложения для полиномов Лежандра [1–3], то получим формулу для перенормированной плотности источника рассеянного излучения

$$S[I](\tau, u) = \frac{\omega(\tau)}{2} \sum_{k=0}^{\infty} a_k(\tau) P_k(u) \int_{-1}^1 I(\tau, w) P_k(w) dw. \quad (\text{I.7.7})$$

Для численного решения уравнения с граничными условиями (I.7.4) и (I.7.5) стандартным является подход, в рамках которого разделяются вклады нерассеянной, однократно и многократно (два и более раз) рассеянной компонент излучения:

$$I(\tau, u) = I_0(\tau, u) + I_1(\tau, u) + I_r(\tau, u).$$

Интенсивности нерассеянной компоненты излучения I_0 и однократно рассеянной компоненты I_1 рассчитываются по аналитическим формулам. Интенсивность многократно рассеянной (начиная со второй кратности) компоненты I_r определяется путем численного решения системы линейных алгебраических уравнений, которые получаются после дискретизации уравнения (I.3) по зенитному углу и по оптической толщине.

Рассмотрим нерассеянную компоненту излучения. Ее интенсивность I_0 удовлетворяет уравнению

$$u \frac{dI_0(\tau, u)}{d\tau} = I_0(\tau, u) - (1 - \omega(\tau)) B(T(\tau), \nu), \quad (\text{I.7.8})$$

и граничным условиям на нижней и на верхней границах соответственно

$$I_0(\tau_{max}, u) = (1 - \Omega(\nu)) B(T_p, \nu) \quad \text{при } u \geq 0, \quad (\text{I.7.9})$$

$$I_0(0, u) = 0 \quad \text{при } u < 0. \quad (\text{I.7.10})$$

Интегрируя уравнение (I.7.8) вдоль характеристик от τ_1 до τ_2 , получим равенство

$$I_0(\tau_2, u) = I_0(\tau_1, u) \exp\left(\frac{\tau_2 - \tau_1}{u}\right) - \int_{\tau_1}^{\tau_2} (1 - \omega(\tau)) B(T(\tau), \nu) \exp\left(\frac{\tau_2 - \tau}{u}\right) \frac{d\tau}{u}. \quad (\text{I.7.11})$$

Рассмотрим однократно рассеянную компоненту излучения I_1 . Эта компонента удовлетворяет уравнению

$$u \frac{dI_1(\tau, u)}{d\tau} = I_1(\tau, u) - S[I_0](\tau, u) \quad (\text{I.7.12})$$

и граничным условиям на нижней и на верхней границах соответственно

$$I_1(u) = \Omega(\nu) \int_{-1}^0 I_0(w) dw \quad \text{при } u \geq 0 \text{ и } \tau = \tau_{max}, \quad (\text{I.7.13})$$

$$I_1(0, u) = 0 \quad \text{при } u < 0. \quad (\text{I.7.14})$$

Интегрируя уравнение (I.7.12) вдоль характеристик от τ_1 до τ_2 , получим равенство

$$I_1(\tau_2, u) = I_1(\tau_1, u) \exp\left(\frac{\tau_2 - \tau_1}{u}\right) - \int_{\tau_1}^{\tau_2} S[I_0](\tau, u) \exp\left(\frac{\tau_2 - \tau}{u}\right) \frac{d\tau}{u}. \quad (\text{I.7.15})$$

Рассмотрим многократно рассеянную компоненту излучения I_r . Она удовлетворяет уравнению

$$u \frac{dI_r(\tau, u)}{d\tau} = I_r(\tau, u) - S[I_1](\tau, u) - S[I_r](\tau, u) \quad (\text{I.7.16})$$

и граничным условиям на нижней и на верхней границах соответственно

$$I_r(u) = \Omega(\nu) \int_{-1}^0 (I_1(w) + I_r(w)) dw \quad \text{при } u \geq 0 \text{ и } \tau = \tau_{max}, \quad (\text{I.7.17})$$

$$I_r(0, u) = 0 \quad \text{при } u < 0. \quad (\text{I.7.18})$$

I.7.2 Дискретизация по зенитному углу и получение системы обыкновенных дифференциальных уравнений

Введем произвольную сетку по косинусам зенитных углов, которая содержит четное число узлов, занумерованных в порядке возрастания, причем потребуем, чтобы выполнялись условия $-1 = u_0 < u_1 < u_2 < \dots < u_N = 1$, а также $u_i < 0$ при $i \leq (N-1)/2$ и $u_i > 0$ при $i \geq (N+1)/2$. Наилучшую точность при заданном нечетном N обеспечивает равномерная по зенитному углу сетка, заданная формулой $u_i = \cos(\pi(i/N - 1))$. При использовании квадратурных формул Гаусса-Лежандра для аппроксимации интегралов по углам рассеяния узлы сетки u_i являются нулями полинома Лежандра с номером $N+1$. Такой выбор сетки используется в пакете программ DISORT [Franklin Evans, 1998].

Аппроксимируем поле излучения линейной комбинацией полиномов Лежандра с номерами от 0 до N :

$$I(\tau, u) \approx \sum_{k=0}^N b_k(\tau) P_k(u) \quad (\text{I.7.19})$$

и потребуем, чтобы в узлах сетки u_i эта комбинация совпадала со значениями интенсивности излучения $I(\tau, u)$. Тогда коэффициенты $b_k(\tau)$ определяются решением системы из $N+1$ линейных алгебраических уравнений:

$$I(\tau, u_i) = \sum_{k=0}^N b_k(\tau) P_k(u_i), \quad i = 0, 1, \dots, N. \quad (\text{I.7.20})$$

Если подставить (I.7.19) в (I.7.7) и воспользоваться попарной ортогональностью и нормировкой полиномов Лежандра, то получим приближение для перенормированной плотности источника рассеянного излучения в узлах сетки u_i :

$$S[I](\tau, u_i) \approx \omega(\tau) \sum_{k=0}^N \frac{1}{2k+1} a_k(\tau) b_k(\tau) P_k(u_i). \quad (\text{I.7.21})$$

На каждой высоте z введем вектор-столбец коэффициентов разложения (I.7.19)

$$\mathbf{b}(\tau) = (b_0(\tau), \dots, b_N(\tau))^T, \quad \tau = \tau(z)$$

и введем в узлах сетки u_i вектор-столбцы интенсивностей излучения

$$\mathbf{I}(\tau) = (I(\tau, u_0), \dots, I(\tau, u_N))^T, \quad \mathbf{I}_0(\tau) = (I_0(\tau, u_0), \dots, I_0(\tau, u_N))^T,$$

аналогично $\mathbf{I}_1(\tau)$, $\mathbf{I}_r(\tau)$, и введем плотности источника рассеянного излучения

$$\mathbf{S}[\mathbf{I}](\tau) = (S[\mathbf{I}](\tau, u_0), \dots, S[\mathbf{I}](\tau, u_N))^T,$$

$$\mathbf{S}[\mathbf{I}_0](\tau) = \left(S[\mathbf{I}_0](\tau, u_0), \dots, S[\mathbf{I}_0](\tau, u_N) \right)^T,$$

аналогично $\mathbf{S}[\mathbf{I}_1](\tau)$, $\mathbf{S}[\mathbf{I}_r](\tau)$.

Систему линейных алгебраических уравнений (I.7.21) можно записать в векторной форме $\mathbf{I}(\tau) = \widehat{\mathbf{L}} \mathbf{b}(\tau)$, где $\widehat{\mathbf{L}}$ — матрица размера $(N+1) \times (N+1)$, элементы которой L_{jk} заданы формулой $L_{jk} = P_k(u_j)$ при $j, k = 0, \dots, N$. Обозначим через $\widehat{\mathbf{L}}^{-1}$ матрицу, обратную к матрице $\widehat{\mathbf{L}}$. Элементы $\widehat{\mathbf{L}}^{-1}$ обозначим через L_{ji}^{o6} . С помощью этой матрицы решение системы уравнений (I.7.21) можно записать в векторной и в скалярной формах

$$\mathbf{b}(\tau) = \widehat{\mathbf{L}}^{-1} \mathbf{I}(\tau), \quad b_k(\tau) = \sum_{i=0}^N L_{ki}^{\text{o6}} I(\tau, u_i). \quad (\text{I.7.22})$$

Подставляя (I.7.22) в (I.7.21), получим формулу

$$S[\mathbf{I}](\tau, u_j) \approx \omega(\tau) \sum_{k=0}^N L_{jk} \frac{a_k(\tau)}{2k+1} \sum_{i=0}^N L_{ki}^{\text{o6}} I(\tau, u_i). \quad (\text{I.7.23})$$

Введем матрицу $\widehat{\mathbf{R}}(\tau)$, элементы которой $R_{ji}(\tau)$ заданы формулой

$$R_{ji}(\tau) = \omega(\tau) \sum_{k=0}^N L_{jk} \frac{a_k(\tau)}{2k+1} L_{ki}^{\text{o6}}, \quad j, i = 0, \dots, N. \quad (\text{I.7.24})$$

Значение $R_{ji}(\tau)$ равно отношению интенсивности излучения, косинус зенитного угла которого при рассеянии на высоте $z(\tau)$ изменился от значения u_i на значение u_j , к интенсивности суммы поглощенного и рассеянного на этой высоте излучения, косинус зенитного угла которого перед рассеянием и поглощением был равен u_i . Матрицу $\widehat{\mathbf{R}}(\tau)$ далее будем называть матрицей оператора рассеяния. С ее помощью формулу (I.7.23) можно записать в векторном виде

$$\mathbf{S}[\mathbf{I}](\tau) \approx \widehat{\mathbf{R}}(\tau) \mathbf{I}(\tau). \quad (\text{I.7.25})$$

Рассмотрим условие на нижней границе для компоненты I_1 в узлах сетки по зенитным углам. Подставим в (I.7.13) аппроксимацию интеграла

$$\int_{-1}^0 I(\tau_{max}, u) du \approx I(\tau_{max}, u_0) \frac{u_1 - u_0}{2} + \sum_{i=1}^{(N-1)/2} I(\tau_{max}, u_i) \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2}. \quad (\text{I.7.26})$$

Получим условия для восходящего излучения ($u_j > 0$) на нижней границе:

$$\begin{aligned} \text{при } j = (N+1)/2, \dots, N, \quad & I_1(\tau_{max}, u_j) = \\ & = \Omega(\nu) \left(I_0(\tau_{max}, u_0) \frac{u_1 - u_0}{2} + \sum_{i=1}^{(N-1)/2} I_0(\tau_{max}, u_i) \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2} \right). \end{aligned} \quad (\text{I.7.27})$$

Рассмотрим компоненту излучения I_r в узлах сетки по зенитным углам. Уравнение для этой компоненты (I.7.16) заменяется на систему из $N+1$ линейных обыкновенных дифференциальных уравнений для интенсивностей $I_r(\tau, u_j)$:

$$u_j \frac{d I_r(\tau, u_j)}{d \tau} = I_r(\tau, u_j) - \sum_{i=0}^N R_{ji}(\tau) I_r(\tau, u_i) - \sum_{i=0}^N R_{ji}(\tau) I_1(\tau, u_i). \quad (\text{I.7.28})$$

Вынося в (I.7.28) из-под знака суммы слагаемое $R_{jj}(\tau) I_r(\tau, u_j)$, эти уравнения можно записать в виде

$$\begin{aligned} u_j \frac{d I_r(\tau, u_j)}{d \tau} &= \left(1 - R_{jj}(\tau)\right) I_r(\tau, u_j) - \sum_{i=0}^N (1 - \delta_{ji}) R_{ji}(\tau) I_r(\tau, u_i) - \\ &\quad - \sum_{i=0}^N R_{ji}(\tau) I_1(\tau, u_i), \end{aligned} \quad (\text{I.7.29})$$

где δ_{ji} — символ Кронекера. Рассмотрим условия на верхней и нижней границах для системы уравнений (I.7.29). Из условия (I.7.18) вытекает условие для нисходящего излучения ($u_j < 0$) на верхней границе:

$$I_r(0, u_j) = 0 \quad \text{при} \quad j = 0, \dots, (N-1)/2. \quad (\text{I.7.30})$$

Подставив в (I.7.17) аппроксимацию интеграла (I.7.26), получим условия для восходящего излучения I_r на нижней границе:

$$\begin{aligned} \text{при } j &= (N+1)/2, \dots, N, \quad I_r(\tau_{max}, u_j) = \\ &= \Omega(\nu) \left(\left(I_1(\tau_{max}, u_0) + I_r(\tau_{max}, u_0) \right) \frac{u_1 - u_0}{2} + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{i=1}^{(N-1)/2} \left(I_1(\tau_{max}, u_i) + I_r(\tau_{max}, u_i) \right) \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2} \right). \end{aligned} \quad (\text{I.7.31})$$

Интегрируя уравнение (I.7.29) вдоль характеристик от τ_1 до τ_2 , получим формулу

$$\begin{aligned} I_r(\tau_2, u_j) &= I_r(\tau_1, u_j) \exp \left(\int_{\tau_1}^{\tau_2} (1 - R_{jj}(\tau)) \frac{d\tau}{u_j} \right) - \\ &- \int_{\tau_1}^{\tau_2} \sum_{i=0}^N (1 - \delta_{ji}) R_{ji}(\tau) I_r(\tau, u_i) \exp \left(\int_{\tau}^{\tau_2} (1 - R_{jj}(\xi)) \frac{d\xi}{u_j} \right) \frac{d\tau}{u_j} - \\ &- \int_{\tau_1}^{\tau_2} \sum_{i=0}^N R_{ji}(\tau) I_1(\tau, u_i) \exp \left(\int_{\tau}^{\tau_2} (1 - R_{jj}(\xi)) \frac{d\xi}{u_j} \right) \frac{d\tau}{u_j}. \end{aligned} \quad (\text{I.7.32})$$

I.7.3 Дискретизация по оптической толщине и получение системы линейных алгебраических уравнений

Рассмотрим переход от систем дифференциальных уравнений по оптической толщине для введенных выше интенсивностей нерассеянной, однократно и многократно рассеянной компонент излучения к системам интегральных уравнений, связывающих вектор-столбцы этих интенсивностей излучения на соседних слоях. Введем произвольную сетку по высоте с нумерацией узлов в порядке возрастания и с числом шагов сетки $M : 0 = z_0 < z_1 < \dots < z_M = z_{max}$. Значения оптической толщины от верхней границы в узлах сетки по высоте $\tau(z_k)$ образуют сетку по оптической толщине на отрезке $[0, \tau_{max}]$. Занумеруем ее узлы также в порядке возрастания: $\tau_0 = \tau(z_M) = 0$, $\tau_k = \tau(z_{M-k})$, $\tau_M = \tau(z_0) = \tau_{max}$ и введем обозначения

$$(\Delta\tau)_{k+1/2} = \tau_{k+1} - \tau_k, \quad \alpha_{kj} = \frac{1}{u_j} (\Delta\tau)_{k+1/2}, \quad F(\tau) = (1 - \omega(\tau)) B(T(\tau), \nu),$$

$$F_k = F(\tau_k), \quad \omega_k = \omega(\tau_k), \quad B_k = B(T(\tau_k), \nu),$$

$$(\Delta\omega)_{k+1/2} = \omega_{k+1} - \omega_k, \quad (\Delta B)_{k+1/2} = B_{k+1} - B_k.$$

Рассмотрим нерассеянную компоненту излучения. Подставляя в (I.7..11) равенства $\tau_1 = \tau_k$, $\tau_2 = \tau_{k+1}$, получим формулу

$$I_0(\tau_{k+1}, u_j) = \exp(\alpha_{kj}) \left(I_0(\tau_k, u_j) - \int_0^{(\Delta\tau)_{k+1/2}} F(\tau_k + \xi) \exp(-\xi/u_j) \frac{d\xi}{u_j} \right). \quad (I.7.33)$$

Будем считать, что между узлами сетки τ_k функции $\omega(\tau)$ и $B(T(\tau))$ линейно зависят от τ :

$$\omega(\tau_k + \xi) = \omega_k + (\Delta\omega)_{k+1/2} \frac{\xi}{(\Delta\tau)_{k+1/2}}, \quad B(\tau_k + \xi) = B_k + (\Delta B)_{k+1/2} \frac{\xi}{(\Delta\tau)_{k+1/2}}.$$

Тогда для $F(\tau_k + \xi)$ получаем выражение:

$$F(\tau_k + \xi) = \left(1 - \omega_k - \frac{\xi (\Delta\omega)_{k+1/2}}{(\Delta\tau)_{k+1/2}} \right) \left(B_k + \frac{\xi (\Delta B)_{k+1/2}}{(\Delta\tau)_{k+1/2}} \right) = F_k + \\ + \frac{\xi ((1 - \omega_k) (\Delta B)_{k+1/2} - B_k (\Delta\omega)_{k+1/2})}{(\Delta\tau)_{k+1/2}} - \frac{\xi^2 (\Delta\omega)_{k+1/2} (\Delta B)_{k+1/2}}{(\Delta\tau)_{k+1/2}^2}. \quad (I.7.34)$$

Подставляя (I.7.34) в (I.7.33) и заменяя переменную интегрирования на $ds = d\xi/u_j$, получим равенство :

$$I_0(\tau_{k+1}, u_j) = \exp(\alpha_{kj}) \left(I_0(\tau_k, u_j) - F_k \int_0^{\alpha_{kj}} e^{-s} ds - \right. \\ \left. - \frac{(1 - \omega_k)(\Delta B)_{k+1/2} - B_k(\Delta\omega)_{k+1/2}}{\alpha_{kj}} \int_0^{\alpha_{kj}} e^{-s} s ds + \frac{(\Delta\omega)_{k+1/2}(\Delta B)_{k+1/2}}{\alpha_{kj}^2} \int_0^{\alpha_{kj}} e^{-s} s^2 ds \right).$$

Вычисляя интегралы в последней формуле, получим равенство :

$$I_0(\tau_{k+1}, u_j) = \exp(\alpha_{kj}) I_0(\tau_k, u_j) - F_k \left(\exp(\alpha_{kj}) - 1 \right) - \\ - \left((1 - \omega_k)(\Delta B)_{k+1/2} - B_k(\Delta\omega)_{k+1/2} \right) \left(\frac{\exp(\alpha_{kj}) - 1 - \alpha_{kj}}{\alpha_{kj}} \right) + \\ + (\Delta\omega)_{k+1/2}(\Delta B)_{k+1/2} \left(\frac{2 \exp(\alpha_{kj}) - \alpha_{kj}^2 - 2(1 + \alpha_{kj})}{\alpha_{kj}^2} \right). \quad (I.7.35)$$

Рассмотрим нисходящую нерассеянную компоненту излучения (при $u_j < 0$). Для нее параметр $\alpha_{kj} < 0$. Формула (I.7.35) и граничное условие (I.7.10) в этом случае позволяют вычислить все значения интенсивностей $I_0(\tau_k, u_j)$, выполняя вычисления в порядке возрастания индекса $k = 1, \dots, M$ (проход от верхней границы до поверхности Земли).

Рассмотрим восходящую нерассеянную компоненту излучения (при $u_j > 0$). Для нее параметр $\alpha_{kj} > 0$. Выражая в формуле (I.7.35) интенсивность $I_0(\tau_k, u_j)$ через остальные параметры, получим формулу

$$I_0(\tau_k, u_j) = \exp(-\alpha_{kj}) I_0(\tau_{k+1}, u_j) + F_k \left(1 - \exp(-\alpha_{kj}) \right) + \\ + \left((1 - \omega_k)(\Delta B)_{k+1/2} - B_k(\Delta\omega)_{k+1/2} \right) \left(\frac{1 - (1 + \alpha_{kj}) \exp(-\alpha_{kj})}{\alpha_{kj}} \right) - \\ - (\Delta\omega)_{k+1/2}(\Delta B)_{k+1/2} \left(\frac{2 - (\alpha_{kj}^2 + 2(1 + \alpha_{kj})) \exp(-\alpha_{kj})}{\alpha_{kj}^2} \right). \quad (I.7.36)$$

Формула (I.7.36) и граничное условие (I.7.9) в этом случае позволяют вычислить все значения интенсивностей $I_0(\tau_k, u_j)$, выполняя вычисления в порядке убывания индекса $k = M - 1, \dots, 0$ (проход от поверхности Земли до верхней границы).

Рассмотрим однократно рассеянную компоненту излучения. Подставляя в (I.7.15) равенства $\tau_1 = \tau_k$, $\tau_2 = \tau_{k+1}$, получим формулу

$$I_1(\tau_{k+1}, u_j) = \exp(\alpha_{kj}) \left(I_1(\tau_k, u_j) - \int_0^{(\Delta\tau)_{k+1/2}} S[\mathbf{I}_0](\tau_k + \xi, u_j) \exp(-\xi/u_j) \frac{d\xi}{u_j} \right). \quad (\text{I.7.37})$$

Будем считать, что между узлами сетки τ_k функция $S[\mathbf{I}_0](\tau, u_j)$ под интегралом в (I.7.37) задана формулой (I.7.25) и линейно зависит от τ :

$$S[\mathbf{I}_0](\tau_k + \xi, u_j) = S[\mathbf{I}_0](\tau_k, u_j) + \left(S[\mathbf{I}_0](\tau_{k+1}, u_j) - S[\mathbf{I}_0](\tau_k, u_j) \right) \frac{\xi}{(\Delta\tau)_{k+1/2}}.$$

Подставляя последнюю формулу в (I.7.37), заменяя переменную интегрирования на $dS = d\xi/u_j$ и вычисляя интегралы, получим равенство

$$\begin{aligned} I_1(\tau_{k+1}, u_j) &= \exp(\alpha_{kj}) I_1(\tau_k, u_j) - S[\mathbf{I}_0](\tau_k, u_j) \left(\exp(\alpha_{kj}) - 1 \right) - \\ &- \left(S[\mathbf{I}_0](\tau_{k+1}, u_j) - S[\mathbf{I}_0](\tau_k, u_j) \right) \frac{\exp(\alpha_{kj}) - 1 - \alpha_{kj}}{\alpha_{kj}}. \end{aligned} \quad (\text{I.7.38})$$

Рассмотрим нисходящую однократно рассеянную компоненту излучения (при $u_j < 0$). Для нее параметр $\alpha_{kj} < 0$. Формула (I.7.38) и граничное условие (I.7.14) в этом случае позволяют вычислить все значения интенсивностей $I_1(\tau_k, u_j)$, выполняя вычисления в порядке возрастания индекса $k = 1, \dots, M$ (проход от верхней границы до поверхности Земли).

Рассмотрим восходящую однократно рассеянную компоненту излучения (при $u_j > 0$). Для нее параметр $\alpha_{kj} > 0$. Выражая в формуле (I.7.38) интенсивность $I_1(\tau_k, u_j)$ через остальные параметры, получим формулу

$$\begin{aligned} I_1(\tau_k, u_j) &= \exp(-\alpha_{kj}) I_1(\tau_{k+1}, u_j) + S[\mathbf{I}_0](\tau_k, u_j) \left(1 - \exp(-\alpha_{kj}) \right) + \\ &+ \left(S[\mathbf{I}_0](\tau_{k+1}, u_j) - S[\mathbf{I}_0](\tau_k, u_j) \right) \left(\frac{1 - (1 + \alpha_{kj}) \exp(-\alpha_{kj})}{\alpha_{kj}} \right). \end{aligned} \quad (\text{I.7.39})$$

Формула (I.7.39) и граничное условие (I.7.13) в этом случае позволяют вычислить все значения интенсивностей $I_0(\tau_k, u_j)$, выполняя вычисления в порядке убывания индекса $k = M - 1, \dots, 0$ (проход от поверхности Земли до верхней границы).

Рассмотрим многократно рассеянную компоненту излучения. Подставляя в (I.7.32) равенства $\tau_1 = \tau_k$, $\tau_2 = \tau_{k+1}$, получим интегральные уравнения относи-

тельно $I_r(\tau_k, u_j)$:

$$\begin{aligned} I_r(\tau_{k+1}, u_j) &= I_r(\tau_k, u_j) \exp \left(\int_0^{(\Delta\tau)_{k+1/2}} \left(1 - R_{jj}(\tau_k + \xi)\right) \frac{d\xi}{u_j} \right) - \\ &- \int_0^{(\Delta\tau)_{k+1/2}} S[\mathbf{I}_1](\tau_k + \xi, u_j) \exp \left(\int_\xi^{(\Delta\tau)_{k+1/2}} \left(1 - R_{jj}(\tau_k + \eta)\right) \frac{d\eta}{u_j} \right) \frac{d\xi}{u_j} - \\ &- \int_0^{(\Delta\tau)_{k+1/2}} \sum_{i=0}^N (1 - \delta_{ji}) R_{ji}(\tau_k + \xi) I_r(\tau_k + \xi, u_j) \exp \left(\int_\xi^{(\Delta\tau)_{k+1/2}} \left(1 - R_{jj}(\tau_k + \eta)\right) \frac{d\eta}{u_j} \right) \frac{d\xi}{u_j}. \end{aligned} \quad (\text{I.7.40})$$

Важная особенность этих уравнений заключается в том, что в них с помощью множителя $(1 - R_{jj}(\tau))$ в показателе экспоненты аналитически учитывается то, что часть рассеянного излучения сохраняет зенитный угол.

Рассмотрим переход от системы интегральных уравнений (I.7.40) и граничных условий (I.7.30) и (I.7.31) к системе линейных алгебраических уравнений относительно интенсивностей излучения $I_r(\tau, u_j)$ в узлах сетки по оптической толщине. Будем считать, что между узлами сетки τ_k и τ_{k+1} функции $R_{ji}(\tau)$ и $I_r(\tau, u_j)$ кусочно постоянны:

$$R_{ji}(\tau_k + \xi) = R_{ji}(\tau_{k+1/2}) = \frac{1}{2} (R_{ji}(\tau_k) + R_{ji}(\tau_{k+1})), \quad (\text{I.7.41})$$

$$I_r(\tau_k + \xi, u_j) = \frac{1}{2} (I_r(\tau_k, u_j) + I_r(\tau_{k+1}, u_j)), \quad (\text{I.7.42})$$

а функция $S[\mathbf{I}_1](\tau, u_j)$ под интегралом во втором слагаемом в правой части (I.7.39) задана формулой (I.7.25) и линейно зависит от τ :

$$S[\mathbf{I}_1](\tau_k + \xi, u_j) = S[\mathbf{I}_1](\tau_k, u_j) + \frac{(S[\mathbf{I}_1](\tau_{k+1}, u_j) - S[\mathbf{I}_1](\tau_k, u_j))\xi}{(\Delta\tau)_{k+1/2}}. \quad (\text{I.7.43})$$

Подставляя последние формулы (I.7.41)–(I.7.43) в (I.7.40), заменяя переменную интегрирования на $dS = (1 - R_{jj}(\tau_{k+1/2})) d\xi / u_j$, вычисляя интегралы и используя обозначение

$$\mu_{kj} = \alpha_{kj} (1 - R_{jj}(\tau_{k+1/2})) = \frac{1}{u_j} (\Delta\tau)_{k+1/2} (1 - R_{jj}(\tau_{k+1/2})), \quad (\text{I.7.44})$$

получим линейные алгебраические уравнения относительно $I_r(\tau_k, u_i)$:

$$\begin{aligned} I_r(\tau_{k+1}, u_j) &= I_r(\tau_k, u_j) \exp(\mu_{kj}) - S[\mathbf{I}_1](\tau_k, u_j) \left(\frac{\exp(\mu_{kj}) - 1}{1 - R_{jj}(\tau_{k+1/2})} \right) - \\ &- \left(S[\mathbf{I}_1](\tau_{k+1}, u_j) - S[\mathbf{I}_1](\tau_k, u_j) \right) \frac{\exp(\mu_{kj}) - 1 - \mu_{kj}}{(1 - R_{jj}(\tau_{k+1/2})) \mu_{kj}} - \\ &- \frac{1}{2} \left(\frac{\exp(\mu_{kj}) - 1}{1 - R_{jj}(\tau_{k+1/2})} \right) \sum_{i=0}^N (1 - \delta_{ji}) R_{ji}(\tau_{k+1/2}) (I_r(\tau_k, u_j) + I_r(\tau_{k+1}, u_j)). \end{aligned} \quad (\text{I.7.45})$$

Рассмотрим нисходящую многократно рассеянную компоненту излучения. В этом случае $u_j < 0$, индекс $j = 0, \dots, (N-1)/2$, и в силу (I.7.44) параметр $\mu_{kj} < 0$. В уравнении (I.7.45) перенесем все слагаемые, содержащие интенсивности I_r , в левую часть и заменим индекс k на $k-1$. Тогда это уравнение для значений индекса $j = 0, \dots, (N-1)/2$ примет вид

$$-\sum_{i=0}^N A_{kji} I_r(\tau_{k-1}, u_i) + \sum_{i=0}^N C_{kji} I_r(\tau_k, u_i) = F_{kj}, \quad (\text{I.7.46})$$

в котором использованы обозначения

$$A_{kji} = \delta_{ji} \exp(\mu_{k-1j}) + \frac{1}{2} W_{k-1/2,j} (1 - \delta_{ji}) R_{ji}(\tau_{k-1/2}), \quad (\text{I.7.47})$$

$$C_{kji} = \delta_{ji} - \frac{1}{2} W_{k-1/2,j} (1 - \delta_{ji}) R_{ji}(\tau_{k-1/2}), \quad (\text{I.7.48})$$

$$\begin{aligned} F_{kj} &= \left(W_{k-1/2,j} - H_{k-1/2,j} \right) \sum_{i=0}^N R_{ji}(\tau_{k-1}) I_1(\tau_{k-1}, u_i) + \\ &+ H_{k-1/2,j} \sum_{i=0}^N R_{ji}(\tau_k) I_1(\tau_k, u_i), \end{aligned} \quad (\text{I.7.49})$$

$$W_{k-1/2,j} = \frac{1 - \exp(\mu_{k-1j})}{1 - R_{jj}(\tau_{k-1/2})}, \quad H_{k-1/2,j} = \frac{1}{1 - R_{jj}(\tau_{k-1/2})} + \frac{W_{k-1/2,j}}{\mu_{k-1j}}. \quad (\text{I.7.50})$$

Рассмотрим восходящую многократно рассеянную компоненту излучения. В этом случае $u_j > 0$, индекс $j = (N+1)/2, \dots, N$, и в силу (I.7.44) параметр $\mu_{kj} > 0$. В уравнении (I.7.45) перенесем все слагаемые, содержащие интенсивности I_r , в левую часть и умножим все уравнение на $-\exp(\mu_{kj})$. Тогда это уравнение для значений индекса $j = (N+1)/2, \dots, N$ примет вид

$$\sum_{i=0}^N C_{kji} I_r(\tau_k, u_i) - \sum_{i=0}^N B_{kji} I_r(\tau_{k+1}, u_i) = F_{kj}, \quad (\text{I.7.51})$$

в котором использованы обозначения

$$B_{kji} = \delta_{ji} \exp(\mu_{kj}) + \frac{1}{2} W_{k+1/2,j} (1 - \delta_{ji}) R_{ji}(\tau_{k+1/2}), \quad (\text{I.7.52})$$

$$C_{kji} = \delta_{ji} - \frac{1}{2} W_{k+1/2,j} (1 - \delta_{ji}) R_{ji}(\tau_{k+1/2}), \quad (\text{I.7.53})$$

$$\begin{aligned} F_{kj} = & \left(W_{k+1/2,j} - H_{k+1/2,j} \right) \sum_{i=0}^N R_{ji}(\tau_k) I_1(\tau_k, u_i) + \\ & + H_{k+1/2,j} \sum_{i=0}^N R_{ji}(\tau_{k+1}) I_1(\tau_{k+1}, u_i), \end{aligned} \quad (\text{I.7.54})$$

$$W_{k+1/2,j} = \frac{1 - \exp(-\mu_{kj})}{1 - R_{jj}(\tau_{k+1/2})}, \quad H_{k+1/2,j} = \frac{W_{k+1/2,j}}{\mu_{kj}} - \frac{\exp(-\mu_{kj})}{1 - R_{jj}(\tau_{k+1/2})}. \quad (\text{I.7.55})$$

Уравнения (I.7.46) и (I.7.51) вместе с граничными условиями (I.7.30) и (I.7.31) образуют замкнутую систему линейных алгебраических уравнений относительно интенсивностей излучения $I_r(\tau_k, u_j)$.

I.7.4 Решение полученной системы уравнений методом матричной прогонки.

Введем вектор-столбцы интенсивностей многократно рассеянной компоненты излучения в узлах сетки u_i на высотах z_{M-k} :

$$\mathbf{I}_{r,k} = \left(I_r(\tau_k, u_0), \dots, I_r(\tau_k, u_N) \right)^T, \quad k = 0, \dots, M.$$

Полученную выше систему линейных уравнений (I.7.46), (I.7.51) вместе с граничными условиями (I.7.30) и (I.7.31) можно представить в виде системы 3-точечных векторных уравнений относительно векторов $\mathbf{I}_{r,k}$:

$$\left. \begin{array}{l} \widehat{\mathbf{C}}_0 \mathbf{I}_{r,0} - \widehat{\mathbf{B}}_0 \mathbf{I}_{r,1} = \mathbf{F}_0, \\ -\widehat{\mathbf{A}}_k \mathbf{I}_{r,k-1} + \widehat{\mathbf{C}}_k \mathbf{I}_{r,k} - \widehat{\mathbf{B}}_k \mathbf{I}_{r,k+1} = \mathbf{F}_k \quad \text{при } k = 1, \dots, M-1, \\ -\widehat{\mathbf{A}}_M \mathbf{I}_{r,M-1} + \widehat{\mathbf{C}}_M \mathbf{I}_{r,M} = \mathbf{F}_M. \end{array} \right\} \quad (\text{I.7.56})$$

В этих уравнениях $\widehat{\mathbf{A}}_k$, $\widehat{\mathbf{B}}_k$ и $\widehat{\mathbf{C}}_k$ — квадратные матрицы размера $(N+1) \times (N+1)$, а \mathbf{F}_k — вектор-столбцы размерности $N+1$. Компоненты этих матриц и векторов обозначим соответственно через A_{kji} , B_{kji} , C_{kji} и F_{kj} .

Компоненты A_{kji} , C_{kji} и F_{kj} для значений индексов $j = 0, \dots, (N-1)/2$ и $k = 1, \dots, M$ заданы формулами (I.7.47)–(I.7.50), а компоненты B_{kji} , C_{kji} и F_{kj} для значений индексов $j = (N+1)/2, \dots, N$ и $k = 0, \dots, M-1$ заданы формулами

(I.7.52)–(I.7.55). Компоненты $A_{kji} = 0$ для значений индексов $j = (N+1)/2, \dots, N$ и $k = 1, \dots, M$, а компоненты $B_{kji} = 0$ для значений индексов $j = 0, \dots, (N-1)/2$ и $k = 0, \dots, M-1$.

На нижней границе при $k = M$ компоненты C_{kji} и F_{kj} для значений индекса $j = (N+1)/2, \dots, N$ заданы вытекающими из граничных условий (I.7.31) следующими формулами

$$C_{Mji} = \begin{cases} -\Omega(\nu) \frac{u_1 - u_0}{2} & \text{при } j = (N+1)/2, \dots, N, \ i = 0, \\ -\Omega(\nu) \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2} & \text{при } j = (N+1)/2, \dots, N, \ i = 1, \dots, (N-1)/2, \\ \delta_{ji} & \text{при } j = (N+1)/2, \dots, N, \ i = (N+1)/2, \dots, N, \end{cases}$$

$$F_{Mj} = \Omega(\nu) \left(I_1(\tau_{max}, u_0) \frac{u_1 - u_0}{2} + \sum_{i=1}^{(N-1)/2} I_1(\tau_{max}, u_i) \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2} \right).$$

На верхней границе при $k = 0$ компоненты C_{kji} и F_{kj} для значений индекса $j = 0, \dots, (N-1)/2$ заданы вытекающими из граничных условий (I.7.30) формулами

$$C_{0ji} = \delta_{ji}, \quad F_{0j} = 0.$$

Систему линейных 3–точечных векторных уравнений (I.7.56) можно решать методом матричной прогонки, изложенным в [Самарский, 1978]. Этот метод решения состоит из двух проходов. Сначала выполняется 1-й проход матричной прогонки. В начале этого прохода вычисляются матрица $\widehat{\mathbf{G}}_1$ и вектор–столбец \mathbf{D}_1 по формулам

$$\widehat{\mathbf{G}}_1 = \widehat{\mathbf{C}}_0^{-1} \widehat{\mathbf{B}}_0, \quad \mathbf{D}_1 = \widehat{\mathbf{C}}_0^{-1} \mathbf{F}_0.$$

Затем последовательно для $k = 1, \dots, M-1$ вычисляются матрицы $\widehat{\mathbf{G}}_{k+1}$, а также вектор–столбцы \mathbf{D}_{k+1} по следующим формулам

$$\widehat{\mathbf{G}}_{k+1} = \left(\widehat{\mathbf{C}}_k - \widehat{\mathbf{A}}_k \widehat{\mathbf{G}}_k \right)^{-1} \widehat{\mathbf{B}}_k, \quad \mathbf{D}_{k+1} = \left(\widehat{\mathbf{C}}_k - \widehat{\mathbf{A}}_k \widehat{\mathbf{G}}_k \right)^{-1} \left(\mathbf{F}_k + \widehat{\mathbf{A}}_k \mathbf{D}_k \right).$$

После этих вычислений выполняется 2-й проход матричной прогонки. Вначале этого прохода вычисляется вектор–столбец \mathbf{I}_M , а затем последовательно для $k = M-1, \dots, 0$ вычисляются вектор–столбцы \mathbf{I}_k по формулам

$$\mathbf{I}_M = \left(\widehat{\mathbf{C}}_M - \widehat{\mathbf{A}}_M \widehat{\mathbf{G}}_M \right)^{-1} \left(\mathbf{F}_M + \widehat{\mathbf{A}}_M \mathbf{D}_M \right), \quad \mathbf{I}_k = \widehat{\mathbf{G}}_{k+1} \mathbf{I}_{k+1} + \mathbf{D}_{k+1}.$$

Метод матричной прогонки устойчив, если выполняются следующие условия на норму матриц (норма любая, согласованная с евклидовой):

$$\|\widehat{\mathbf{C}}_0^{-1} \widehat{\mathbf{B}}_0\| \leq 1, \quad \|\widehat{\mathbf{C}}_M^{-1} \widehat{\mathbf{A}}_M\| \leq 1, \quad \|\widehat{\mathbf{C}}_k^{-1} \widehat{\mathbf{A}}_k\| + \|\widehat{\mathbf{C}}_k^{-1} \widehat{\mathbf{B}}_k\| \leq 1 \quad \text{при } k = 1, \dots, M-1.$$

Численные расчеты показали, что условие устойчивости всегда выполняется, даже когда альбедо 1-кратного рассеяния очень близко к 1. Эти расчеты также показали, что при использовании для обращения матриц метода Жордана-Гаусса с выбором главного элемента по столбцу необходимо использовать вычисления с двойной точностью.

I.7.5 Решение полученной системы уравнений методом Жордана-Гаусса.

Для решения системы линейных 3-точечных векторных уравнений (I.7.56) в этой работе был разработан специальный вариант метода Жордана-Гаусса, который максимально использует блочно-диагональную структуру матрицы коэффициентов системы и является точным методом и максимально экономичным, а также позволяет обходиться вычислениями с одинарной точностью и эффективно использовать параллельные вычисления на графических процессорах. Наиболее эффективным по скорости вычислений алгоритмом для расчета поля излучения в большом числе спектральных каналов оказался алгоритм, в котором решение системы линейных уравнений для одного спектрального канала осуществляется в результате работы блока вычислительных нитей, выполняемых на одном мультипроцессоре видеокарты. При этом разные мультипроцессоры вычисляют поле излучения для разных спектральных каналов. Распределение спектральных каналов между мультипроцессорами проводится через интерфейс вызова CUDA-функции.

На первом проходе метода Жордана-Гаусса (на котором обнуляются элементы матрицы коэффициентов, лежащие ниже главной диагонали) выполняются следующие действия. Выполняется цикл для $k = 0, \dots, M-1$, на каждой итерации которого рассматриваются пара векторных уравнений

$$\begin{aligned} \widehat{\mathbf{C}}_k \mathbf{I}_{r,k} - \widehat{\mathbf{B}}_k \mathbf{I}_{r,k+1} &= \mathbf{F}_k \\ -\widehat{\mathbf{A}}_{k+1} \mathbf{I}_{r,k} + \widehat{\mathbf{C}}_{k+1} \mathbf{I}_{r,k+1} - \widehat{\mathbf{B}}_{k+1} \mathbf{I}_{r,k+2} &= \mathbf{F}_{k+1}, \end{aligned}$$

и расширенная матрица этой пары уравнений:

$$\left(\begin{array}{cccc} \widehat{\mathbf{C}}_k & -\widehat{\mathbf{B}}_k & \widehat{\mathbf{0}} & \mathbf{F}_k \\ -\widehat{\mathbf{A}}_{k+1} & \widehat{\mathbf{C}}_{k+1} & -\widehat{\mathbf{B}}_{k+1} & \mathbf{F}_{k+1} \end{array} \right).$$

Элементарными преобразованиями строк этой расширенной матрицы обнуляются элементы матрицы $\widehat{\mathbf{C}}_k$, лежащие ниже главной диагонали, и обнуляются все элементы матрицы $\widehat{\mathbf{A}}_{k+1}$. В результате изменяются матрицы $\widehat{\mathbf{C}}_k$, $\widehat{\mathbf{B}}_k$, $\widehat{\mathbf{C}}_{k+1}$ и вектор-столбцы \mathbf{F}_k и \mathbf{F}_{k+1} , а матрица $\widehat{\mathbf{B}}_{k+1}$ не меняется. При этих вы-

числениях каждая нить в блоке осуществляет сложение умноженной на число разрешающей строки с одной из строк, лежащих ниже разрешающей.

На втором проходе метода Жордана–Гаусса (на котором обнуляются элементы матрицы коэффициентов, лежащие выше главной диагонали) выполняются следующие действия. Выполняется цикл для $k = M-1, \dots, 0$, на каждой итерации которого рассматриваются пара векторных уравнений

$$\hat{\mathbf{C}}_k \mathbf{I}_{r,k} - \hat{\mathbf{B}}_k \mathbf{I}_{r,k+1} = \mathbf{F}_k,$$

$$\hat{\mathbf{C}}_{k+1} \mathbf{I}_{r,k+1} = \mathbf{F}_{k+1}$$

и расширенная матрица этой пары уравнений:

$$\begin{pmatrix} \hat{\mathbf{C}}_k & -\hat{\mathbf{B}}_k & \mathbf{F}_k \\ \hat{\mathbf{0}} & \hat{\mathbf{C}}_{k+1} & \mathbf{F}_{k+1} \end{pmatrix}.$$

Элементарными преобразованиями строк этой расширенной матрицы обнуляются элементы матрицы $\hat{\mathbf{C}}_{k+1}$, лежащие ниже главной диагонали, и обнуляются все элементы матрицы $\hat{\mathbf{B}}_k$. В результате матрица $\hat{\mathbf{C}}_{k+1}$ становится диагональной и изменяются вектор–столбцы \mathbf{F}_k и \mathbf{F}_{k+1} , а матрица $\hat{\mathbf{C}}_k$ не меняется. При этих вычислениях каждая нить в блоке осуществляет сложение умноженной на число разрешающей строки с одной из строк, лежащих выше разрешающей.

Данный алгоритм позволяет хранить двумерные массивы коэффициентов метода прогонки в общей (shared) памяти мультипроцессора, а одномерный массив значений индикаторы рассеяния хранить в регистровой памяти (самой быстрой). Результатом расчетов является трехмерный массив значений интенсивности излучения, одно измерение которого — по зенитным углам, другое — по высоте и третье — по частоте (по номеру спектрального канала).

Был создан комплекс программ, в котором реализованы описанные выше алгоритмы. Этот комплекс программ был реализован как на центральном процессоре с использованием технологии параллельных вычислений Open MP, так и на видеокартах NVIDIA с использованием технологии CUDA. Для проведения тестовых расчетов использовался 4–ядерный центральный процессор Intel Core i7 с возможностью запуска восьми параллельных потоков, а также видеокарта NVIDIA GTX 1080 Ti. Сравнивалось машинное время, затраченное на расчет собственного излучения атмосферы Земли в диапазоне частот от 10 до 2000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до 70 км. Оказалось, что скорость расчетов на видеокарте NVIDIA GTX 1080 Ti в 56–60 раз выше скорости расчетов на центральном процессоре Intel Core i7, использующем 8 потоков и технологии распараллеливания OpenMP. При этом результаты расчетов на видеокартах и на

центральном процессоре совпадают с относительной погрешностью 0,00001, что позволяет делать вывод о том, что по точности видеокарты почти не уступают центральному процессору, а по скорости существенно его опережают.

I.7.6 Программная реализация метода и результаты тестовых расчетов

Авторами были созданы программные реализации каждого из двух вариантов предложенного в данной работе метода расчёта собственного излучения горизонтально однородной планетной атмосферы, оформленные в виде подпрограммы аналогично программе DISORT. Входными данными для подпрограммы в случае, когда альбедо однократного рассеяния и индикатриса рассеяния считаются постоянными внутри каждого слоя, являются альбедо и температура поверхности, сетка по зенитному углу, сетка по оптической толщине от верхней границы, а также значения в узлах этой сетки альбедо однократного рассеяния, температуры атмосферного газа и коэффициентов разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра. В случае, когда альбедо однократного рассеяния и индикатриса рассеяния меняются внутри каждого слоя, к перечисленным выше входным параметрам добавляются коэффициенты экстинции в узлах сетки по оптической толщине. Для обращения матриц использовался метод Жордана-Гаусса с выбором главного элемента по столбцу. Все вычисления проводились с двойной точностью.

Были проведены расчёты поля интенсивности собственного излучения атмосферы Венеры в диапазоне высот от 0 до 100 км с длиной волны из ближнего ИК-диапазона с использованием нашей программы и программы DISORT. Шаг сетки по высоте составлял 250 м. Размерность сетки по углам была от 16 до 42. Входные данные для обеих программ были одинаковы. Необходимые параметры атмосферы Венеры определялись по стандартной модели VIRA [Засова и др., 2006].

Важной особенностью атмосферы Венеры является наличие на высотах 50–70 км облачного слоя, который имеет в ближнем ИК-диапазоне большую оптическую толщину и в котором альбедо однократного рассеяния очень близко к единице (более 0.9996), а индикатриса рассеяния сильно вытянута вперед.

На рис. I.3 изображены вертикальные профили коэффициента экстинции, альбедо однократного рассеяния и параметра асимметрии индикатрисы рассеяния [Ленобль, 1990; Тимофеев и др., 2003; Марчук и др., 1976] для излучения с длиной волны 1.25 мкм в атмосфере Венеры, которые использовались в расчетах. Видно, что выше 48 км альбедо однократного рассеяния близко к 1, что означает сильное преобладание рассеяния над поглощением. Также видно, что на высотах

49–85 км индикатриса рассеяния сильно вытянута вперед.

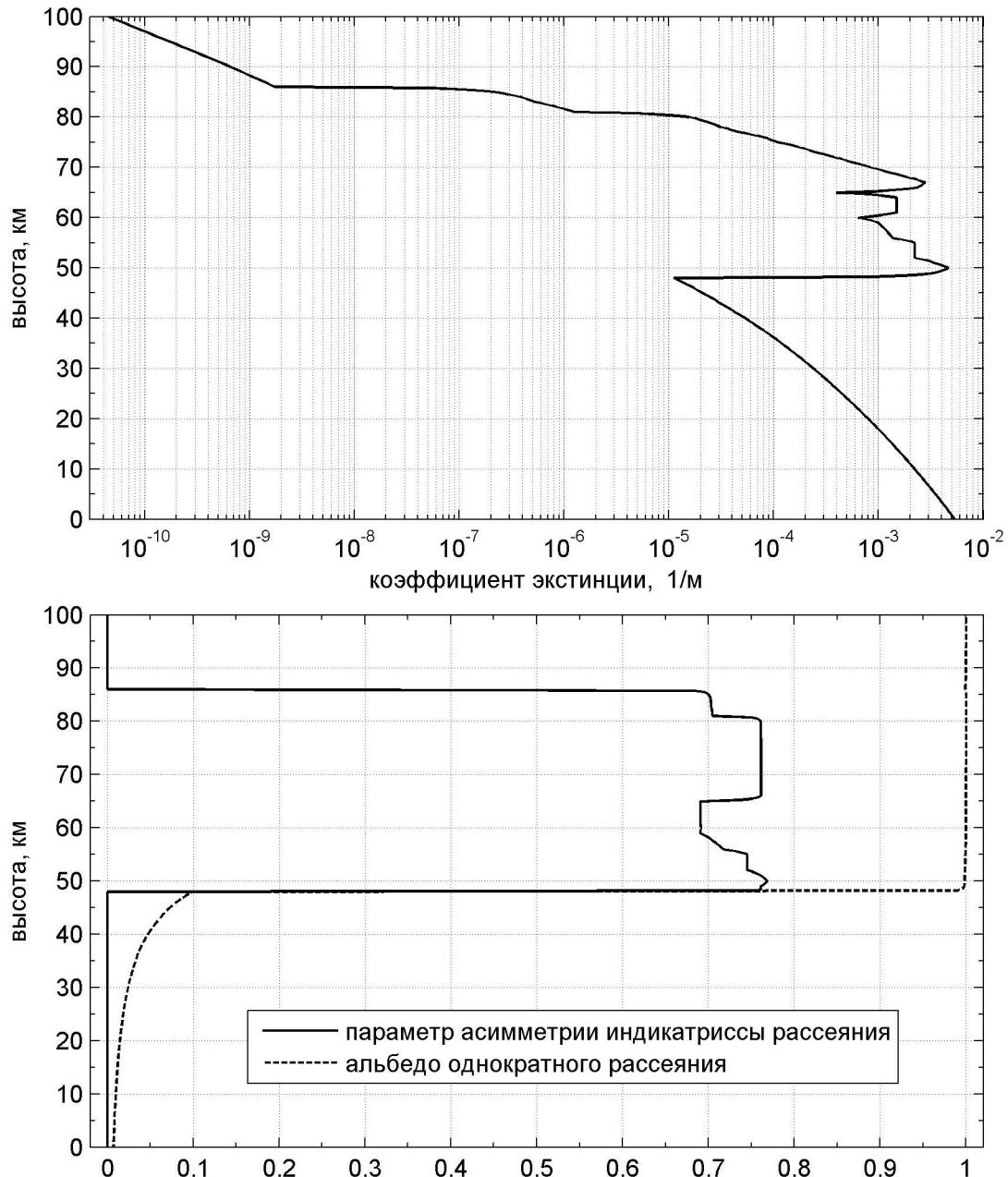


Рис. I.3. Вертикальные профили коэффициента экстинции (вверху), а также альбедо однократного рассеяния и параметра асимметрии индикатрисы рассеяния (внизу) для излучения с длинной волны 1.25 мкм в атмосфере Венеры.

На рис. I.4 приведена зависимость от высоты и зенитного угла десятичного логарифма от интенсивности собственного излучения в атмосфере Венеры с длиной волны 1.25 мкм, рассчитанной по нашей программе на равномерной сетке по зенитным углам, содержащей 40 узлов. Из рис. I.4 видно, что интенсивность собственного излучения существенно меняется с высотой. Ниже высоты 10 км она практически не зависит от зенитного угла. Далее с ростом высоты зависимость от зенитного угла усиливается вплоть до нижней кромки облаков на высоте 48

км. На высотах 50–55 км в облачном слое интенсивность собственного излучения из-за сильного рассеяния практически не зависит от зенитного угла. С дальнейшим ростом высоты зависимость от зенитного угла усиливается. На высоте 80 км интенсивность вертикально восходящего излучения более чем в 1000 раз больше, чем вертикально нисходящего. На высотах 95–100 км эти интенсивности отличаются более чем на 8 порядков.

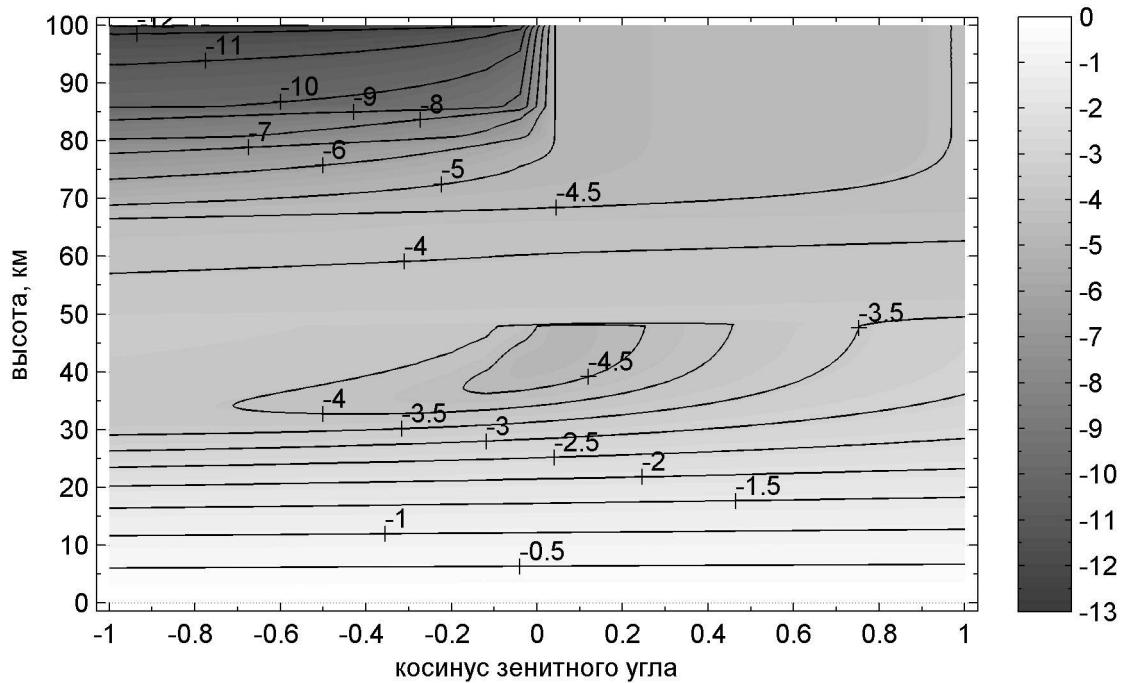


Рис. I.4. Зависимость от высоты и зенитного угла десятичного логарифма от рассчитанной по нашей программе интенсивности собственного излучения с длиной волны 1.25 мкм в атмосфере Венеры в единицах $\text{эрг}(\text{сек } \text{см}^{-2} \text{ см}^{-1})^{-1}$.

На рис. I.5 приведена зависимость от высоты и зенитного угла относительного отличия между интенсивностью собственного излучения в атмосфере Венеры с длиной волны 1.25 мкм, рассчитанной по программе DISORT на сетке по зенитным углам, содержащей 40 узлов, от изображенной на рис. I.4 интенсивности, рассчитанной по нашей программе. В программе DISORT из-за использования квадратурных формул Гаусса–Лежандра для аппроксимации интегралов по углам рассеяния узлы сетки по зенитным углам являются нулями полинома Лежандра с номером 41. Рассчитанная интенсивность излучения интерполировалась на равномерную сетку по зенитным углам. Относительное отличие рассчитывалось по формуле $2 |I_D - I| / (I_D + I)$, в которой I_D – интенсивность излучения, рассчитанная по программе DISORT, а I – интенсивность излучения, рассчитанная по нашей программе.

Из рис. I.5 видно, что интенсивности собственного излучения, рассчитанные двумя программами, совпадают на всех высотах с точностью не хуже 4.5%. При-

чем относительное отличие более 1% имеет место только при зенитных углах 80–110 градусов на высотах 30–48 км, а также на высотах 80–100 км, где интенсивность собственного излучения меняется на 4–5 порядков при изменении косинуса зенитного угла от -0.1 до 0.1. Видно, что на высотах 0–36 км, а также на высотах 48–80 км относительное отличие не превосходит 0.5%.

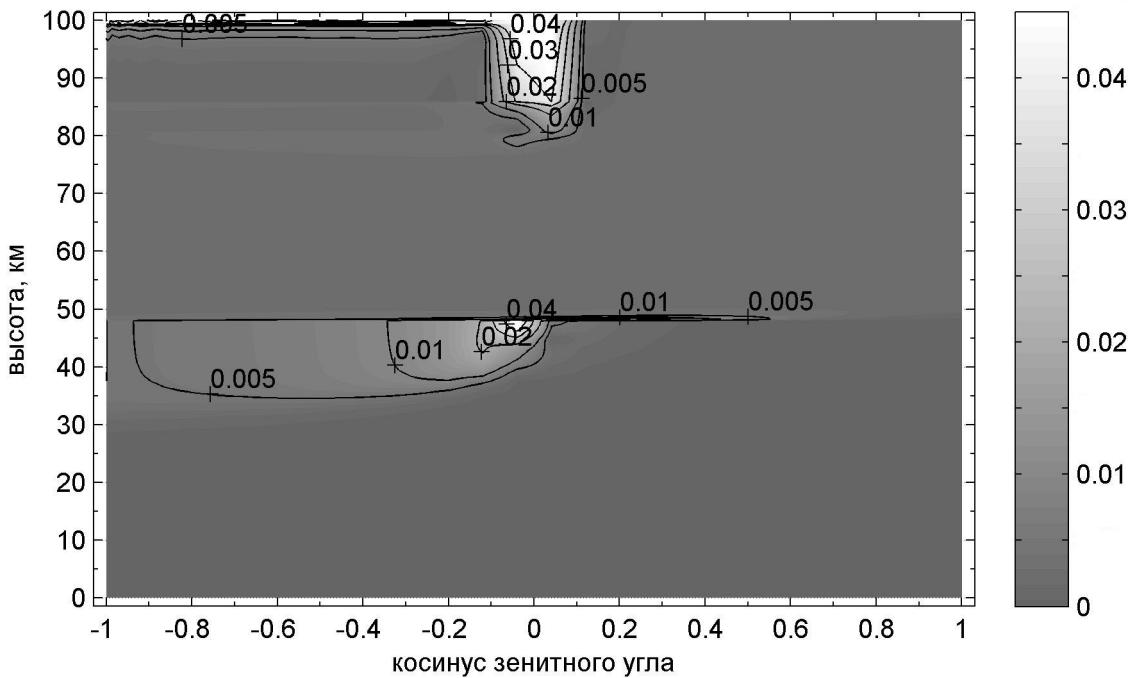


Рис. I.5. Зависимость от высоты и зенитного угла относительного отличия интенсивности собственного излучения с длиной волны 1.25 мкм в атмосфере Венеры, рассчитанной по программе DISORT, от той же интенсивности, рассчитанной по нашей программе.

Проведенные расчеты показали, что при использовании одной и той же сетки по оптической толщине и сеток по зенитному углу с одинаковым числом узлов наша программа и программа DISORT дают очень близкие результаты. Отличие между интегральными потоками излучения вверх и вниз, рассчитанными с помощью двух программ, не превышало 1% на всех высотах. Также проведенные расчеты показали, что быстродействие нашей программы примерно в 2 раза лучше, чем быстродействие программы DISORT. Кроме того, оказалось, что при заданном числе узлов сетки по зенитному углу наша программа обеспечивает наилучшую точность, если используется равномерная сетка по зенитному углу.

Расчеты по сравнению двух вариантов предложенного в данной работе метода показали, что в случае достаточно малого шага по высоте (не более 250 м) оба варианта метода дают практически одинаковые результаты, а в случае больших шагов по высоте (500 м и более) лучшую точность дает вариант метода, в

котором альбедо однократного рассеяния и индикатрисса рассеяния меняются внутри каждого слоя.

I.8 Расчет поля солнечного излучения в горизонтально однородной атмосфере

Расчет скорости нагрева атмосферного газа солнечным излучением в ближней ИК, в видимой и в ближней УФ областях спектра, который необходимо проводить при моделировании общей циркуляции атмосферы Земли, является сложной задачей. Поле солнечного излучения можно представить в виде суммы прямого (нерассеянного) излучения, однократно рассеянного излучения и многократно (два и более раз) рассеянного излучения. Интенсивности прямого и однократно рассеянного солнечного излучения рассчитываются по аналитическим формулам. Если в некоторой точке на поверхности Земли высота Солнца над горизонтом превышает 50 градусов, то для расчета каждой из трех указанных составляющих солнечного излучения в вертикальном столбе над этой точкой можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В противном случае при расчете прямого излучения необходимо учитывать трехмерную неоднородность атмосферы, а при расчете однократно и многократно (два и более раз) рассеянного излучения можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В этом приближении рассеянные составляющие солнечного излучения зависят от высоты, а также от зенитного и азимутального углов. Каждую из этих составляющих можно разбить на две части. Первая из этих частей не зависит от азимутального угла, а вторая зависит от него. Ниже будет показано, что в случае горизонтально однородной атмосферы вторая часть не вносит вклада в нагрев атмосферного газа. Таким образом, в этом случае для расчета скоростей нагрева атмосферного газа солнечным излучением достаточно рассчитать прямое солнечное излучение, а также не зависящие от азимутального угла части однократно и многократно рассеянного излучения, для расчета которых можно применять те же методы, что и при расчете собственного излучения атмосферы.

I.8.1 Постановка задачи для расчета поля солнечного излучения в горизонтально однородной атмосфере

Рассмотрим солнечное излучение с частотой ν . Обозначим через \mathbf{r} радиус-вектор от центра Земли к рассматриваемой точке пространства, через \mathbf{n}_S — единичный вектор, указывающий направление распространения прямого солнечного излучения, а через \mathbf{n} — единичный вектор, указывающий направление распространения солнечного излучения. Его интенсивность в точке пространства \mathbf{r} в

направлении \mathbf{n} обозначим через $I_S(\mathbf{r}, \mathbf{n})$ и представим ее в виде суммы

$$I_S(\mathbf{r}, \mathbf{n}) = I_{S0}(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}_S) + I_{S1}(\mathbf{r}, \mathbf{n}) + I_{Sr}(\mathbf{r}, \mathbf{n}),$$

в которой $I_{S0}(\mathbf{r})$ — интенсивность прямого солнечного излучения в точке пространства \mathbf{r} , $\delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}_S)$ — делта-функция, $I_{S1}(\mathbf{r}, \mathbf{n})$ — интенсивность однократно рассеянного, а $I_{Sr}(\mathbf{r}, \mathbf{n})$ — интенсивность многократно рассеянного солнечного излучения в точке пространства \mathbf{r} в направлении \mathbf{n} .

Рассмотрим прямое солнечное излучение. Его интенсивность вне атмосферы постоянна и равна $I_S^{\text{вн}}$, а внутри атмосферы она удовлетворяет уравнению

$$(\mathbf{n}_S, \nabla) I_{S0}(\mathbf{r}) = -\sigma(\mathbf{r}) I_{S0}(\mathbf{r}), \quad (\text{I.8.1})$$

в котором $\sigma(\mathbf{r})$ — коэффициент экстинции и решение которого задано формулой

$$I_{S0}(\mathbf{r}) = I_S^{\text{вн}} \exp\left(-\int_0^{s(\mathbf{r})} \sigma(\mathbf{r} - \mathbf{n}_S \xi) d\xi\right), \quad (\text{I.8.2})$$

в которой $s(\mathbf{r})$ — расстояние от точки \mathbf{r} до внешней границы атмосферы вдоль луча, выходящего из точки \mathbf{r} в направлении $-\mathbf{n}_S$.

Отметим, что при расчете интенсивности прямого солнечного излучения по формуле (I.8.2) используется пространственное распределение коэффициента экстинции. В случае, когда угол между векторами \mathbf{n}_S и $-\mathbf{r}$ не очень велик, например не превышает 40 градусов, можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В этом случае вместо (I.8.2) используются формула

$$I_{S0}(\tau(z)) = I_S^{\text{вн}} \exp\left(\frac{\tau(z)}{u_S}\right), \quad (\text{I.8.3})$$

в которой $u_S < 0$ — косинус зенитного угла Солнца в рассматриваемой точке, а $\tau(z)$ — оптическая толщина слоя атмосферы между верхней границей и высотой z , введенная в разделе I.5.1.

Рассмотрим однократно рассеянное солнечное излучение с частотой ν . Его интенсивность $I_{S1}(\mathbf{r}, \mathbf{n})$ удовлетворяет уравнению

$$(\mathbf{n}, \nabla) I_{S1}(\mathbf{r}, \mathbf{n}) = -\sigma(\mathbf{r}) I_{S1}(\mathbf{r}, \mathbf{n}) + \frac{\omega(\mathbf{r})}{4\pi} \chi(\mathbf{r}, (\mathbf{n}, \mathbf{n}_S)) I_{S0}(\mathbf{r}), \quad (\text{I.8.4})$$

в котором $\sigma(\mathbf{r})$ и $\omega(\mathbf{r})$ — строго положительные соответственно коэффициент экстинции (объемного ослабления) и альбедо 1-кратного рассеяния атмосферного газа в точке пространства \mathbf{r} для излучения с частотой ν , а $\chi(\mathbf{r}, v)$ — индикаторика рассеяния атмосферного газа в точке пространства \mathbf{r} для излучения с частотой ν на угол, косинус которого равен v , а через $(\mathbf{n}, \mathbf{n}_S)$ обозначено скалярное произведение векторов \mathbf{n} и \mathbf{n}_S .

Если использовать приближение горизонтально однородной атмосферы и обозначения, введенные в разделе I.5.1, то уравнение (I.8.4) можно записать в виде

$$\frac{u}{\sigma(z)} \frac{dI_{S1}(z, u, \varphi)}{dz} = -I_{S1}(z, u, \varphi) + \frac{\omega(z)}{4\pi} \chi(z, v(u_S, u, \varphi)) I_{S0}(z),$$

где φ — азимутальный угол излучения, который отсчитывается от направления горизонтальной проекции вектора \mathbf{n}_S , u_S — косинус зенитного угла прямого солнечного излучения, равный вертикальной компоненте вектора \mathbf{n}_S , а через $v(u_S, u, \varphi) = u u_S + \cos \varphi \sqrt{(1-u^2)(1-u_S^2)}$ обозначен косинус угла рассеяния прямого солнечного излучения.

Заменяя в последнем уравнении во всех функциях зависимость от z на зависимость от оптической толщины τ , получим уравнение

$$u \frac{dI_{S1}(\tau, u, \varphi)}{d\tau} = I_{S1}(\tau, u, \varphi) - \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \chi(\tau, v(u_S, u, \varphi)) I_{S0}(\tau). \quad (\text{I.8.5})$$

Границные условия для интенсивности однократно рассеянного солнечного излучения следующие. На верхней границе нисходящая часть этого излучения равна нулю

$$I_{S1}(0, u, \varphi) = 0 \quad \text{при} \quad u < 0, \quad (\text{I.8.6})$$

а на нижней границе его восходящая часть задана формулой

$$I_{S1}(\tau_{max}, u, \varphi) = \frac{\Omega(\nu)}{2\pi} I_{S0}(\tau_{max}) \quad \text{при} \quad u \geq 0, \quad (\text{I.8.7})$$

которая означает изотропное рассеяние падающего на поверхность Земли прямого солнечного излучения.

Рассмотрим многократно рассеянную компоненту солнечного излучения с частотой ν . Ее интенсивность в приближении горизонтально однородной атмосферы удовлетворяет уравнению

$$u \frac{dI_{Sr}(\tau, u, \varphi)}{d\tau} = I_{Sr}(\tau, u, \varphi) - \tilde{S}[I_{S1}](\tau, u, \varphi) - \tilde{S}[I_{Sr}](\tau, u, \varphi), \quad (\text{I.8.8})$$

в котором через $\tilde{S}[I](\tau, u, \varphi)$ обозначен оператор рассеяния от функции $I(\tau, u, \varphi)$, заданный формулой

$$\tilde{S}[I](\tau, u, \varphi) = \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_{-1}^1 \left(\int_0^{2\pi} \chi(\tau, v(w, u, \theta)) I(\tau, w, \varphi - \theta) d\theta \right) dw, \quad (\text{I.8.9})$$

где w и u — косинусы зенитных углов излучения до и после рассеяния, $\varphi - \theta$ и φ — азимутальные углы излучения до и после рассеяния, θ — разность между ними, $v(w, u, \theta) = u w + \cos \theta \sqrt{(1-u^2)(1-w^2)}$ — косинус угла рассеяния, а

$\chi(\tau, v)$ — индикатриса рассеяния для излучения с частотой ν на высоте, соответствующей оптической толщине τ , на угол, косинус которого равен v .

В случае изотропного рассеяния на нижней границе выполняется следующее условие

$$I_{Sr}(\tau_{max}, u, \varphi) = \Omega(\nu) \int_{-1}^0 \left(\int_0^{2\pi} (I_{S1}(\tau_{max}, w, \theta) + I_{Sr}(\tau_{max}, w, \theta)) d\theta \right) dw, \quad u \geq 0. \quad (\text{I.8.10})$$

На верхней границе обычно задается нулевой поток падающего рассеянного излучения

$$I_{Sr}(0, u, \varphi) = 0 \quad \text{при} \quad u < 0. \quad (\text{I.8.11})$$

I.8.2 Разложение по азимутальным гармоникам

Представим интенсивности $I_{S1}(\tau, u, \varphi)$ и $I_{Sr}(\tau, u, \varphi)$ в виде рядов

$$I_{S1}(\tau, u, \varphi) = I_{S1}^{(0)}(\tau, u) + 2 \sum_{m=1}^N I_{S1}^{(m)}(\tau, u) \cos(m\varphi), \quad (\text{I.8.12})$$

$$I_{Sr}(\tau, u, \varphi) = I_{Sr}^{(0)}(\tau, u) + 2 \sum_{m=1}^N I_{Sr}^{(m)}(\tau, u) \cos(m\varphi), \quad (\text{I.8.13})$$

которые также называют разложениями по азимутальным гармоникам. Рассмотрим индикатрису рассеяния в правой части (I.8.12). Воспользуемся разложением (I.8.6), а также теоремой сложения для полиномов Лежандра

$$P_k(v(w, u, \theta)) = P_k(u)P_k(w) + 2 \sum_{m=1}^k \frac{(k-m)!}{(k+m)!} P_k^m(u)P_k^m(w) \cos(m\theta), \quad (\text{I.8.14})$$

где через $P_k^m(x)$ обозначены присоединенные функции Лежандра, заданные формулами $P_k^m(x) = (1-x)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_k(x) = \frac{(1-x)^{m/2}}{2^k k!} \frac{d^{m+k} (x^2 - 1)^k}{dx^{m+k}}$.

Введем обозначения

$$\chi_0(\tau, u, w) = \sum_{n=0}^N a_n(\tau) P_n(u) P_n(w), \quad (\text{I.8.15})$$

$$\chi_m(\tau, u, w) = \sum_{n=m}^N a_n(\tau) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(u) P_n^m(w). \quad (\text{I.8.16})$$

Подставляя (I.8.14) в разложение индикатрисы (I.7.6) и используя обозначения (I.8.15) и (I.8.16) получим разложение по азимутальным гармоникам для стоящей под интегралом в (I.8.10) индикатрисы рассеяния:

$$\chi(\tau, v(w, u, \theta)) = \chi_0(\tau, u, w) + 2 \sum_{m=1}^N \chi_m(\tau, u, w) \cos(m\theta). \quad (\text{I.8.17})$$

Подставляя разложения (I.8.12) и (I.8.17) в уравнение (I.8.5) и приравнивая коэффициенты при одинаковых гармониках, получим уравнения для коэффициентов при азимутальных гармоникам разложения (I.8.12)

$$u \frac{d I_{S1}^{(m)}(\tau, u)}{d \tau} = I_{S1}^{(m)}(\tau, u) - \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \chi_m(\tau, u, u_S) I_{S0}(\tau), \quad (\text{I.8.18})$$

для значений индекса $m = 0, 1, \dots, N$. Интегрируя уравнение (I.8.18) вдоль характеристик, получим формулу для независящей от азимутального угла части однократно рассеянного излучения

$$I_{S1}^{(0)}(\tau_{k+1}, u_j) = I_{S1}^{(0)}(\tau_k, u_j) \exp\left(\frac{\tau_{k+1} - \tau_k}{u_j}\right) - \\ - \frac{1}{4\pi} \int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} \omega(\tau) \chi_0(\tau, u_j, u_S) I_{S0}(\tau) \exp\left(\frac{\tau_{k+1} - \tau}{u_j}\right) \frac{d\tau}{u_j} \quad (\text{I.8.19})$$

и формулы для коэффициентов при азимутальных гармониках в разложении (I.8.12)

$$I_{S1}^{(m)}(\tau_{k+1}, u_j) = I_{S1}^{(m)}(\tau_k, u_j) \exp\left(\frac{\tau_{k+1} - \tau_k}{u_j}\right) - \\ - \frac{1}{4\pi} \int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} \omega(\tau) \chi_m(\tau, u_j, u_S) I_{S0}(\tau) \exp\left(\frac{\tau_{k+1} - \tau}{u_j}\right) \frac{d\tau}{u_j}. \quad (\text{I.8.20})$$

Рассмотрим разложение по азимутальным гармоникам оператора рассеяния, заданного формулой (I.8.4). Подставим в эту формулу разложение

$$I(\tau, u, \varphi) = I^{(0)}(\tau, u) + 2 \sum_{m=1}^N I^{(m)}(\tau, u) \cos(m\varphi),$$

получим формулу

$$\begin{aligned} \tilde{S}[I](\tau, u, \varphi) = & \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_{-1}^1 dw \int_0^{2\pi} d\theta \left(\chi_0(\tau, u, w) + 2 \sum_{m=1}^N \chi_m(\tau, u, w) \cos(m\theta) \right) \times \\ & \times \left(I^{(0)}(\tau, w) + 2 \sum_{k=1}^N I^{(k)}(\tau, w) \left(\cos(k\varphi) \cos(k\theta) + \sin(k\varphi) \sin(k\theta) \right) \right). \end{aligned} \quad (\text{I.8.21})$$

Вычисляя в последней формуле интегралы по переменной θ , получим разложение

$$\tilde{S}[I](\tau, u, \varphi) = \hat{S}^{(0)}[I^{(0)}](\tau, u) + 2 \sum_{m=1}^N \hat{S}^{(m)}[I^{(m)}](\tau, u) \cos(m\varphi), \quad (\text{I.8.22})$$

в котором через $\hat{S}^{(m)}[I^{(m)}](\tau, u)$ обозначен оператор рассеяния для коэффициента при гармонике с номером m , заданный формулой

$$\hat{S}^{(m)}[I^{(m)}](\tau, u) = \frac{\omega(\tau)}{2} \int_{-1}^1 \chi_m(\tau, u, w) I^{(m)}(\tau, w) dw. \quad (\text{I.8.23})$$

Подставляя разложения (I.8.12) и (I.8.13) в (I.8.8) и используя для операторов рассеяния формулы (I.8.22) и (I.8.23), а затем приравнивая коэффициенты при $\cos(m\varphi)$ с одинаковыми m , получим уравнения для коэффициентов разложения (I.8.13):

$$u \frac{d I_{Sr}^{(m)}(\tau, u)}{d\tau} = I_{Sr}^{(m)}(\tau, u) - \hat{S}^{(m)}[I_{S1}^{(m)}](\tau, u) - \hat{S}^{(m)}[I_{Sr}^{(m)}](\tau, u) \quad (\text{I.8.24})$$

для значений индекса $m = 0, 1, \dots, N$. Границные условия для этих уравнений получаются с помощью подстановки разложения (I.8.13) в (I.8.10) и (I.8.11). На верхней границе получаются условия

$$I_{Sr}^{(m)}(0, u) = 0 \quad \text{при} \quad u < 0, \quad (\text{I.8.25})$$

а на нижней границе получаются условия

$$I_{Sr}^{(0)}(\tau_{max}, u) = \Omega(\nu) \int_{-1}^0 \left(I_{S1}^{(0)}(\tau_{max}, w) + I_{Sr}^{(0)}(\tau_{max}, w) \right) dw \quad \text{при} \quad u > 0, \quad (\text{I.8.26})$$

$$I_{Sr}^{(m)}(\tau_{max}, u) = 0 \quad \text{при} \quad u > 0, \quad m \geq 1. \quad (\text{I.8.27})$$

Отметим, что для каждого $m = 0, 1, \dots, N$ уравнение (I.8.24) и граничные условия (I.8.25)–(I.8.27) для коэффициента $I_{Sr}^{(m)}$ разложения (I.8.13) не зависят от

остальных коэффициентов. Каждое из уравнений (I.8.25) аналогично уравнению (I.7.16). Поэтому для численного решения этих уравнений можно применять метод дискретных ординат, изложенный выше в разделах I.7.2–I.7.4.

Можно показать, что в приближении горизонтально однородной атмосферы вклад в нагрев атмосферного газа вносят только слагаемые $I_{S1}^{(0)}$ и $I_{Sr}^{(0)}$ в разложениях (I.8.12) и (I.8.13). Таким образом, в этом случае для расчета скорости нагрева атмосферного газа солнечным излучением достаточно численно найти только коэффициент нулевой гармоники $I_{Sr}^{(0)}(\tau, u)$.

I.8.3 Расчет коэффициентов разложения по азимутальным гармоникам

Рассмотрим проблему расчета коэффициентов разложения (I.8.12) в узлах сетки по зенитным углам и по оптической толщине, которые введены в разделах I.7.2 и I.7.3. Сначала рассмотрим уравнение (I.8.22) для коэффициент нулевой гармоники при $m = 0$. Можно убедиться, что если в уравнении (I.7.16) заменить I_1 на $I_{S1}^{(0)}$ и заменить I_r на $I_{Sr}^{(0)}$, то получим (I.8.22). Следовательно, такую же замену можно провести в уравнениях (I.28) и (I.29). Таким образом, вычисление коэффициента $I_{Sr}^{(0)}(\tau, u)$ нулевой гармоники ряда (I.8.12) в узлах сетки по зенитным углам и по оптической толщине можно проводить тем же способом, что и вычисление многократно рассеянной компоненты собственного излучения атмосферы I_r , описанным в разделах I.7.1–I.7.4.

Рассмотрим вычисление коэффициентов при старших гармониках в узлах сетки по зенитным углам. В этом случае уравнение (I.8.23) для каждого $m \geq 1$ заменяется на систему из $N+1$ линейных обыкновенных дифференциальных уравнений для интенсивностей $I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j)$ в узлах сетки по зенитным углам. Для того чтобы записать уравнения этой системы в форме, аналогичной (I.7.29), представим оператор рассеяния в виде

$$\widehat{S}^{(m)}[I_{Sr}^{(m)}](\tau, u_j) = \sum_{i=1}^N R_{ji}^{(m)}(\tau) I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_i), \quad (\text{I.8.28})$$

где $R_{ji}^{(m)}(\tau)$ — элементы матрицы рассеяния для гармоники с номером m . Для того чтобы получить выражения для этих элементов, подставим в равенство (I.8.28) разложение (I.8.16). В результате получим формулу

$$\begin{aligned} \widetilde{S}^{(m)}[I_{Sr}^{(m)}](\tau, u_j) &= \\ &= \frac{\omega(\tau)}{2} \sum_{n=m}^N a_n(\tau) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^{(m)}(u_j) \int_{-1}^1 P_n^{(m)}(w) I_{Sr}^{(m)}(\tau, w) dw. \end{aligned} \quad (\text{I.8.29})$$

Для интеграла в последней формуле применим приближенное выражение

$$\int_{-1}^1 P_n^{(m)}(w) I_{Sr}^{(m)}(\tau, w) dw = \sum_{i=0}^{N-1} P_n^{(m)}(u_i) I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j)(\delta u)_i, \quad (\text{I.8.30})$$

в котором использованы обозначения

$$(\delta u)_i = \begin{cases} \frac{1}{2}(u_1 - u_0) & \text{при } i = 0, \\ \frac{1}{2}(u_{i+1} - u_{i-1}) & \text{при } 1 \leq i \leq N, \\ \frac{1}{2}(u_N - u_{N-1}) & \text{при } i = N. \end{cases} \quad (\text{I.8.31})$$

Подставляя (I.8.30) и (I.8.31) в (I.8.29) и сравнивая полученную формулу с (I.8.28), получим выражение для элементов матрицы рассеяния для гармоники с номером m :

$$R_{ji}^{(m)}(\tau) = \frac{\omega(\tau)}{2} \sum_{n=m}^N a_n(\tau) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^{(m)}(u_j) P_n^{(m)}(u_i) (\delta u)_i. \quad (\text{I.8.32})$$

Подставляя (I.8.28) в (I.8.24), получим уравнение для коэффициента при гармонике с номером m , аналогичное уравнению (I.7.28):

$$u_j \frac{d I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j)}{d \tau} = I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j) - \sum_{i=0}^N R_{ji}^{(m)}(\tau) I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_i) - \sum_{i=0}^N R_{ji}^{(m)}(\tau) I_{S1}^{(m)}(\tau, u_i).$$

В последнем уравнении вынося из-под знака суммы слагаемое $R_{ji}^{(m)}(\tau) I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j)$, получим уравнение

$$\begin{aligned} u_j \frac{d I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j)}{d \tau} &= (1 - R_{ji}^{(m)}(\tau)) I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j) - \\ &- \sum_{i=0}^N (1 - \delta_{ij}) R_{ji}^{(m)}(\tau) I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j) - \sum_{i=0}^N R_{ji}^{(m)}(\tau) I_{S1}^{(m)}(\tau), \end{aligned} \quad (\text{I.8.33})$$

которое аналогично (I.7.29). Для вычисления значений $I_{Sr}^{(m)}(\tau, u_j)$ в узлах сетки по оптической толщине также можно применить метод, описанный в разделах I.7.1–I.7.4.

I.9 Заключение главы I

В данной главе изложены методики расчета в нижней и средней атмосфере Земли поля собственного излучения атмосферы в ИК-диапазоне и поля солнечного излучения в частотном диапазоне от 2000 до 50000 см⁻¹ с высоким спектральным разрешением в приближении горизонтально однородной атмосферы с

учетом континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа. Сечения континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа рассчитываются согласно эмпирической модели МТ СКД. Кроме того, в этой главе представлен алгоритм расчета коэффициента молекулярного поглощения с использованием параллельных вычислений на графических процессорах.

Также в этой главе изложен специальный вариант метода дискретных ординат, который используют обе методики. Главное достоинство этого варианта заключается в том, что для численного решения системы линейных алгебраических уравнений относительно интенсивностей излучения в узлах сетки по оптической толщине и зенитному углу используется вариант метода Жордана–Гаусса, который максимально использует блочную структуру матрицы коэффициентов системы, является точным методом и позволяет эффективно использовать параллельные вычисления на графических процессорах.

Проведено сравнение результатов численного решения уравнения переноса излучения, полученных с помощью предложенного варианта метода дискретных ординат и с помощью пакета программ DISORT, который находится в свободном доступе. Это сравнение показало, что при использовании одной и той же сетки по оптической толщине и сеток по зенитному углу с одинаковым числом узлов наша программа и программа DISORT дают очень близкие результаты, однако наша программа обладает существенно более высоким быстродействием.

Созданы два комплекса программ. Первый из них предназначен для расчетов с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в атмосфере Земли в ИК-диапазоне от 10 до 10000 см^{-1} со спектральным разрешением $0,001\text{ см}^{-1}$ в приближении горизонтально однородной атмосферы с учетом континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа. Второй из них предназначен для расчетов с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения в атмосфере Земли в частотном диапазоне от 2000 до 50000 см^{-1} со спектральным разрешением $0,001\text{ см}^{-1}$ также в приближении горизонтально однородной атмосферы с учетом континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа. Оба комплекса основаны на изложенных методиках, используют параллельные вычисления на графических процессорах и позволяют проводить большой объем вычислений.

Глава II

Расчеты с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в атмосфере Земли и построение параметризации

II.1 Введение главы II

В этой главе изложены результаты расчетов с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в атмосфере Земли в случае отсутствия облаков, а также при наличии облачных слоев большой оптической толщины. Рассмотрены случаи, когда присутствуют облачные слои нижнего, среднего и верхнего ярусов [Мазин, Хргиан, 1989]. Также в этой главе описан способ построения параметризаций молекулярного поглощения, предназначенный для расчетов поля собственного излучения в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} , который учитывает различия газового состава в средней и нижней атмосфере. Представлена параметризация, построенная по описанному способу, которая обеспечивает высокую точность расчета поля излучения как в безоблачной атмосфере, так и при наличии облачных слоев большой оптической толщины. Также представлены результаты расчетов поля собственного излучения в атмосфере Земли, полученные с помощью этой параметризации.

Расчет поля собственного ИК-излучения атмосферы необходим в различных физических приложениях, в частности для интерпретации данных дистанционного зондирования атмосферы, а также для расчета нагрева атмосферы собственным ИК-излучением при моделировании общей циркуляции атмосферы Земли. При этом возникает проблема скорости проведения таких расчетов. При расчетах интенсивности излучения разрешение по частоте должно составлять примерно $0,001 \text{ см}^{-1}$ для гарантированного достижения точности 1% и лучше. Расчеты с таким высоким разрешением по частоте называются Line-by-Line. Они требуют очень больших вычислительных затрат и по этой причине не могут использоваться в моделях общей циркуляции атмосферы в настоящее время и в обозримом будущем.

Для решения указанной проблемы разработаны методы быстрого расчета поля излучения. Основная идея этих методов состоит в том, что реальная зависимость коэффициента молекулярного поглощения от частоты заменяется на модельную зависимость, более удобную для расчетов. При этом узкие спектральные каналы по определенному алгоритму объединяются в группы, каждая из которых заменяется на один широкий модельный канал. В результате несколько миллионов узких спектральных каналов заменяются на несколько десятков или несколько сотен модельных каналов, для каждого из которых проводится чис-

ленное решение уравнения переноса излучения. Процедуру построения указанных модельных каналов называют построением параметризации молекулярного поглощения. Для проверки точности построенной параметризации результаты расчета поля излучения в модельных каналах сравниваются с результатами расчетов с высоким спектральным разрешением.

Отметим, что на высотах 0–70 км нужно учитывать изменение газового состава атмосферы с высотой. Ниже высоты 15 км вклад водяного пара в коэффициент молекулярного поглощения является существенным, а вклад озона мал. Выше высоты 20 км снижается роль водяного пара и возрастает вклад озона. Поэтому спектры поглощения на малых и больших высотах не коррелируют. Одним из методов построения параметризации является метод k-корреляции [Тимофеев, 2003; Кондратьев, 1965; Кондратьев и др., 1983; Сушкевич, 2006; Творогов, 1994, 1999, 2001; Творогов и др., 1996, 1997, 1999, 2008; Фомин, 2003, 2008; Fomin, 1995, 2004, 2006; Fomin et al., 1998, 2005; Mlawer et al., 1997, 2004, 2012; Hogan, 2010], который, в свою очередь, является одним из вариантов метода лебеговского осреднения сечений поглощения по частоте [Шильков и др., 2015].

В методе k-корреляции функция пропускания для выбранного частотного интервала и заданного интервала высот представляется в виде суммы ряда экспонент, и каждому слагаемому этого ряда ставится в соответствие свой модельный канал. Также используются два предположения: что при решении уравнения переноса излучения достаточно знать функцию распределения коэффициента поглощения (k -распределение) и что функция распределения коэффициентов поглощения незначительно меняется с высотой. Последнее предположение нарушается для диапазона высот 0–70 км.

Ранее было создано большое число различных параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли в частотном диапазоне $10\text{--}3000\text{ см}^{-1}$, которые содержат от нескольких десятков до 150–200 модельных каналов [Творогов, 1994, 1999, 2001; Творогов и др., 1996, 1997, 1999, 2008; Фомин, 2003, 2008; Fomin, 1995, 2004, 2006; Fomin et al., 1998, 2005; Cusack et al., 1999; Mlawer et al., 1997, 2004, 2012; Hogan, 2010]. Общая особенность этих параметризаций заключается в том, что все они обеспечивают хорошую точность (в пределах 0,5 К/сутки) расчетов скоростей нагрева-выхолаживания атмосферы за счет собственного излучения на высотах тропосферы и нижней стратосферы (примерно до 20 км). На высотах более 25 км точность этих параметризаций существенно ухудшается. Способ построения параметризации, предложенный в работе [Фомин, 2003], обеспечивает наилучшую точность при заданном числе модельных каналов, но является достаточно трудоемким в реализации, поскольку требуется проводить большой объем

подгоночных расчетов для каждого модельного канала. Отметим, что из-за роста быстродействия компьютеров в настоящее время приемлемым быстродействием будут обладать параметризации, содержащие от 500 до 1500 модельных каналов.

В данной главе представлен новый алгоритм построения параметризации молекулярного поглощения, который отличается от метода k-корреляции, учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой, не требует проводить подгоночные расчеты для каждого модельного канала и относительно прост в программной реализации по сравнению с другими алгоритмами. Созданная авторами программа, реализующая этот алгоритм, позволяет менять число модельных каналов параметризации в широких пределах. Представлена построенная с помощью этой программы параметризация молекулярного поглощения в атмосфере Земли, которая обладает хорошей точностью в диапазоне высот 0–70 км как при отсутствии облачных слоев, так и при их наличии.

Точность построенной параметризации проверялась с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, выполненных с разрешением по частоте 0.001 см^{-1} . Коэффициенты молекулярного поглощения атмосферных газов рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 [Rothman et al., 1998, 2003, 2005, 2013] по стандартной теории, согласно которой суммируются вклады различных линий поглощения при обрезании крыльев линий на расстоянии 25 см^{-1} от центра линии, и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое было задано с помощью эмпирической модели MT CKD [Mlawer et al., 2012].

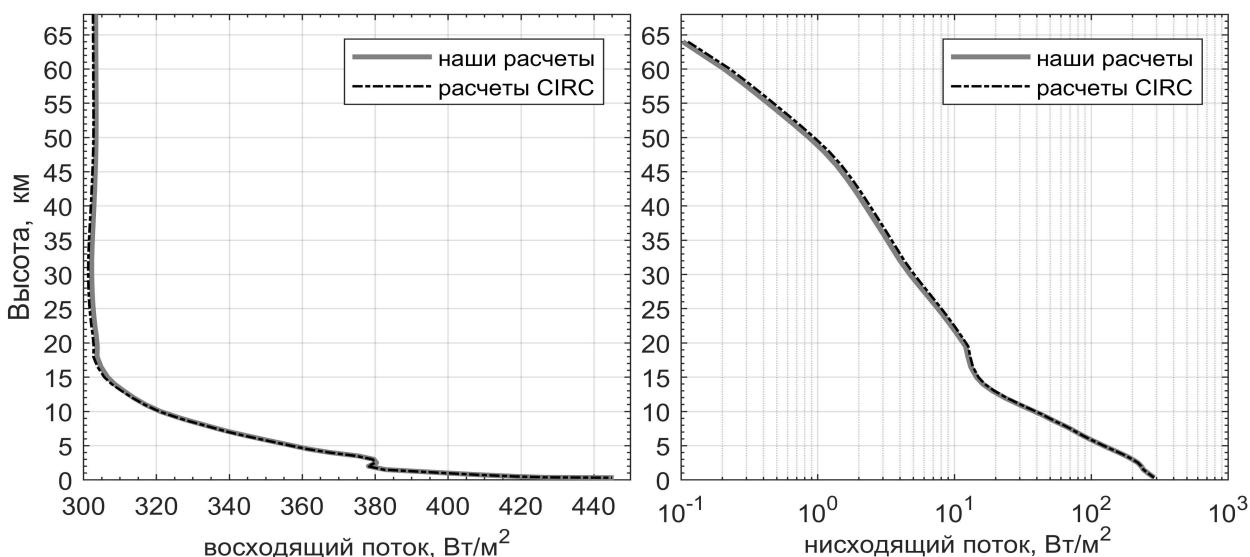


Рис. II.1. Восходящий и нисходящий потоки собственного излучения атмосферы Земли в интервале $10\text{--}3000 \text{ см}^{-1}$, полученные при расчетах с высоким спектральным разрешением нашими расчетами и расчетами других авторов в рамках проекта CIRC.

Для проверки точности наших расчетов с высоким спектральным разрешением собственного излучения атмосферы Земли было проведено сравнение этих расчетов с расчетами с высоким спектральным разрешением, выполненными другими научными группами в рамках международного проекта Continual Intercomparison of Radiation Codes (CIRC, <https://circ.gsfc.nasa.gov>).

На рис. II.1 представлены восходящий и нисходящий потоки собственного излучения атмосферы Земли в частотном интервале $10\text{--}3000 \text{ см}^{-1}$, полученные с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением нами и другими авторами в рамках проекта CIRC при одинаковых оптических параметрах атмосферы. Видно, что потоки совпадают с высокой точностью, не хуже 1%.

II.2 Построение параметризаций оптических параметров для расчета собственного излучения атмосферы Земли в ИК диапазоне

В данной работе использовался следующий способ построения параметризаций оптических параметров атмосферного газа, который не требует проводить подгоночные расчеты для каждого модельного канала и относительно прост в программной реализации по сравнению с другими алгоритмами. Для построения параметризации весь участок спектра разбивается на интервалы шириной от 125 до 500 см^{-1} , которые далее будем называть интервалами осреднения. В каждом интервале осреднения узкие спектральные каналы по различным алгоритмам объединяются в широкие модельные каналы, которые еще называют носителями резонансов [Шильков и др., 2015, Аристова и др., 2017].

Основная идея использованного в этой работе алгоритма состоит в том, чтобы построение модельных каналов проводить в два этапа. На первом этапе выбирается высота первой сортировки в диапазоне 10–17 км, чтобы учесть линии поглощения водяного пара. Все узкие каналы из интервала осреднения разбиваются на N_1 групп так, чтобы коэффициенты молекулярного поглощения узких каналов внутри каждой группы были достаточно близки между собой на этой высоте, а также на высотах 0–20 км. На втором этапе выбирается высота второй сортировки в диапазоне 40–55 км, чтобы учесть линии поглощения озона. Каждая полученная после первой сортировки группа узких каналов разбивается на N_2 подгрупп так, чтобы коэффициенты молекулярного поглощения узких каналов внутри каждой подгруппы были достаточно близки между собой на этой высоте и на высотах 0–70 км. Узкие каналы, вошедшие в одну подгруппу, объединяются в один модельный канал. В итоге получается $N_1 N_2$ модельных каналов на один интервал осреднения.

Обозначим через T и P температуру и давление атмосферного газа, через ν — частоту, через h — высоту от поверхности Земли, через $K(T, P, \nu)$ — объемный коэффициент молекулярного поглощения атмосферного газа, который при заданном молекулярном составе этого газа является функцией температуры, давления и частоты и который следует рассчитывать по стандартной теории с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое можно задать с помощью эмпирических моделей, например MT CKD [Mlawer et al., 2012].

В данной работе использовался следующий алгоритм построения модельных каналов. Сначала выбираются некоторые средние зависимости от высоты (вертикальные профили) температуры $T(h)$ и давления $P(h)$ атмосферного газа и парциальных давлений водяного пара $P_{\text{vap},k,l,n}$ и озона $P_{\text{oz},k,l,q}$. Далее строим сетку по высоте h_k , в которой нумерация начинается на верхней границе атмосферы, и сетку по давлению $P_k = P(h_k)$, $P_0 < \dots < P_k < P_{k+1} < \dots < P_{max}$ и задаем значения среднего профиля температуры атмосферного газа в узлах этой сетки: $T_{k,0} = T(h_k) = T(P_k)$. Отметим, выбор шагов сетки по давлению должен обеспечивать приемлемую точность интерполяции оптических параметров. Проведенные расчеты показали, что для достижения хорошей точности достаточно использовать шаги сетки по высоте 200 м на высотах менее 10 км и 400 м на высотах более 10 км.

Для каждого узла сетки по давлению P_k строим равномерную сетку значений температуры с шагом ΔT по формуле

$$T_{k,l} = T_{k,0} + l \Delta T, \quad l = -L, \dots, L, \quad (\text{II.2.1})$$

причем шаг ΔT и число L выбираются так, чтобы все возможные значения температуры атмосферного газа при давлении P_k попадали внутрь отрезка $[T_{k,0} - L\Delta T, T_{k,0} + L\Delta T]$ и чтобы обеспечивалась приемлемая точность интерполяции оптических параметров по температуре. Проведенные расчеты показали, что для выполнения перечисленных условий в нижней и средней атмосфере достаточно взять $\Delta T = 10 K$ и $L = 10$. Если взять $\Delta T = 5 K$, то точность интерполяции практически не меняется, а если взять $\Delta T = 20 K$, то эта точность заметно ухудшается на высотах более 20 км. Для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ вводится дополнительная сетка значений парциальных давлений водяного пара $P_{\text{vap},k,l,n}$ и озона $P_{\text{oz},k,l,q}$.

Рассмотрим интервал осреднения в диапазоне частот $[\nu_{min}, \nu_{max}]$ шириной от 125 до 500 см^{-1} . Этот интервал разделим на отрезки шириной $\Delta\nu = 0,001 \text{ см}^{-1}$ с центрами в узлах сетки по частоте ν_i . Эти отрезки будем называть узкими

спектральными каналами. Внутри этих каналов оптические параметры можно считать постоянными.

Выбираем высоту первой сортировки h_{C1} в интервале от 5 до 15 км, на которой производится объединение узких каналов в группы, такие что одинаковые оптические параметры вошедших в одну группу узких каналов близки между собой в нижней атмосфере. Проведенные расчеты показали, что наилучшая точность достигается при выборе h_{C1} в интервале от 10 до 15 км. На этой высоте для фиксированных значений $P(h_{C1}), T(h_{C1}), P_{\text{vap}}(h_{C1}), P_{\text{oz}}(h_{C1})$ рассчитываем значения коэффициента молекулярного поглощения для каждого узкого канала из интервала осреднения по методике, описанной в разделе I. 2 главы I. Из этого множества значений выбираем минимальное и максимальное значения:

$$K_{C1,min} = \min_i K(h_{C1}, \nu_i), \quad K_{C1,max} = \max_i K(h_{C1}, \nu_i).$$

На отрезке $[K_{C1,min}, K_{C1,max}]$ вводим сетку значений объемного коэффициента молекулярного поглощения, равномерную в логарифмическом масштабе и заданную следующими формулами

$$K_{C1,j} = (K_{C1,min})^{(1-j/N_1)} (K_{C1,max})^{(j/N_1)}, \quad j = 0, 1, \dots, N_1. \quad (\text{II.2.2})$$

Эта сетка делит отрезок на N_1 частей. После построения этой сетки осуществляется сортировка узких каналов на группы, которые объединяются в широкие модельные каналы по следующему правилу. Все узкие каналы, для которых выполняется условие $K(h_{C1}, \nu_i) \in (K_{C1,j-1}, K_{C1,j}]$, объединяются в группу с номером j . Обозначим через N_j число узких каналов, вошедших в эту группу, а через $\Omega_j = (i_{j,1}, \dots, i_{j,N_j})$ — список номеров этих узких каналов, записанных в порядке возрастания.

Далее выбираем высоту второй сортировки h_{C2} в интервале от 40 до 55 км, на которой производится объединение узких каналов в модельные каналы, такие что одинаковые оптические параметры узких каналов, вошедших в один модельный канал, близки между собой не только в нижней, но и в средней атмосфере. Проведенные расчеты показали, что наилучшая точность достигается при выборе h_{C2} в интервале от 40 до 55 км. На этой высоте сортировки рассмотрим каждую группу узких каналов, полученных при первой сортировке, и делим ее на подканалы. На этой высоте для фиксированных значений $P(h_{C2}), T(h_{C2}), P_{\text{vap}}(h_{C2}), P_{\text{oz}}(h_{C2})$ рассчитываем минимальное и максимальное значения коэффициента молекулярного поглощения по всем узким каналам, вошедшем в множество Ω_j :

$$K_{C2,min}(j) = \min_{i \in \Omega_j} K(h_{C2}, \nu_i), \quad K_{C2,max}(j) = \max_{i \in \Omega_j} K(h_{C2}, \nu_i).$$

На отрезке $[K_{C2,min}(j), K_{C2,max}(j)]$ вводим сетку, равномерную в логарифмическом масштабе и заданную следующими формулами

$$K_{C2,j,m} = (K_{C2,min}(j))^{(1-m/N_2)} (K_{C2,max}(j))^{(m/N_2)}, \quad m = 0, 1, \dots, N_2. \quad (\text{II.2.3})$$

Эта сетка делит отрезок на N_2 частей. После построения этой сетки все узкие каналы из множества Ω_j , для которых выполняется условие $K(h_{C2}, \nu_i) \in (K_{C2,j,m-1}, K_{C2,j,m}]$, объединяются в модельный канал с индексами j, m .

Обозначим через $N_{j,m}$ число узких каналов, вошедших в этот модельный канал, а через $\Omega_{j,m} = (i_{j,1}, \dots, i_{j,N_{j,m}})$ — список номеров этих узких каналов, записанных в порядке возрастания. Суммарная ширина узких каналов, вошедших в рассматриваемый модельный канал, равна $N_{j,m} \Delta\nu$, где $\Delta\nu = 0,001 \text{ см}^{-1}$ — ширина узких каналов.

Для каждого узла сетки по давлению и температуре зададим меру узких каналов, равную $B(T_{k,l}, \nu_i) \Delta\nu$, где $B(T, \nu)$ — функция Планка, и зададим меру каждого модельного канала с индексами j, m по формуле:

$$\mu(j, m, T_{k,l}) = \Delta\nu \sum_{i \in \Omega_{j,m}} B(T_{k,l}, \nu_i),$$

в которой суммирование ведется по всем узким каналам, вошедшими в рассматриваемый модельный канал. Далее определяется отношение меры модельных каналов к ширине узких каналов

$$M(j, m, T_{k,l}) = \frac{1}{\Delta\nu} \mu(j, m, T_{k,l}) \quad (\text{II.2.4})$$

и вычисляется осредненное по лебеговой мере значение функции Планка по формуле:

$$B(j, m, T_{k,l}) = \frac{1}{N_{j,m}} M(j, m, T_{k,l}).$$

Затем для рассматриваемых модельного канала и узла сетки по давлению и температуре вычисляются осредненные по лебеговой мере сечения поглощения и рассеяния и индикаторы рассеяния для молекул водяного пара, озона, молекул воздуха без водяного пара и озона, а также для средних по размеру аэрозольных частиц фоновых и облачных аэрозолей.

Осредненные по лебеговой мере сечения поглощения молекул воздуха без водяного пара и озона для модельного канала с индексами j, m вычисляются по формуле

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{air,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k) &= \\ &= \frac{1}{M(j, m, T_{k,l})} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sum_{\alpha} q_{\alpha} \sigma_{\text{mol,ab},\alpha}(T_{k,l}, P_k, \nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i), \end{aligned} \quad (\text{II.2.5})$$

в которой индекс α обозначает один из 5-сортов молекул N_2 , N_2O , O_2 , CO_2 , CH_4 , которые учитываются в расчетах, q_α — объемная доля молекул сорта α , $\sigma_{\text{mol},\text{ab},\alpha}(\nu)$ — сечение поглощения одной молекулы этого сорта, которое вычисляется по методике, описанной в разделе I. 2 главы I. При этом сечение поглощения молекулы CO_2 вычисляется с учетом континуального поглощения. Объемные доли молекул перечисленных сортов считаются постоянными.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения одной молекулы водяного пара для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{vap,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}) &= \\ &= \frac{1}{M(j, m, T_{k,l})} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{mol,ab,vap}}(T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}, \nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i),\end{aligned}\quad (\text{II.2.6})$$

в которой P_{vap} — парциальное давление водяного пара, $\sigma_{\text{mol,ab,vap}}$ — сечение поглощения одной молекулы водяного пара, которое вычисляется с учетом континуального поглощения.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения одной молекулы озона для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{oz,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{oz}}) &= \\ &= \frac{1}{M(j, m, T_{k,l})} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{mol,ab,oz}}(T_{k,l}, P_k, P_{\text{oz}}, \nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i),\end{aligned}\quad (\text{II.2.7})$$

в которой P_{oz} — парциальное давление озона, $\sigma_{\text{mol,ab,oz}}$ — сечение поглощения одной молекулы озона.

Отметим, что зависимостью сечения поглощения молекулы водяного пара от парциального давления этого пара и зависимостью сечения поглощения молекулы озона от парциального давления озона можно пренебречь по следующей причине. Эти сечения зависят от парциальных давлений только через полуширину линии контура Лоренца, заданную формулой (I.2.5). Поскольку относительный вклад парциального давления водяного пара в общее давление воздуха не превышает 0,01, а этот же вклад для озона не превышает 0,0000001, то увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул водяного пара между собой можно пренебречь по сравнению с увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул водяного пара с молекулами воздуха. Аналогично поскольку относительный вклад парциального давления озона в общее давление воздуха не превышает 0,0000001, то увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул озона между собой также можно пренебречь по сравнению с увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул озона с молекулами воздуха.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения одной частицы фоновых аэрозолей для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{as,ab}}(j, m, T_{k,l}) = \frac{1}{M(j, m, T_{k,l})} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{p,ab,as}}(\nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i), \quad (\text{II.2.8})$$

в которой $\sigma_{\text{p,ab,as}}$ — осредненное по размерам сечение поглощения одной частицы фоновых аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения одной частицы облачных аэрозолей для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{cl,ab}}(j, m, T_{k,l}) = \frac{1}{M(j, m, T_{k,l})} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{p,ab,cl}}(\nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i), \quad (\text{II.2.9})$$

в которой $\sigma_{\text{p,ab,cl}}$ — осредненное по размерам сечение поглощения одной частицы облачных аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния одной молекулы воздуха всех видов для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{air,sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k) &= \\ &= \frac{1}{M(j, m, T_{k,l})} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{mol,sc}}(T_{k,l}, P_k, \nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i), \end{aligned} \quad (\text{II.2.10})$$

в которой $\sigma_{\text{mol,sc}}$ — сечение рассеяния одной молекулы, которое вычисляется по формулам (I.4.1), (I.4.3) и (I.4.4).

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния одной частицы фоновых аэрозолей для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{as,sc}}(j, m, T_{k,l}) = \frac{1}{M(j, m, T_{k,l})} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{p,sc,as}}(\nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i), \quad (\text{II.2.11})$$

в которой $\sigma_{\text{p,sc,as}}$ — осредненное по размерам сечение рассеяния одной частицы фоновых аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния одной частицы облачных аэрозолей для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{cl,sc}}(j, m, T_{k,l}) = \frac{1}{M(j, m, T_{k,l})} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{p,sc,cl}}(\nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i), \quad (\text{II.2.12})$$

в которой $\sigma_{p,sc,cl}$ — осредненное по размерам сечение поглощения одной частицы облачных аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента поглощения для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} K_{ab}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{vap}, P_{oz}) = & \frac{(P_k - P_{vap} - P_{oz})}{k_B T_{k,l}} \sigma_{air,ab}(j, m, T_{k,l}, P_k) + \\ & + \frac{P_{vap}}{k_B T_{k,l}} \sigma_{vap,ab}(j, m, T_{k,l}, P_k) + \frac{P_{oz}}{k_B T_{k,l}} \sigma_{oz,ab}(j, m, T_{k,l}, P_k) + \\ & + n_{as} \sigma_{as,ab}(j, m, T_{k,l}) + n_{cl} \sigma_{cl,ab}(j, m, T_{k,l}), \end{aligned} \quad (\text{II.2.13})$$

в которой k_B — постоянная Больцмана, n_{as} — концентрация частиц фоновых аэрозолей, рассчитанная по среднему размеру этих частиц, а n_{cl} — концентрация частиц облачных аэрозолей, рассчитанная по водности и ледности облаков и среднему размеру частиц в облаках.

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента рассеяния (суммы молекулярного и аэрозольного) для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} K_{sc}(j, m, T_{k,l}, P_k) = & \frac{P_k}{k_B T_{k,l}} \sigma_{air,sc}(j, m, T_{k,l}, P_k) + \\ & + n_{as} \sigma_{as,sc}(j, m, T_{k,l}) + n_{cl} \sigma_{cl,sc}(j, m, T_{k,l}). \end{aligned} \quad (\text{II.2.14})$$

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента ослабления для модельного канала с индексами j, m вычисляется по формуле

$$K_{ext}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{vap}, P_{oz}) = K_{ab}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{vap}, P_{oz}) + K_{sc}(j, m, T_{k,l}, P_k),$$

а осредненное по лебеговой мере значение альбедо однократного рассеяния вычисляется по формуле

$$\omega(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{vap}, P_{oz}) = \frac{K_{sc}(j, m, T_{k,l}, P_k)}{K_{ext}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{vap}, P_{oz})}. \quad (\text{II.2.15})$$

Осредненные по лебеговой мере значения индикатрисы рассеяния частицы фоновых аэрозолей и индикатрисы рассеяния частицы фоновых аэрозолей для модельного канала с индексами j, m вычисляются по формулам

$$\chi_{as}(u, j, m, T_{k,l}) = \frac{\sum_{i \in \Omega_{j,m}} \chi_{p,as}(\nu_i, u) \sigma_{as,sc}(\nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i)}{M(j, m, T_{k,l}) \sigma_{as,sc}(j, m, T_{k,l})}, \quad (\text{II.2.16})$$

$$\chi_{\text{cl}}(u, j, m, T_{k,l}) = \frac{\sum_{i \in \Omega_{j,m}} \chi_{\text{p,cl}}(\nu_i, u) \sigma_{\text{cl,sc}}(\nu_i) B(T_{k,l}, \nu_i)}{M(j, m, T_{k,l}) \sigma_{\text{cl,sc}}(j, m, T_{k,l})}, \quad (\text{II.2.17})$$

в которых $\chi_{\text{p,as}}$ — осредненная по размерам частиц индикатриса рассеяния одной частицы фоновых аэрозолей, $\chi_{\text{p,cl}}$ — осредненная по размерам частиц индикатриса рассеяния одной частицы облачных аэрозолей, u — косинус угла рассеяния.

Осредненное по лебеговой мере значение индикатрисы рассеяния воздуха вместе с аэрозолями вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \chi(u, j, m, T_{k,l}, P_k) &= \\ &= \frac{1}{K_{\text{sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k)} \left[\frac{\chi_{\text{mol}}(u) \sigma_{\text{air,sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k) P_k}{k_B T_{k,l}} + \right. \\ &\quad \left. + \chi_{\text{as}}(u, j, m, T_{k,l}) \sigma_{\text{as,sc}}(j, m, T_{k,l}) n_{\text{as}} + \chi_{\text{cl}}(u, j, m, T_{k,l}) \sigma_{\text{cl,sc}}(j, m, T_{k,l}) n_{\text{cl}} \right]. \end{aligned} \quad (\text{II.2.18})$$

При практических расчетах часто используется разложение индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. Для получения осредненного коэффициента разложения индикатрисы рассеяния нужно в формуле (II.2.18) заменить все индикатрисы рассеяния на их коэффициенты разложения с одинаковым номером.

С помощью описанной методики вычисления осредненных значений оптических характеристик в узлах сетки по давлению и температуре для широких модельных каналов сотни тысяч узких спектральных каналов из интервала осреднения заменяются на десятки или сотни (в зависимости от требуемой точности и скорости расчетов) широких модельных каналов.

При моделировании общей циркуляции атмосферы необходимо рассчитывать поле излучения в модельных каналах для вертикальных распределений концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц над каждым узлом пространственной сетки на поверхности Земли. Поскольку над каждым из этих узлов в заданный момент времени имеется свое вертикальное распределение концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц, то для каждого из этих распределений необходимо быстро рассчитывать вертикальные профили оптических параметров для каждого модельного канала. Оптимизация процедуры расчета этих профилей играет важную роль. Поскольку осредненные объемные коэффициенты поглощения и ослабления, а также альбедо однократного рассеяния выражаются через произведение концентраций молекул и частиц аэрозолей на их осредненные сечения поглощения и рассеяния, то требуется оптимизировать расчет этих сечений.

Осредненные сечения поглощения и рассеяния молекул воздуха и частиц аэрозолей согласно формулам (II.2.5), (II.2.8)–(II.2.12) являются функциями давления, температуры. Поэтому необходимо для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ рассчитывать и хранить в памяти компьютера указанные осредненные сечения для каждого модельного канала.

Осредненные сечения поглощения молекул водяного пара и озона согласно формулам (II.2.6), (II.2.7) формально зависят от их парциальных давлений. По этой причине при формальном подходе необходимо для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ вводить дополнительные сетки значений парциальных давлений водяного пара и озона, и в узлах сетки парциальных давлений озона рассчитывать и хранить в памяти компьютера осредненные сечения поглощения молекул озона, а в узлах сетки парциальных давлений водяного пара рассчитывать и хранить в памяти компьютера осредненные сечения поглощения молекул водяного пара. При этом шаги сетки по парциальным давлениям следует подбирать так, чтобы обеспечить нужную точность интерполяции при минимальном числе узлов сетки. Для расчета этих сечений между узлами сетки необходимо использовать интерполяцию уже по трем переменным.

Однако если использовать обоснованный в комментарии после формулы (II.2.7) факт, что зависимостью сечения поглощения молекулы водяного пара от парциального давления этого пара и зависимостью сечения поглощения молекулы озона от парциального давления озона можно пренебречь, то можно эти сечения рассчитывать и хранить в памяти компьютера только в узлах сетки по давлению и температуре, а для расчета этих сечений между узлами сетки использовать интерполяцию по двум переменным.

Описанная методика позволяет быстро рассчитывать оптические параметры в каждом модельном канале для произвольных вертикальных распределений концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц. При этом необходимо хранить в оперативной памяти массивы значений всех осредненных сечений поглощения и рассеяния, заданных формулами (II.2.5)–(II.2.12), и осредненные коэффициенты разложения индикатрис рассеяния частиц облаков и фоновых аэрозолей в узлах сетки по температуре и давлению для каждого модельного канала.

Можно провести следующую теоретическую оценку точности представленного алгоритма построения параметризации. Для расчетов с высоким спектральным разрешением вводится сетка по высоте (оптической толщине) и зенитному углу. Интенсивность собственного излучения атмосферы в каждом узком спектральном канале с частотой ν_i в узлах этой сетки запишем в виде одномерного

вектора $\mathbf{I}(\nu_i)$. После дискретизации уравнения переноса излучения по высоте и зенитному углу [Сушкевич, 2006, Игнатьев и др., 2015] получается система линейных алгебраических уравнений для вектора $\mathbf{I}(\nu_i)$, которую можно записать в виде

$$\mathbf{A}(\nu_i)\mathbf{I}(\nu_i) = \mathbf{b}(\nu_i), \quad (\text{II.2.19})$$

где $\mathbf{A}(\nu_i)$ — матрица коэффициентов, элементы которой выражаются через значения в узлах сетки по высоте коэффициента экстинкции, альбедо однократного рассеяния и индикатрисы рассеяния, а $\mathbf{b}(\nu_i)$ — вектор правых частей. Решая систему (II.2.19), вектор $\mathbf{I}(\nu_i)$ можно представить в виде $\mathbf{I}(\nu_i) = \mathbf{A}^{-1}(\nu_i)\mathbf{b}(\nu_i)$, где $\mathbf{A}^{-1}(\nu_i)$ — матрица, обратная к матрице $\mathbf{A}(\nu_i)$. Пусть N — число узких каналов в интервале осреднения, а $\Delta\nu$ — ширина узких спектральных каналов. Тогда вектор потоков излучения в узлах сетки по высоте и зенитному углу в этом интервале осреднения, полученный с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, можно представить в виде

$$\mathbf{I}^{\text{эт}} = \Delta\nu \sum_{i=1}^N \mathbf{A}^{-1}(\nu_i)\mathbf{b}(\nu_i) = \Delta\nu \sum_{j=1}^{N_1} \sum_{m=1}^{N_2} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \mathbf{A}^{-1}(\nu_i)\mathbf{b}(\nu_i) \quad (\text{II.2.20})$$

Для модельного канала с индексами j, m вычисляются осредненные оптические параметры по формулам (II.2.4)-(II.2.18). Эти параметры задают матрицу осредненных коэффициентов $\mathbf{A}_{\text{ср}}(j, m)$ и обратную к ней матрицу $\mathbf{A}_{\text{ср}}^{-1}(j, m)$. Вектор потоков излучения в узлах сетки по высоте и зенитному углу в интервале осреднения, полученный с помощью параметризации, можно представить в виде

$$\mathbf{I}^{\text{пар}} = \Delta\nu \sum_{j=1}^{N_1} \sum_{m=1}^{N_2} \mathbf{A}_{\text{ср}}^{-1}(j, m) \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \mathbf{b}(\nu_i). \quad (\text{II.2.21})$$

Вычитая (II.2.21) из (II.2.20), получим формулу для разности между вектором потоков, полученным с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, и вектором потоков, полученным с помощью параметризации:

$$\mathbf{I}^{\text{эт}} - \mathbf{I}^{\text{пар}} = \Delta\nu \sum_{j=1}^{N_1} \sum_{m=1}^{N_2} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} (\mathbf{A}^{-1}(\nu_i) - \mathbf{A}_{\text{ср}}^{-1}(j, m)) \mathbf{b}(\nu_i). \quad (\text{II.2.22})$$

Из этой формулы видно, что точность параметризации определяется нормой разности матриц $\mathbf{A}^{-1}(\nu_i) - \mathbf{A}_{\text{ср}}^{-1}(j, m)$ для узких каналов, входящих в модельный канал с индексами j, m . Эта норма тем меньше, чем ближе между собой во всем диапазоне высот оптические параметры узких каналов, входящих в один модельный канал. Представленный алгоритм построения параметризации как

раз обеспечивает необходимую близость этих параметров во всем диапазоне высот. Этот алгоритм отличается от метода k-корреляции. В нем не используется функция распределения коэффициента поглощения.

II.3 Результаты расчетов с высоким спектральным разрешением

В этом разделе рассматриваются потоки собственного излучения воздуха и скорость его нагрева-охлаждения в безоблачной атмосфере, а также в атмосфере с облачными слоями большой оптической толщины. Изучено влияние облачных слоев на указанные потоки и скорость нагрева-охлаждения воздуха.

В расчетах использовались вертикальные профили температуры и концентраций основных атмосферных газов, которые были рассчитаны по эмпирической модели NRLMSISE-00 для условий июля над Северной Атлантикой на широте 55° и приведенные на рис. II.2, а также вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих, показанные на рис. II.3.

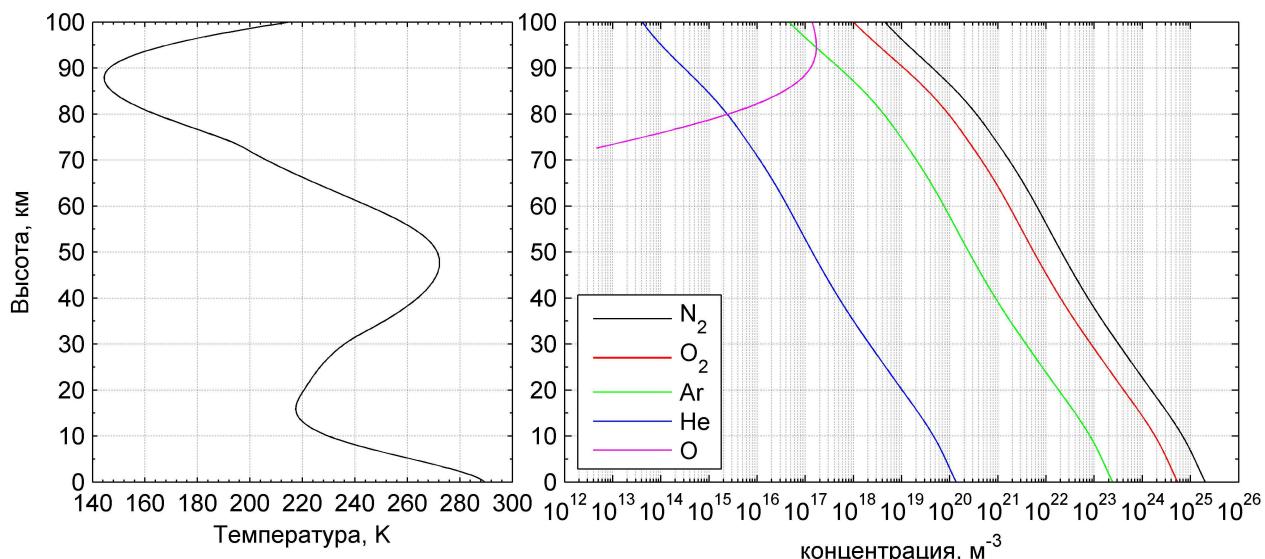


Рис. II.2. Вертикальный профиль температуры (слева) и вертикальные профили концентраций основных атмосферных газов (справа).

Считалось, что в атмосфере присутствуют три типа фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей и зависимость их концентрации от высоты взяты из работы (McClatchey R.A. et al., 1986). Рассматриваются три облачных слоя: облака нижнего, среднего и верхнего ярусов (Мазин и др., 1989). Облачный слой верхнего яруса находится в интервале высот от 7 до 10 км, облачный слой среднего яруса — в интервале высот от 3 до 7 км, а облачный слой нижнего яруса — в интервале высот от 0,5 до 3 км.

На рис. I.2 в главе I представлены зависимости от длины волны альбедо однократного рассеяния, параметра асимметрии и коэффициента объемного ослабления (экстинкции) для аэрозольных частиц в облаках. Эти зависимости построены по экспериментальным данным, приведенным в монографии (Тимофеев Ю.В. и др., 2003). Коэффициент экстинкции нормирован на его значение при длине волны 0,5 мкм. Зависимость от высоты коэффициента экстинкции в верхнем, среднем и нижнем облачных слоях при длине волны 0,5 мкм была задана аналитическими формулами, которые приведены ниже в разделе II.3.2.

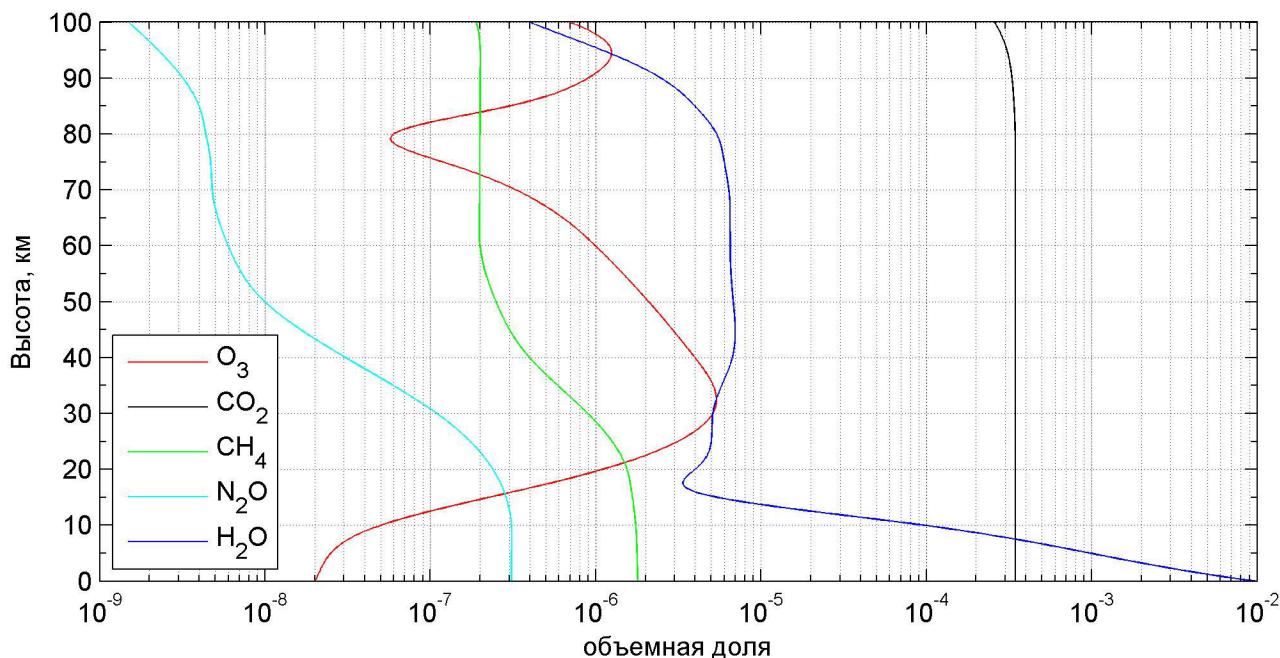


Рис. II.3. Вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих.

II.3.1 Результаты расчетов в безоблачной атмосфере

На рис. II.4 приведены вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы и вертикальные профили восходящих и нисходящих потоков энергии излучения, рассчитанные при альбедо поверхности 5 % в отсутствии облаков. В верхней части рисунка приведены указанные суммарные профили для интервала частот $10\text{--}3000\text{ см}^{-1}$ и профили для интервалов частот $10\text{--}500\text{ см}^{-1}$, $500\text{--}1000\text{ см}^{-1}$ и $1000\text{--}1500\text{ см}^{-1}$. В средней части этого рисунка приведены указанные вертикальные профили для интервала частот $1500\text{--}2500\text{ см}^{-1}$, а в нижней части приведены профили для интервала частот $2500\text{--}3000\text{ см}^{-1}$.

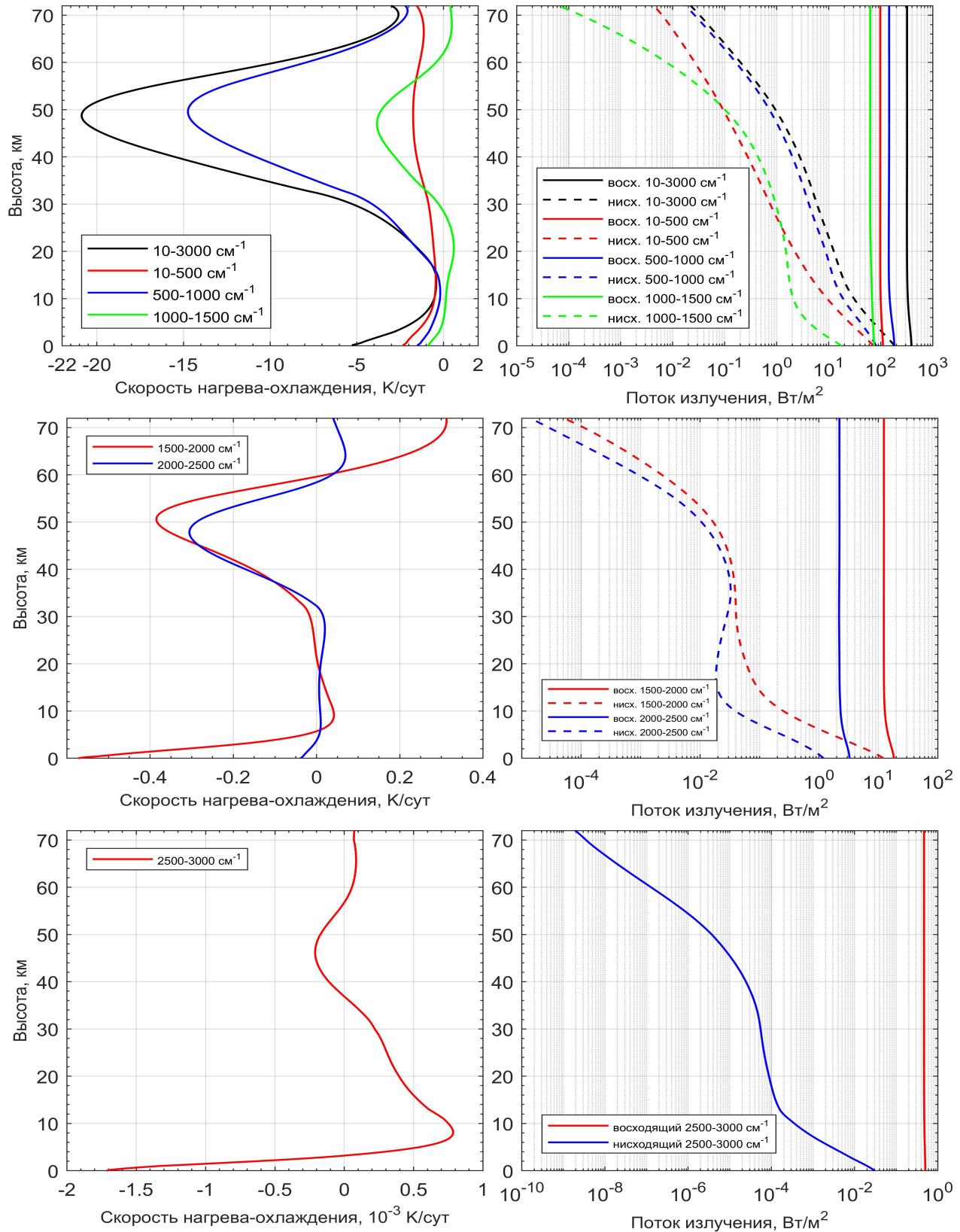


Рис. II.4. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервалах частот от 10 до 3000 cm^{-1} при отсутствии облаков и наличии фоновых аэрозолей.

На верхней части рис. II.4 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} существенно зависит от высоты и достигает значений -5 К/сут (выхолаживание) у поверхности и значений -21 К/сут на высоте около 49 км. В интервале высот от 10 до 15 км эта скорость имеет значения около -1 К/сут . Видно, что вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 500 до 1000 см^{-1} является основным и составляет около -15 К/сут на высоте около 49 км. Следующим в порядке убывания по величине является вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 1500 см^{-1} . Этот вклад составляет около -4 К/сут на высоте около 47 км. Вклад в скорость нагрева-охлаждения воздуха переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 500 см^{-1} составляет около -2 К/сут на высотах около 45–50 км и у поверхности Земли.

Как видно на средней части рис. II.4, скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1500 до 2000 см^{-1} является наиболее существенной на высотах около 50 км и у поверхности Земли и составляет около $-0,4 \text{ К/сут}$. Эта же скорость за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 2000 до 2500 см^{-1} является наиболее существенной на высотах 45–50 км и составляет около $-0,3 \text{ К/сут}$.

Из нижней части рис. II.4 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 2500 до 3000 см^{-1} зависит от высоты и достигает значений -0.0015 К/сут у поверхности, а выше 5 км модуль этой скорости не превышает значений 0.001 К/сут .

Основной вклад в выхолаживание в стратосфере и мезосфере дает излучение в интервале частот от 500 до 1000 см^{-1} за счет полос поглощения углекислого газа CO_2 в интервале $630\text{--}730 \text{ см}^{-1}$.

Видно, что потоки энергии восходящего излучения во всех рассмотренных выше интервалах частот слабо зависят от высоты, а потоки энергии нисходящего излучения в этих интервалах частот быстро убывают с увеличением высоты при движении вверх от поверхности Земли.

II.3.2 Результаты расчетов при наличии облачных слоев

Были проведены расчеты с высоким спектральным разрешением потоков собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} для трех случаев. В первом случае присутствовал облачный слой нижнего яруса, во втором случае — среднего яруса, а в третьем случае — верхнего яруса.

Зависимость вклада аэрозольных частиц в облачных слоях в коэффициент объемного ослабления (экстинкции) σ_{cl} от высоты и длины волны задавалась

следующим образом. При длине волны $\lambda = 0.5$ мкм зависимость от высоты этого вклада $\sigma_{cl}(\lambda=0.5 \text{ мкм}, h)$ задавалась по аналитическим формулам. Зависимость от высоты h этого вклада при других длинах волн рассчитывалась с помощью численно заданной зависимости отношения $\sigma_{cl}(\lambda)/\sigma_{cl}(\lambda=0.5 \text{ мкм})$ от длины волны λ для усредненных по размеру аэрозольных частиц в водяных облаках.

Зависимости от длины волны альбедо однократного рассеяния и параметра асимметрии этих аэрозольных частиц также задавались численно. Эти зависимости изображены на рис. I.2 в главе I и построены по экспериментальным данным, приведенным в монографии [Тимофеев, 2003]. Индикаторика рассеяния этих аэрозольных частиц задавалась по формуле Хенни–Гринстейна (I.5.4).

В нижнем облачном слое зависимость $\sigma_{cl}(\lambda=0.5 \text{ мкм}, h)$ была задана следующими формулами, в которых высота h задана в км:

$$\sigma_{cl}(\lambda=0.5 \text{ мкм}, h) = \begin{cases} 0 \text{ км}^{-1} & \text{при } h \leq 0.5 \text{ км,} \\ 17(h - 0.5 \text{ км})/\text{км}^2 & \text{при } 0.5 < h < 1.5 \text{ км,} \\ 17 \text{ км}^{-1} & \text{при } 1.5 < h < 2 \text{ км,} \\ 17(3 \text{ км} - h)/\text{км}^2 & \text{при } 2 < h < 3 \text{ км,} \\ 0 \text{ км}^{-1} & \text{при } h \geq 3 \text{ км.} \end{cases}$$

В среднем облачном слое эта зависимость была задана формулами

$$\sigma_{cl}(\lambda=0.5 \text{ мкм}, h) = \begin{cases} 0 \text{ км}^{-1} & \text{при } h \leq 3 \text{ км,} \\ 20(h - 3 \text{ км})/\text{км}^2 & \text{при } 3 < h < 4 \text{ км,} \\ 20 \text{ км}^{-1} & \text{при } 4 < h < 5 \text{ км,} \\ 20(6 \text{ км} - h)/\text{км}^2 & \text{при } 5 < h < 6 \text{ км,} \\ 0 \text{ км}^{-1} & \text{при } h \geq 6 \text{ км.} \end{cases}$$

В верхнем облачном слое эта зависимость была задана формулами

$$\sigma_{cl}(\lambda=0.5 \text{ мкм}, h) = \begin{cases} 0 \text{ км}^{-1} & \text{при } h \leq 7 \text{ км,} \\ 10(h - 7 \text{ км})/\text{км}^2 & \text{при } 7 < h < 8 \text{ км,} \\ 10 \text{ км}^{-1} & \text{при } 8 < h < 9 \text{ км,} \\ 10(10 \text{ км} - h)/\text{км}^2 & \text{при } 9 < h < 10 \text{ км,} \\ 0 \text{ км}^{-1} & \text{при } h \geq 10 \text{ км.} \end{cases}$$

На рис. II.5 представлены те же самые вертикальные профили, как и на рис. II.4, только рассчитанные при наличии нижнего облачного слоя в интервале высот от 0.5 до 3 км.

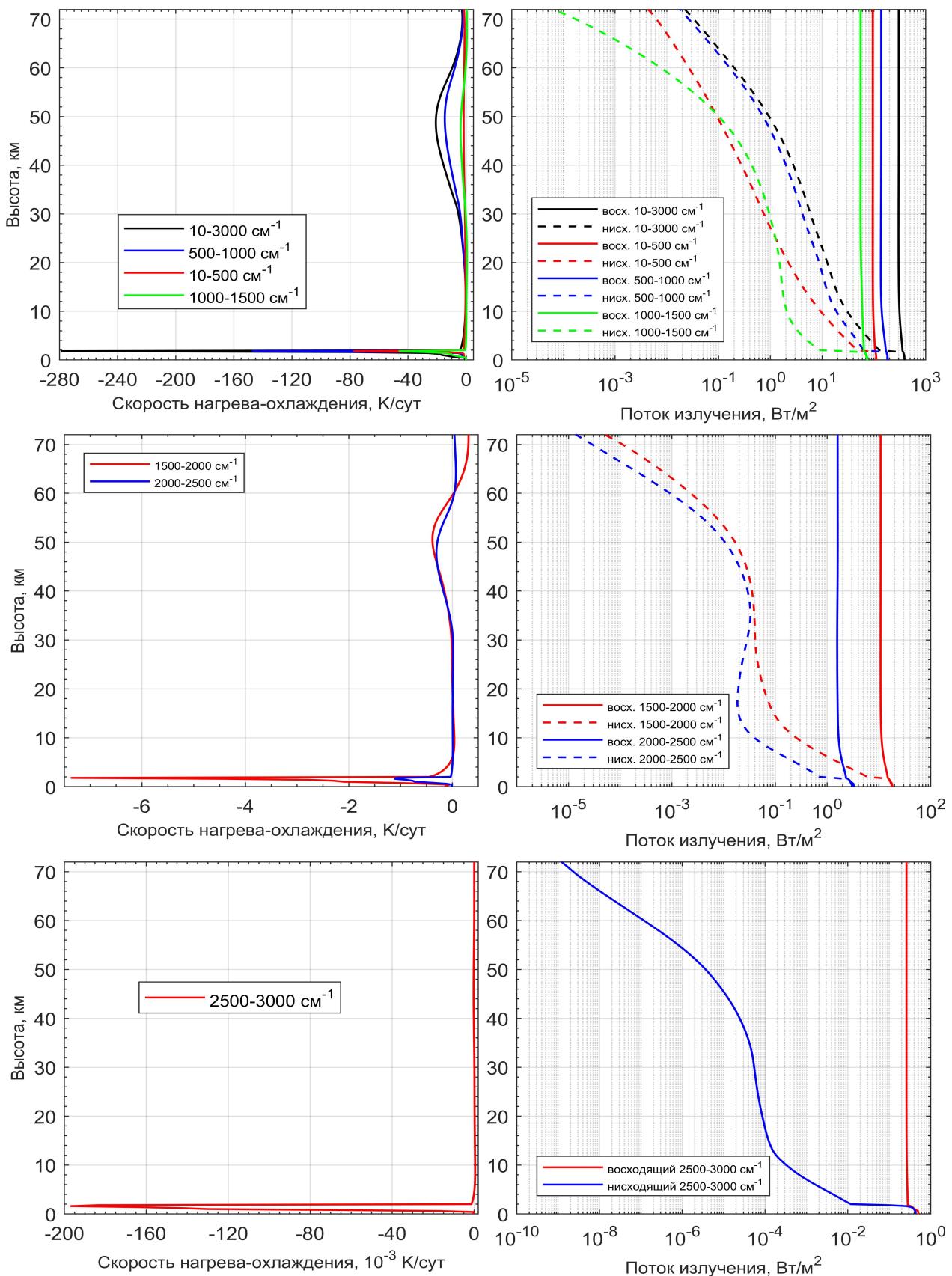


Рис. II.5. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервалах частот от 10 до 3000 см^{-1} при наличии облачного слоя нижнего яруса.

На верхней части рис. II.5 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} достигает значений -280 К/сут (выхолаживание) в облачном слое на высоте около 2 км и достигает значений -21 К/сут на высоте около 49 км. В интервале высот от 10 до 15 км эта скорость имеет значения около -1 К/сут . Видно, что вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 500 до 1000 см^{-1} в облачном слое на высоте около 2 км составляет около -147 К/сут , а на высоте около 49 км этот вклад является основным и составляет около -15 К/сут . Видно, что вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 500 см^{-1} в облачном слое на высоте около 2 км составляет около -77 К/сут , а на высотах около 45–50 км этот вклад составляет около -2 К/сут . Вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 1500 см^{-1} в облачном слое на высоте около 2 км составляет -46 К/сут , а на высоте около 47 км этот вклад составляет -4 К/сут .

Детальное сравнение верхней части рис. II.5 с верхней частью рис. II.4 показывает, что выше нижнего облачного слоя скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} незначительно (в пределах 5%) отличается от этой скорости в случае отсутствия облаков. Восходящие и нисходящие потоки в этом интервале частот выше облачного слоя незначительно (в пределах 7%) отличаются от соответствующих потоков, рассчитанных при отсутствии облачных слоев.

Как видно на средней части рис. II.5, скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1500 до 2000 см^{-1} является наиболее существенной в середине нижнего облачного слоя на высоте около 2 км, где достигает значения $-7,5 \text{ К/сут}$. Эта же скорость за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 2000 до 2500 см^{-1} внутри облачного слоя является наиболее существенной и составляет около $-1,3 \text{ К/сут}$, а выше облачного слоя на высотах от 33 до 60 км лежит в пределах от $-0,3$ до $0,01 \text{ К/сут}$ и близка к 0 К/сут на других высотах.

На нижней части рис. II.5 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 2500 до 3000 см^{-1} мала и достигает значений $-0,195 \text{ К/сут}$ в середине облачного слоя на высоте около 1,5 км, выше облачного слоя эта скорость не превышает значений $0,001 \text{ К/сут}$. Видно, что в нижнем облачном слое в этом интервале частот нисходящие потоки по величине практически сравниваются с восходящими.

Таким образом, в облачном слое и ниже него нисходящие потоки существенно отличаются от этих потоков, рассчитанных для безоблачной атмосферы.

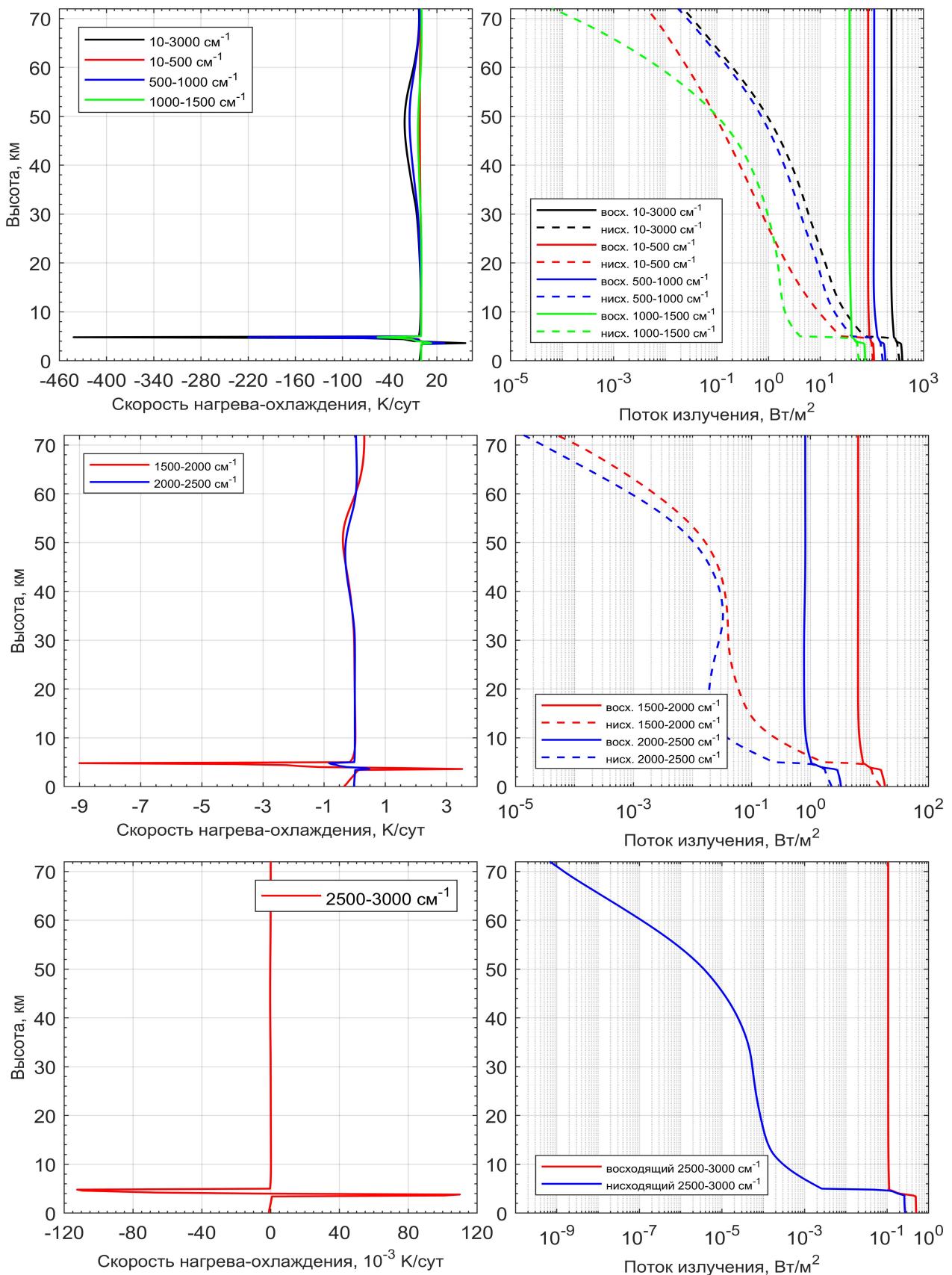


Рис. II.6. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервалах частот от 10 до 3000 см⁻¹ при наличии облачного слоя среднего яруса.

На рис. II.6 приведены такие же вертикальные профили как и на рис. II.4, только рассчитанные при наличии в интервале высот от 3 до 6 км среднего облачного слоя. На верхней части рис. II.6 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} достигает значений -445 К/сут (выхолаживание) в среднем облачном слое на высоте около 5 км и значений около -0,3 К/сут на высоте около 49 км. На нижней границе среднего облачного слоя на высоте 3 км эта скорость имеет значения около 28 К/сут (нагрев). Видно, что вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 500 до 1000 см^{-1} в облачном слое на высоте около 5 км составляет около -220 К/сут, а на высоте около 3 км этот вклад является основным и составляет около 22 К/сут. Также видно, что вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 500 см^{-1} в облачном слое на высотах около 45–50 км составляет около 0 К/сут. Вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 1500 см^{-1} в облачном слое на высоте около 5 км составляет около -50 К/сут, а на высоте около 3 км этот вклад составляет около 10 К/сут.

Детальное сравнение верхней части рис. II.6 с верхней частью рис. II.4 показывает, что выше среднего облачного слоя скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} мало отличается от этой скорости в случае отсутствия облаков. Нисходящие потоки в этом случае выше облачного слоя мало (в пределах 5%) отличаются от потоков, изображенных на рис. II.4.

Как видно на средней части рис. II.6, скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1500 до 2000 см^{-1} является наиболее существенной на нижней границе среднего облачного слоя на высоте около 3 км, где достигает значения 3,8 К/сут и в середине облачного слоя на высоте около 5 км значения -9 К/сут. Эта же скорость за счет переноса излучения в интервале частот от 2000 до 2500 см^{-1} на нижней границе облачного слоя является наиболее существенной и составляет около 0,5 К/сут, на высоте около 5 км достигает значения -0,9 К/сут, а выше облачного слоя ведет себя так же, как на средней части рис. II.5.

Из нижней части рис. II.6 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 2500 до 3000 см^{-1} достигает значений 0,11 К/сут на нижней границе среднего облачного слоя на высоте около 3 км, на высоте около 5 км достигает значений -0,11 К/сут, выше облачного слоя скорость нагрева-охлаждения воздуха не превышает значений 0,001 К/сут.

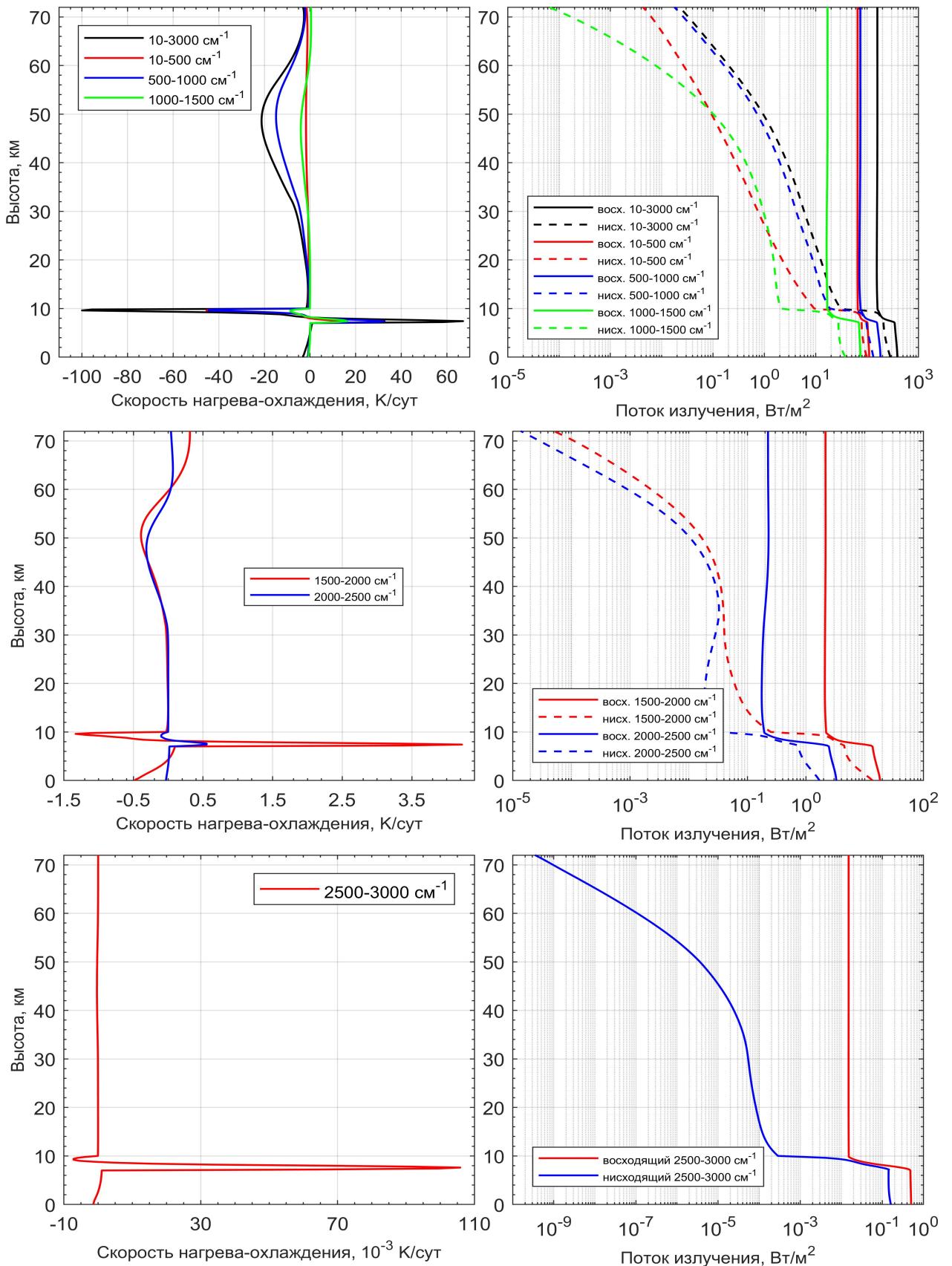


Рис. II.7. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервалах частот от 10 до 3000 см⁻¹ при наличии облачного слоя верхнего яруса.

На рис. II.7 приведены такие же вертикальные профили, как и на рис. II.4, только рассчитанные при наличии в интервале высот от 7 до 10 км верхнего облачного слоя. На верхней части рис. II.7 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} достигает значений 66 К/сут (выхолаживание) на нижней границе верхнего облачного слоя на высоте около 7 км и значений -100 К/сут на высоте около 10 км на верхней границе облачного слоя. На высоте около 45 км эта скорость имеет значения около -20 К/сут.

Видно, что вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 500 до 1000 см^{-1} в облачном слое на высоте около 7 км составляет около 33 К/сут и на верхней границе облачного слоя составляет около -46 К/сут. Вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 500 см^{-1} в облачном слое на высоте около 7 км составляет около 14 К/сут, а выше верхнего облачного слоя этот вклад составляет около 0 К/сут. Вклад в эту скорость излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 1500 см^{-1} в верхнем облачном слое на высоте около 8 км составляет около 17 К/сут, а на высоте около 10 км этот вклад составляет около -9 К/сут.

Детальное сравнение верхней части рис. II.7 с верхней частью рис. II.4 показывает, что выше верхнего облачного слоя скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} мало отличается от этой скорости в случае отсутствия облаков. Нисходящие потоки в частотных интервалах от 10 до 3000 см^{-1} , от 1000 до 1500 см^{-1} , от 1500 до 2000 см^{-1} , от 2000 до 2500 см^{-1} и от 2500 до 3000 см^{-1} выше облачного слоя незначительно (в пределах 1–2%) отличаются от этих же потоков, рассчитанных при отсутствии облачных слоев на рис. II.4. Можно заметить, что в верхнем облачном слое в этих частотных интервалах нисходящие потоки по величине практически сравниваются с восходящими. Таким образом, в облачном слое и ниже него нисходящие потоки существенно отличаются от этих потоков, рассчитанных для безоблачной атмосферы.

Как видно на средней части рис. II.7, скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1500 до 2000 см^{-1} является наиболее существенной на нижней границе верхнего облачного слоя на высоте около 7 км достигает значения 4,5 К/сут и на верхней границе облачного слоя составляет $-1,4 \text{ К/сут}$, на высоте около 50 км эта скорость составляет $-0,4 \text{ К/сут}$. Эта же скорость за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 2000 до 2500 см^{-1} внутри облачного слоя является наиболее существенной и составляет около 0,5 К/сут, выше

облачного слоя – 0 К/сут.

Из нижней части рис. II.7 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 2500 до 3000 см^{-1} зависит от высоты и достигает значений 0,105 К/сут в середине облачного слоя на высоте около 8 км, а выше облачного слоя ведет себя так же, как на средней части рис. II.5.

В таблице I приведены восходящие потоки на верхней границе на высоте 76 км в интервалах частот $10\text{--}500\text{ см}^{-1}$, $500\text{--}1000\text{ см}^{-1}$, $1000\text{--}1500\text{ см}^{-1}$, $1500\text{--}2000\text{ см}^{-1}$, $2000\text{--}2500\text{ см}^{-1}$, $2500\text{--}3000\text{ см}^{-1}$, рассчитанные для безоблачной атмосферы и при наличии указанных ранее облачных слоев. Из таблицы видно, что при наличии нижнего облачного слоя восходящий поток на верхней границе ослабляется по сравнению с безоблачным случаем в перечисленных интервалах частот соответственно на 3.3%, 5.2%, 12.8%, 13.6%, 27.9% и 44.2%. При наличии среднего облачного слоя этот поток ослабляется в перечисленных интервалах частот соответственно на 14%, 23.9%, 41.7%, 48.5%, 63.2% и 77.3%, а при наличии верхнего облачного слоя этот поток ослабляется на 33.8%, 49.4%, 73.3%, 83.9%, 89.8% и 67.5% соответственно.

Таблица I. Восходящий поток ($\text{Вт}/\text{м}^2$) на высоте 76 км.

интервал частот, см^{-1}	безоблачная атмосфера	при наличии нижнего об- лачного слоя	при наличии среднего об- лачного слоя	при наличии верхнего об- лачного слоя
10–500	98.899 (100%)	95.627 (96.7%)	85.090 (86.0%)	65.465 (66.2%)
500–1000	146.30 (100%)	138.64 (94.8%)	111.40 (76.1%)	74.033 (50.6%)
1000–1500	63.623 (100%)	55.491 (87.2%)	37.066 (58.3%)	17.005 (26.7%)
1500–2000	12.517 (100%)	10.819 (86.4%)	6.4475 (51.5%)	2.1456 (17.1%)
2000–2500	2.2156 (100%)	1.5969 (72.1%)	0.8148 (36.8%)	0.2248 (10.2%)
2500–3000	0.4679 (100%)	0.2612 (55.8%)	0.1061 (22.7%)	0.0152 (32.5%)
10–3000	324.02 (100%)	302.7 (93.4%)	240.92 (74.3%)	158.88 (49.0%)

Таким образом, восходящий поток на верхней границе ослабляется по сравнению с безоблачным случаем тем сильнее, чем больше частота излучения и чем выше расположен облачный слой. Общее ослабление этого потока по сравнению с безоблачным случаем в интервале частот $10\text{--}3000\text{ см}^{-1}$ составляет 6.6% при наличии нижнего облачного слоя, 23.7% при наличии среднего облачного слоя и 51% при наличии верхнего облачного слоя. Эти значения указывают на то, что наличие облачных слоев с большой оптической толщиной существенно уменьшает уходящий в космос поток излучения атмосферы Земли в ИК-диапазоне и тем

самым влияет на энергетический баланс атмосферы.

II.4 Результаты расчетов с использованием параметризации

Были проведены расчеты поля собственного излучения атмосферы Земли в приближении горизонтально однородной атмосферы с использованием параметризаций оптических характеристик атмосферы Земли в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км. Расчеты проводились для различного числа модельных каналов, на разных высотах сортировки. Для численного решения уравнение переноса излучения использовались тот же самый метод решения и такие же сетка по высоте и сетка по зенитным углам, как в предыдущем разделе. Также в расчетах использовались такие же вертикальные профили оптических параметров, как в предыдущем разделе.

В расчетах использовалась следующая параметризация. Весь диапазон 10-2000 см⁻¹ делится на 4 части: 10-500 см⁻¹, 500-1000 см⁻¹, 1000-1500 см⁻¹ и 1500-2000 см⁻¹. В диапазоне 10-500 см⁻¹ использовался один интервал осреднения 10-500 см⁻¹, в котором сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 6 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего использовалось 24 модельных канала в этом диапазоне.

В диапазоне 500-1000 см⁻¹ использовались 2 интервала осреднения 500-750 см⁻¹ и 750-1000 см⁻¹, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 10 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего в этом диапазоне использовалось 80 модельных каналов.

В диапазоне 1000-1500 см⁻¹ использовались 4 интервала осреднения 1000-1125 см⁻¹, 1125-1250 см⁻¹, 1250-1375 см⁻¹ и 1375-1500 см⁻¹, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 8 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего использовалось 128 модельных каналов в этом диапазоне.

В диапазоне 1500-2000 см⁻¹ использовались 2 интервала осреднения 1500-1750 см⁻¹ и 1750-2000 см⁻¹, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 6 подканалов с помощью второй сортиров-

ки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего использовалось 48 модельных каналов в этом диапазоне.

Таким образом, 1990000 узких спектральных каналов, используемых при эталонных расчетах, заменяются на 280 модельных каналов.

На рис. II.8 представлены потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне 10-2000 см⁻¹ в безоблачной атмосфере и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков, полученные с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, а также с помощью расчетов, когда использовалась параметризация. Из рис. II.8 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферного газа, рассчитанная с использованием параметризации, очень близка к этой же скорости, полученной с помощью эталонных расчетов. Наибольшее отклонение между этими скоростями достигается на высоте 48 км и составляет около 0.2 К/сутки. Потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, совпадают с этими же потоками, полученными с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, с относительной погрешностью меньше 1%.

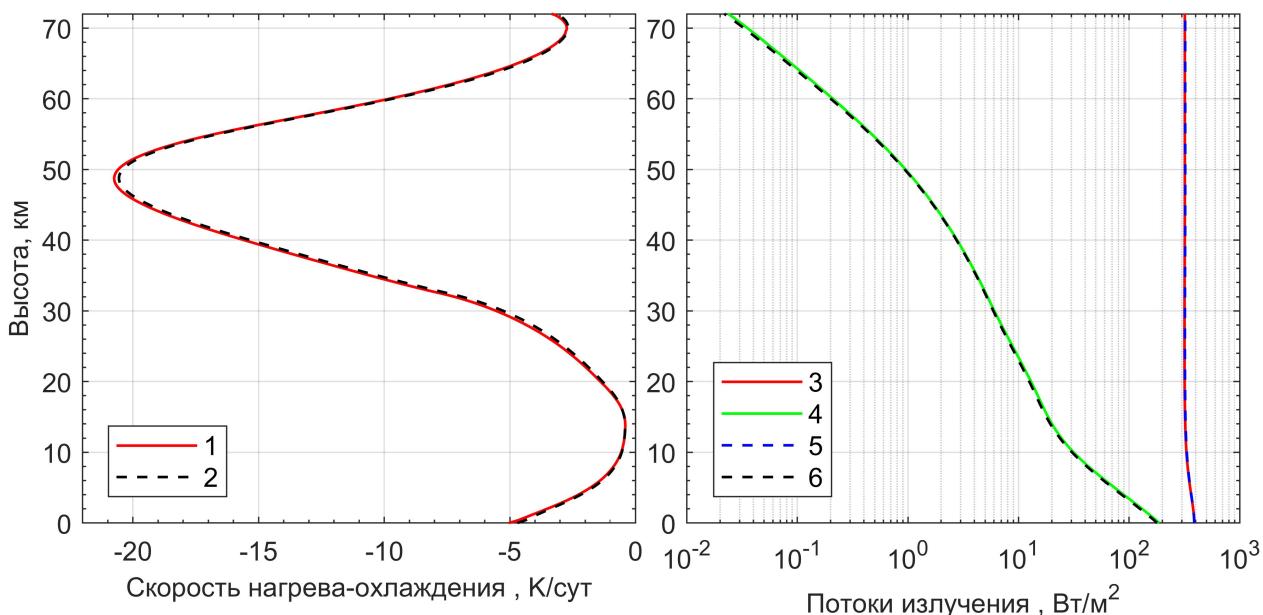


Рис. II.8. Потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне 10-2000 см⁻¹ в безоблачной атмосфере и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков в безоблачной атмосфере. Кривая 1 – рассчитанная с использованием параметризации скорость нагрева-охлаждения, кривая 2 – эта же скорость, полученная с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением. Кривые 3 и 4 – рассчитанные с использованием параметризации потоки восходящего и нисходящего собственного излучения, кривые 5 и 6 – эти же потоки, полученные с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением.

На рис. II.9 представлены те же самые профили, что и на рис. II.8, только рассчитанные при наличии в интервале высот от 3 до 6 км среднего облачного слоя большой оптической толщины, параметры которого приведены в [Мингалев И.В и др, 2017, 2018]. Отклонение между потоками, полученными при расчетах с высоким спектральным разрешением и при расчетах с использованием параметризации, вне и внутри облачного слоя меньше 1%, а отклонение между скоростями нагрева не превышает 0.2 К/сутки вне облачного слоя и 0.5 К/сутки внутри этого слоя. В случаях наличия нижнего или верхнего облачных слоев с большой оптической толщиной точность параметризации оказалась такой же.

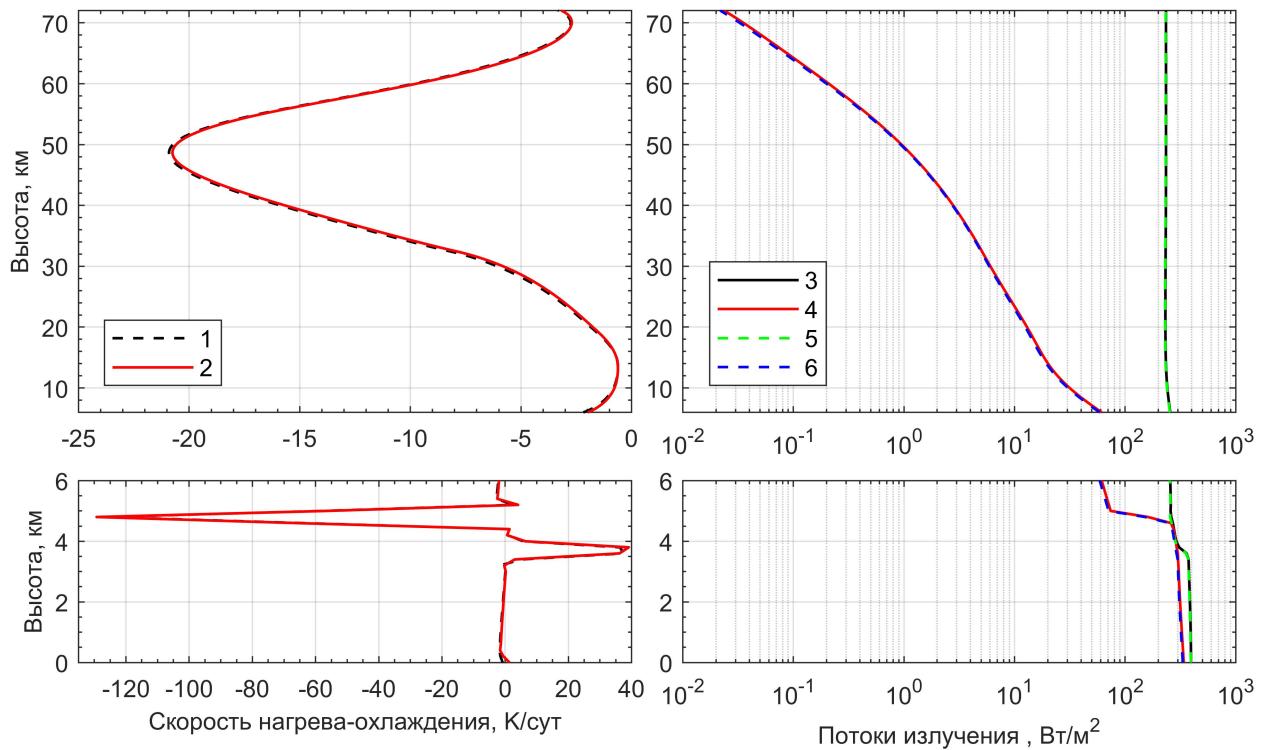


Рис. II.9. Потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне $10\text{-}2000 \text{ см}^{-1}$ при наличии среднего облачного слоя и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков при наличии среднего облачного слоя с большой оптической толщиной. Кривая 1 — рассчитанная с использованием параметризации скорость нагрева-охлаждения, кривая 2 — эта же скорость, полученная с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением. Кривые 3 и 4 — рассчитанные с использованием параметризации потоки восходящего и нисходящего собственного излучения, кривые 5 и 6 — эти же потоки, полученные с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением.

Также было исследовано влияние высот первой и второй сортировки на точность параметризации. Высоту первой сортировки меняли в пределах от 5 до 20 км. Оказалось, что высота 15 км близка к оптимальной. При выборе другой высоты первой сортировки точность параметризации при сохранении числа

модельных каналов не улучшается. Высоту второй сортировки также меняли в широких пределах от 35 до 60 км. Оказалось, что выбранные в представленной параметризации высоты второй сортировки близки к оптимальным. Их изменение не улучшало точность параметризации.

Результаты расчетов показали, что при увеличении числа модельных каналов по сравнению с их числом в представленной параметризации точность параметризации улучшается незначительно, а при уменьшении этого числа эта точность ухудшается более существенно. Выбранные интервалы осреднения являются оптимальными. Их уменьшение не приводит к заметному улучшению точности параметризации.

Результаты расчетов показали, что в диапазоне высот 0–70 км как в безоблачной атмосфере, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} потоки восходящего и нисходящего собственного излучения, полученные с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков мало отличаются от этих же потоков и скоростей нагрева, полученных с помощью расчетов, в которых используется описанная в данной работе параметризация. В частности, отклонение между скоростями нагрева не превышает 0,2 К/сутки вне облачных слоев и 0,4 К/сутки внутри облачных слоев с большой оптической толщиной, что говорит о хорошей точности предложенной параметризации. Оказалось, что учет фоновых атмосферных аэрозолей незначительно влияет (не более 0,5 К/сут) на скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса излучения в интервале частот от 10 до 2000 см^{-1} на высотах менее 3 км и практически не влияет на высотах более 3 км. При отсутствии облаков учет молекулярного рассеяния в дальнем ИК-диапазоне слабо влияет на потоки излучения и нагрев атмосферного газа. Предложенный алгоритм построения параметризации учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой, обеспечивает хорошую точность, не требует проведения подгоночных расчетов для каждого модельного канала, относительно прост в программной реализации и позволяет менять число модельных каналов параметризации в широких пределах.

II.5 Заключение главы II

В данной главе изложены результаты расчетов с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в нижней и средней атмосфере Земли в интервале высот от поверхности Земли до 70 км в ИК-диапазоне в случае отсутствия облаков, а также при наличии в тропосфере облачных слоев большой оптической толщины. Разрешение по частоте составляло $0,001 \text{ см}^{-1}$, а по зенит-

ному углу 9 градусов. Эти результаты расчетов показали, что облачные слои большой оптической толщины существенно влияют на поле собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 3000 см^{-1} и существенно меняют общий энергетический баланс атмосферы по сравнению со случаем отсутствия этих облачных слоев.

Наличие облаков мало влияет на скорость нагрева-охлаждения воздуха собственным излучением выше облачного слоя в верхней тропосфере, стратосфере и мезосфере. Внутри облачных слоев эта скорость достигает больших значений и существенно изменяется с высотой. В середине нижнего облачного слоя на высоте 2 км эта скорость достигает значений около -280 К/сут (выхолаживание). В середине среднего облачного слоя на высоте около 5 км эта скорость достигает значений около -440 К/сут (выхолаживание), а в нижней части этого слоя на высоте около 3,5 км скорость нагрева составляет 50 К/сут. В верхней части верхнего облачного слоя на высоте около 9,5 км эта скорость достигает значений около -100 К/сут (выхолаживание), а в нижней части этого слоя на высоте около 7,5 км эта скорость составляет 60 К/сут. Наличие указанных скоростей нагрева-охлаждения атмосферы внутри облачных слоев будет нарушать гидростатическое равновесие в атмосфере и вызывать вертикальную конвекцию.

Внутри облачного слоя поле излучения становится практически изотропным из-за многократного рассеяния. При этом нисходящий поток собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 1000 см^{-1} выше облачного слоя несущественно отличается от потока, рассчитанного для безоблачной атмосферы. В интервале частот от 1000 до 3000 см^{-1} восходящий поток выше облачного слоя примерно на 20-25 % меньше, чем этот поток, рассчитанный при отсутствии облачного слоя. Под облачным слоем восходящий и нисходящий потоки излучения увеличиваются по сравнению с этими потоками в безоблачной атмосфере. По сравнению с безоблачным случаем восходящий поток на верхней границе ослабляется тем сильнее, чем больше частота излучения и чем выше расположен облачный слой. Также расчеты показали, что наличие облаков мало влияет на скорость нагрева воздуха собственным излучением в верхней тропосфере, стратосфере и мезосфере.

Также в этой главе описан способ построения параметризаций молекулярного поглощения, предназначенных для расчетов поля собственного излучения, который учитывает различия газового состава в средней и нижней атмосфере и обеспечивает хорошую точность расчетов как в безоблачной атмосфере, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной. Этот способ относительно прост в программной реализации и позволяет менять число модельных

каналов параметризации в широких пределах.

Кроме того, представлена построенная с помощью этого способа параметризация оптических характеристик атмосферы Земли в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км, содержащая 280 модельных каналов. Показано, что потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием этой параметризации, совпадают с этими же потоками, полученными с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, с относительной погрешностью меньше 1%. Отклонение между скоростью нагрева-охлаждения, рассчитанной с использованием этой параметризации, и этой же скоростью нагрева-охлаждения, рассчитанной с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, не превышает 0,2 К/сутки вне облачных слоев и 0,4 К/сутки внутри облачных слоев с большой оптической толщиной.

Представленная параметризация была использована при создании блока расчета собственного излучения атмосферы Земли в ИК-диапазоне, который был разработан для модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы.

Глава III

Расчеты поля солнечного излучения в атмосфере Земли

III.1 Введение главы III

В этой главе изложены результаты расчетов с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения в атмосфере Земли на средних широтах в случае отсутствия облаков, а также при наличии облачных слоев большой оптической толщины. Рассмотрены три случая, когда присутствует облачный слой либо нижнего, либо среднего, либо верхнего ярусов. Обсуждается влияние каждого из этих трех облачных слоев на потоки солнечного излучения и на скорость нагрева воздуха этим излучением. Расчеты с высоким спектральным разрешением потоков солнечного излучения в атмосфере Земли выполнены в диапазоне частот $2000\text{--}50000\text{ см}^{-1}$ с разрешением по частоте излучения $0,001\text{ см}^{-1}$. При расчетах использовалось приближение горизонтально однородной атмосферы и учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние [Ленобль, 1990; Тимофеев и др., 2003; Нагирнер, 2001; Фомин, 2003, 2008; Fomin, 1995, 2004, 2006; Fomin et al., 1998, 2005; Evans, 1998; Stamnes, 1998; Сушкевич, 2006]. Использовались расчетные сетки с разрешением по высоте 200 м и по зенитному углу около 9 градусов.

Расчеты с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения в атмосфере Земли (Line by Line) проводились многими исследователями в России и за рубежом. Эти расчеты выполняются обычно либо с целью интерпретации данных дистанционного зондирования атмосферы, либо с целью проверки точности различных параметризаций коэффициентов молекулярного поглощения атмосферных газов, которые используются в радиационных блоках моделей общей циркуляции атмосферы. На сайте <https://circ.gsfc.nasa.gov> представлены результаты расчетов с высоким спектральным разрешением солнечной и тепловой радиации, которые были получены различными исследователями в рамках международного проекта Continual Intercomparison of Radiation Codes, предназначенного для сравнения между собой расчетов разных авторов. Важное отличие наших расчетов от работ других авторов заключается в более высоком разрешении по высоте и зенитному углу.

Также в этой главе описан способ построения параметризаций молекулярного поглощения в частотном интервале от 2000 до 50000 см^{-1} , предназначенных для расчетов поля солнечного излучения в атмосфере Земли. В этом способе учитываются различия газового состава в средней и нижней атмосфере. Представлена параметризация, построенная по описанному способу, которая обеспечивает

высокую точность расчета поля солнечного излучения как в безоблачной атмосфере, так и при наличии облачных слоев большой оптической толщины. Также представлены результаты расчетов поля солнечного излучения в атмосфере Земли, полученные с помощью этой параметризации.

Отметим, что при построении параметризаций молекулярного поглощения для расчетов поля солнечного излучения в частотном интервале от 2000 до 50000 cm^{-1} на высотах 0–70 км нужно учитывать изменение газового состава атмосферы с высотой. Ниже высоты 15 км вклад водяного пара в коэффициент молекулярного поглощения является существенным, а вклад озона мал. Выше высоты 20 км снижается роль водяного пара и возрастает вклад озона. Поэтому спектры поглощения на малых и больших высотах не коррелируют.

Ранее были созданы различные параметризации молекулярного поглощения в атмосфере Земли, предназначенные для расчетов поля солнечного излучения в частотном диапазоне 2000 до 50000 cm^{-1} , которые содержат от нескольких десятков до 220 модельных каналов [Edwards and Slingo, 1996; Cusack et al., 1999; Chou and Suarez, 2002; Fomin and Correa, 2005; Nakajima, 2000; Hogan, 2010]. В работе [Edwards and Slingo, 1996] представлена параметризация, в которой используется 55 модельных каналов. В работе [Cusack et al., 1999] представлены две параметризации, в одной из которых используется 37 модельных каналов, а в другой используется 220 модельных каналов. В работе [Nakajima, 2000] представлена параметризация, в которой используется 7 модельных каналов. В работе [Chou, Suarez, 2002] представлена параметризация, в которой используется 8 модельных каналов.

Общая особенность этих параметризаций заключается в том, что все они обеспечивают хорошую точность (в пределах 0,1–0,5 К/сутки) расчетов скоростей нагрева-выхолаживания атмосферы за счет поглощения солнечного излучения на высотах тропосферы и нижней стратосферы (примерно до 20 км). На высотах более 25 км точность этих параметризаций существенно ухудшается. Способ построения параметризации, предложенный в работе [Fomin and Correa, 2005], обеспечивает наилучшую точность при заданном числе модельных каналов, но является достаточно трудоемким в реализации, поскольку требуется проводить большой объем подгоночных расчетов для каждого модельного канала.

В данной главе представлен новый алгоритм построения параметризаций молекулярного поглощения, предназначенных для расчетов поля солнечного излучения в атмосфере Земли. Этот алгоритм отличается от метода k-корреляции и является одним из вариантов метода лебеговского осреднения сечений поглощения по частоте [Шильков, 2015]. Этот алгоритм учитывает изменение газового

состава атмосферы с высотой, не требует проводить подгоночные расчеты для каждого модельного канала и относительно прост в программной реализации по сравнению с другими алгоритмами. Созданная авторами программа, реализующая этот алгоритм, позволяет менять число модельных каналов параметризации в широких пределах. Представлена построенная с помощью этой программы параметризация молекулярного поглощения в атмосфере Земли, которая обладает хорошей точностью в диапазоне высот 0–70 км как при отсутствии облачных слоев, так и при их наличии.

Точность построенной параметризации проверялась с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, выполненных с разрешением по частоте 0.001 см^{-1} . Коэффициенты молекулярного поглощения атмосферных газов рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 по стандартной теории, согласно которой суммируются вклады различных линий поглощения при обрезании крыльев линий на расстоянии 25 см^{-1} от центра линии, и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое было задано с помощью эмпирической модели MT CKD [Mlawer, 2012].

III.2 Построение параметризаций оптических параметров для расчета поля солнечного излучения в атмосфере Земли

В данной работе использовался следующий способ построения параметризаций оптических параметров атмосферного газа, который не требует проводить подгоночные расчеты для каждого модельного канала и относительно прост в программной реализации по сравнению с другими алгоритмами. Для построения параметризации весь участок спектра от 2000 до 50000 см^{-1} разбивается на интервалы шириной от 1000 до 4000 см^{-1} , которые далее будем называть интервалами осреднения. В каждом интервале осреднения узкие спектральные каналы по различным алгоритмам объединяются в широкие модельные каналы, которые еще называют носителями резонансов [Шильков, Герцев, 2015].

Основная идея алгоритма построения параметризаций состоит в том, чтобы построение модельных каналов проводить в два этапа. На первом этапе выбирается высота первой сортировки в диапазоне 10–17 км, чтобы учесть линии поглощения водяного пара. Все узкие каналы из интервала осреднения разбиваются на N_1 групп так, чтобы коэффициенты молекулярного поглощения узких каналов внутри каждой группы были достаточно близки между собой на этой высоте, а также на высотах 0–20 км. На втором этапе выбирается высота второй сортировки в диапазоне 40–55 км, чтобы учесть линии поглощения озона. Кажд-

дая полученная после первой сортировки группа узких каналов разбивается на N_2 подгрупп так, чтобы коэффициенты молекулярного поглощения узких каналов внутри каждой подгруппы были достаточно близки между собой на этой высоте и на высотах 0–70 км. Узкие каналы, вошедшие в одну подгруппу, объединяются в один модельный канал. В итоге получается $N_1 \times N_2$ модельных каналов на один интервал осреднения.

Обозначим через T и P температуру и давление атмосферного газа, через ν — частоту, через h — высоту от поверхности Земли, через $K(T, P, \nu)$ — объемный коэффициент молекулярного поглощения атмосферного газа, который при заданном молекулярном составе этого газа является функцией температуры, давления и частоты и который следует рассчитывать по стандартной теории с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое можно задать с помощью эмпирических моделей, например МТ СКД [Mlawer, 2012].

В данной работе использовался следующий алгоритм построения модельных каналов. Сначала выбираются некоторые средние зависимости от высоты (вертикальные профили) температуры $T(h)$ и давления $P(h)$ атмосферного газа и парциальных давлений водяного пара $P_{\text{vap},k,l,n}$ и озона $P_{\text{oz},k,l,q}$. Далее строим сетку по высоте h_k , в которой нумерация начинается на верхней границе атмосферы, и сетку по давлению $P_k = P(h_k)$, $P_0 < \dots < P_k < P_{k+1} < \dots < P_{max}$ и задаем значения среднего профиля температуры атмосферного газа в узлах этой сетки: $T_{k,0} = T(h_k) = T(P_k)$. Отметим, выбор шагов сетки по давлению должен обеспечивать приемлемую точность интерполяции оптических параметров. Проведенные авторами расчеты показали, что для достижения хорошей точности достаточно использовать шаги сетки по высоте 200 м на высотах менее 10 км и 400 м на высотах более 10 км.

Для каждого узла сетки по давлению P_k строим равномерную сетку значений температуры с шагом ΔT по формуле

$$T_{k,l} = T_{k,0} + l \Delta T, \quad l = -L, \dots, L, \quad (\text{III.1.1})$$

причем шаг ΔT и число L выбираются так, чтобы все возможные значения температуры атмосферного газа при давлении P_k попадали внутрь отрезка $[T_{k,0} - L\Delta T, T_{k,0} + L\Delta T]$ и чтобы обеспечивалась приемлемая точность интерполяции оптических параметров по температуре. Проведенные авторами расчеты показали, что для выполнения перечисленных условий в нижней и средней атмосфере достаточно взять $\Delta T = 10 K$ и $L = 10$. Если взять $\Delta T = 5 K$, то точность интерполяции практически не меняется, а если взять $\Delta T = 20 K$, то

эта точность заметно ухудшается на высотах более 20 км. Для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ вводится дополнительная сетка значений парциальных давлений водяного пара $P_{\text{vap},k,l,n}$ и озона $P_{\text{oz},k,l,q}$.

Рассмотрим интервал осреднения в диапазоне частот $[\nu_{min}, \nu_{max}]$ шириной от 125 до

4000 см^{-1} . Этот интервал разделим на узкие каналы шириной $\Delta\nu = 0,001 \text{ см}^{-1}$ с частотой ν_i в центре канала, внутри которых оптические параметры можно считать постоянными.

Выбираем высоту первой сортировки h_{C1} в интервале от 5 до 15 км, на которой производится объединение узких каналов в группы, такие что одинаковые оптические параметры вошедших в одну группу узких каналов близки между собой в нижней атмосфере. Проведенные расчеты показали, что наилучшая точность достигается при выборе h_{C1} в интервале от 10 до 15 км. На этой высоте для фиксированных значений $P(h_{C1}), T(h_{C1}), P_{\text{vap}}(h_{C1}), P_{\text{oz}}(h_{C1})$ рассчитываем значения коэффициента молекулярного поглощения для каждого узкого канала из интервала осреднения по методике, описанной в разделе I. 2 главы I. Из этого множества значений выбираем минимальное и максимальное значения:

$$K_{C1,min} = \min_i K(h_{C1}, \nu_i), \quad K_{C1,max} = \max_i K(h_{C1}, \nu_i).$$

На отрезке $[K_{C1,min}, K_{C1,max}]$ вводим сетку значений объемного коэффициента молекулярного поглощения, равномерную в логарифмическом масштабе и заданную следующими формулами

$$K_{C1,j} = (K_{C1,min})^{(1-j/N_1)} (K_{C1,max})^{(j/N_1)}, \quad j = 0, 1, \dots, N_1. \quad (\text{III.1.2})$$

Эта сетка делит отрезок на N_1 частей. После построения этой сетки осуществляется сортировка узких каналов на группы, которые объединяются в широкие модельные каналы по следующему правилу. Все узкие каналы, для которых выполняется условие $K(h_{C1}, \nu_i) \in (K_{C1,j-1}, K_{C1,j}]$, объединяются в группу с номером j . Обозначим через N_j число узких каналов, вошедших в эту группу, а через $\Omega_j = (i_{j,1}, \dots, i_{j,N_j})$ — список номеров этих узких каналов, записанных в порядке возрастания.

Далее выбираем высоту второй сортировки h_{C2} в интервале от 40 до 55 км, на которой производится объединение узких каналов в модельные каналы, такие что одинаковые оптические параметры узких каналов, вошедших в один модельный канал, близки между собой не только в нижней, но и в средней атмосфере. Проведенные расчеты показали, что наилучшая точность достигается при выборе h_{C2} в интервале от 40 до 55 км. На этой высоте сортиров-

ки рассмотрим каждую группу узких каналов, полученных при первой сортировке, и делим ее на подканалы. На этой высоте для фиксированных значений $P(h_{C2}), T(h_{C2}), P_{\text{vap}}(h_{C2}), P_{\text{oz}}(h_{C2})$ рассчитываем минимальное и максимальное значения коэффициента молекулярного поглощения по всем узким каналам, вошедшим в множество Ω_j :

$$K_{C2,min}(j) = \min_{i \in \Omega_j} K(h_{C2}, \nu_i), \quad K_{C2,max}(j) = \max_{i \in \Omega_j} K(h_{C2}, \nu_i).$$

На отрезке $[K_{C2,min}(j), K_{C2,max}(j)]$ вводим сетку, равномерную в логарифмическом масштабе и заданную следующими формулами

$$K_{C2,j,m} = (K_{C2,min}(j))^{(1-m/N_2)} (K_{C2,max}(j))^{(m/N_2)}, \quad m = 0, 1, \dots, N_2. \quad (\text{III.1.3})$$

Эта сетка делит отрезок на N_2 частей. После построения этой сетки все узкие каналы из множества Ω_j , для которых выполняется условие $K(h_{C2}, \nu_i) \in (K_{C2,j,m-1}, K_{C2,j,m}]$, объединяются в модельный канал с индексами j, m .

Обозначим через $N_{j,m}$ число узких каналов, вошедших в этот модельный канал, а через $\Omega_{j,m} = (i_{j,1}, \dots, i_{j,N_{j,m}})$ — список номеров этих узких каналов, записанных в порядке возрастания. Суммарная ширина узких каналов, вошедших в рассматриваемый модельный канал, равна $N_{j,m} \Delta\nu$, где $\Delta\nu = 0,001 \text{ см}^{-1}$ — ширина узких каналов.

Лебегова мера узких каналов задается равной $I_S^{\text{BH}}(\nu_i) \Delta\nu$. В этом выражении $I_S^{\text{BH}}(\nu)$ обозначает интенсивность прямого солнечного излучения с частотой ν на верхней границе атмосферы Земли. Лебегова мера модельного канала с индексами j, m задается по формуле:

$$\mu(j, m) = \Delta\nu \sum_{i \in \Omega_{j,m}} I_S^{\text{BH}}(\nu_i),$$

в которой суммирование ведется по всем узким каналам, вошедшими в рассматриваемый модельный канал. Далее определяется отношение лебеговой меры к ширине узких каналов

$$M(j, m) = \frac{1}{\Delta\nu} \mu(j, m). \quad (\text{III.1.4})$$

Затем для каждого модельного канала и каждого узла сетки по давлению и температуре вычисляются осредненные по лебеговой мере сечения поглощения и рассеяния и индикаторы рассеяния для молекул водяного пара, озона, молекул воздуха без водяного пара и озона, а также для средних по размеру аэрозольных частиц фоновых и облачных аэрозолей.

Осредненные по лебеговой мере сечения поглощения молекул воздуха без водяного пара и озона вычисляются по формуле

$$\sigma_{\text{air,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k) = \frac{1}{M(j, m)} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sum_{\alpha} q_{\alpha} \sigma_{\text{mol,ab},\alpha}(T_{k,l}, P_k, \nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i), \quad (\text{III.1.5})$$

в которой индекс α обозначает один из 5-сортов молекул N_2 , N_2O , O_2 , CO_2 , CH_4 , которые учитываются в расчетах, q_{α} — объемная доля молекул сорта α , $\sigma_{\text{mol,ab},\alpha}(\nu)$ — сечение поглощения молекулы этого сорта, которое вычисляется по методике, описанной в разделе I. 2 главы I. При этом сечение поглощения молекулы CO_2 вычисляется с учетом континуального поглощения. Объемные доли молекул перечисленных сортов считаются постоянными.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения молекул водяного пара вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{vap,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}) &= \\ &= \frac{1}{M(j, m)} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{vap,ab}}(T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}, \nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i), \end{aligned} \quad (\text{III.1.6})$$

в которой P_{vap} — парциальное давление водяного пара, $\sigma_{\text{vap,ab}}$ — сечение поглощения молекулы водяного пара, которое вычисляется с учетом континуального поглощения.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения молекул озона вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{oz,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{oz}}) &= \\ &= \frac{1}{M(j, m)} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma_{\text{oz,ab}}(T_{k,l}, P_k, P_{\text{oz}}, \nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i), \end{aligned} \quad (\text{III.1.7})$$

в которой P_{oz} — парциальное давление озона, $\sigma_{\text{oz,ab}}$ — сечение поглощения молекулы озона.

Отметим, что зависимостью сечения поглощения молекулы водяного пара от парциального давления этого пара и зависимостью сечения поглощения молекулы озона от парциального давления озона можно пренебречь по следующей причине. Эти сечения зависят от парциальных давлений только через полуширину линии контура Лоренца, заданную формулой (I.2.5). Поскольку относительный вклад парциального давления водяного пара в общее давление воздуха не превышает 0,01, а этот же вклад для озона не превышает 0,0000001, то увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул водяного пара между собой можно пренебречь по сравнению с увеличением полуширины линии за

счет столкновений молекул водяного пара с молекулами воздуха. Аналогично поскольку относительный вклад парциального давления озона в общее давление воздуха не превышает 0,0000001, то увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул озона между собой также можно пренебречь по сравнению с увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул озона с молекулами воздуха.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения одной частицы фоновых аэрозолей вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{as,ab}}(j, m) = \frac{1}{M(j, m)} \sum_{i \in \Omega_{j, m}} \sigma_{\text{as,ab}}(\nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i), \quad (\text{III.1.8})$$

в которой $\sigma_{\text{as,ab}}$ — осредненное по размерам сечение поглощения одной частицы фоновых аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения частиц облачных аэрозолей вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{cl,ab}}(j, m) = \frac{1}{M(j, m)} \sum_{i \in \Omega_{j, m}} \sigma_{\text{cl,ab}}(\nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i), \quad (\text{III.1.9})$$

в которой $\sigma_{\text{cl,ab}}$ — осредненное по размерам сечение поглощения частицы облачных аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния молекул всех видов вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{mol,sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k) = \frac{1}{M(j, m)} \sum_{i \in \Omega_{j, m}} \sigma_{\text{mol,sc}}(T_{k,l}, P_k, \nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i), \quad (\text{III.2.10})$$

в которой $\sigma_{\text{mol,sc}}$ — сечение рассеяния одной молекулы, которое вычисляется по формулам (I.4.1), (I.4.3) и (I.4.4).

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния одной частицы фоновых аэрозолей вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{as,sc}}(j, m) = \frac{1}{M(j, m)} \sum_{i \in \Omega_{j, m}} \sigma_{\text{as,sc}}(\nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i), \quad (\text{III.1.11})$$

в которой $\sigma_{\text{as,sc}}$ — осредненное по размерам сечение рассеяния одной частицы фоновых аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния одной частицы облачных аэрозолей вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{cl,sc}}(j, m) = \frac{1}{M(j, m)} \sum_{i \in \Omega_{j, m}} \sigma_{\text{cl,sc}}(\nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i), \quad (\text{III.1.12})$$

в которой $\sigma_{\text{cl},\text{sc}}$ — осредненное по размерам сечение поглощения одной частицы облачных аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента поглощения вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} K_{\text{ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}, P_{\text{oz}}) = & \frac{(P_k - P_{\text{vap}} - P_{\text{oz}})}{k_B T_{k,l}} \sigma_{\text{air,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k) + \\ & + \frac{P_{\text{vap}}}{k_B T_{k,l}} \sigma_{\text{vap,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k) + \frac{P_{\text{oz}}}{k_B T_{k,l}} \sigma_{\text{oz,ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k) + \\ & + n_{\text{as}} \sigma_{\text{as,ab}}(j, m) + n_{\text{cl}} \sigma_{\text{cl,ab}}(j, m), \end{aligned} \quad (\text{III.1.13})$$

в которой k_B — постоянная Больцмана, n_{as} — концентрация частиц фоновых аэрозолей, n_{cl} — концентрация частиц облачных аэрозолей, рассчитанная по водности и ледности облаков и среднему размеру частиц в облаках.

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента рассеяния (суммы молекулярного и аэрозольного) вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} K_{\text{sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k) = & \frac{P_k}{k_B T_{k,l}} \sigma_{\text{air,sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k) + \\ & + n_{\text{as}} \sigma_{\text{as,sc}}(j, m) + n_{\text{cl}} \sigma_{\text{cl,sc}}(j, m). \end{aligned} \quad (\text{III.1.14})$$

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента ослабления вычисляется по формуле

$$K_{\text{ext}}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}, P_{\text{oz}}) = K_{\text{ab}}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}, P_{\text{oz}}) + K_{\text{sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k),$$

а осредненное по лебеговой мере значение альбедо однократного рассеяния вычисляется по формуле

$$\omega(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}, P_{\text{oz}}) = \frac{K_{\text{sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k)}{K_{\text{ext}}(j, m, T_{k,l}, P_k, P_{\text{vap}}, P_{\text{oz}})}. \quad (\text{III.1.15})$$

Осредненные по лебеговой мере значения индикатрисы рассеяния частицы фоновых аэрозолей и индикатрисы рассеяния частицы облачных аэрозолей вычисляются по формулам

$$\chi_{\text{as}}(u, j, m) = \frac{\sum_{i \in \Omega_{j,m}} \chi_{\text{as}}(\nu_i, u) \sigma_{\text{as,sc}}(\nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i)}{M(j, m) \sigma_{\text{as,sc}}(j, m)}, \quad (\text{III.1.16})$$

$$\chi_{\text{cl}}(u, j, m) = \frac{\sum_{i \in \Omega_{j,m}} \chi_{\text{cl}}(\nu_i, u) \sigma_{\text{cl,sc}}(\nu_i) I_S^{\text{BH}}(\nu_i)}{M(j, m) \sigma_{\text{cl,sc}}(j, m)}, \quad (\text{III.1.17})$$

в которых u — косинус угла рассеяния. Осредненное по лебеговой мере значение индикатрисы рассеяния воздуха вместе с аэрозолями вычисляется по формуле

$$\chi(u, j, m, T_{k,l}, P_k) = \frac{1}{K_{\text{sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k)} \left[\frac{\chi_{\text{mol}}(u) \sigma_{\text{air,sc}}(j, m, T_{k,l}, P_k) P_k}{k_B T_{k,l}} + \right. \\ \left. + \chi_{\text{as}}(u, j, m) \sigma_{\text{as,sc}}(j, m) n_{\text{as}} + \chi_{\text{cl}}(u, j, m) \sigma_{\text{cl,sc}}(j, m) n_{\text{cl}} \right]. \quad (\text{III.1.18})$$

При практических расчетах часто используется разложение индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. Для получения осредненного коэффициента разложения индикатрисы рассеяния нужно в формуле (II.2.18) заменить все индикатрисы рассеяния на их коэффициенты разложения с одинаковым номером.

На этом процесс объединения узких каналов в широкие модельные и процесс вычисления средних значений оптических характеристик в узлах сетки по давлению и температуре для широких модельных каналов выполнен. Таким образом, сотни тысяч узких спектральных каналов из интервала осреднения заменяются на десятки или сотни (в зависимости от требуемой точности и скорости расчетов) широких модельных каналов.

При моделировании общей циркуляции атмосферы необходимо рассчитывать поле излучения в модельных каналах для вертикальных распределений концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц над каждым узлом пространственной сетки на поверхности Земли. Поскольку над каждым из этих узлов в заданный момент времени имеется свое вертикальное распределение концентраций и температуры поглощающих газов и распределение аэрозольных частиц, то для каждого из этих распределений необходимо быстро рассчитывать вертикальные профили оптических параметров для каждого модельного канала. Оптимизация процедуры расчета этих профилей играет важную роль. Поскольку осредненные объемные коэффициенты поглощения и ослабления, а также альбедо однократного рассеяния выражаются через произведение концентраций молекул и частиц аэрозолей на их осредненные сечения поглощения и рассеяния, то требуется оптимизировать расчет этих сечений.

Осредненные сечения поглощения и рассеяния молекул воздуха и частиц аэрозолей согласно формулам (II.2.5), (II.2.8)–(II.2.12) являются функциями давления и температуры. Поэтому необходимо для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ рассчитывать и хранить в памяти компьютера указанные осредненные сечения для каждого модельного канала.

Осредненные сечения поглощения молекул водяного пара и озона согласно

формулам (II.2.6), (II.2.7) формально зависят от их парциальных давлений. По этой причине при формальном подходе необходимо для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ вводить дополнительные сетки значений парциальных давлений водяного пара и озона, и в узлах сетки парциальных давлений озона рассчитывать и хранить в памяти компьютера осредненные сечения поглощения молекул озона а в узлах сетки парциальных давлений водяного пара рассчитывать и хранить в памяти компьютера осредненные сечения поглощения молекул водяного пара. При этом шаги сетки по парциальным давлениям следует подбирать так, чтобы обеспечить нужную точность интерполяции при минимальном числе узлов сетки. Для расчета этих сечений между узлами сетки необходимо использовать интерполяцию уже по трем переменным.

Однако если использовать обоснованный в комментарии после формулы (II.2.7) факт, что зависимостью сечения поглощения молекулы водяного пара от парциального давления этого пара и зависимостью сечения поглощения молекулы озона от парциального давления озона можно пренебречь, то можно эти сечения рассчитывать и хранить в памяти компьютера только в узлах сетки по давлению и температуре, а для расчета этих сечений между узлами сетки использовать интерполяцию по двум переменным.

Описанная методика позволяет быстро рассчитывать оптические параметры в каждом модельном канале для произвольных вертикальных распределений концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц. При этом необходимо хранить в оперативной памяти массивы значений всех осредненных сечений поглощения и рассеяния, заданных формулами (II.2.5)–(II.2.12), и осредненные коэффициенты разложения индикатрис рассеяния частиц облаков и фоновых аэрозолей в узлах сетки по температуре и давлению для каждого модельного канала.

Теоретическую оценку точности представленного алгоритма построения параметризации оптических параметров атмосферного газа, предназначенных для расчетов поля солнечного излучения в атмосфере Земли, можно провести полностью аналогично оценке, проведенной в конце раздела II.2 главы II.

III.3 Результаты расчетов с высоким спектральным разрешением

Поле солнечного излучения можно представить в виде суммы прямого (нерассеянного) излучения и рассеянного излучения (один и более раз). Интенсивности прямого солнечного излучения рассчитываются по аналитическим формулам. Если в некоторой точке на поверхности Земли высота Солнца над горизонтом

превышает 50 градусов, то для расчета каждой из указанных составляющих солнечного излучения в вертикальном столбе над этой точкой можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В противном случае при расчетах прямого излучения необходимо учитывать трехмерную неоднородность атмосферы, а при расчете рассеянного излучения можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В этом приближении рассеянные составляющие солнечного излучения зависят от высоты, а также от зенитного и азимутального углов. Каждую из этих составляющих можно разбить на две части. Первая из этих частей не зависит от азимутального угла, а вторая зависит от него. Можно показать, что в случае горизонтально однородной атмосферы вторая часть не вносит вклада в нагрев атмосферного газа. Таким образом, для расчета скоростей нагрева атмосферного газа солнечным излучением достаточно рассчитать прямое солнечное излучение, а также не зависящую от азимутального угла часть рассеянного солнечного излучения, для расчета которой можно применять те же методы, что и при расчете собственного излучения атмосферы.

Для численного решения одномерного по пространству уравнения переноса рассеянного солнечного излучения применялся вариант метода дискретных ординат, изложенный в работе (Игнатьев и др., 2015). В расчетах использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 метров и равномерная сетка по зенитным углам с шагом менее 9 градусов. Коэффициенты молекулярного поглощения атмосферных газов рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 по стандартной теории, согласно которой суммируются вклады различных линий поглощения при обрезании крыльев линий на расстоянии 25 см^{-1} от центра линии, и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое было задано с помощью эмпирической модели MT CKD (Mlawer et al., 2012). Отметим, что главное отличие наших расчетов от работ других авторов заключается в более высоком разрешении по высоте.

В расчетах использовались вертикальные профили температуры и концентраций основных атмосферных газов, рассчитанные по эмпирической модели NRLMSISE-00 для условий июля над Северной Атлантикой на широте 55° и приведенные на рис. II.2, а также вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих, показанные на рис. II.3.

Считалось, что в атмосфере присутствуют три типа фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей и зависимость их концентрации от высоты взяты из работы (McClatchey R.A., 1986). Рассматриваются три облачных слоя: облака нижнего, среднего и верхнего ярусов (Мазин, Хргиан, 1989). Облачный слой верхнего яруса находит-

ся в интервале высот от 7 до 10 км, облачный слой среднего яруса — в интервале высот от 3 до 7 км, а облачный слой нижнего яруса — в интервале высот от 0,5 до 3 км.

На рис. I.2 в главе I представлены зависимости от длины волны альбедо однократного рассеяния, параметра асимметрии и коэффициента объемного ослабления (экстинкции) для аэрозольных частиц в облаках. Эти зависимости построены по экспериментальным данным, приведенным в монографии (Тимофеев Ю.В. и др., 2003). Коэффициент экстинкции нормирован на его значение при длине волны 0,5 мкм. Зависимость от высоты коэффициента экстинкции в верхнем, среднем и нижнем облачных слоях при длине волны 0,5 мкм была задана аналитическими формулами, которые приведены в разделе II.3.2 в главе II.

Также использовался стандартный спектр солнечного излучения на верхней границе атмосферы 2000 ASTM Standard Extraterrestrial Spectrum Reference E-490-00, представленный на сайте
<https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra-astm-e490.html>.

III.3.1 Результаты расчетов в безоблачной атмосфере

На рис. III.1 приведены вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот 2000-3000 см⁻¹, 3000-4000 см⁻¹, 4000-9000 см⁻¹, 9000-13000 см⁻¹, 13000-14000 см⁻¹, 14000-29000 см⁻¹, 29000-33000 см⁻¹ и 33000-50000 см⁻¹, рассчитанные при зенитном угле Солнца $-42,353^\circ$, альбедо поверхности 5% и в отсутствии облаков, а также вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет поглощения солнечного излучения в атмосфере в перечисленных интервалах частот. Нисходящие потоки состоят из прямого и рассеянного излучения, а восходящие только из рассеянного.

Анализ рис. III.1 показывает, что в интервалах частот от 2000 до 3000 см⁻¹ и от 3000 до 4000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха существенно зависит от высоты и на высоте 72 км достигает значений соответственно 1,4 и 3 К/сут, а на высотах менее 30 км эта скорость не превышает 0,5 К/сут. При этом нагрев на высотах более 60 км происходит за счет полос поглощения углекислого газа. Нисходящие потоки излучения в этих интервалах частот на высотах более 30 км мало изменяются, а ниже 30 км плавно убывают с уменьшением высоты в 1,5-2 раза. Восходящие потоки в этих интервалах частот на высотах более 20 км мало изменяются, а ниже 20 км слабо возрастают с уменьшением высоты. В интервале частот от 4000 до 13000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах более 3 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,6 К/сут, а на высотах менее 3 км эта скорость достигает значений 1,2 К/сут за счет фоновых аэрозолей. Нис-

ходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 3 км мало изменяется, а ниже 3 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот на высотах более 20 км мало изменяется, а ниже 20 км слабо убывает с уменьшением высоты.

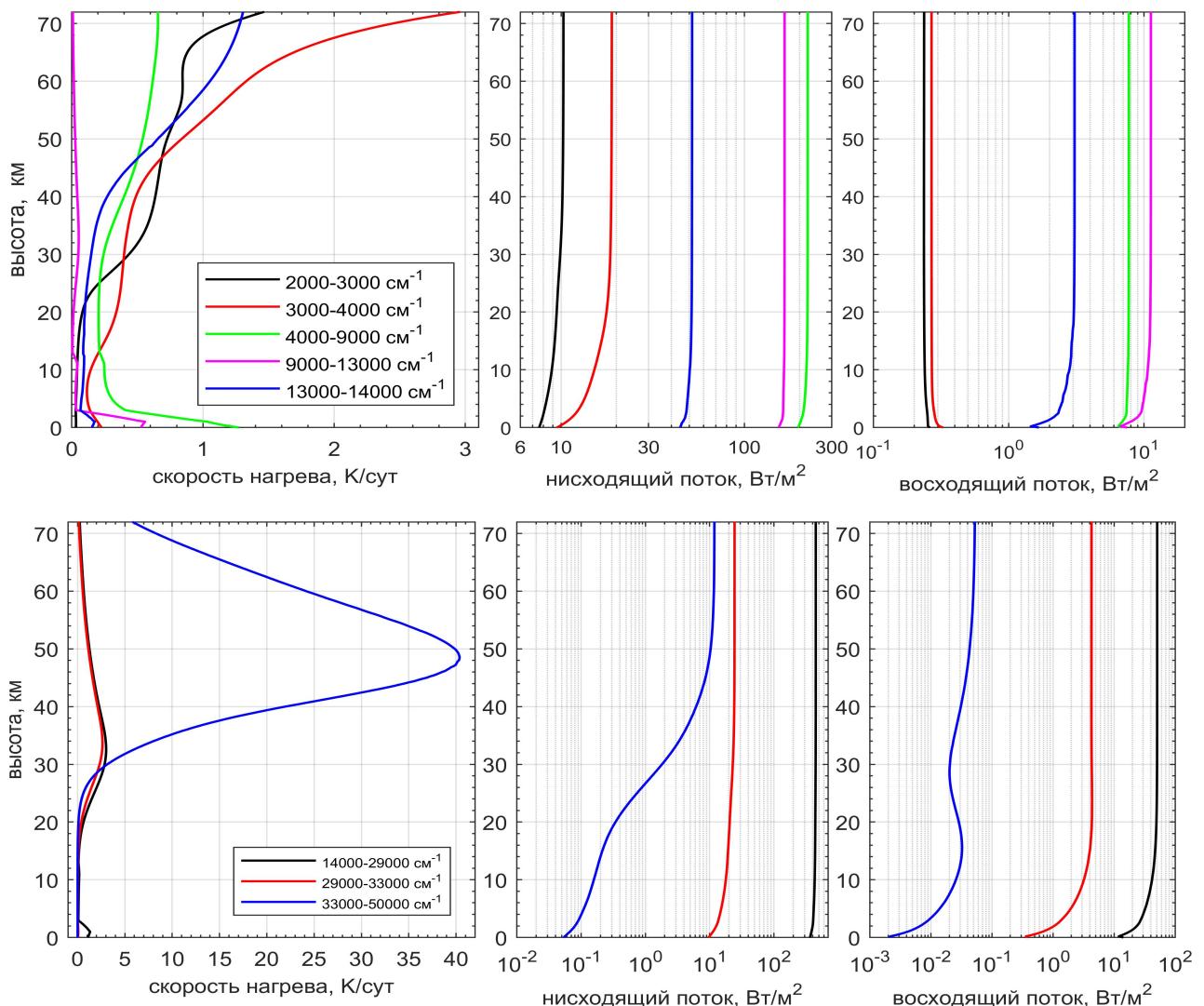


Рис. III.1. Вертикальные профили скорости нагрева воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 до 3000 см^{-1} , от 3000 до 4000 см^{-1} , от 4000 до 9000 см^{-1} , от 9000 до 13000 см^{-1} и от 13000 до 14000 см^{-1} (вверху) и от 14000 до 29000 см^{-1} , от 29000 до 33000 см^{-1} и от 33000 до 50000 см^{-1} (внизу) при отсутствии облаков и наличии фоновых аэрозолей .

В интервале частот от 13000 до 14000 см^{-1} скорость нагрева воздуха на высотах от 3 до 35 км слабо зависит от высоты и не превышает значений $0,2\text{ К/сут}$, а на высотах более 35 км эта скорость плавно возрастает с увеличением высоты и достигает значений 1 К/сут . Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 10 км мало изменяется, а ниже 10 км незначительно

убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот на высотах более 15 км мало изменяется, а ниже 15 км слабо убывает с уменьшением высоты. В интервале частот от 14000 до 29000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах более 3 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 1,3 К/сут, а на высотах менее 3 км эта скорость из-за поглощения фоновыми аэрозолями плавно возрастает с уменьшением высоты и достигает значений 2 К/сут у поверхности Земли. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 3 км практически не меняется, а ниже 3 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале плавно увеличивается на высотах ниже 15 км, а выше 15 км практически постоянный.

В интервале частот от 29000 до 33000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах от 0 до 20 км и выше 65 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,8 К/сут, на высотах от 20 до 65 км плавно меняется с высотой и достигает максимального значения около 3 К/сут на высоте 34 км. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 12 км мало изменяется, а ниже 12 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток на высотах более 15 км он изменяется незначительно, а ниже 15 км убывает с уменьшением высоты.

В интервале частот от 33000 до 50000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах более 25 км существенно зависит от высоты и достигает максимального значения 40,5 К/сут на высоте 45 км, а на высотах ниже 20 км эта скорость практически нулевая. Нисходящий поток в этом интервале частот на высотах более 55 км мало изменяется, а ниже 55 км существенно убывает с уменьшением высоты, причем у поверхности Земли он примерно в 200 меньше чем на высотах более 55 км. Восходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 55 км меняется несущественно, на высотах от 30 до 55 км убывает с уменьшением высоты, на высотах от 15 до 30 км возрастает с уменьшением высоты, а на высотах ниже 15 км быстро убывает с уменьшением высоты.

Расчеты показали, что появление любого облачного слоя большой оптической толщины практически не меняет скорость нагрева воздуха и нисходящие потоки излучения выше облачного слоя. Для излучения с частотой менее 33000 см⁻¹ внутри облачного слоя скорость нагрева достигает больших значений, нисходящие потоки быстро убывают с высотой, а восходящие потоки внутри облачного слоя и выше него существенно увеличиваются. Для излучения с частотой, большей 33000 см⁻¹, появление облачных слоев практически не меняет скорость нагрева внутри и ниже этих слоев, поскольку это излучение почти полностью поглощается озоном в вышележащих слоях атмосферы. По сравнению с безоб-

лачным случаем нисходящие потоки ниже облачного слоя уменьшаются на 3-6 порядков, а восходящие потоки в облачном слое и выше него увеличиваются в 2-10 раз.

III.3.2 Результаты при наличии нижнего облачного слоя

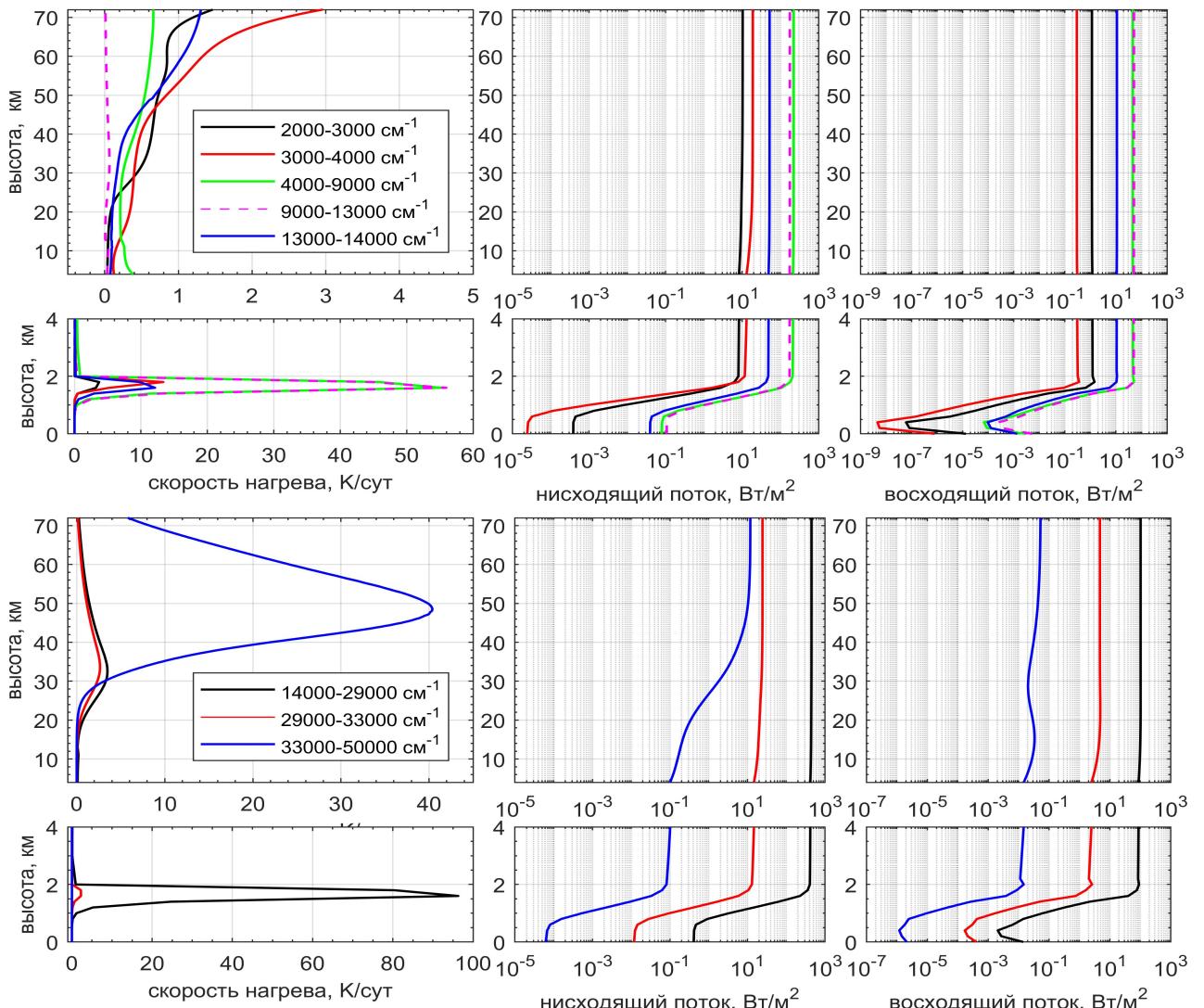


Рис. III.2. Вертикальные профили скорости нагрева воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 см^{-1} , от 3000 до 4000 см^{-1} , от 4000 до 9000 см^{-1} , от 9000 до 13000 см^{-1} и от 13000 до 14000 см^{-1} (вверху) и от 14000 до 29000 см^{-1} , от 29000 до 33000 см^{-1} и от 33000 до 50000 см^{-1} (внизу) при наличии облачного нижнего яруса.

На рис. III.2 представлены вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот $2000\text{-}3000 \text{ см}^{-1}$, $3000\text{-}4000 \text{ см}^{-1}$, $4000\text{-}9000 \text{ см}^{-1}$, $9000\text{-}13000 \text{ см}^{-1}$, $13000\text{-}14000 \text{ см}^{-1}$, $14000\text{-}29000 \text{ см}^{-1}$, $29000\text{-}33000 \text{ см}^{-1}$ и $33000\text{-}50000 \text{ см}^{-1}$, рассчитанные при тех же условиях что и

профили на рис. III.1 только при наличии нижнего облачного слоя в интервале высот от 0,5 до 3 км.

Из рис. III.2 видно, что в середине нижнего облачного слоя на высоте 2 км скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения атмосферы в интервале частот от 2000 до 3000 см⁻¹ достигает значений 3,5 К/сут, в интервале частот от 3000 до 4000 см⁻¹ значений 13 К/сут, в интервале частот от 4000 до 9000 см⁻¹ значений 55 К/сут, в интервале частот от 9000 до 13000 см⁻¹ значений 56 К/сут, в интервале частот от 13000 до 14000 см⁻¹ значений 12 К/сут, в интервале частот от 14000 до 29000 см⁻¹ значений 97 К/сут, в интервале частот от 29000 до 33000 см⁻¹ значений 2 К/сут, а в интервале частот от 33000 до 50000 см⁻¹ эта скорость практически 0,1 К/сут.

Видно, что ниже облачного слоя нисходящий поток излучения в частотном интервале от 2000 до 3000 см⁻¹ уменьшился по сравнению с безоблачным случаем примерно в 20000 раз, в интервале от 3000 до 4000 см⁻¹ в 500000 раз, в интервале от 4000 до 9000 см⁻¹ в 1000 раз, в интервале от 9000 до 13000 см⁻¹ в 700 раз, в интервале от 13000 до 14000 см⁻¹ в 500 раз, в интервале от 14000 до 29000 см⁻¹ в 400 раз, в интервале от 29000 до 33000 см⁻¹ в 300 раз, в интервале от 33000 до 50000 см⁻¹ в 350 раз. Восходящий поток выше облачного слоя увеличился по сравнению с безоблачным случаем примерно в 4,5 раза в частотном интервале от 2000 до 3000 см⁻¹, в 1,3 раза в интервале от 3000 до 4000 см⁻¹, в 7 раз в интервале от 4000 до 9000 см⁻¹, в 7 раз в интервале от 9000 до 13000 см⁻¹, в 3,5 раза в интервале от 13000 до 14000 см⁻¹, в 2 раза в интервале от 14000 до 29000 см⁻¹, в 1,2 раза в интервале от 29000 до 33000 см⁻¹, а в интервале от 33000 до 50000 см⁻¹ практически не изменился.

III.3.3 Результаты при наличии среднего облачного слоя

На рис. III.3 показаны вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот 2000-3000 см⁻¹, 3000-4000 см⁻¹, 4000-9000 см⁻¹, 9000-13000 см⁻¹, 13000-14000 см⁻¹, 14000-29000 см⁻¹, 29000-33000 см⁻¹ и 33000-50000 см⁻¹, рассчитанные при наличии среднего облачного слоя в интервале высот от 3 до 6 км.

Анализ рис. III.3 показывает, что в середине среднего облачного слоя на высоте 4,5 км скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения атмосферы в интервале частот от 2000 до 3000 см⁻¹ достигает значений 6–8 К/сут, в интервале частот от 3000 до 4000 см⁻¹ значений 28 К/сут, в интервале частот от 4000 до 9000 см⁻¹ значений 98 К/сут, в интервале частот от 9000 до 13000 см⁻¹ значений 110 К/сут, в интервале частот от 13000 до 14000 см⁻¹ значений

25–26 К/сут, в интервале частот от 14000 до 29000 см^{-1} значений 182 К/сут, в интервале частот от 29000 до 33000 см^{-1} значений 2 К/сут, а в интервале частот от 33000 до 50000 см^{-1} эта скорость 0 К/сут. Ниже среднего облачного слоя нисходящие потоки в частотном интервале от 2000 до 3000 см^{-1} по сравнению с безоблачным случаем уменьшаются примерно в 200000 раз, в интервале от 3000 до 4000 см^{-1} в 5000000 раз, в интервале от 4000 до 9000 см^{-1} в 3000 раз, в интервале от 9000 до 13000 см^{-1} в 3000 раз, в интервале от 13000 до 14000 см^{-1} в 2000 раз, в интервале от 14000 до 29000 см^{-1} в 2000 раз, в интервале от 29000 до 33000 см^{-1} в 2000 раз, в интервале от 33000 до 50000 см^{-1} в 2000 раз.

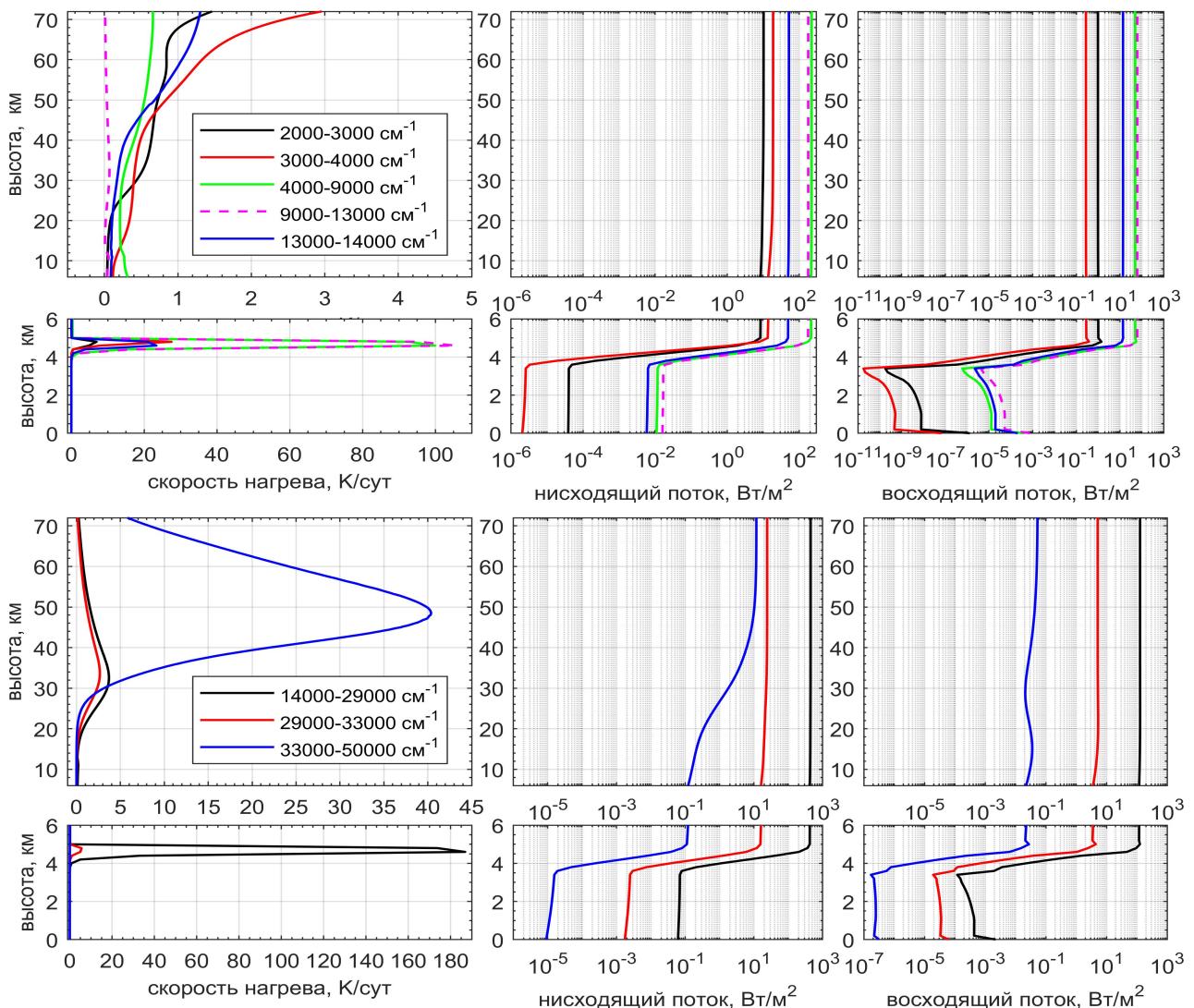


Рис. III.3. Вертикальные профили скорости нагрева воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 до 3000 см^{-1} , от 3000 до 4000 см^{-1} , от 4000 до 9000 см^{-1} , от 9000 до 13000 см^{-1} и от 13000 до 14000 см^{-1} (вверху) и от 14000 до 29000 см^{-1} , от 29000 до 33000 см^{-1} и от 33000 до 50000 см^{-1} (внизу) при наличии облаков среднего яруса.

Также на рис. III.3 видно, что восходящий поток выше среднего облачного слоя увеличился по сравнению с безоблачным случаем в частотном интервале от 2000 до 3000 см⁻¹ в 4,5 раза, в интервале от 3000 до 4000 см⁻¹ в 1,2 раза, в интервале от 4000 до 9000 см⁻¹ в 11 раз, в интервале от 9000 до 13000 см⁻¹ в 9 раз, в интервале от 13000 до 14000 см⁻¹ в 4 раза, в интервале от 14000 до 29000 см⁻¹ в 4 раза, в интервале от 29000 до 33000 см⁻¹ в 1,5 раза, а в интервале от 33000 до 50000 см⁻¹ практически не изменился.

III.3.4 Результаты при наличии верхнего облачного слоя

На рис. III.4 приведены вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот 2000-3000 см⁻¹, 3000-4000 см⁻¹, 4000-9000 см⁻¹, 9000-13000 см⁻¹, 13000-14000 см⁻¹, 14000-29000 см⁻¹, 29000-33000 см⁻¹ и 33000-50000 см⁻¹, рассчитанные при наличии верхнего облачного слоя в интервале высот от 7 до 10 км.

Анализ рис. III.4 показывает, что в середине верхнего облачного слоя на высоте 8,5 км скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в интервале частот от 2000 до 3000 см⁻¹ достигает значений 3 К/сут, в интервале частот от 3000 до 4000 см⁻¹ значений 12 К/сут, в интервале частот от 4000 до 9000 см⁻¹ достигает значений 34 К/сут, в интервале частот от 9000 до 13000 см⁻¹ значений 32 К/сут, в интервале частот от 13000 до 14000 см⁻¹ достигает значений 7 К/сут, в интервале частот от 14000 до 29000 см⁻¹ значений 61 К/сут, в интервале частот от 29000 до 33000 см⁻¹ значений 2 К/сут, а в интервале частот от 33000 до 50000 см⁻¹ эта скорость 0 К/сут.

По сравнению с безоблачным случаем нисходящие потоки ниже верхнего облачного слоя в частотном интервале от 2000 до 3000 см⁻¹ уменьшаются примерно в 10000 раз, в интервале от 3000 до 4000 см⁻¹ в 100000 раз, в интервале от 4000 до 9000 см⁻¹ в 330 раз, в интервале от 9000 до 13000 см⁻¹ в 170 раз, в интервале от 13000 до 14000 см⁻¹ в 120 раз, в интервале от 14000 до 29000 см⁻¹ в 32 раза, в интервале от 29000 до 33000 см⁻¹ в 100 раз, в интервале от 33000 до 50000 см⁻¹ в 100 раз. Восходящий поток выше верхнего облачного слоя увеличился по сравнению с безоблачным случаем в частотном интервале от 2000 до 3000 см⁻¹ примерно в 4,5 раза, в интервале от 3000 до 4000 см⁻¹ в 1,5 раза, в интервале от 4000 до 9000 см⁻¹ в 5 раз, в интервале от 9000 до 13000 см⁻¹ в 4 раза, в интервале от 13000 до 14000 см⁻¹ в 4,5 раза, в интервале от 14000 до 29000 см⁻¹ в 1,6 раза, в интервалах от 29000 до 33000 см⁻¹ и от 33000 до 50000 см⁻¹ практически не изменился.

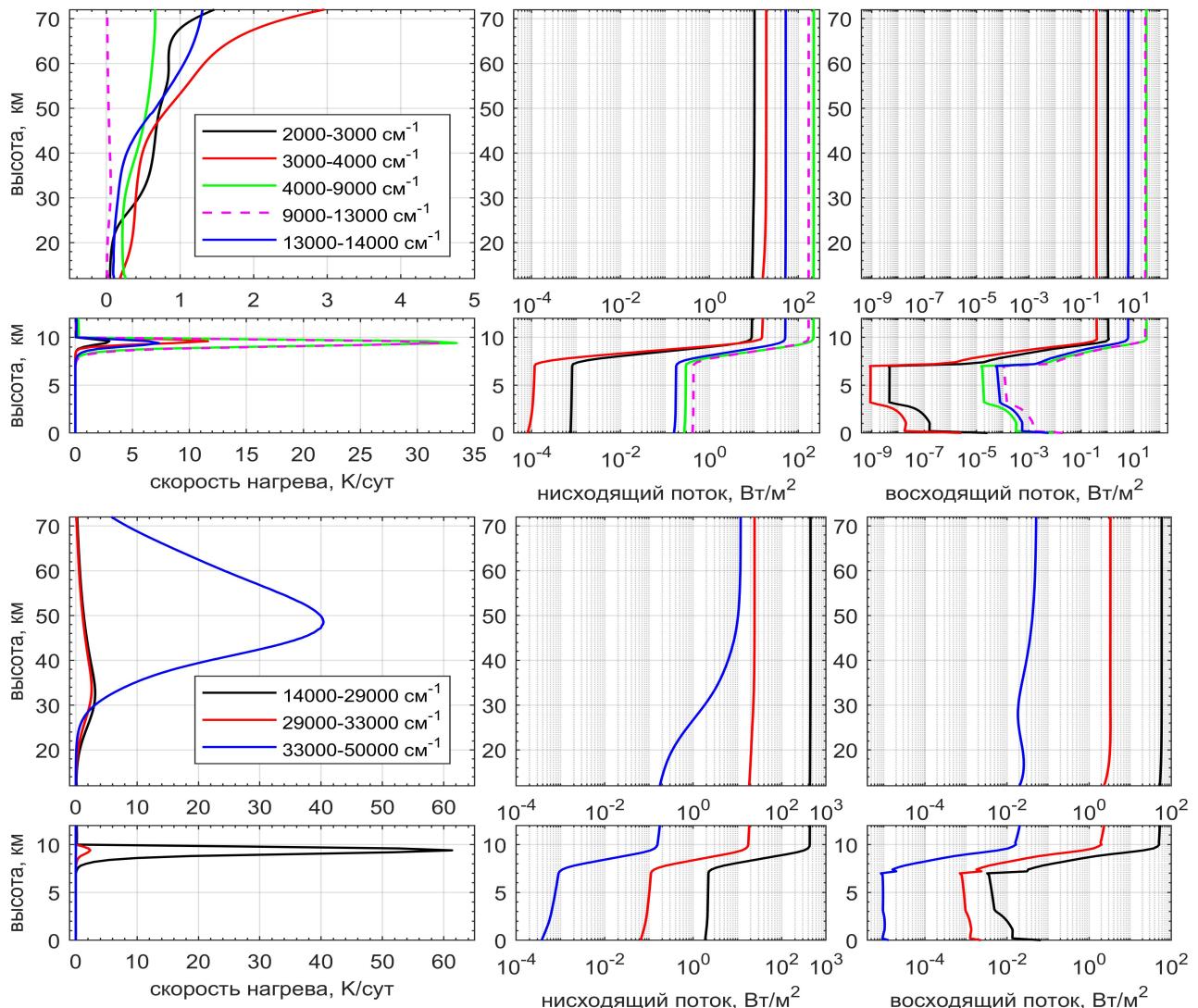


Рис. III.4. Вертикальные профили скорости нагрева воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 см^{-1} , от $3000 \text{ до } 4000 \text{ см}^{-1}$, от $4000 \text{ до } 9000 \text{ см}^{-1}$, от $9000 \text{ до } 13000 \text{ см}^{-1}$ и от $13000 \text{ до } 14000 \text{ см}^{-1}$ (вверху) и от $14000 \text{ до } 29000 \text{ см}^{-1}$, от $29000 \text{ до } 33000 \text{ см}^{-1}$ и от $33000 \text{ до } 50000 \text{ см}^{-1}$ (внизу) при наличии облаков верхнего яруса.

III.3.5 Выводы из результатов расчетов

Проведенные расчеты показали, что в безоблачной атмосфере на высотах более 20 км нагрев солнечным излучением обусловлен потоками излучения в частотных интервалах от $2000 \text{ до } 9000 \text{ см}^{-1}$ и от $33000 \text{ до } 50000 \text{ см}^{-1}$. При этом на высотах от 60 до 70 км нагрев происходит в основном за счет полос поглощения углекислого газа и озона, а на высотах от 30 до 60 км – преимущественно за счет поглощения озона в полосе Хартли. Скорость нагрева воздуха на высотах более 20 км существенно зависит от высоты и достигает максимального значения примерно 40 К/сут на высоте около 48 км. При этом потоки солнечного излучения

в частотном интервале от 9000 до 29000 см⁻¹ дают очень малый относительный вклад в скорость нагрева.

В диапазоне высот от 3 до 20 км суммарная скорость нагрева не превышает 5 К/сут и обусловлена поглощением в частотном интервале от 3000 до 9000 см⁻¹. На высотах ниже 3 км скорость нагрева увеличивается с уменьшением высоты и достигает значений около 2 К/сут у поверхности, причем основной вклад в нагрев вносит поглощение фоновыми атмосферными аэрозолями в частотном интервале от 3000 до 29000 см⁻¹. Появление на высотах ниже 15 км любого облачного слоя большой оптической толщины практически не меняет скорость нагрева воздуха и нисходящие потоки излучения выше облачного слоя.

Для излучения с частотой менее 33000 см⁻¹ внутри облачного слоя скорость нагрева достигает больших значений: 240 К/сут в нижнем слое, 450 К/сут в среднем слое и 150 К/сут в верхнем слое. При этом внутри облачного слоя нисходящие потоки быстро убывают с высотой, а восходящие потоки внутри облачного слоя и выше него существенно увеличиваются. По сравнению с безоблачным случаем нисходящие потоки ниже облачного слоя уменьшаются на 3-6 порядков, а восходящие потоки в облачном слое и выше него увеличиваются в 2-10 раз.

Появление облачных слоев практически не меняет скорость нагрева внутри и ниже этих слоев за счет поглощения излучения с частотой, большей 33000 см⁻¹, поскольку это излучение почти полностью поглощается озоном в вышележащих слоях атмосферы. Большая скорость нагрева воздуха солнечным излучением внутри облачных слоев будет нарушать термодинамическое равновесие в атмосфере и вызывать существенную вертикальную конвекцию.

III.4 Результаты расчетов с использованием параметризации

Были проведены расчеты поля солнечного излучения атмосферы Земли в приближении горизонтально однородной атмосферы с использованием параметризаций оптических характеристик атмосферы Земли в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км. В расчетах использовалась следующая параметризация. Весь частотный диапазон 2000-50000 см⁻¹ делится на 16 частей (интервалов осреднения): 2000-3000 см⁻¹, 3000-4000 см⁻¹, 4000-5000 см⁻¹, 5000-7000 см⁻¹, 7000-10000 см⁻¹, 10000-13000 см⁻¹, 13000-14000 см⁻¹, 14000-18000 см⁻¹, 18000-22000 см⁻¹, 22000-26000 см⁻¹, 26000-30000 см⁻¹, 30000-34000 см⁻¹, 34000-38000 см⁻¹ и 38000-42000 см⁻¹, 42000-46000 см⁻¹ и 46000-50000 см⁻¹.

Для всех интервалов осреднения первая сортировка проводилась на высоте 15 км, а вторая сортировка на высоте 47 км. В интервале осреднения 2000-

3000 см⁻¹ сначала выделялись 8 каналов с помощью первой сортировки, а затем в каждом из этих 8 каналов выделялись 14 подканалов с помощью второй сортировки. В интервале осреднения 3000-4000 см⁻¹ сначала выделялись 6 каналов с помощью первой сортировки, а затем в каждом из этих 6 каналов выделялись 8 подканалов с помощью второй сортировки. В интервале 4000-5000 см⁻¹ сначала выделялись 8 канала с помощью первой сортировки, а затем в каждом из этих 8 каналов выделялись 6 подканалов с помощью второй сортировки. Всего в этих трех интервалах осреднения использовалось 208 модельных каналов.

В интервале осреднения 5000-7000 см⁻¹ сначала выделялись 6 канала с помощью первой сортировки, а затем в каждом из этих 6 каналов выделялись 4 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 24 модельных канала. В интервале осреднения 7000-10000 см⁻¹ сначала выделялись 4 канала, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 3 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 12 модельных каналов. В интервале осреднения 10000-13000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала, а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 2 подканала.

В интервале осреднения 13000-14000 см⁻¹ сначала выделялись 4 канала, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 6 подканалов. Всего в этом интервале осреднения использовалось 24 модельных канала. В интервале осреднения 14000-18000 см⁻¹ сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 4 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 16 модельных каналов. В каждом из трех интервалов осреднения 18000-22000 см⁻¹, 22000-26000 см⁻¹, 26000-30000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала, а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 2 подканала. Всего в этих интервалах осреднения использовалось 12 модельных каналов.

В интервале осреднения 30000-34000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала, а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 4 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 8 модельных каналов. В интервале осреднения 34000-46000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала, а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 2 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 12 модельных каналов. В интервале осреднения 46000-50000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала, в каждом из этих 2 каналов выделялись 3 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 6 модельных канала.

Таким образом, 48000000 узких спектральных каналов, используемых при расчетах с высоким спектральным разрешением солнечного излучения, заменяются на 318 модельных каналов.

На рис. III.5 представлены вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот $2000-4000 \text{ см}^{-1}$ и $4000-10000 \text{ см}^{-1}$, рассчитанные с помощью параметризации и с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением.

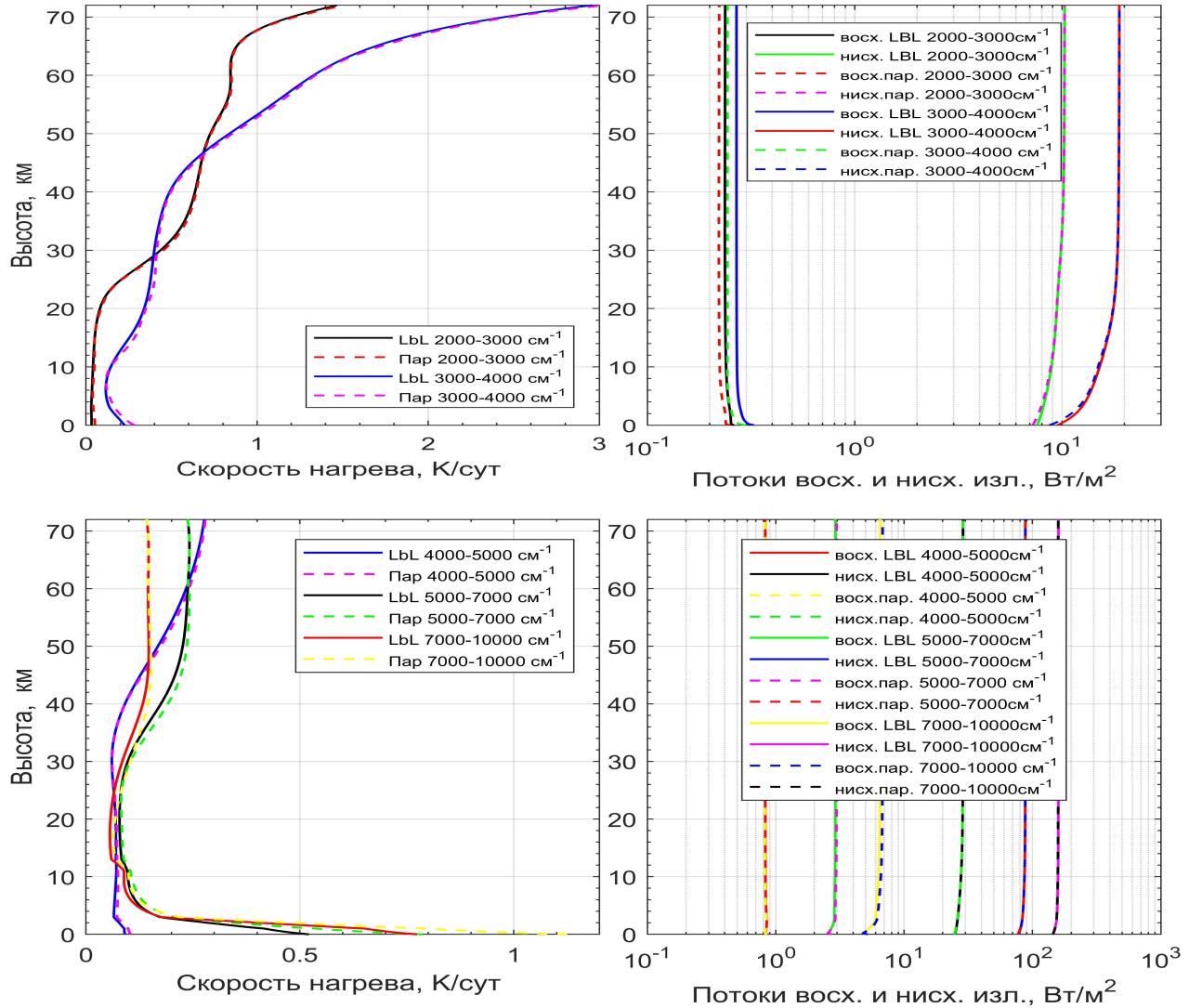


Рис. III.5. Рассчитанные в безоблачной атмосфере потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в интервалах осреднения, находящихся в частотном диапазоне от 2000 до 10000 см^{-1} , и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков.

На рис. III.5 видно, что наибольшее отклонение между скоростями нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере достигается в интервалах частот от $2000-4000 \text{ см}^{-1}$ и $4000-10000 \text{ см}^{-1}$ и составляет около 0.2 К/сутки . Потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, совпадают с этими же потоками, полученными с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, с относительной

погрешностью меньше 1%. На рис. III.6 представлены вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот $10000\text{-}14000 \text{ см}^{-1}$ и $14000\text{-}22000 \text{ см}^{-1}$, рассчитанные с помощью параметризации и с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением.

Из рис. III.6 видно, что скорость нагрева атмосферного газа, рассчитанная с использованием параметризации, практически совпадает с этой же скоростью, полученной с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением. Потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, совпадают с этими же потоками, полученными с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, с хорошей точностью.

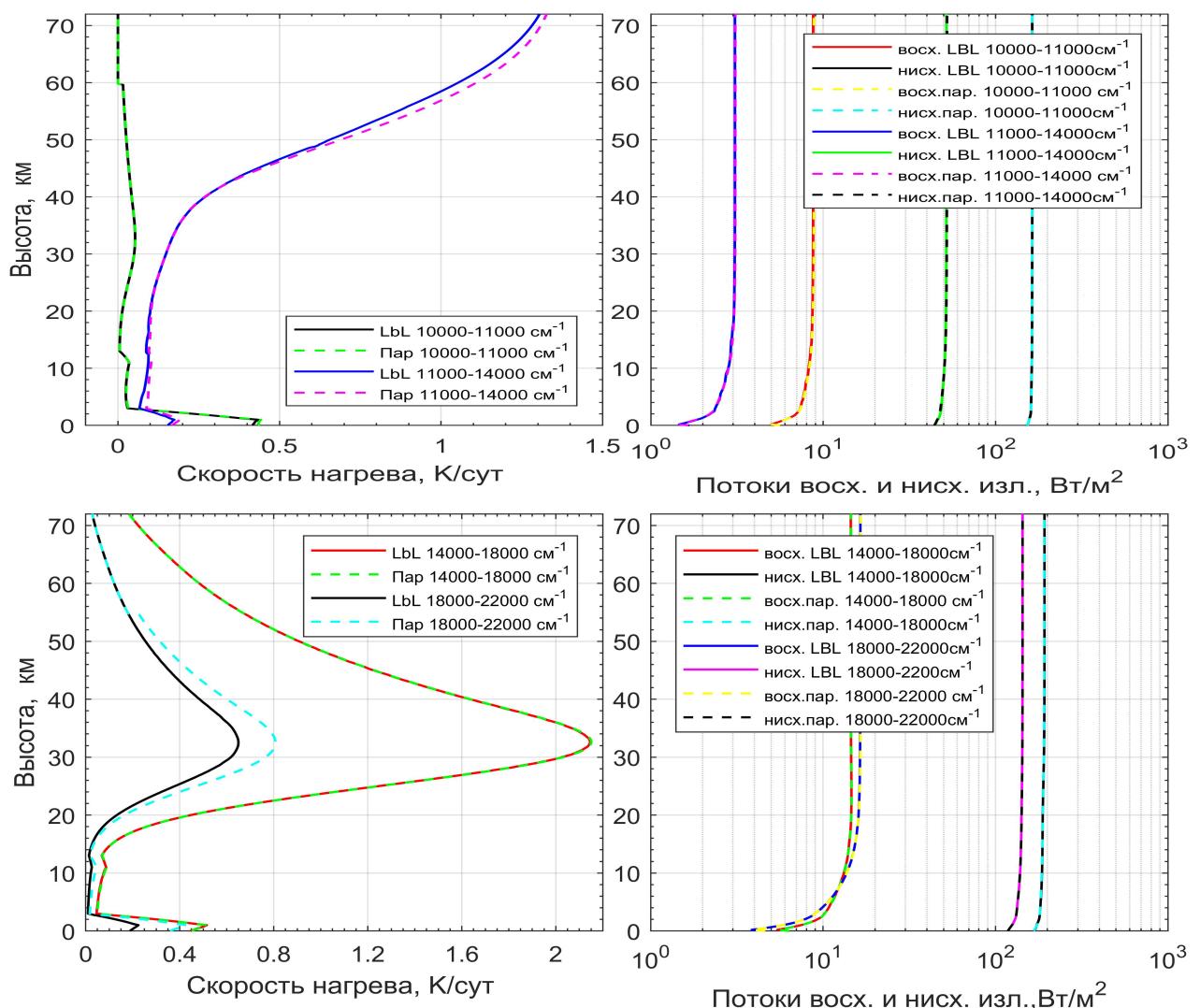


Рис. III.6. Рассчитанные в безоблачной атмосфере потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в интервалах осреднения, находящихся в частотном диапазоне от 14000 до 22000 см^{-1} , и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков.

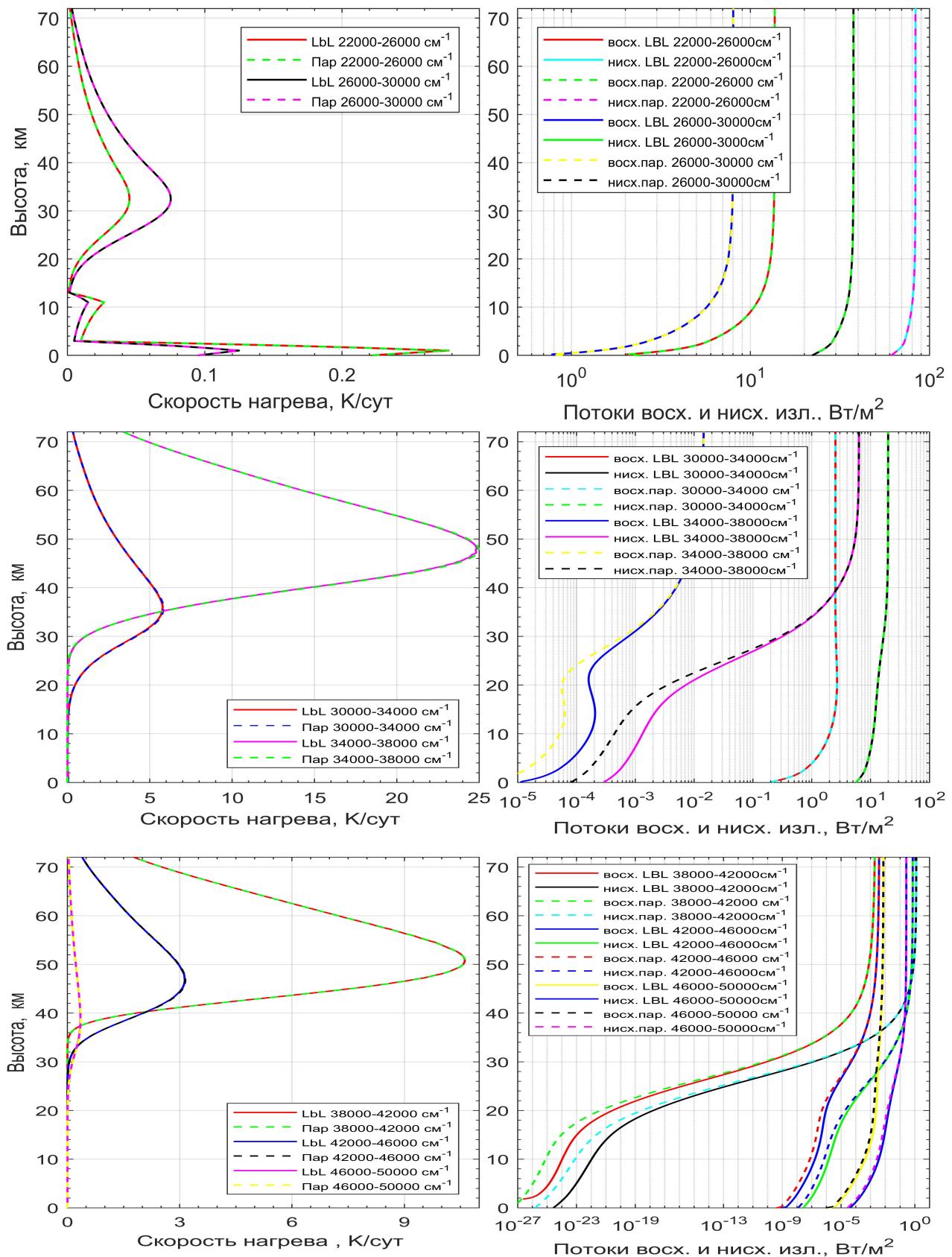


Рис. III.7. Рассчитанные в безоблачной атмосфере потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в интервалах осреднения, находящихся в частотном диапазоне от 22000 до 50000 см⁻¹, и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков.

На рис. III.7 представлены вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах осреднения, находящихся в частотном диапазоне $22000\text{--}50000\text{ см}^{-1}$, рассчитанные с помощью параметризации и с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением. Из рис. III.7 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферного газа, рассчитанная с использованием параметризации, практически совпадает с этой же скоростью, полученной с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением. Потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, так же хорошо совпадают с этими же потоками, полученными с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением.

На рис. III.8 представлены вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах осреднения $2000\text{--}3000\text{ см}^{-1}$, $3000\text{--}4000\text{ см}^{-1}$, $4000\text{--}5000\text{ см}^{-1}$, $5000\text{--}7000\text{ см}^{-1}$, $7000\text{--}10000\text{ см}^{-1}$, что и на рис. III.5, только рассчитанные при наличии в интервале высот от 3 до 6 км среднего облачного слоя большой оптической толщины. На рис. III.8 видно, что различия между потоками, полученными при расчетах с высоким спектральным разрешением и при расчетах с использованием параметризации, вне и внутри облачного слоя меньше 1%, а наибольшее отклонение между этими скоростями достигается в интервалах частот от $2000\text{--}4000\text{ см}^{-1}$ 0.5 К/сутки вне облачного слоя и 0.7 К/сутки внутри этого слоя.

На рис. III.9 представлены те же самые профили, что и на рис. III.6, в интервалах осреднения $10000\text{--}13000\text{ см}^{-1}$, $13000\text{--}14000\text{ см}^{-1}$, $14000\text{--}18000\text{ см}^{-1}$, $18000\text{--}22000\text{ см}^{-1}$, только рассчитанные при наличии в интервале высот от 3 до 6 км среднего облачного слоя большой оптической толщины. На рис. III.10 представлены те же самые профили, что и на рис. III.7, в интервалах осреднения $22000\text{--}26000\text{ см}^{-1}$, $26000\text{--}30000\text{ см}^{-1}$, $30000\text{--}34000\text{ см}^{-1}$, $34000\text{--}38000\text{ см}^{-1}$, $38000\text{--}42000\text{ см}^{-1}$, $42000\text{--}46000\text{ см}^{-1}$ и $46000\text{--}50000\text{ см}^{-1}$, рассчитанные при наличии упомянутого выше среднего облачного слоя. На рис. III.9 и III.10 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферного газа, рассчитанная с использованием параметризации, практически совпадает с этой же скоростью, полученной с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, во всех перечисленных выше интервалах осреднения, попадающих в диапазон частот от 10000 до 50000 см^{-1} , и что потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, так же хорошо совпадают с этими же потоками, полученными с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением.

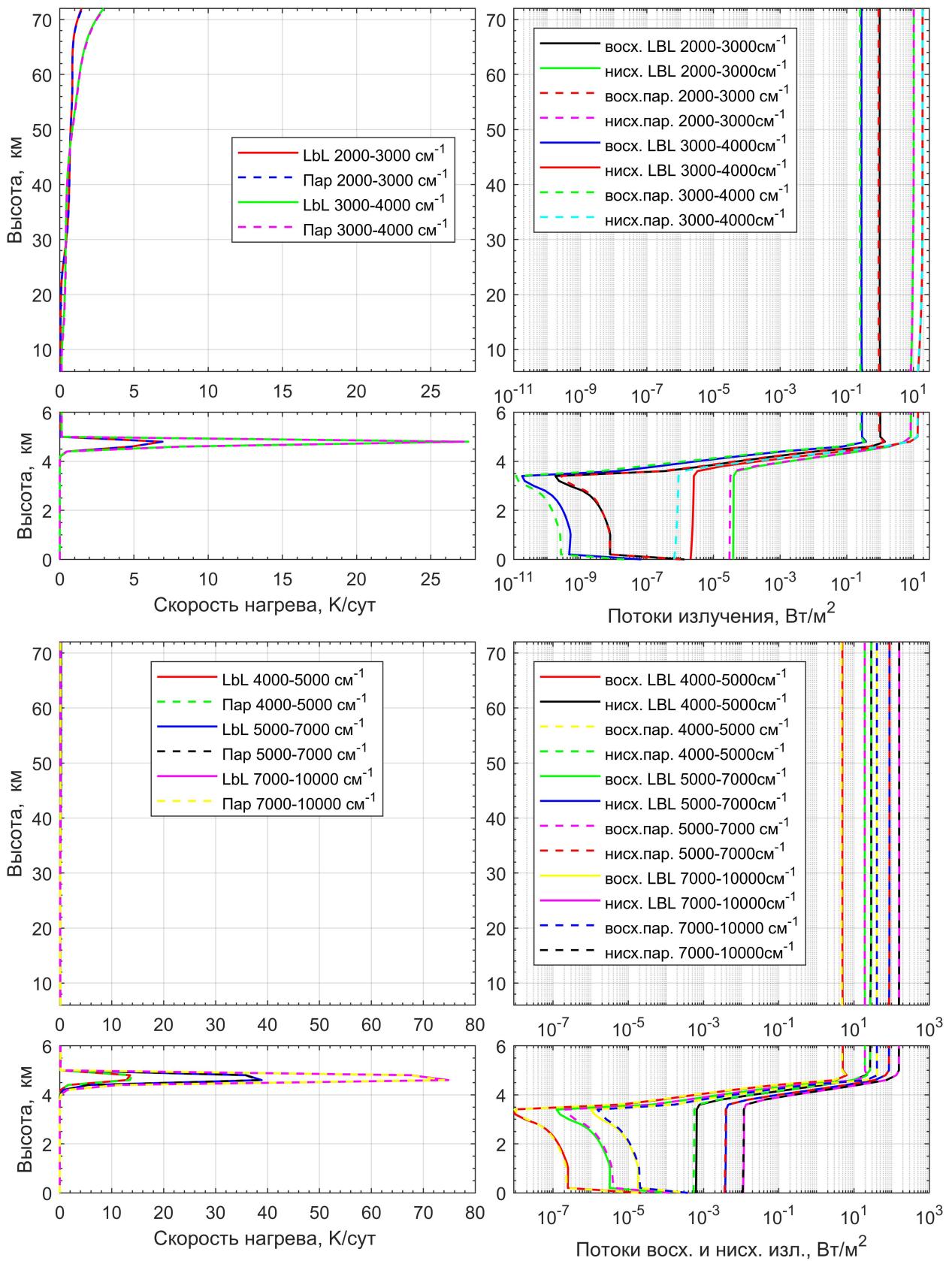


Рис. III.8. Рассчитанные при наличии среднего облачного слоя потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в интервалах осреднения, находящихся в частотном диапазоне от 2000 до 10000 cm^{-1} , и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков.

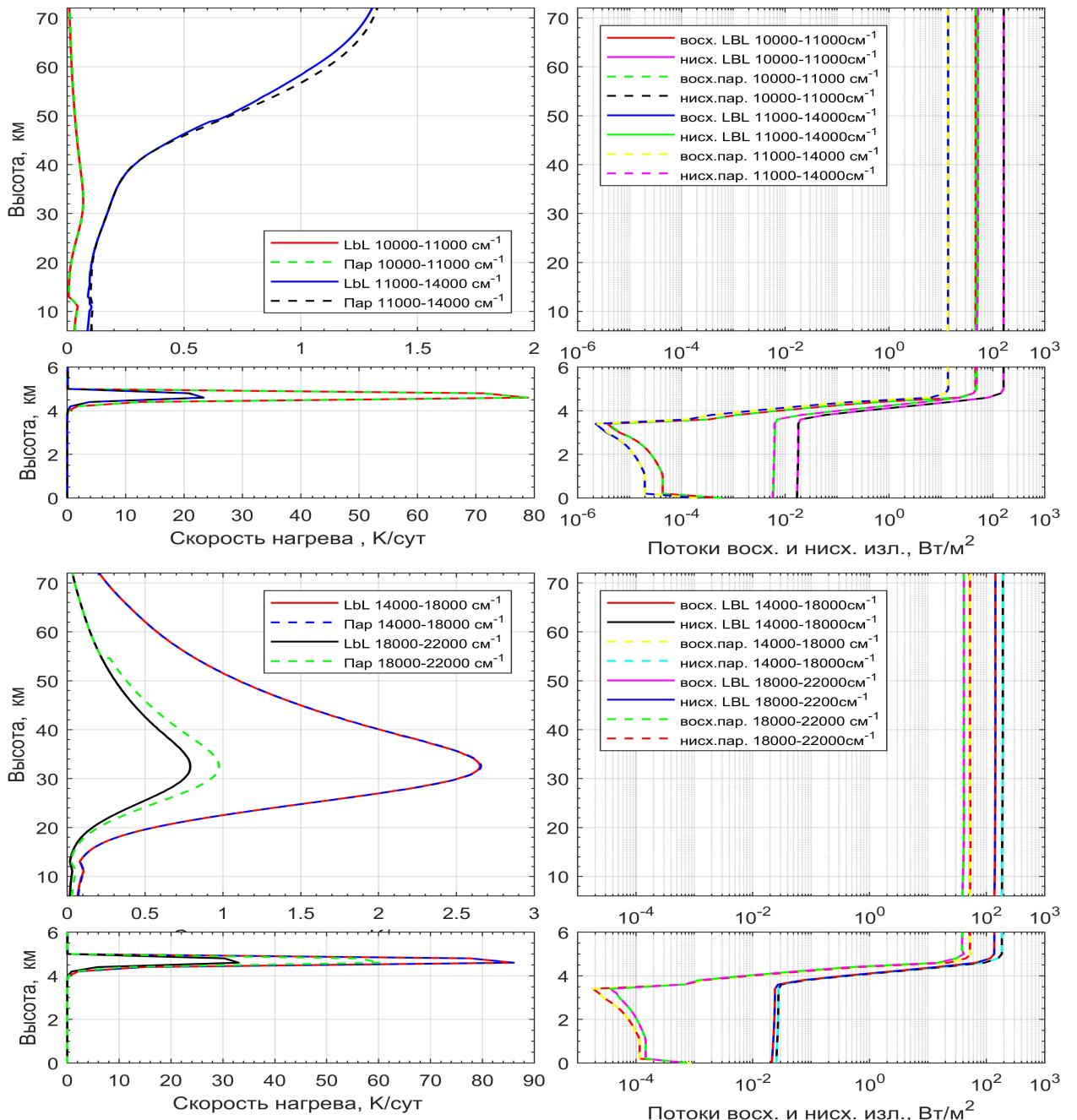


Рис. III.9. Рассчитанные при наличии среднего облачного слоя потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в интервалах осреднения, находящихся в частотном диапазоне от 10000 до 22000 см^{-1} , и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков.

Также были проведены расчеты поля солнечного излучения с помощью представленной выше параметризации для двух случаев, когда имеется либо нижний, либо верхний облачный слой с большой оптической толщиной. Было проведено сравнение результатов этих расчетов с результатами расчетов с высоким спектральным разрешением, которые представлены на рис. III.2 и на рис. III.4. Это сравнение показало, что точность параметризации в этих случаях оказалась такой же, как в рассмотренном случае наличия среднего облачного слоя.

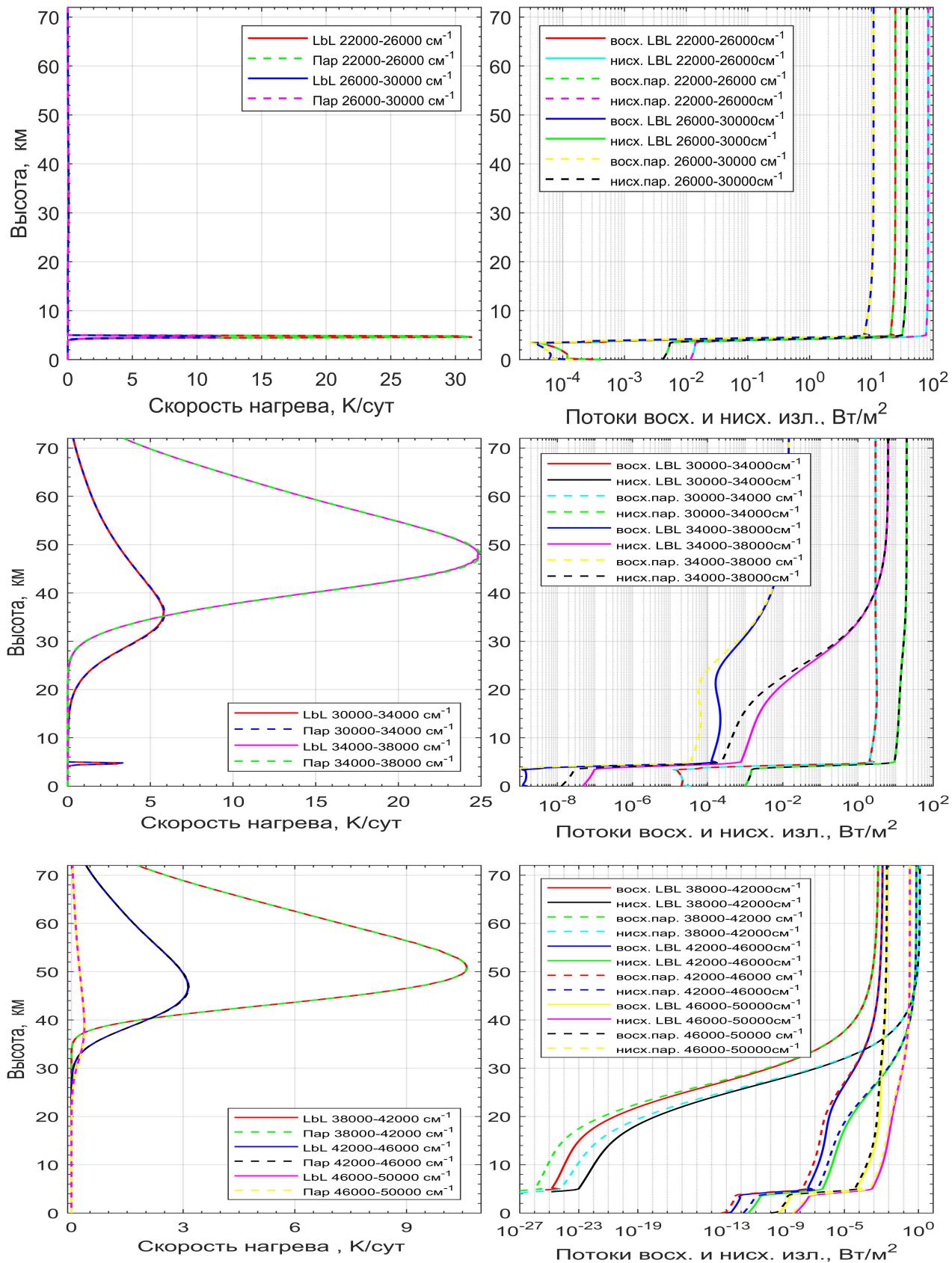


Рис. III.10. Рассчитанные при наличии среднего облачного слоя потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в интервалах осреднения, находящихся в частотном диапазоне от 22000 до 50000 cm^{-1} , и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков.

III.5 Заключение главы III

В этой главе изложены результаты расчетов с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения в атмосфере Земли в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км на средних широтах в случае отсутствия облаков, а также при наличии облачных слоев большой оптической толщины в частотном интервале от 2000 до 50000 см⁻¹. Разрешение по частоте составляло 0,001 см⁻¹, а по зенитному углу 9 градусов.

Эти расчеты показали, что в безоблачной атмосфере на высотах более 20 км нагрев солнечным излучением обусловлен потоками излучения в частотных интервалах от 2000 до 9000 см⁻¹ и от 29000 до 50000 см⁻¹. При этом потоки солнечного излучения в частотном интервале от 9000 до 29000 см⁻¹ дают очень малый относительный вклад в скорость нагрева. Нагрев на высотах от 60 до 70 км происходит в основном за счет полос поглощения углекислого газа и озона, а на высотах от 30 до 60 км в основном за счет поглощения озона в полосе Хартли. При расчете нагрева атмосферы на высотах выше 70 км нужно учитывать нарушение ЛТР в колебательных полосах CO_2 с длиной волны около 4,3 и 2,7 мкм. Скорость нагрева воздуха на высотах более 20 км существенно зависит от высоты и на высоте около 48 км достигает максимального значения примерно 40 К/сут при зенитном угле Солнца $-42,353^\circ$.

На высотах ниже 3 км скорость нагрева увеличивается с уменьшением высоты и достигает значений около 2 К/сут у поверхности, причем основной вклад в нагрев вносит поглощение фоновыми атмосферными аэрозолями в частотном интервале от 3000 до 29000 см⁻¹.

Внутри облачных слоев эта скорость достигает больших значений и существенно изменяется с высотой. При зенитном угле Солнца $-42,353^\circ$ в середине нижнего облачного слоя на высоте 1,5 км эта скорость достигает значений около 60 К/сут в интервале частот от 2000 до 14000 см⁻¹ и значений около 100 К/сут в интервале частот от 14000 до 50000 см⁻¹. В середине среднего облачного слоя на высоте около 5 км эта скорость достигает значений около 110 К/сут в интервале частот от 2000 до 14000 см⁻¹ и значений около 180 К/сут в интервале частот от 14000 до 50000 см⁻¹. В верхней части верхнего облачного слоя на высоте около 9,5 км эта скорость достигает значений около 35 К/сут в интервале частот от 2000 до 14000 см⁻¹ и значений около 60 К/сут в интервале частот от 14000 до 50000 см⁻¹.

Появление на высотах ниже 15 км любого облачного слоя большой оптической толщины практически не меняет скорость нагрева воздуха и нисходящие потоки излучения выше облачного слоя. Внутри облачного слоя нисходящий и восхо-

дящий потоки быстро убывают с высотой при движении от верхней границы к нижней. По сравнению с безоблачным случаем нисходящие потоки ниже облачного слоя уменьшаются на 3-6 порядков, а восходящие потоки в облачном слое и выше него увеличиваются в 2-10 раз. Появление облачных слоев практически не меняет скорость нагрева за счет поглощения излучения с частотой, большей 33000 см^{-1} , внутри и ниже этих слоев, поскольку это излучение почти полностью поглощается озоном в вышележащих слоях атмосферы. Внутри облачных слоев с большой оптической толщиной скорость нагрева воздуха солнечным излучением может достигать больших значений—до 9–17 К/час.

Большая скорость нагрева воздуха солнечным излучением внутри облачных слоев будет нарушать гидростатическое равновесие в атмосфере и вызывать существенную вертикальную конвекцию.

Также в этой главе описан способ построения параметризаций молекулярного поглощения в частотном интервале от 2000 до 50000 см^{-1} , предназначенных для расчетов поля солнечного излучения в атмосфере Земли, который обеспечивает хорошую точность расчетов как при отсутствии, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной. Этот способ относительно прост в программной реализации и позволяет менять число модельных каналов параметризации в широких пределах.

Кроме того, представлена построенная с помощью этого способа параметризация оптических характеристик атмосферы Земли в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км, содержащая 318 модельных канала. Показано, что потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения, рассчитанные с использованием этой параметризации, совпадают с этими же потоками, полученными с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, с относительной погрешностью меньше 1%. Отклонение между скоростью нагрева, рассчитанной с использованием этой параметризации, и этой же скоростью нагрева, рассчитанной с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением, вне и внутри облачного слоя меньше 1%, а наибольшее отклонение между этими скоростями достигается в интервалах частот от 2000 до 4000 см^{-1} и составляет 0.5 К/сут вне облачных слоев и 0.7 К/сут внутри облачных слоев.

Представленная параметризация была использована при создании блока расчета солнечного излучения атмосферы Земли, который был разработан для модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы.

Заключение

В диссертационной работе изложены методики расчета в нижней и средней атмосфере Земли поля собственного излучения атмосферы в ИК-диапазоне и поля солнечного излучения с высоким спектральным разрешением в приближении горизонтально однородной атмосферы с учетом континуального поглощения молекул водяного пара и углекислого газа и представлен алгоритм расчета коэффициента молекулярного поглощения с использованием параллельных вычислений на графических процессорах. С использованием этих методик были созданы два комплекса программ, первый из которых предназначен для расчетов с высоким спектральным разрешением поля собственного излучения в атмосфере Земли в ИК-диапазоне от 10 до 10000 см^{-1} со спектральным разрешением $0,001\text{ см}^{-1}$, а второй предназначен для расчетов с высоким спектральным разрешением поля солнечного излучения в атмосфере Земли в частотном диапазоне от 2000 до 50000 см^{-1} со спектральным разрешением $0,001\text{ см}^{-1}$. Оба комплекса используют параллельные вычисления на графических процессорах.

Также в данной работе изложены результаты расчетов, проведенных с помощью указанных выше комплексов программ, полей собственного излучения и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли в интервале высот от поверхности Земли до 70 км в случае отсутствия облаков, а также при наличии в тропосфере облачных слоев большой оптической толщины. Эти результаты расчетов показали, что облачные слои большой оптической толщины существенно влияют на поля собственного излучения атмосферы и солнечного излучения и существенно меняют общий энергетический баланс атмосферы по сравнению со случаем отсутствия этих облачных слоев.

Кроме того, в данной работе описаны способы построения двух параметризаций молекулярного поглощения, первая из которых предназначена для расчетов поля собственного излучения в ИК-диапазоне от 10 до 2000 см^{-1} , а вторая предназначена для расчетов поля солнечного излучения в частотном интервале от 2000 до 50000 см^{-1} . Эти способы учитывают различия газового состава в средней и нижней атмосфере и обеспечивает хорошую точность расчетов как в безоблачной атмосфере, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной, а также относительно просты в программной реализации и позволяют менять число модельных каналов параметризации в широких пределах.

Также в данной работе представлена построенная с помощью описанного способа параметризация оптических характеристик атмосферы Земли, предназначенная для расчетов поля собственного излучения атмосферы в ИК-диапазоне в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км, содержащая 280 модельных каналов. Кроме того, представлена построенная с помощью этого способа

параметризация оптических характеристик атмосферы Земли, предназначенная для расчетов поля солнечного излучения в интервале высот от поверхности Земли до высоты 70 км, содержащая 318 модельных канала.

Показано, что обе параметризации обеспечивают хорошую точность расчета потоков восходящего и нисходящего теплового и солнечного излучения, а также скорости нагрева атмосферного газа по сравнению с результатами расчетов с высоким спектральным разрешением вне и внутри облачных слоев. Представленные параметризации были использованы при создании радиационного блока, который был разработан для модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли.

Основные результаты диссертационной работы.

1. Разработаны и протестированы новые экономичные и точные методы расчета полей теплового и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли с учетом рассеяния, предназначенные для использования в модели общей циркуляции. Экономичность достигается уменьшением числа точек спектра, в которых проводится расчет поля излучения.
2. Построены две неравномерные сетки по частоте и рассчитаны базы данных оптических параметров атмосферных газов и аэрозолей в узлах этих сеток, а также созданы два комплекса программ, с помощью которых можно быстро и точно рассчитывать поля теплового и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли. Комплексы программ используют параллельные вычисления на современных графических процессорах и включены в модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли.
3. Созданы два комплекса программ для расчетов полей теплового и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли с учетом рассеяния и с высоким спектральным разрешением (Line-by-line), использующие параллельные вычисления на современных графических процессорах и обеспечивающие высокую точность расчетов, а также хорошее быстродействие.
4. С помощью созданных комплексов программ и численного моделирования с высоким спектральным разрешением исследовано влияние толстых облачных слоев на поля теплового и солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли и определены максимально возможные значения скорости нагрева–охлаждения воздуха в плотных облаках.

Список литературы

- Аристова Е.Н., Герцев М.Н., Шильков А.В. Метод лебеговского осреднения в серийных расчетах атмосферной радиации // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2017, том 57, № 6, С. 1033–1047.
- Борен К., Хафман Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986, С. 660.
- Гальцев А.П., Горчакова И.А., Троценко А.Н., Фейгельсон Е.М., Фомин Б.А. Расчеты потоков теплового излучения спектральным и интегральным методами. // Изв. АН СССР, Физика Атмосферы и океана. 1987. Т.23. N 1. С.39-44.
- Гуди Р.М. Атмосферная радиация. Изд. Мир. Москва. 1966. С. 522.
- Засова Л.В., Мороз В.И., Линкин В.М. и др. Строение атмосферы Венеры от поверхности до 100 км // Космич. исслед. 2006. Т. 44. № 4. С. 381–400.
- Игнатьев Н.И., Мингалев И.В., Родин А.В., Федотова Е.А. Новый вариант метода дискретных ординат для расчета собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2015, том 55, № 10, С. 1741-1755.
- Кондратьев К. Я. Актинометрия. Гидрометеоиздат, Ленинград, 1965
- Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль. Гидрометеоиздат, Ленинград, 1983, 692 с.
- Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. Гидрометеоиздат, Ленинград, 1984, 376 с.
- Кутепов А. А., Швед Г. М. Перенос излучения 15-мкм полосы CO₂ при нарушениях локального термодинамического равновесия в атмосфере Земли // Изв АН СССР.Физика атмосферы и океана. 1978. т. 14, № 1. С. 28-43.
- Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1990. 264 с.
- Марчук Г. И. Метод Монте–Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 284 с. 1.
- Мазин И. П., Хргиан А.Х. Облака и облачная атмосфера: справ. Л.: Гидрометиздат, 1989. 646 с.
- Мингалев И. В., Федотова Е. А., Орлов К. Г. Влияние оптически толстых слоев на нагрев атмосферы собственным излучением //Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2017. т. 14, № 5, С. 100–108.
- Мингалев И. В., Федотова Е. А., Орлов К. Г. Построение параметризаций молекулярного поглощения в нижней и средней атмосфере Земли в ИК-диапазоне // Оптика атмосферы и океана. 2018. т. 31, № 10, С. 779–786.

- Мингалев И. В., Орлов К. Г., Федотова Е. А. Учет нарушения локального термодинамического равновесия в верхней атмосфере земли в колебательных полосах молекул углекислого газа в радиационном блоке модели общей циркуляции атмосферы Земли // Известия РАН. Серия Физическая. 2021. т. 85, № 3, С. 393–397.
- Мингалев И. В., Орлов К. Г., Федотова Е. А., Мингалев В. С. Численное моделирование общей циркуляции нижней и средней атмосферы земли в середине января // Известия РАН. Серия Физическая. 2022. т. 86, № 3, С. 432–444.
- Мицель А. А., Фирсов К. М., Фомин Б. А. Перенос оптического излучения в молекулярной атмосфере. Изд. СТТ. Томск. 2000. 444 с.
- Нагирнер Д. И. Лекции по теории переноса излучения. Учебное пособие. СПб: Изд-во С.-Петерб. ун-та,. 2001. 284 с.
- Огиболов В. П., Фомичев В. И., Кутепов А. А. Радиационные притоки тепла в инфракрасных полосах CO₂ в средней и верхней атмосфере // Изв. РАН Физика атмосферы и океана. 2000. т. 36, № 4, С. 493–504.
- Огиболов В. П., Швед Г. М. Усовершенствованная оптическая модель для задачи нарушения локального термодинамического равновесия для молекулы CO₂ в атмосфере Марса. Ночные населенности колебательных состояний и скорость лучистого охлаждения атмосферы // Астрономический вестник. 2003. т. 37, № 1.
- Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. Москва: Гл. ред. физ.-мат. лит. изд.-ва Наука, 1978. 592 с.
- Сушкевич Т. А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. С. 661.
- Творогов С. Д. Некоторые аспекты задачи о представлении функции поглощения рядом экспонент // Оптика атмосферы и океана, 1994, Т. 7. № 3, С. 315–326.
- Творогов С. Д., Несмелова Л. И. О некоторых применениях рядов экспонент для вычисления функции поглощения // Оптика атмосферы и океана, 1996, Т. 9. № 8, С. 1141–1144.
- Творогов С. Д., Несмелова Л. И., Родимова О. Б. Представление функций пропускания рядами экспонент // Оптика атмосферы и океана, 1996, Т. 9. № 3, С. 373–377.
- Творогов С. Д., Несмелова Л. И., Родимова О. Б. Расчет функций пропускания в ближней ИК-области спектра с помощью рядов экспонент // Оптика атмосферы и океана, 1997, Т. 10. № 12, С. 1475–1480.
- Творогов С. Д., Несмелова Л. И., Родимова О. Б. К вопросу об уточнении интегрирования по частоте при вычислении радиационных характеристик // Оптика атмосферы и океана, 1999, Т. 12. № 9, С. 832–834.
- Творогов С. Д. Применение рядов экспонент для интегрирования уравнения переноса излучения по частоте // Оптика атмосферы и океана, 1999, Т. 12. № 9, С. 736–739.
- Творогов С. Д. О построении ряда экспонент непосредственно по информации о функции пропускания // Оптика атмосферы и океана, 2001, Т. 14. № 9, С. 763–766.

- Творогов С.Д., Родимова О.Б. Расчет функций пропускания при малых давлениях // Оптика атмосферы и океана, 2008, Т.21. № 11, С. 915–921.
- Троценко А.Н., Фомин Б.А. Расчет характеристик переноса теплового излучения в атмосфере на основе метода прямого интегрирования // Изв. АН СССР, Физика Атмосферы и океана, 1989. Т.24. № 1, С. 106–109.
- Тимофеев Ю.М., Троценко А.Н., Фомин Б.А. Сравнение измеренных и расчитанных функций пропускания полосы поглощения Оз при 9.6 мкм.// Изв. АН СССР, Физика Атмосферы и океана. 1989. Т.25. № 4, С. 374–379.
- Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические основы атмосферной оптики СПб: Наука. 2003. 474 с. // Математическое моделирование, 2017, Т. 29, № 8, С. 59–73.
- Федотова Е. А. Тестирование радиационного блока модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Математическое моделирование, 2022, том 34, № 8, С. 38–55.
- Фомин Б. А., Романов С. В., Троценко А. Н. Эталонные расчеты характеристик переноса солнечного излучения в чистой безоблачной атмосфере на основе метода прямого интегрирования // Изв. РАН, Физика Атмосферы и океана, 1993. Т.29. № 1, С. 57–66.
- Фомин Б. А., Рублёв А. Н., Троценко А. Н. Эталонные расчеты потоков и притоков солнечной радиации в облачной и замутнённой атмосфере// Изв. РАН, Физика Атмосферы и океана, 1994. Т.30. № 3, С. 301–308.
- Фомин Б. А., Троценко А. Н., Романов С. В. Эффективные методы расчета оптических свойств газообразных сред // Оптика атмосферы и океана, 1994. Т.7. № 11–12, С. 1457–1462.
- Фомин Б. А. "Эталонные" расчеты потоков и притоков атмосферной радиации: история проблемы, методы решения, состояние и перспективы // Оптика атмосферы и океана, 1995, Т.8. № 12, С. 1743–1751.
- Фомин Б. А. Метод параметризации газового поглощения атмосферной радиации, позволяющий получить К-распределение с минимальным числом членов // Оптика атмосферы и океана, 2003, Т.16. № 3, С. 268–271.
- Фомин Б. А О моделях, методах, алгоритмах расчета характеристик поглощения и переноса микроволнового и инфракрасного излучения. Энциклопедия низкотемпературной плазмы, Том ,VII–1, Математическое моделирование в низкотемпературной плазме. Часть 3, Москва: Янус-К. 2008. С. 598–611.
- Хворостовская Л.Э. Потехин И.Ю., Швед Г.М. Измерение константы скорости тушения CO₂ (0110) атомами кислорода при низких температурах. Новая оценка скорости охлаждения нижней термосферы излучением в 15 мкм полосе 2 // Изв. РАН, ФАО, 2002, Т. 38, № 5, С. 694–706.
- Четверушкин Б. Н. Мингалев И. В., Орлов К. Г., Чечеткин В. М. Мингалев В. С., Мингалев О. В. Газодинамическая модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Математическое моделирование, 2017, Т. 29, № 8, С. 59–73.

Четверушкин Б. Н. Мингалев И. В., Федотова Е. А., Орлов К. Г., Чечеткин В. М. Мингалев В. С., Расчет собственного излучения атмосферы в модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Математическое моделирование, 2020, том 32, № 2, С. 77–100.

Четверушкин Б. Н. Мингалев И. В., Чечеткин В. М., Орлов К. Г., Федотова Е. А., Мингалев В. С., Мингалев О. В. Модели общей циркуляции атмосферы Земли. Достижения и направления развития // Математическое моделирование, 2020, том 32, № 11, С. 29–46.

Четверушкин Б. Н. Мингалев И. В., Чечеткин В. М., Орлов К. Г., Федотова Е. А., Мингалев В. С. Блок расчета солнечного излучения атмосферы в модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Математическое моделирование, 2022, том 34, № 3, С. 43–70.

Швед Г. М., Степанова Г. И., Кутепов А. А. Перенос излучения 4,3 мкм полосы CO_2 при нарушении локального термодинамического равновесия в атмосфере Земли // Изв АН СССР.Физика атмосферы и океана. 1978. т. 14, № 8.С. 833-846.

Швед Г. М., Семенов А. О. Стандартная задача переноса излучения в колебательно-вращательной полосе в планетной атмосфере с учетом нарушения локального термодинамического равновесия // Астрономический вестник, 2001, Т. 35, № 3, С. 234–249.

Швед Г. М. Избранные главы динамики атмосферы// Издательство Санкт-Петербургского университета. 2007.

Швед Г. М. Введение в динамику и энергетику атмосферы// Издательство Санкт-Петербургского университета. 2020.

Шильков А. В., Герцев М. Н. Верификация метода лебеговского осреднения // Мат. моделирование, 2015, Т. 27, № 8, С. 13–31.

Ambartsumian V. The effect of the absorption lines on the radiative equilibrium of the outer layers of the stars // Obs. Astron. Leningrad 1936. V. 6. P. 7–18.

Briegleb B. P. Delta-Eddington approximation for solar radiation in the NCAR community climate model // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 7603–7612.

Clough S. A., Kneizys F. X., Davies R. W. Line Shape and the Water Vapor Continuum // Atmospheric Research. 1989. V. 23. P. 229–241.

Chetverushkin B. N., Mingalev I. V., Fedotova E. A., Orlov K. G., Chechetkin V. M., Mingalev V. S. The calculation of the intrinsic radiation of atmosphere in the general circulation model of the lower and middle atmosphere of the Earth // Mathematical Models and Computer Simulations. 2020. V. 12. No. 5, P. 803–815.

Chou M. D., Lee K. T. Parameterization for the absorption of solar radiation by water vapor and ozone // J. Atmos. Sci. 1996. V. 53. P. 1203–1208.

Chou M. D., Suarez M. J. A solar radiation parameterization for atmospheric studies, NASA/TM-1999 – 10460. Tech. Rep. Ser. Global Model. Data Assimilation. NASA Goddard Space Flight Cent., Greenbelt, Md. 2002. V. 15. 42 p.

- Cusack S., Edwards J.M., Crowther J.M. Investigating k-distributing method for parametrizing gaseous absorption in the Hadley Centre Climate Model // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104 P. 2051–2057.
- Edwards J.M., Slingo A. Studies with a Flexible New Radiation Code. I: Choosing a Configuration for a Large-Scale Model. // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1996. V. 122 P. 689–719.
- Feigelson E.M., Fomin B.A., Gorchakova I.A., Rozanov E.V., Timofeyev Yu., M., Trotsenko A.N., Schwarzkopf M.D. Calculation of longwave radiation fluxes in atmospheres // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96 P. 8985–9001.
- Fomin B. A. Effective interpolation technique for line-by-line calculations of radiation absorption in gases // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer.* 1995. V. 53. P. 663–669.
- Fomin B. A., Mazin I. P. Model for an investigation of radiative transfer in cloudy atmosphere // *Atmos. Res.* 1998. V. 47–48. P. 127–153.
- Fomin B. A. A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 1. FKDM, fast k-distribution model for the longwave // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109.
- Fomin B. A., Correa P. M. A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 2. FKDM, fast k-distribution model for the shortwave // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110.
- Fomin B. A. Monte-Carlo algorithm for line-by-line calculations of thermal radiation in multiple scattering layered atmospheres // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2006. V. 98. P. 107–115.
- Fomin B. A., Udalova T. A., Zhitnitskii E. A. Evolution of spectroscopic information over the last decade and its effect on line-by-line calculations for validation of radiation codes for climate models // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2004. V. 86. P. 73–85.
- Fomichev V. I., Shved G. M., Kuteпов A. A. Radiative cooling of the 30–110 km atmospheric layer // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1986. V. 48. P. 529–544.
- Fomichev V. I., Shved G. M. Net radiative heating in the middle atmosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1988. V. 50. P. 671–688.
- Fouquart Y., Bonnel B., Ramaswamy V. Intercomparing shortwave radiation codes for climate studies // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 8955–8968.
- Fu Q. An accurate parameterization of the solar radiative properties of cirrus clouds for climate models // *J. Clim.* 1996. V. 9. P. 2058–2082.
- Gamache R. R., Hawkins R. L., Rothman L. S. Total internal partition sums for atmospheric molecules in the temperature range 70–2005 K: Atmospheric linear molecules. // *J. Mol. Spec.* 1990. V. 152. pp. 205–219.
- Goody R. M., Yung Y. L. Evolution of spectroscopic information over the last decade and its effect on line-by-line calculations for validation of radiation codes for climate models // *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis*, Oxford Univ. Press, New York. 1989.

- Halthore R. N.* Intercomparison of shortwave radiative transfer codes and measurements // J. Geophys. Res. 2005. doi:10.1029/2004JD005293.
- Hogan R. J.* The Full-Spectrum Correlated-k Method for Longwave Atmospheric Radiative Transfer Using an Effective Planck Function // J. Atmos. Sciences. 2010.
- Kato S., Ackerman T. P., Mather J. H., Clothiaux E. E.* The k-distribution method and correlated-k approximation for a shortwave radiative transfer model // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1999. V. 62 P. 109–121.
- K. Franklin Evans.* The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer // Journal Of The Atmospheric Sciences. 1998. V. 55. P. 429–446.
- Kou L., Labrie D., Chylek P.* Refractive indices of water and ice in the 0.65 to 2.5 micron range // Appl. Opt. 1993. V. 32 P. 3531–3540.
- Knut Stamnes, S-Chee Tsay, Warren Wiscombe, Kolf Jayaweera* Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media // Applied Optics. 1988. V. 27. N. 12. P. 2502–2509.
- Kuntz, M., Hopfner, M.* Efficient line-by-line calculation of absorption coefficients // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1999. V. 63, P. 97–114.
- Lopez-Puertas M., Rodrigo R., Molina A., Taylor F.W.* A non-LTE radiative transfer model for infrared bands in the middle atmosphere. I. Theoretical basis and application to 15 nm bands // J. Atmos. Terr. Phys. 1986. V. 48. No. 8. P. 729–748.
- Lopez-Puertas, M., Rodrigo R., Molina A., Taylor F.W.* A non-LTE radiative transfer model for infrared bands in the middle atmosphere. II. (2.7 and 4.3 nm) and water vapour (6.3 nm) bands and $N_2(1)$ and $O_2(1)$ vibrational levels // J. Atmos. Terr. Phys. 1986. V. 48. No. 8. P. 749–764.
- Lopez-Puertas, M., Zaragoza G., Lopez- Valverde M.A.* Non local thermodynamic equilibrium (LTE) atmospheric limb emission at 4.6 nm. I. An update of the non-LTE radiative transfer model // J. Geoph. Res. 1998. V. 103. No. D7. P. 8499–8513.
- Manners, J., Thelen J.-C. Petch, J., Hill P., Edwards J.M.* Two fast radiative transfer methods to improve the temporal sampling of clouds in numerical weather prediction and climate models // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 2009. V. 135, P. 457–468.
- McClatchey R. A., Bolle H.-J., Kondratyev K. Ya.* A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation // World Climate Research Programme. International Association For Meteorology And Atmospheric Physics, Radiation Commission. 1986. WCP 112, WMO/TD-No. 24. 60 p.
- Mingalev I. V., Ignat'ev N. I., Rodin A. V., Fedotova E. A.* A New Version of the Discrete Ordinate Method for the Calculation of the Intrinsic Radiation in Horizontally Homogeneous Atmospheres // Computational Mathematics and Mathematical Physics, 2015. V. 55, No. 10. P. 1713–1726.

- Mingalev I. V., Fedotova E. A., Orlov K. G. Parameterization of the infrared molecular absorption in the Earth's lower and middle atmosphere // Atmospheric and Oceanic Optics, 2018. V. 31, No. 6. P. 582–589.
- Mingalev I. V., Orlov K. G., Fedotova E. A. Allowing for Local Thermodynamic Non-Equilibrium in the Vibrational Bands of Carbon Dioxide Molecules in the Radiation Block of the Model of the General Circulation of Earth's Atmosphere // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2021. V. 85, No. 3. P. 282–286.
- Mlawer E. J., Tobin D. S., Clough S. A. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave // J. Geophys. Res., 1997. V. 102. P. 16663–16682.
- Mlawer E. J., Tobin D. S., Clough S. A. Revised perspective on the water vapor continuum: the MT CKD model// Atmos. and Environ. Res., 2004.
- Mlawer E. J., Tobin D. S., Clough S. A. Development and recent evaluation of the MT CKD model of continuum absorption // Philosophical Transactions of the Royal Society, 2012, v. 370, p. 2520–2556.
- Morcrette J.-J. On the effects of the temporal and spatial sampling of radiation fields on the ECMWF forecasts and analyses// Mon. Wea. Rev. 2000, v. 128, p. 876–887.
- Nakajima T., Tsukamoto M., Tsushima Y., Numaguti A., Kimura T. Modeling of the radiation process in an atmospheric general circulation model // Appl. Opt. 2000. v. 39, p. 4869–4878.
- Nebel H., Wintersteiner PP., Picard RH., Winick J.R., Sharma RD. CO_2 non-local thermodynamic equilibrium radiative excitation and infrared dayglow at 4.3nm: Application to Spectral Infrared Rocket Experiment data// J. Geoph. Res. 1994. v. 99, p. 10409–10419.
- Ogibalov V. P., Kutepov A. A., Shved G. M. Non-local thermodynamic equilibrium in CO_2 in the middle atmosphere: II. Populations of the ν_1, ν_2 mode manifold states// J. Atm. Solar-Terr. Phys. 1998, v. 60, p. 315–329.
- Ogibalov V. P. The CO_2 non-LTE problem: Taking account of the multi-quantum transitions on the ν_2 mode during $CO_2 - O$ collisions // Phys. Chem. Earth (B). 2000, v. 25, p. 493–499.
- Ogibalov V. P., Shved G. M. Non-local thermodynamic equilibrium in CO_2 in the middle atmosphere: III. Simplified models for the set of vibrational states// J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2002, v. 64, p. 389–396.
- Pawlak D. T., Clothiaux E. E., Modest M. F., Cole J. N. Full-spectrum correlated-k distribution for shortwave atmospheric radiative transfer// J. Atmos. Sci. 2004, v. 61, p. 2588–2601.
- Ptashnik I. V., Shine K. P. Calculation of solar radiative fluxes in the atmosphere: The effect of updates in spectroscopic data// Atmos. Oceanic Opt. 2003, v. 16, p. 251–255.

- Rothman L. S., et al.* The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWSK (HITRAN atmospheric workstation): 1996 edition // JJ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1998. V. 60. P. 665–710.
- Rothman L. S., et al.* The HITRAN molecular spectroscopic database: Edition of 2000 including updates through 2001 // JJ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2003. V. 82. P. 5–44.
- Rothman L. S., et al.* The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database// J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2005. V. 96. P. 139–204
- Rothman L. S., et al.* HITRAN 2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 2013. V. 130, P. 4–50.
- Roble R. G., et al.* Energetics of the mesosphere and the atmosphere. The upper mesosphere and lower thermosphere:A review of experiment and theory // Eds: R.M. Johnson, T.L. Killeen. Geophysical Monograph. 1995. V. 87, P. 1–21.
- Slingo A.* A GSM parameterization for the shortwave radiative properties of water clouds // J. Atmos. Sci. 1989. V. 46, P. 1419–1427.
- Shved G. M., Kutepov A. A., Ogibalov V. P.* Non-local thermodynamic equilibrium in CO_2 in the middle atmosphere: I. Input data and populations of the ν_3 mode manifiol states// J. Atm. Solar-Terr. Phys. 1998. v. 60, p. 289–314.
- Wintersteiner P.P., Picard RH., Sharma RD., Winick J.R. , Joseph R.A.* Line-by-line radiative excitation model for the non-equilibrium atmosphere: Application to CO_2 15 nm emission// J. Geoph. Res. 1992. v. 97, p. 18083–18117.