УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАН

На правах рукописи

Стариченко Екатерина Дмитриевна

Внутренние гравитационные волны и их активность в атмосферах Марса и Сатурна по данным затменных экспериментов

Специальность 1.3.1 - Физика космоса, астрономия

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Кандидат физико-математических наук
Беляев Денис Анатольевич

Москва–2026

Содержание

Введение....4
Глава 1. Гравитационные Волны (ГВ) в планетных атмосферах....12
1.1 Внутренние ГВ: история исследования, характеристика, источники....12
1.2 Современные исследования ГВ в атмосферах Земли, Венеры и Юпитера....16
1.3 Атмосфера Марса....19
1.3.1 Климат Марса и смена сезонов....19
1.3.2 Состав и структура атмосферы Марса....22
1.3.3 Модели циркуляции атмосферы Марса....24
1.3.4 Исследования ГВ в атмосфере Марса....26
1.4 Атмосфера Сатурна....30
1.4.1 Состав, структура и динамика атмосферы Сатурна....30
1.4.2 Исследования ГВ в атмосфере Сатурна....31
1.5 Выводы к Главе 1....33
Глава 2. Описание метода....34
2.1 Метод солнечного/звёздного просвечивания для исследования вертикальной структуры атмосферы....34
2.1.1 Метод просвечивания атмосферы (затменного эксперимента)....34
2.1.2 Обзор затменных экспериментов в атмосферах планет....36
2.2 Эксперимент по солнечному просвечиванию ACS миссии “ЭкзоМарс-2016”....42
2.2.1 Спектрометр ACS-MIR и измерения в полосе CO2 2,7 мкм....43
2.2.2 Спектрометр ACS-NIR и измерения в полосе CO2 1,58 мкм....46
2.2.3 Описание данных....48
2.3 Определение параметров ГВ по вертикальному профилю температуры....50
2.3.1 Сглаживание профиля температуры: выбор оптимального алгоритма и его тестирование....50
2.3.2 Процедура вычисления параметров ГВ, пример профилей ACS-MIR....57
2.4 Объединение данных ACS-MIR и ACS-NIR....63
2.5 Выводы к Главе 2....65
Глава 3. Климатология ГВ в атмосфере Марсе по данным ACS....67
3.1 Сезонное распределение активности ГВ по высоте....67
3.2 Широтные распределения активности ГВ в различные сезоны....69
3.3 Влияние глобальной пылевой бури....73
3.4 Выводы к Главе 3....75
Глава 4. Исследование механизмов разрушения ГВ по данным ACS....77
4.1 Обзор данных в верхней атмосфере....77
4.2 Анализ амплитуды относительных колебаний температуры....80
4.3 Анализ коэффициента затухания волны....82
4.4 Выводы к Главе 4....87
Глава 5. Активность ГВ в атмосфере Сатурна по данным UVIS....89
5.1 Эксперимент по звездному просвечиванию UVIS миссии “Кассини”....89
5.2 Получение параметров ГВ....91
5.3 Распределения параметров ГВ....93

5.4 Влияние ускорения ГВ на меридиональный перенос....96
5.5 Обсуждение результатов....99
5.6 Выводы к Главе 5....100
Заключение....102
Благодарности....105
Приложение А....106
Приложение Б....110
Приложение В....112
Список сокращений....113
Список литературы....114

Введение

Актуальность темы исследования

Внутренние гравитационные волны (ВГВ) представляют собой колебания водных/воздушных масс под действием силы тяжести. ВГВ играют важную роль в динамике планетных атмосфер, влияя на атмосферную циркуляцию при переносе своей энергии и импульса из нижних слоев атмосферы в верхние.

Роль ВГВ в динамике земной атмосферы исследуется на протяжении многих десятилетий как экспериментально, так с помощью моделей циркуляции, что отражено в многочисленных работах (например, Lindzen, 1981; Fritts & Alexander 2003; Gavrilov et al., 2018 и другие). ВГВ также наблюдаются в атмосферах других планет и спутников: на Венере (Tellmann et al., 2012), Юпитере (Young et al. 1997), Сатурне (Brown et al. 2022), Титане (Hinson & Tyler, 1983). Детальный обзор по изучению ВГВ в планетных атмосферах приведен в работе Medvedev & Yiğit (2019). На Марсе, несмотря на его относительно разреженную атмосферу, внутренние гравитационные волны периодически регистрировались как контактными методами при спусках и аэро-торможении аппаратов (Vals et al., 2019), так и дистанционно при орбитальных затменных экспериментах (Gubenko et al., 2015; Nakagawa et al., 2020; Starichenko et al., 2021).

Для изучения влияния ВГВ на атмосферы планет исследуются такие параметры волн, как амплитуда, потенциальная энергия, ускорение, вертикальный поток горизонтального импульса, а также такой параметр атмосферы, как частота Брента-Вяйсяля, характеризующая стабильность атмосферы и возможность распространения в ней ВГВ. Данные величины вычисляются из анализа вертикального профиля температуры атмосферы планеты, измеренного с высотным разрешением не хуже, чем половина характерной длины ВГВ. Затменные эксперименты по радио, солнечному или звездному просвечиванию атмосферы подходят под этот критерий и могут обеспечить регулярную и многолетнюю статистику наблюдений.

До сих пор проводимые в атмосфере Марса эксперименты измеряли температурные профили лишь в ограниченном диапазоне высот. Например,

радиозатменное зондирование осуществлялось в тропосфере, ниже 60 км (15–32 км в исследовании Gubenko et al., 2015), а звездное просвечивание ультрафиолетового (УФ) диапазона (90–140 км, Nakagawa et al., 2020) и эксперименты по аэро-торможению (95–190 км, Vals et al., 2019) чувствительны к высотам верхней мезосферы (90–120 км) и термосферы (120–220 км). Несмотря на суммарный охват исследований, они не позволяют изучить статистику активности ГВ по всем марсианским сезонам, охватывая несколько марсианских лет (MY) и одновременно все слои атмосферы. В частности, исследования уровня насыщения и диссипации ВГВ, его корреляции с высотами и температурами мезосферы и термосферы, не проводились до сих пор для Марса. Это ограничивало возможности существующих моделей циркуляции по учету влияния ВГВ на вертикальный перенос воздушных масс.

Новые возможности для исследования Марса открылись с началом российского эксперимента по солнечному просвечиванию, проводимого с помощью спектрометрического комплекса Atmospheric Chemistry Suite (ACS) (Korablev et al., 2018), работающего на борту орбитального аппарата Trace Gas Orbiter (TGO) с апреля 2018 г. по настоящее время. ACS в числе своих задач измеряет спектры пропускания атмосферы в сильных инфракрасных (ИК) полосах поглощения CO_2, 1,58 мкм и 2,7 мкм, что позволяет восстанавливать вертикальные профили температуры и концентрации в диапазоне высот от 10 до 170 км (Belyaev et al., 2022). При наличии таких высотных профилей, одновременно охватывающих тропосферу, мезосферу и термосферу Марса с вертикальным разрешением около 1 км, актуальной задачей является их анализ на предмет активности ВГВ вдоль всего столба атмосферы. Статистика вышеперечисленных параметров волн с их вариациями по высоте, географии и марсианским сезонам является уникальной по покрытию данных и позволяет существенно улучшить современные модели циркуляции атмосферы. Дополнительной мотивацией изучения ВГВ на Марсе стала возможность исследовать их активность в период глобальной пылевой бури, поскольку

наблюдения ACS застали это событие в июне 2018 г. (середина 34-го Марсианского года, MY34).

В атмосфере Сатурна ВГВ были исследованы как с помощью наземных телескопов (Cooray et al., 1998), так и с помощью дистанционных наблюдений с бортов аппаратов “Вояджер” и “Кассини” (Vervack & Moses, 2015; Koskinen et al., 2015). Также проводились контактные измерения масс-спектрометром Ion Neutral Mass Spectrometer (INMS) на высотах 1400−2700 км над уровнем давления 1 бар (Yelle et al., 2018). В настоящей работе исследуются детальные профили температуры в диапазоне высот 600−1600 км (над уровнем давления 1 бар) с вертикальным разрешением 38 км, полученные в результате звездного просвечивания в УФ-диапазоне спектрометром Ultraviolet Imaging Spectrograph (UVIS) с борта аппарата Cassini (Brown et al. 2022) во время финальной стадии миссии Grand Finale (апрель−сентябрь 2017 года).

Данная диссертационная работа включает в себя определение параметров и анализ активности ВГВ в атмосферах Марса и Сатурна. Отдельно исследуется влияние глобальной пылевой бури на Марсе, механизмы обрушения волн и делаются выводы о влиянии ВГВ на циркуляцию планетных атмосфер.

Цели и задачи работы

Целью настоящей диссертационной работы является исследование активности ВГВ в атмосферах Марса и Сатурна. Данную цель можно разделить на два пункта:

1) Получение параметров ВГВ по высотным профилям температуры и плотности атмосферы;

2) Исследование данных параметров в различных пространственно-временных координатах.

Для достижения поставленных целей в работе решаются следующие задачи:

1) Разработка и реализация алгоритма сглаживания вертикального профиля температуры (а также плотности) с целью выявления фонового профиля для каждого измеренного массива данных;

2) Анализ высотных профилей флуктуации температуры относительно фонового с целью определения параметров ВГВ: волновых чисел, амплитуды, частоты Брента-Вяйсяля, энергии;

3) Построение пространственно-временных карт параметров ВГВ, характеризующих их активность в зависимости от высоты, географического положения и сезона, а также от пылевой активности на Марсе;

4) Валидация результатов с другими исследованиями, включая модели циркуляции атмосферы.

Научная новизна

1) Впервые экспериментально получено распределение параметров ВГВ, покрывающее высоты тропосферы, мезосферы и термосферы Марса (от 10 до 160 км) за 7 лет наблюдений (3,5 марсианских года). Рекордная для Марса статистика за более 12000 сеансов наблюдений охватывает все марсианские сезоны, а также глобальную пылевую бурю: (i) показано влияние пылевой бури на энергию волн в мезосфере; (ii) исследованы высоты диссипации ВГВ, преимущественно приходящиеся на зону мезопаузы; (iii) установлена взаимосвязь между ускорением ВГВ и вектором скорости зонального ветра.

2) Впервые экспериментально исследованы ВГВ в термосфере Сатурна на высотах 600–1600 км над уровнем давления 1 бар с высоким для планеты вертикальным разрешением ~38 км на средних и высоких широтах (больше 30°), вычислены их параметры и сделаны выводы об их влиянии на динамику атмосферы.

Научная и практическая ценность

Разработанный и апробированный алгоритм сглаживания профилей температуры и плотности может быть использован при аналогичном анализе ВГВ как на Земле, так и на других планетах. Этот инструмент может быть адаптирован для использования в качестве сглаживающей функции при обработке различных рядов данных, содержащих осцилляции в широком диапазоне частот.

Статистика по активности ВГВ как на Марсе, так и на других планетах, может в дальнейшем дополняться и совершенствоваться новыми данными, валидироваться с другими исследованиями, а также исследоваться на взаимосвязь с динамикой планетных атмосфер. Кроме того, полученные в настоящей работе данные могут быть использованы для уточнения глобальных моделей циркуляции атмосферы планет как в качестве входных данных, так и в качестве образца для сравнения с результатами моделирования.

Положения, выносимые на защиту:

1. В атмосфере Марса амплитуда колебаний температуры, вызванных ВГВ, с вертикальной длиной волны от 10 до 35 км растет с высотой и в области мезопаузы достигает 10 К. Основной зоной разрушения/диссипации ВГВ является мезопауза (100–120 км).

2. Максимальные значения ускорения ВГВ в атмосфере Марса, достигающие 300 $м \cdot с^{-1} \cdot сут^{-1}$, наблюдаются в областях слабого зонального ветра, где происходит смена его направления. При этом в периоды солнцестояний активность волн по амплитуде и ускорению в среднем в 2 раза больше в зимнем полушарии, чем в летнем.

3. Глобальная пылевая буря 34-го марсианского года сопровождается повышением потенциальной энергии ВГВ в 2–3 раза по сравнению с беспылевыми периодами 35–37-го марсианских годов: в северном полярном регионе на высотах выше 80 км ее значения достигают 300 $Дж \cdot кг^{-1}$, а в южном полярном регионе на высотах ниже 80 км — 100 $Дж \cdot кг^{-1}$.

4. В атмосфере Марса на всех высотах выше 20 км наблюдается выраженная отрицательная корреляция между коэффициентом ослабления волн β и фоновой температурой: коэффициент корреляции Пирсона находится в диапазоне от −0,8 до −1. Положительная корреляция между относительными колебаниями температуры и квадратом частоты Брента-Вяйсяля, характерная для разрушения ВГВ вследствие конвективной неустойчивости, проявляется в области мезопаузы.

5. В атмосфере Сатурна активность ВГВ с вертикальной длиной от 120 до 330 км проявлена на всем исследуемом промежутке термосферы: от 600 до 1600 км над уровнем давления 1 бар. Амплитуда волн, в среднем, составляет 30 ± 20 К, а в некоторых наблюдениях достигает 60 К. Потенциальная энергия ВГВ на единицу массы достигает значений
$6 \cdot 10^4$ Дж·кг$^{-1}$, вертикальный поток горизонтального импульса (на единицу массы) — 2000 м^2·с$^{-2}$. Ускорение ВГВ достигает значений порядка 100 м·с$^{-1}$·сут$^{-1}$ и замедляет зональные потоки ветра, что позволяет объяснить перенос тепла из полярных регионов в экваториальные.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных в диссертационной работе результатов основана на:

1) их публикации в 5 статьях в высокорейтинговых международных рецензируемых научных журналах квартилей Q1 и Q2: Journal of Geophysical Research, Geophysical Research Letters, Astronomy & Astrophysics, Frontiers in Astronomy and Space Sciences;

2) их представлении на российских и международных конференциях (27 докладов);

3) их представлении на научных семинарах в ИКИ РАН, кафедре физики колебаний Физического факультета МГУ, кафедре физики атмосферы Физического факультета СПбГУ;

4) их представлении и обсуждении на регулярных рабочих встречах по эксперименту ACS проекта “ЭкзоМарс” в 2020–2026 годах;

5) сравнении с результатами, полученными другими методами и другими авторами, а также валидации с современными моделями циркуляции атмосферы (см. Главы диссертации 3.2, 3.3 и 4.1).

Результаты диссертационной работы были представлены на Всероссийских научных конференциях МФТИ (2019, 2020), а также на международных

конференциях: конференциях молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (2019–2025), на Московском симпозиуме по исследованиям Солнечной системы (MS3) (2019–2025), конференциях «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса» (2019–2025), Международных симпозиумах по атмосферной радиации и динамике (2021, 2023, 2025), Генеральных Ассамблеях COSPAR (2024, 2026), на конференции по моделированию и наблюдениям атмосферы Марса MAMO (2022).

Список публикаций по теме диссертации

Результаты диссертации опубликованы в 5 статьях в международных рецензируемых журналах квартилей Q1 и Q2:

1. **Starichenko E. D.**, Belyaev, D. A., Medvedev, A. S., Fedorova, A. A., Korablev, O. I., Trokhimovskiy, A., Yiğit E., Alday J., Montmessin F., Hartogh, P.. Gravity wave activity in the Martian atmosphere at altitudes 20–160 km from ACS/TGO occultation measurements // Journal of Geophysical Research: Planets. 2021. V. 126. e2021JE006899. DOI: 10.1029/2021JE006899. **(WOS, Scopus)**

2. Brown, Z. L., Medvedev, A. S., **Starichenko, E. D.**, Koskinen, T. T., & Müller-Wodarg, I. C. F. Evidence for gravity waves in the thermosphere of Saturn and implications for global circulation // Geophysical Research Letters. 2022. V. 49. e2021GL097219. DOI: 10.1029/2021GL097219. **(WOS, Scopus)**

3. Belyaev, D. A., Fedorova, A. A., Trokhimovskiy, A., Alday, J., Korablev, O. I., Montmessin, F., **Starichenko E. D.**, Olsen K. S., and Patrakeev A. S. Thermal structure of the middle and upper atmosphere of Mars from ACS/TGO CO2 spectroscopy // Journal of Geophysical Research: Planets. 2022. V. 127. e2022JE007286. DOI: 10.1029/2022JE007286. **(WOS, Scopus)**

4. **Starichenko E. D.**, Medvedev, A. S., Belyaev, D. A., Yiğit E., Fedorova, A. A., Korablev, O. I., Trokhimovskiy, A., Montmessin F., Hartogh, P. Climatology of gravity wave activity based on two Martian years from ACS/TGO observations // Astronomy & Astrophysics. 2024. V. 683. A206. DOI: 10.1051/0004-6361/202348685. **(WOS, Scopus)**

5. **Starichenko E. D.**, Medvedev, A. S., Belyaev, D. A., Fedorova, A. A., Trokhimovskiy, A., Hartogh, P., Montmessin F., Korablev, O. I. Vertical damping of gravity waves evaluated from ACS-TGO solar occultation measurements on Mars // Frontiers in Astronomy and Space Sciences. 2025. 12:1672283. DOI: 10.3389/fspas.2025.1672283. **(WOS, Scopus)**

Личный вклад автора

Разработка и применение алгоритма сглаживания вертикального профиля температуры/плотности были проведены лично автором.

Также автором проведен весь расчет и анализ многочисленных параметров ВГВ, построение карт распределений, оформление, представление и интерпретация полученных результатов.

Все работы из списка публикаций по теме диссертации выполнены в соавторстве. Основные результаты диссертации и выносимые на защиту положения основаны на работах (Starichenko et al., 2021; Starichenko et al., 2024; Starichenko et al., 2025). В этих работах автору принадлежит ключевая роль.

В работе (Brown et al., 2022) использовались разработанный автором алгоритм сглаживания вертикальных профилей, адаптированный для атмосферы Сатурна, а также полученные автором значения параметров ВГВ. Кроме того, для статьи автором были предоставлены несколько рисунков.

В работе (Belyaev et al., 2022) представлен анализ спектральных данных ACS по восстановлению исходных высотных профилей температуры и плотности, которые в дальнейшем используются автором диссертации для анализа ВГВ на Марсе. Выводы, полученные в работе (Belyaev et al., 2022), в диссертационной работе не используются и на защиту не выносятся.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, трех приложений, списка сокращений и списка литературы. Работа содержит 135 страниц, 36 рисунков и 2 таблицы. Список литературы насчитывает 191 наименование.

Глава 1. Гравитационные Волны (ГВ) в планетных атмосферах

1.1 Внутренние ГВ: история исследования, характеристика, источники

Внутренние гравитационные волны, которые в дальнейшем в нашей работе называются просто гравитационными волнами (ГВ), представляют собой колебания водных/воздушных масс под действием силы тяжести. Иными словами, это колебания некоторого объема воды или воздуха, выведенного из положения равновесия по той или иной причине, который под действием силы тяжести и силы Архимеда (силы плавучести) стремится вернуться в состояние равновесия. Для возникновения данных волн необходима стратификация среды, то есть изменение плотности вещества с высотой. Естественным образом водное и воздушное пространства имеют градиент плотности, следовательно, позволяют распространяться в них “внутренним” ГВ. “Поверхностные” же ГВ возникают на границе раздела сред: воды и воздуха, и являются теми самыми “волнами” на поверхности воды, в привычном нами понимании слова.

Также для распространения ГВ вертикальный градиент температуры должен быть меньше адиабатического. В противном случае, в атмосфере начинают происходить процессы конвекции и волны разрушаются.

Внутренние ГВ распространяются, как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. Их вертикальная длина волны в воде варьируется в диапазоне от десятков сантиметров до нескольких метров, в воздухе — от единиц до десятков километров, а горизонтальная — в обеих средах составляет десятки – сотни километров. Таким образом ГВ занимают промежуточное значение по своей величине (в горизонтальном направлении) между акустическими волнами и волнами планетарного масштаба (приливные волны, волны Кельвина, Россби).

В данной работе, исходя из характеристик прибора и особенностей обработки высотных профилей температуры, в атмосфере Марса исследуются гравитационные волны с вертикальными длинами волн 10–35 км. Горизонтальная длина волны при этом не может быть определена непосредственно из наблюдений и поэтому задаётся искусственно равной 300 км (см. гл. 2.3.2). Для Сатурна

соответствующие параметры составляют 120–330 км для вертикальной длины волны и 6400 км для горизонтальной (см. гл. 5.2).

Первое задокументированное наблюдение ГВ принадлежит норвежскому полярному исследователю Фритьофу Нансену, когда осенью 1893 года продвижение судна “Фрам” было сильно замедлено явлением “мёртвой воды”. Несмотря на то, что мотор вырабатывал полную мощность, судно крайне медленно продвигалось вперёд (Nansen, 1897). Явление было объяснено норвежским океанологом Вагном Экманом (Ekman, 1904). Этот эффект дало наложение более легкого слоя пресной растаявшей ледниковой воды на тяжелую солёную морскую воду. Вся энергия мотора уходила на создание внутренних ГВ на границе этих слоёв, а не на движение судна.

Атмосферным ГВ не уделялось внимание вплоть до “золотого века” авиации 1920–1930-ых годов. ГВ в атмосфере вызывают явление турбулентности, которое представляет значительное препятствие для воздушных суден. Распространение ГВ в атмосфере иногда можно определить по наличию тонких слоев вытянутых облаков, следующих друг за другом. Однако, наличие ГВ не всегда сопровождается присутствием облаков, и такое явление обозначается как “Турбулентность Ясного Неба” (“ТЯН”), оно представляет существенную опасность для летательных аппаратов. (Yiğit & Medvedev, 2019)

Одним из наиболее ярких примеров глобального проявления ГВ в атмосфере Земли — образование самой холодной области в столбе атмосферы (Рисунок 1.1). Она находится на высоте около мезопаузы (80 – 85 км) над полюсом летнего полушария. Данный эффект достигается в совместной работе ГВ и сезонного ветра. Зарождаясь в тропосфере, волны распространяются вверх, увеличиваясь в своей амплитуде, и разрушаются в средней атмосфере. Импульс, передаваемый волнами атмосфере, поддерживает воздушный поток, направленный из летнего полушария в зимнее. Вертикальные потоки на полюсах замыкают ячейку циркуляции атмосферы. Над летним полюсом поток воздуха поднимается вверх, адиабатически расширяясь с высотой и, вследствие расширения, охлаждается. Охлаждение воздуха пересиливает нагрев от Солнца и,

таким образом, данное место становится самой холодной областью в атмосфере. Температура здесь может опускаться до –130 °C и при достаточной влажности воздуха в этих слоях могут образовываться полярные мезосферные облака из частиц водяного льда — самые высокие облака в земной атмосфере, их высота ~ 80 км (Рисунок 1.2). По-другому их называют серебристыми облаками, поскольку они эффективно рассеивают солнечный свет, и их можно наблюдать летом в ночном небе на горизонте со стороны ближайшего полюса (Karlsson & Shepherd, 2018)

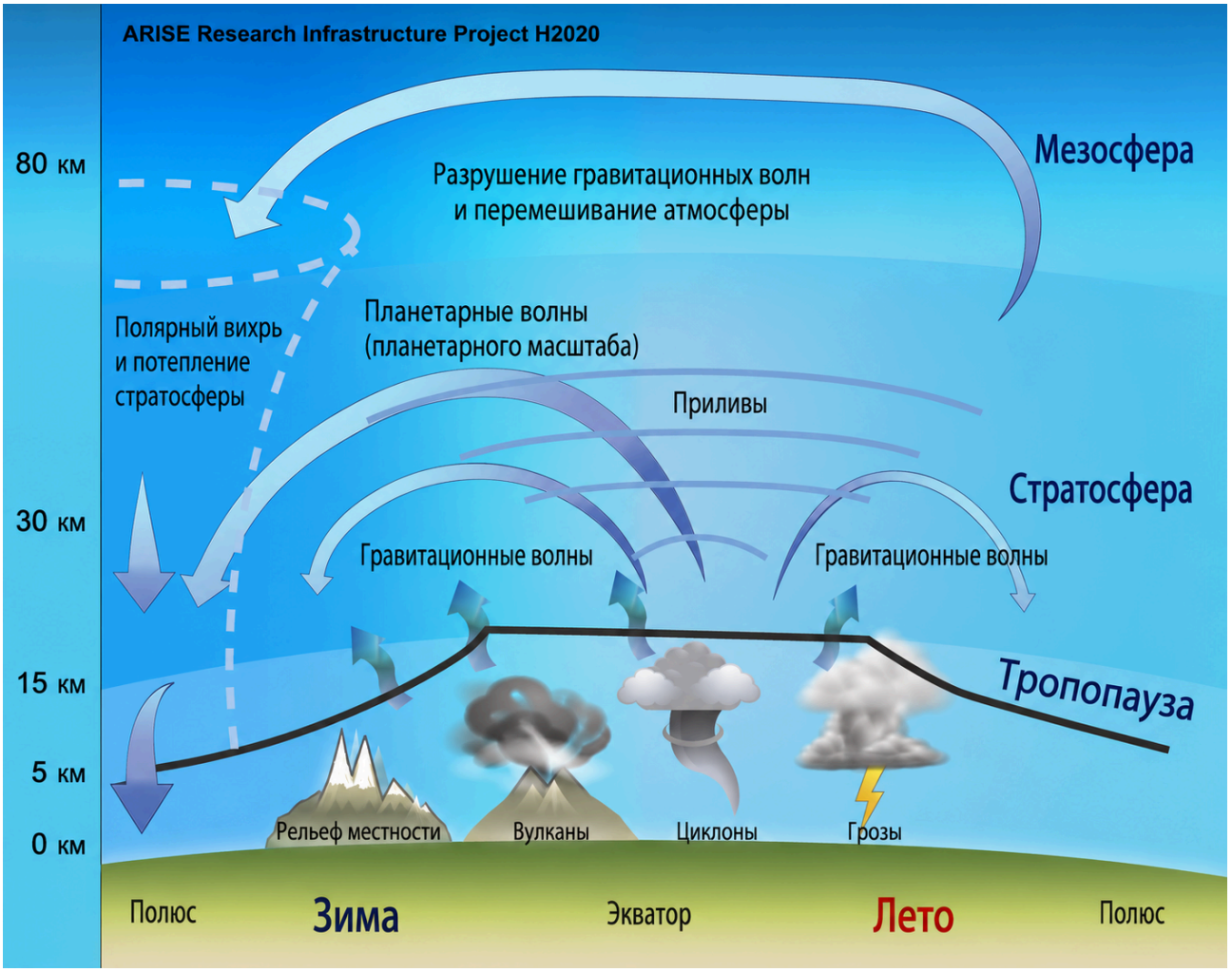


Рисунок 1.1. Иллюстрация процесса образования самой холодной области в атмосфере (рисунок с переводом подписей из статьи Blanc et al., 2018).



Рисунок 1.2. Серебристые облака с рельефом волн (фото Дарьи Евдокимовой, Москва, ИКИ РАН).

ГВ возникают в атмосфере повсеместно за счёт различных механизмов, как глобальных, так и локальных, и полная картина источников их возбуждения всё ещё остаётся за пределами современных исследований, основанных как на теории и моделировании, так и на наблюдениях. Тем не менее, задача поиска основных источников, а также их влияния на характеристики волн и пространственно-временное распределение является вполне решаемой. По большей части ГВ образуются в области нижней атмосферы — тропосфере. Любой процесс, способный вызвать вертикальное смещение объёма воздуха относительно другого в вертикальном направлении, вызывает появление ГВ. Основные источники включают в себя орографию (рельеф поверхности: горы и впадины), а также метеорологические явления, такие как конвекция, атмосферные фронты и циклоны. Также оказывают влияние и локальные источники: цунами, ураганы, землетрясения, извержения вулканов и пр.

ГВ, зарождаясь в нижних уровнях атмосферы, распространяются вверх, увеличиваясь по амплитуде с высотой. Частично ГВ фильтруются (уничтожаются) потоками ветра. Оставшиеся гармоники волн достигают высот, где они диссипируют (вследствие происходящих нелинейных процессов, молекулярной диффузии, насыщения волн) и передают свою энергию и импульс окружающему потоку (Yiğit et al., 2008). Такая передача ускорения от волн к потоку, называемая “GW drag” (в данной работе — “ускорение ГВ”), приводит к ускорению или замедлению крупномасштабной циркуляции атмосферы. Важность подобных процессов и их воздействие на динамику средней и верхней атмосферы Марса была продемонстрирована с помощью глобальных моделей циркуляции, где эффект от маломасштабных ГВ был либо параметризован (Medvedev et al., 2011a,b; Yiğit et al., 2018; Gilli et al., 2020; Roeten et al., 2022), либо разрешен явным образом (Kuroda et al., 2015, 2016, 2019). Подобные модельные исследования должны быть подтверждены экспериментальным путем. Таким образом, сбор наблюдательных данных о ГВ, их параметрах и пространственно-временных распределениях является важной задачей для дальнейшего развития моделирования динамики атмосферы с учетом влияния ГВ.

1.2 Современные исследования ГВ в атмосферах Земли, Венеры и Юпитера

ГВ уже длительное время являются объектом интенсивных исследований в атмосфере Земли. В обзорной работе Fritts & Alexander (2003) подробно рассматриваются дисперсионное уравнение гравитационных волн и его частные решения, механизмы генерации и распространения волн, их взаимодействие с окружающей средой, а также методы наблюдений. В монографии Голицына (1973) описаны различные типы атмосферных волн, приведены их дисперсионные соотношения и рассмотрены особенности динамики атмосфер планет. В работе Holton & Alexander (2000) показана важная роль планетарных и гравитационных волн в переносе энергии и импульса в стратосфере и мезосфере.

Для исследования гравитационных волн в атмосфере Земли используется широкий спектр наблюдательных методов. Волновые возмущения регистрируются по данным спутниковых измерений (Ern et al., 2004), радиозондирований (Allen & Vincent, 1995), радарных наблюдений (Tsuda et al., 2014), лидарных измерений (Whiteway & Carswell, 1995), а также с бортов самолётов (Lilly et al., 1982) и стратостатов (Hertzog et al., 2008). Одним из масштабных проектов по исследованию атмосферных волн стал эксперимент DEEPWAVE (Deep Propagating Gravity Wave Experiment over New Zealand), проведённый в 2014 году и объединивший комплекс наземных, авиационных и спутниковых наблюдений (Fritts et al., 2016).

Большое внимание уделяется также параметризации гравитационных волн в численных моделях общей циркуляции атмосферы. Основы современных параметризаций были заложены в работах Lindzen (1981), Holton (1982), Palmer et al. (1986) и McFarlane (1987). Впоследствии эти подходы получили развитие в многочисленных исследованиях, посвящённых моделированию распространения и диссипации волн в атмосферах планет (Yiğit & Medvedev, 2009, 2012, 2015; Yiğit et al., 2014; Gavrilov, 1997; Gilli et al., 2020 и др.) (о моделях циркуляции Марса см. Главу 1.3.3). В работе Gavrilov (1997) была разработана параметризация динамического и теплового воздействия ВГВ, генерируемых турбулентностью в тропосфере, на вышележащие слои атмосферы. В дальнейшем этот подход был расширен для стационарных орографических волн с учетом их вклада в ускорение среднего потока и тепловой баланс атмосферы (Gavrilov & Koval, 2013).

Исследования гравитационных волн в атмосфере Венеры начались ещё в эпоху первых советских и американских космических миссий. Важные сведения о волновой структуре атмосферы были получены при анализе данных спускаемых аппаратов миссии Pioneer Venus (Seiff et al., 1992). Значительным этапом стало проведение прямых измерений параметров атмосферы аэростатными зондами «Вега-1» и «Вега-2», траектории которых удалось проследить на больших расстояниях в атмосфере планеты (Young et al., 1987). Позднее характеристики

волн исследовались по данным радиозатменных экспериментов аппарата Magellan (Hinson & Jenkins, 1995).

В XXI веке наблюдения гравитационных волн на Венере были продолжены с использованием различных инструментов миссии Venus Express. Волновые возмущения изучались по данным эксперимента по радио-просвечиванию Venus Radio Science experiment (VeRa) (Рисунок 1.3б, Tellmann et al., 2012), изображениям камеры Venus Monitoring Camera (VMC) (Рисунок 1.3a, Piccialli et al., 2014) и измерениям спектрометра Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer (VIRTIS) (Altieri et al., 2014).

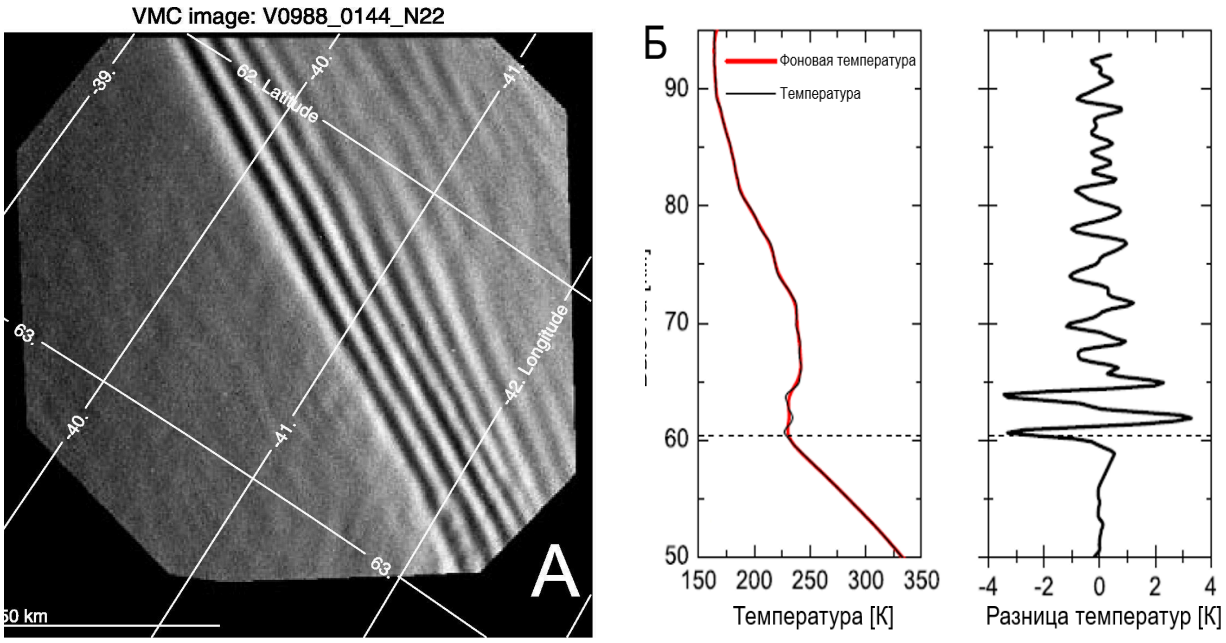


Рисунок 1.3. а) Горизонтальные волновые структуры в атмосфере Венеры, запечатленные камерой VMC (Piccialli et al., 2014) по снимкам облаков в ближнем ИК-диапазоне;

б) Вертикальные волновые возмущения по данным эксперимента по радио-просвечиванию VeRa (Tellmann et al., 2012).

Существенный вклад в изучение атмосферной динамики Венеры внесла японская миссия Akatsuki, с помощью которой были обнаружены крупномасштабные стационарные волны в атмосфере планеты (Fukuhara et al., 2017). Позднее была выполнена их статистическая обработка и исследована

зависимость характеристик этих волн от рельефа поверхности и времени наблюдений (Kouyama et al., 2017).

ГВ не так хорошо исследованы на планетах гигантах, как в атмосферах планет земной группы, однако и здесь были проведены эксперименты, обнаружившие волновую активность. Волны были зарегистрированы на Юпитере с помощью измерений по звездному просвечиванию (French & Gierasch, 1974; Yelle et al., 1996), а в дальнейшем непосредственно измерены спускаемым зондом Галилео (Young et al., 1997). В настоящее время наблюдения за волновыми возмущениями в атмосфере Юпитера ведёт межпланетная американская станция Juno (Рисунок 1.4, Orton et al., 2020).

Обзор исследований волн в атмосферах Марса и Сатурна приведен ниже в Главах 1.3.3, 1.3.4 и 1.4.2.

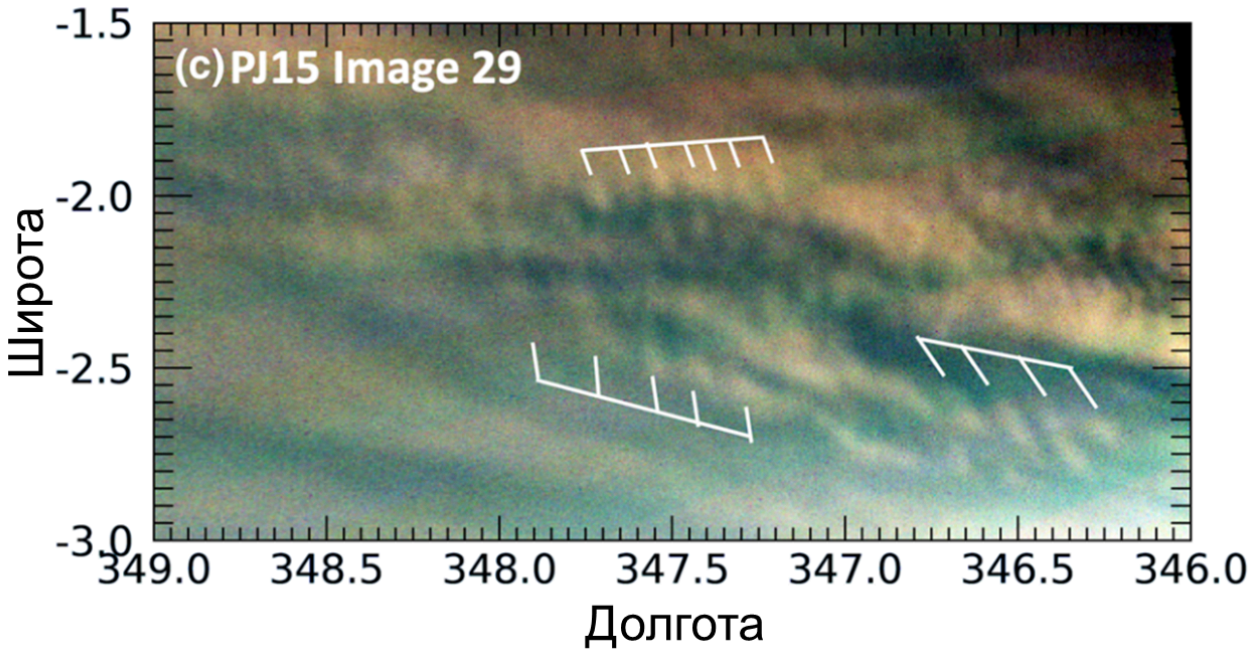


Рисунок 1.4. Пример волновых структур, зафиксированных камерой JunoCam на Юпитере (Orton et al., 2020).

1.3 Атмосфера Марса

1.3.1 Климат Марса и смена сезонов

Марс является планетой контрастов как по рельефу поверхности, так и с точки зрения изменчивости климата. Первый фактор проявляется в виде

дихотомии с глобальной низменностью в Северном полушарии и возвышенностью в Южном, наличием самой крупной горы в Солнечной системе (Олимп высотой около 26 км) и крупнейшей системы каньонов в долинах Маринер, охватывающей четверть окружности планеты. По климату Марс можно считать холодной и сухой пустыней с гипер-континентальным климатом. Низкая тепловая инерция поверхности с отсутствующим океаном жидкой воды, минимальный парниковый эффект (около 5 °C) из-за разреженной атмосферы, а также особенности спина и орбиты планеты обуславливают высокий суточный и сезонный перепад температур. Температура у поверхности варьируется от 0 до +20 °C в летний полдень на экваторе до –120…–150 °C в зимнюю полярную ночь. Не имея возможности перераспределить тепло, планета максимально нагревается в подсолнечной точке. При этом, в период равноденствий распределение температуры симметрично спадает от экватора к полюсам, а во время солнцестояний температурный максимум смещен в сторону летнего полушария.

Ввиду наклона оси вращения планеты на 25,29^{o} относительно нормали к плоскости орбиты на Марсе наблюдается смена времен года, которая проявляется более контрастно, чем на Земле, благодаря большему эксцентриситету орбиты (≈0,094 против ≈0,017 у Земли). Перигелий орбиты приходится на сезон зимы в Северном полушарии и лета в Южном (Рисунок 1.5). Продолжительность года на Марсе составляет ≈687 земных суток, в 1,88 раз больше земного, при длительности суток (марсианский “сол”) 24 ч 39 мин. При исследовании сезонных вариаций на Марсе в качестве календаря используется понятие ареоцентрической солнечной долготы Ls (Longitude of Sun), представляющее собой угол с вершиной в Солнце между положением планеты на орбите и точкой весеннего равноденствия в Северном полушарии (Рисунок 1.5). Год в системе Ls содержит 360^{o} градусов и для Северного полушария Ls=0^{o} — время весеннего равноденствия, Ls=90^{o} — летнего солнцестояния, Ls=180^{o} — осеннего равноденствия, Ls=270^{o} — зимнего солнцестояния как показано на рисунке 1.5. В Южном полушарии сезоны чередуются в противофазе и сезон афелия, соответствующий точке Ls=70^{o}, приходится на предельно холодную зиму, а

перигелия, Ls=250^{o}, на максимально жаркое лето. В этом смысле, наибольший контраст в сезонных вариациях температуры и атмосферного давления наблюдается именно в Южном полушарии.

Помимо внутригодового календаря, согласно конвенции, опубликованной в статье (Clancy et al., 2000), на Марсе ведется свое летоисчисление от даты 11 апреля 1955 года, совпавшей с весенним равноденствием в Северном полушарии планеты. Таким образом, первый Марсианский год MY1 (Martian Year) пришелся на 1955–1957 гг., в 2024–2026 гг. идет 38-й MY, который начался 12 ноября 2024 г. и продлится до 30 сентября 2026 г. Калькулятор Марсианского календаря доступен, например, на сайте распространенной климатической базы Mars Climate Database (MCD; https://www-mars.lmd.jussieu.fr/mars/time/mars_date_to_earth_date.html). Такое летоисчисление является удобной системой координат времени на Марсе, чтобы различать, например, годы с повышенной пылевой активностью (MY25, MY28, MY34) от обычных, “непылевых”, годов.

На Марсе эпизодически, раз в несколько лет, возникают глобальные пылевые бури (GDS — Global Dust Storm), охватывающие всю планету. Буря длится несколько десятков “солов”, поднимая минеральную пыль с поверхности в нижние слои атмосферы. В результате этого меняется альбедо планеты и в вертикальном распределении температуры на высотах 20–40 км образуется инверсионный слой, на 20–30 °C теплее самой поверхности (Forget et al., 2008). Также, ежегодно в периоды весеннего и летнего сезонов Южного полушария, близко к перигелию, возникают региональные пылевые бури меньшего масштаба и длительности. Влияние пылевых бурь на активность вертикальных ГВ предсказывается современными моделями циркуляции атмосферы (Medvedev et al., 2013; Kuroda et al., 2020), однако в данной диссертационной работе это впервые исследуется экспериментально — на основе наблюдений в период GDS 34-го MY (см. Главу 3.2.3).

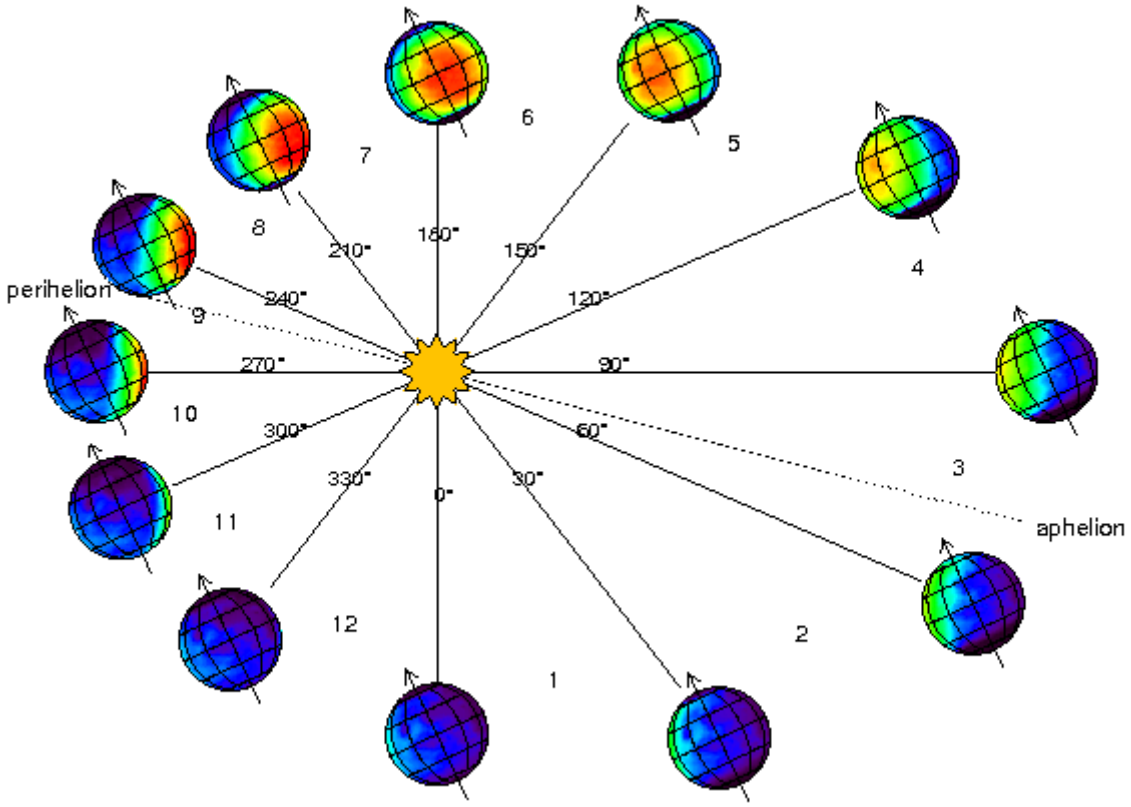


Рисунок 1.5. Орбитальный год на Марсе в системе ареоцентрической долготы Солнца Ls, от 0° до 360°. Расцветка планеты иллюстрирует распределение температуры относительно подсолнечной точки. Данные из MCD (https://www-mars.lmd.jussieu.fr/mars/time/solar_longitude.html).

1.3.2 Состав и структура атмосферы Марса

Атмосфера планеты углекислотная с преобладающим относительным содержанием углекислого газа (~95.3%), а также азота (~2.7%), аргона (~1.6%), кислорода (~0.13%), угарного газа (~0.07%) и других малых газовых составляющих с частями менее промилле. Давление у поверхности составляет около 6 мбар с общей газовой концентрацией порядка 10^{17} молекул/см^3. Для сравнения, в земной атмосфере такие значения наблюдаются на высоте ~30 км. Сезонные вариации температуры, описанные выше, приводят к частичной конденсации CO_2-атмосферы в зимний период и часть атмосферного CO_2-льда оседает на полярных шапках. Летом этот лед сублимирует (испаряется) обратно в

атмосферу, что приводит к росту давления на 20–30% (Forget & Pollack, 1996; Kelly et al., 2006).

В вертикальной структуре нейтральной атмосферы Марса разделяют 3 слоя: тропосферу, от поверхности до 60 км, мезосферу (60–120 км) и термосферу (120–220 км). Переходная область около 100–130 км приходится на мезопаузу, где в некоторые сезоны температура может опускаться до 100 К. Как будет показано в Главе 4, по нашим данным, разрушение ГВ преимущественно происходит именно в этой переходной зоне.

Средние высотные профили температуры в период глобальной пылевой бури и беспылевой периоды представлены на рисунке 1.6. Отметим, что форма профиля и значения температур существенно варьируются по высоте в зависимости от сезона, географии и пылевой активности, что подтверждается многочисленными наблюдениями (например, Belyaev et al., 2022; Fedorova et al., 2023). В среднем температурный градиент тропосферы составляет (–2,5 К·км$^{-1}$), что по модулю меньше адиабатического градиента (–4,5 К·км$^{-1}$), а значит, нижняя атмосфера Марса является достаточно устойчивой для распространения в ней ГВ. Также важным параметром при изучении атмосферы планеты является шкала высот — характерная протяженность атмосферы, на которой давление и концентрация изменяются в e (экспоненту) раз. Она также может определяться по значению температуры и равна $H = RT/\mu g$, где R — газовая постоянная, T — температура, μ — средняя молярная масса воздуха, g — ускорение свободного падения. Таким образом, H тем меньше, чем меньше температура, и своих наименьших значений она достигает в регионе мезопаузы. Для Марса шкала высот в среднем равна 10 км. Рост амплитуды ГВ в атмосфере обратно пропорционален шкале высот ($\sim 1/H$) (см. Главу 4.3), что отражает усиление ГВ с высотой по мере уменьшения плотности атмосферы.

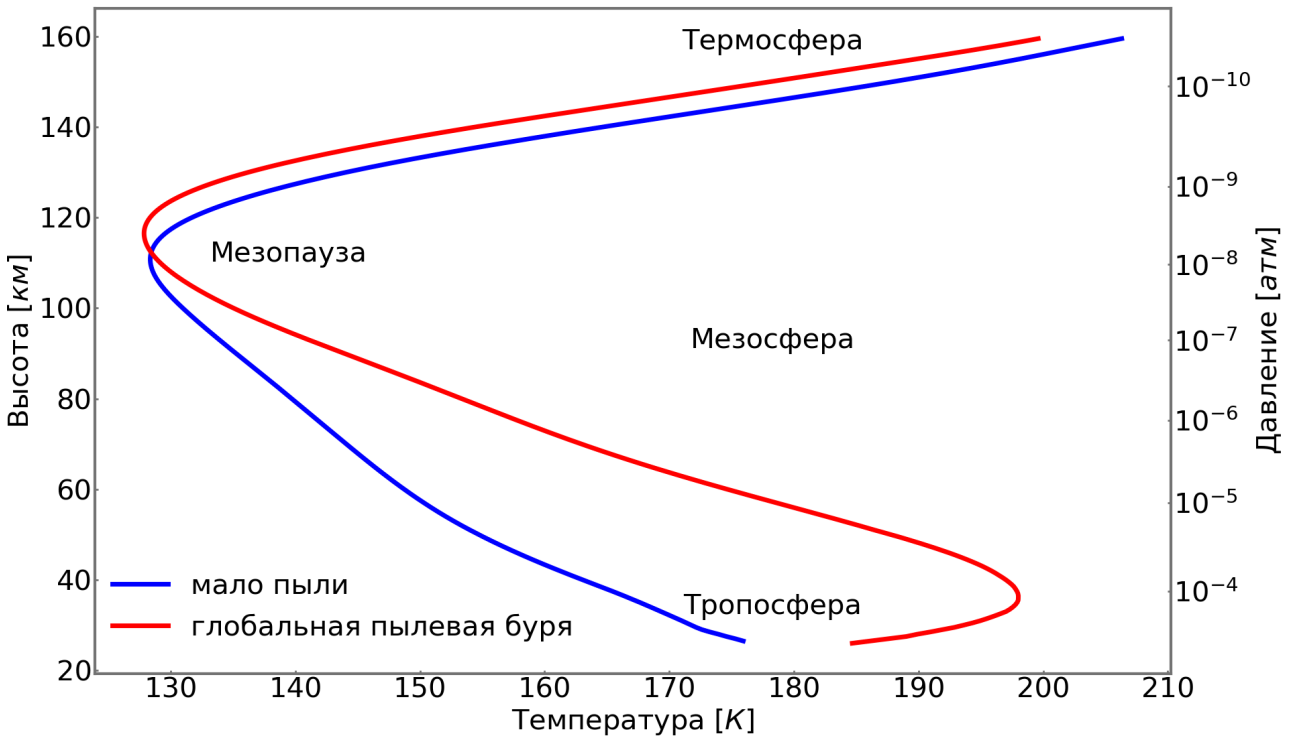


Рисунок 1.6. Вертикальная структура атмосферы Марса для беспылевого периода и периода глобальной пылевой бури (усредненные высотные профили на основе данных ACS-MIR, Belyaev et al., 2022).

1.3.3 Модели циркуляции атмосферы Марса

Численное моделирование эффектов, вызванных ГВ, представляет довольно сложную задачу по причине того, что горизонтальная длина волны, варьирующаяся в пределах десятков–сотен километров, меньше пространственного разрешения сеток моделей глобальной циркуляции. Вследствие этого волновые эффекты параметризуют, то есть используют математические модели, позволяющие учитывать воздействие ГВ на процессы большего масштаба. Таким образом, не учитывается информация о фазе волны, а рассматриваются средние квадратичные величины таких параметров как: дисперсия/энергия, вертикальный поток горизонтального импульса, поток явного тепла (Medvedev & Yiğit, 2019).

Широко используемым подходом является нелинейная спектральная параметризация гравитационных волн, разработанная авторами статьи Yiğit et al. (2008) и адаптированная для условий Марса авторами работы Medvedev et al.

(2011). Эта схема была реализована в глобальной модели общей циркуляции атмосферы Марса Института Макса Планка (Max Planck Institute Mars General Circulation Model, MPI MGCM), также носящей имя Mars Atmosphere: Observation and Modeling (MAOAM). Расчёты с использованием этой модели показали, что ускорение ГВ приводит к существенному торможению зональных ветров, изменению структуры струйных течений, а также формированию зон нагрева и охлаждения на высотах порядка 100–150 км, что позволяет значительно лучше воспроизводить наблюдаемые космическими аппаратами температуры и плотности термосферы (Medvedev et al., 2011; Medvedev & Yiğit, 2012). В дальнейшем аналогичные схемы были внедрены в модель Mars Global Ionosphere-Thermosphere Model (M-GITM), где было показано, что параметризованные гравитационные волны существенно влияют на распределение температуры и ветра вплоть до экзобазы (Roeten et al., 2022).

Значимой моделью является LMD Mars GCM (Laboratoire de Météorologie Dynamique Mars General Circulation Model). Ранее она включала в себя влияние только орографических ГВ (Forget et al., 1999). Затем была добавлена стохастическая параметризация неорографических гравитационных волн, которая обеспечила более реалистичное воспроизведение атмосферных приливов и циркуляции средней атмосферы Марса (Gilli et al., 2020). Ее результаты были валидированы с наблюдениями прибора Mars Climate Sounder (MCS). В настоящее время модель носит название Planetary Climate Model (PCM) и составляет основу общепринятой Марсианской климатической базы MCD (https://www-mars.lmd.jussieu.fr/).

Также есть независимая модель Global Environmental Multiscale model for Mars (GEM-Mars), основанная на канадской модели GEM, которая первоначально создавалась для прогноза погоды на Земле (Neary & Daerden, 2017). Она включает параметризацию как орографических (McFarlane, 1987), так и неорографических ГВ (Hines, 1997a,b), позволяя оценивать вклад обоих типов волн. Валидация модели проводится путем сравнения ее результатов с измерениями спектрометра

Solar Occultation (SO), входящего в состав прибора Nadir and Occultation for Mars Discovery (NOMAD) на борту TGO (Neary et al., 2025).

Отдельно стоит упомянуть MarsWRF (Weather Research and Forecasting) — частный случай общей модели PlanetWRF (Richardson et al., 2007). В отличие от рассмотренных выше глобальных моделей, использующих параметризацию ГВ, MarsWRF позволяет непосредственно разрешать часть мезомасштабных атмосферных волн. В частности, Guzewich et al. (2021) использовали высокоразрешающую конфигурацию MarsWRF для моделирования инерционно-гравитационных волн для сравнения в измерениями датчика давления Rover Environmental Monitoring Station (REMS) на борту марсохода Curiosity. Горизонтальное разрешение модельной сетки в области кратера Гейл составляло около 13 км, что позволяло разрешать волны с длиной порядка 40 км и более. При этом наблюдаемые волны имели горизонтальную длину 200–1500 км. Такой масштаб дает предположить, что источники наблюдаемых волн могут находиться на значительном удалении от места проведения измерений.

Явно разрешать ГВ также позволяет модель DRAMATIC (Dynamics, RAdiation, MAterial, Transport and their mutual InteraCtions) MGCM (Kuroda et al., 2015). При пространственном разрешении 1,1°×1,1° (около 60 км) модель способна разрешать волны с горизонтальной длиной от 180 км. С помощью этой модели были получены результаты о сезонном и широтном распределении активности ГВ (Kuroda et al., 2019), а также исследовано влияние глобальной пылевой бури на их характеристики (Kuroda et al., 2020).

Таким образом, параметризация гравитационных волн является неотъемлемой частью современных глобальных моделей атмосферы Марса и играет ключевую роль в моделировании взаимодействия между нижними и верхними слоями атмосферы.

1.3.4 Исследования ГВ в атмосфере Марса

Несмотря на существенно разреженную атмосферу Марса, гравитационные волны в ней наблюдались неоднократно на разных слоях как контактными (in situ)

методами, так и с помощью дистанционного зондирования. Впервые признаки наличия ГВ в атмосфере Марса были обнаружены при измерениях давления и температуры, выполненных с помощью комплекса акселерометров и датчиков во время спуска посадочного аппарата Viking 2 на поверхность планеты (Seiff & Kirk, 1976).

Также ГВ наблюдаются при измерениях плотности термосферы с помощью акселерометров во время аэроторможения различных космических аппаратов (например, Mars Global Surveyor — MGS, Mars Odyssey — ODY, TGO) (Keating et al., 1998; Creasey et al., 2006a; Fritts et al., 2006; Siddle et al., 2021). К контактным методам также относятся измерения с помощью масс-спектрометров, например Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer (NGIMS) с борта аппарата Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) (England et al., 2017). В отличие от единичных измерений контактными методами, дистанционное зондирование позволяет изучать большую статистику по географии наблюдения (широта, долгота), охватывать сезонные и суточные изменения. К таким методам относятся радио затменное зондирование (например, измерения MGS; Hinson et al., 1999; Creasey et al., 2006b), различные измерения спектрометрами и камерами в ИК- (ACS; Starichenko et al., 2024), УФ- (Imaging Ultraviolet Spectrograph — IUVS, Nakagawa et al., 2020) диапазонах, выполненные методами солнечного и звездного просвечивания, а также лимбовые наблюдения (MCS на борту Mars Reconnaissance Orbiter — MRO; Wright et al., 2012). Для изучения ГВ также используются камеры видимого диапазона, например High Resolution Stereo Camera (HRSC; Sánchez-Lavega et al., 2024). Кроме того, ГВ изучались по свечению кислорода, зарегистрированного картирующим спектрометром OMEGA (Observatoire pour la Minéralogie, l’Eau, les Glaces et l’Activité) с борта орбитального аппарата Mars Express (MEX) (Altieri et al., 2012).

Наличие ГВ было зафиксировано во всех слоях атмосферы Марса, от нижних высот тропосферы до верхней термосферы. Различные проявления ГВ в атмосфере Марса, а также влияние волн на всю атмосферу хорошо описаны в обзорной статье Yiğit (2023). Перечисленные выше исследования, несмотря на их

суммарный охват, не позволяют изучить статистику активности ГВ по всем марсианским сезонам, охватывая несколько MY и одновременно все слои атмосферы.

Кроме того, особый интерес представляет исследование активности волн во время глобальных пылевых бурь. В частности, данные масс-спектрометра NGIMS/MAVEN показали увеличение активности ГВ в термосфере во время глобальной пылевой бури июня 2018 года (MY34) (Leelavathi et al., 2020; Yiğit et al., 2021a). Данный эксперимент, при аэро-торможении аппаратом MAVEN, покрывал высоты от 150 до 250 км с разрешением по высоте менее 5 км. В нижней атмосфере наблюдения фурье-спектрометром MCS с борта MRO показали, наоборот, уменьшение активности ГВ в тот же пылевой период (Heavens et al., 2020). Высотное разрешение MCS составляет около 5 км, что позволяет обнаружение волн с длиной больше 10 км в вертикальном направлении, и исследуемый диапазон высот составляет от 5 км до 80 км (Wright, 2012).

Также существуют противоречивые мнения касательно обратной зависимости между амплитудами ГВ и фоновой температурой в термосфере. Несколько работ связывают это с тем, что конвективная неустойчивость ограничивает амплитуду распространяющихся волн и вызывает их насыщение (England et al., 2017; Terada et al., 2017; Vals et al., 2019). Однако, в своей работе Yiğit et al. (2021b) оспаривает то, что конвективная неустойчивость является преобладающим механизмом по ограничению роста амплитуды волн, высказывая, что обратная зависимость возникает в связи с уменьшением шкалы высот H (в среднем на Марсе $\approx$ 10 км, см. Главу 1.3.2), что в свою очередь, вызвано уменьшением фоновой температуры. А это приводит к экспоненциальному росту амплитуды, которая пропорциональна $\sim 1/(2H)$. Также, с ростом высоты и падением плотности атмосферы экспоненциально увеличиваются процессы молекулярной диффузии и теплопроводности. В итоге, эти процессы становятся преобладающим механизмом ослабления ГВ и, таким образом, ограничивают их рост.

Затменный эксперимент ACS на борту аппарата TGO, данные которого представлены в настоящей диссертации (см. Главу 2.2), позволяет впервые составить сезонную статистику наблюдений ГВ одновременно в тропосфере, мезосфере и термосфере Марса (от 10 до 160–180 км) (Belyaev et al., 2022). Также будут освещены вышеупомянутые вопросы глобальной пылевой бури и конвективной неустойчивости, как одного из возможных механизмов разрушения ГВ (см. Главы 3.3 и 4.3, соответственно).

Как будет показано далее, для вычисления некоторых параметров ГВ, используемых в данной работе, таких как вертикальный поток горизонтального импульса и волновое ускорение, требуется знание горизонтального волнового числа. В настоящем исследовании используемые вертикальные профили плотности и температуры измеряются в течение короткого промежутка времени и не содержат информации о периоде или горизонтальной длине волны. Геометрия затменного эксперимента не позволяет разрешить горизонтальные волны вдоль луча зрения в атмосфере (см. Главу 2.1).

Существует метод Saturated Wave Assumption (SWA), разработанный в работе Gubenko et al. (2008), который позволяет оценить горизонтальное волновое число по известному вертикальному волновому числу. Метод основан на предположении, что гравитационные волны на протяжении всего их распространения находятся в насыщенном состоянии под воздействием конвективной и сдвиговой неустойчивостей. В рамках данного подхода горизонтальное волновое число определяется выражением

$$|k_h| = \frac{|m|}{2}\frac{f}{N}\frac{a_e}{(1-a_e)^{1/2}},$$

где k_h — горизонтальное волновое число, $|m|$ — вертикальное волновое число, f — параметр Кориолиса, N — частота Брента-Вяйсяля, a_e — так называемая относительная волновая амплитуда, определяемая как

$$a_e = \frac{g|m|}{N^2}\frac{|T'|}{\overline{T}},$$

где $\overline{T}$ — фоновая (средняя) температура, а $|T'|$ — амплитуда температурных возмущений, $T' = T - \overline{T}$, g — ускорение свободного падения.

Авторы метода применяют его для оценки различных параметров гравитационных волн и атмосферных характеристик, включая амплитуды вертикальных и горизонтальных колебаний скорости ветра, вертикальные и горизонтальные волновые числа, внутренние вертикальные и горизонтальные фазовые и групповые скорости волн, а также кинетическую, потенциальную и полную энергию ГВ (на единицу массы), вертикальные потоки горизонтального импульса и энергии волн. Метод был использован для исследования атмосфер Земли, Марса и Венеры на основе данных радиозатменных экспериментов (Gubenko et al., 2008; Gubenko et al., 2015; Губенко и др., 2025, соответственно).

Следует отметить, что данный метод имеет ряд ограничений. В частности, при решении задачи используется линейная теория гравитационных волн, в рамках которой предполагается, что амплитуда волн ограничивается сдвиговой неустойчивостью. Кроме того, волна считается монохроматической, а поле ветра - постоянным. Таким образом, применение метода требует задания параметров волны, которые не могут быть непосредственно определены из одного вертикального профиля температуры.

В настоящей работе, как и в методе Губенко, горизонтальное волновое число принимается постоянным (см. Главу 2.3) и рассматривается как коэффициент пропорциональности. При этом анализ проводится для всего диапазона вертикальных волновых чисел, и отдельно исследуется возможная роль конвективной неустойчивости в разрушении волн (см. Главу 3.3).

1.4 Атмосфера Сатурна

1.4.1 Состав, структура и динамика атмосферы Сатурна

Как и у Юпитера, внешняя атмосфера Сатурна состоит главным образом из водорода и гелия, а также содержит небольшие примеси метана, водяного пара и аммиака. Ниже по высоте расположены слои облаков, образованные конденсированными газами, а также слой жидкого водорода, переходящий в слой

металлического водорода. В центральной части планеты находится диффузное ядро, состоящее из тяжелых элементов и постепенно переходящее в окружающую оболочку из водорода и гелия (Fortney et al., 2023).

Атмосфера Сатурна характеризуется высокой интенсивностью атмосферной циркуляции и сильными ветрами. Также присутствует интересное явление на Северном полюсе планеты — гексагональный зональный поток. Замеченный еще наблюдениями аппарата Voyager 1, более подробно он был изучен с помощью спутника “Кассини”. Эта структура представляет собой массивный волнообразный поток ветра, имеет размер ~30000 в поперечном направлении и скорость ~322 км·ч$^{-1}$. Внутри этого потока имеется массивный вихрь. Сатурн, как и другие планеты гиганты (кроме Урана), излучают больше энергии, чем получают от Солнца, т.е. имеют некоторый внутренний источник тепла, который наравне с солнечным излучением передает энергию атмосфере (Taylor, 2010).

Из-за отсутствия твердой поверхности у планеты, высота отсчитывается от выбранного уровня давления в атмосфере. В случае данного исследования — от уровня давления 1 бар. Атмосферная шкала высот в рамках данного исследования охватывает диапазон величин от 55 до 210 км.

На рисунке 1.7 приведена вертикальная структура атмосферы Сатурна, включающая диапазон высот, в котором исследуются ГВ по данным UVIS.

1.4.2 Исследования ГВ в атмосфере Сатурна

На Сатурне ГВ наблюдались в стратосфере (Harrington et al., 2010) и нижней ионосфере (Matcheva & Barrow, 2012). Контактные измерения термосферы Сатурна ниже 2000 км впервые были проведены во время этапа Grand Finale аппарата “Кассини” в 2017 году с помощью масс-спектрометра Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS; Waite et al., 2004) (Yelle et al., 2018). Были обнаружены волновые структуры с масштабами и амплитудой сравнимыми либо с ГВ, либо с экваториальными волнами по типу волн Кельвина или смешанных Россби-гравитационных волн (Müller-Wodarg et al., 2019).

В этой работе будут рассматриваться измерения температуры, совершенные во время этапа Grand Finale в период с 14 января 2016 по 4 августа 2017 с помощью спектрометра UVIS (Esposito et al., 2004), работавшего в режиме звездного просвечивания. Полученные профили температуры имеют вертикальное разрешение, позволяющие детектировать ГВ и вычислять их параметры.

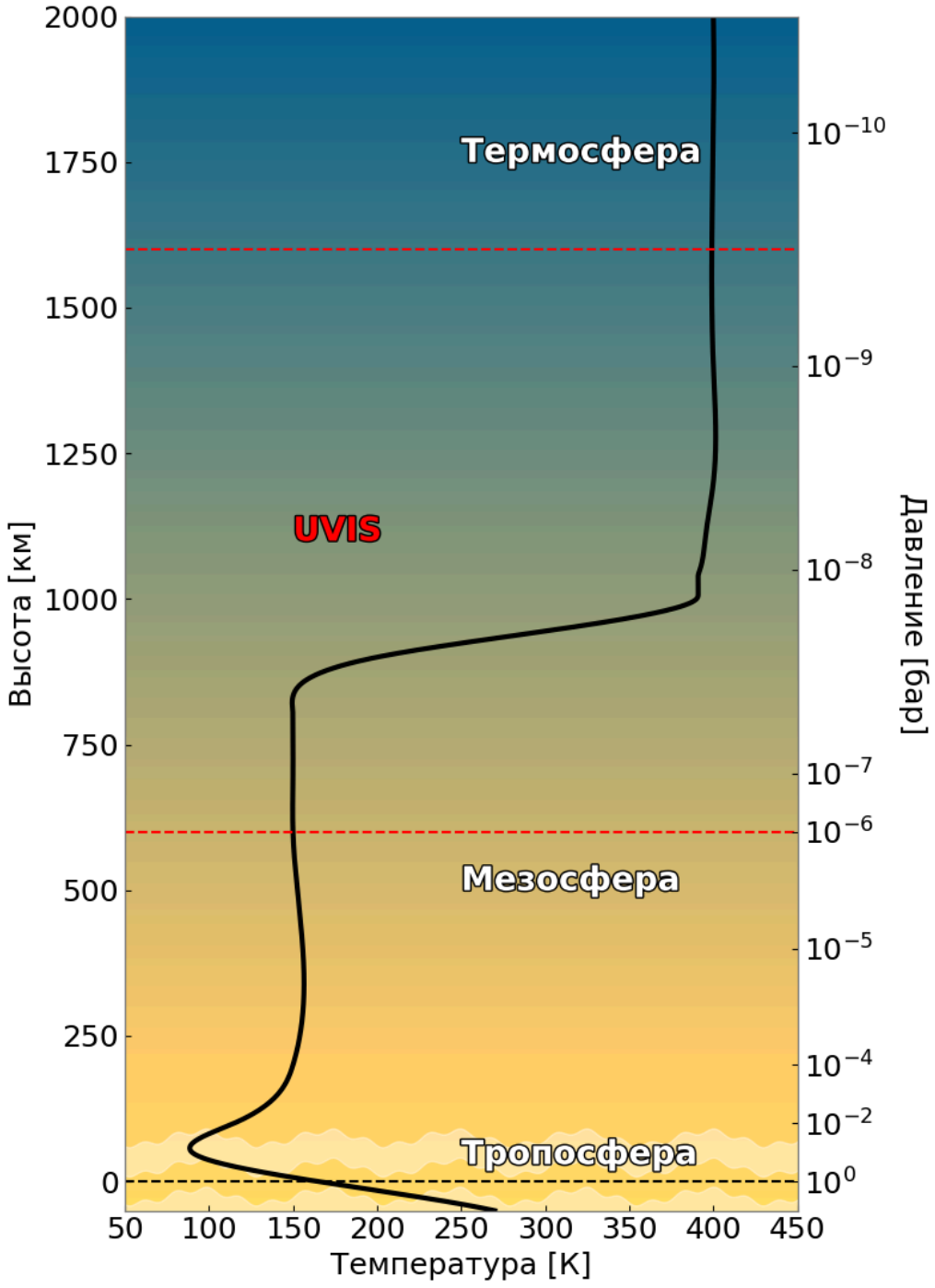


Рисунок 1.7. Вертикальная структура атмосферы Сатурна. Красными линиями обозначен диапазон высот, в котором исследуются ГВ по данным UVIS.

1.5 Выводы к Главе 1

В Главе 1 приведена вступительная часть к исследованию и содержит:

1. Описание ГВ, историю их исследования, некоторые характеристики волн, а также возможные источники.

2. Краткий обзор исследований гравитационных волн в атмосферах Земли, Венеры, Юпитера, Марса и Сатурна.

3. Особенности атмосферы Марса, включая климат, сезонную изменчивость, состав, вертикальную структуру и существующие модели общей циркуляции.

4. Состав, структуру и основные особенности атмосферы Сатурна.

Глава 2. Описание метода

2.1 Метод солнечного/звёздного просвечивания для исследования вертикальной структуры атмосферы

2.1.1 Метод просвечивания атмосферы (затменного эксперимента)

Метод солнечного просвечивания, иначе, метод солнечного затмения, позволяет изучать высотную структуру атмосферы, строить вертикальные профили плотности, температуры, содержание газовых составляющих атмосферы, аэрозольный состав. Область применения метода включает в себя ультрафиолетовый, видимый и инфракрасный спектральный диапазоны. Помимо оптического диапазона в планетных экспериментах применяют радиопросвечивание, где в качестве источника излучения используют радиотелескоп (например, эксперимент VeRa; Tellmann et al., 2012). В настоящей работе рассматриваются данные только оптического просвечивания, солнечного и звездного.

Метод просвечивания представляет собой получение спектра пропускания атмосферы планеты вдоль луча зрения, проходящего через неё (Рисунок 2.1). Спектрометрический прибор на борту орбитального аппарата, при неизменно направленном на Солнце луче зрения, сначала измеряет спектр интенсивности солнечного излучения вне атмосферы $F_0(\nu)$, где ν — частота излучения. Затем измеряется аналогичный спектр $F(\nu, z)$ для луча, прошедшего через атмосферу планеты на высоте прицельной точки z, определяемой как минимальное расстояние от центра планеты до луча зрения.

Спектр пропускания атмосферы получается путем деления второго спектра на первый:

$$J_{mes}(\nu, z) = F(\nu, z)/F_0(\nu)$$

Таким образом, измерения являются самокалибрующимися, поскольку референтный спектр $F_0(\nu)$ измеряется индивидуально при каждом сеансе затмений.

Солнечное просвечивание атмосферы, измеренное прибором с высоким спектральным разрешением, с разрешающей способностью $\lambda/\Delta\lambda > 10000$, чувствительно к регистрации тонких и слабых линий молекулярного поглощения. Высокая чувствительность обусловлена мощным излучением Солнца в качестве источника сигнала и длинным оптическим путём луча света сквозь атмосферу (в ~ 50 раз большим, чем при наблюдениях в надир). Это обеспечивает накопление достаточного для регистрации количества поглощающих частиц даже в разреженных слоях атмосферы. В случае Марса, как будет показано в разделе 2.2, метод позволяет восстанавливать плотность и температуру от высот тропосферы (20–30 км) до верхней термосферы (180–200 км), если измерять в сильных линиях поглощения CO_2 (2,7 или 4,3 мкм).

Большим достоинством солнечного просвечивания является высокое вертикальное разрешение высотных профилей. Для эксперимента ACS оно составляет 0,5–2,5 км и позволяет анализировать волны с вертикальной длиной от 5 км. При звездном просвечивании разрешение, как правило, хуже, ввиду большего времени накопления сигнала от тусклой точечной звезды. Так, в эксперименте UVIS на Сатурне оно составляет ~ 38 км с характерными длинами волн, превышающими 80 км. Исследуемый диапазон длин ГВ более подробно освящен в Главах 2.3.2 и 5.2 для Марса и Сатурна, соответственно.

Отличительной особенностью солнечного затменного метода является то, что измерения могут проводиться только на терминаторе планеты, на восходе и/или закате Солнца. Это ограничивает покрытие данных, как видно из рисунков 2.5, 2.6, поскольку география измерений фиксирована орбитой аппарата и за один сеанс затмения географические координаты меняются всего на 2–3 градуса.

Метод звездного просвечивания аналогичен солнечному с той разницей, что звезда является точечным источником излучения с более слабым сигналом, чем от Солнца. Его плюсами являются больший выбор возможных источников (звезд), что расширяет географию наблюдений и обеспечивает покрытие по всему ночному времени суток и в некоторых случаях по дневному. Более подробно особенности звездного просвечивания в атмосферах планет описаны в статьях

Belyaev et al. (2017) для Венеры, Gröller et al. (2018) для Марса и Koskinen et al. (2015) для Сатурна.

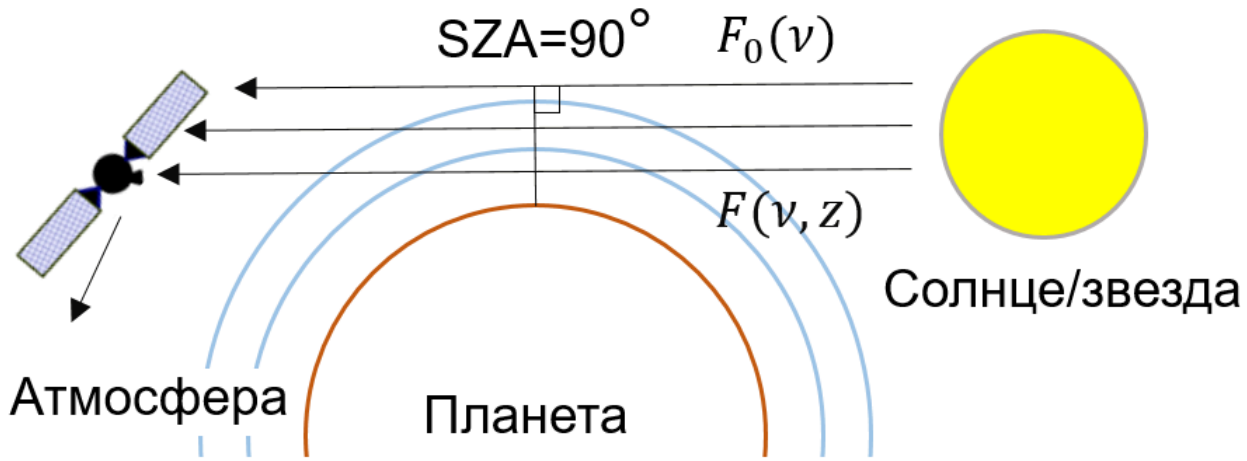


Рисунок 2.1. Схема работы аппарата методом солнечного просвечивания

2.1.2 Обзор затменных экспериментов в атмосферах планет

Метод затмений с борта орбитальных аппаратов применяется уже более 60 лет для мониторинга вертикальной структуры и состава земной атмосферы. Первым таким экспериментом, проведенным на искусственном спутнике Земли (ИСЗ) SAMOS-9, стало измерение содержания озона в стратосфере и нижней мезосфере при солнечном просвечивании в УФ-диапазоне спектра (Rawcliffe et al., 1963). В дальнейшем затменные эксперименты стали проводиться не только в полосах поглощения озона, но и водяного пара (Miller and Stewart, 1965; Кондратьев и др., 1976) и аэрозольных частиц (эксперимент SAM, McCormick et al., 1982; Yue et al., 1989).

Среди многолетних наблюдений в режиме солнечного просвечивания можно выделить серии приборов, работавшие на орбитах ИСЗ, в течении нескольких десятилетий. Одним из первых серийных стал инструмент Stratospheric Aerosol and Gas Experiment (SAGE) I, II, III, измерявший высотные распределения содержания озона, диоксида азота и аэрозоля в стратосфере в общей сумме с 1979 по 2005 годы (McCormick et al., 1979; 1987; Chu et al., 2002). Аналогичный мониторинг в полярной области выполняла линейка фотометров Polar Ozone and

Aerosol Measurement (POAM) с борта серии спутников Satellite Pour l'Observation de la Terre (SPOT) в 1986–2005 гг. (Glaccum et al., 1996; Lucke et al., 1999).

Упомянутые выше приборы обладали спектральными каналами УФ-, видимой и ближней ИК-областей. Солнечное просвечивание также осуществляется в среднем ИК- и тепловом диапазонах спектра, пригодными для измерения содержания, например, парниковых и вулканических газов. Серия Фурье-спектрометров Atmospheric Trace Molecule Spectroscopy (ATMOS) выполняла такие научные задачи в 1985–1994 гг. на длинах волн 2,1–16,6 мкм (Irion et al., 2002). Последователем эксперимента ATMOS стал спектрометр Atmospheric Chemistry Experiment by Fourier Transform Spectrometer (ACE-FTS), работающий на борту ИСЗ SCISAT с 2004 года по н.в. По данным ACE составлена климатологическая база высотных профилей малых газовых составляющих и температуры тропосферы, стратосферы и мезосферы Земли (Koo et al., 2017) (https://databace.scisat.ca/climatology/climatology_3.5.php). На основе спектров ACE с высоким разрешением 0,02 $см^{-1}$, также составлен ИК-атлас солнечных линий (https://databace.scisat.ca/solarspectrum/). Атлас ACE используется для спектральных кросс-калибровок при обработке спектров солнечного просвечивания ACS-MIR на Марсе (Belyaev et al., 2022), по данным которого выполняется настоящая диссертационная работа.

Из многолетних экспериментов XXI века также стоит выделить спектрометр SCanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartographY (SCIAMACHY), являвшийся частью миссии Enviromental Satellite (ENVISAT) с 2002 по 2012 годы. Инструмент в режиме солнечного просвечивания тропосферы и стратосферы наблюдал малые составляющие и аэрозоль в интервале спектра 214–2386 нм (Gottwald & Bovensmann, 2011). Из отечественных экспериментов можно отметить мониторинг озона, водяного пара и аэрозоля блоком спектрометров "Озон-Мир", установленный на станции "Мир" и проводивший измерения в 1996–1997 годах в 180 спектральных каналах диапазона длин волн 260–1130 нм (Поберовский и др., 1999).

Гравитационные волны в атмосфере Земли широко изучались с помощью радиопросвечивания и лимбовых наблюдений (см. раздел 1.2), однако известны также примеры их исследования с использованием солнечных и звездных затмений. Примером эксперимента по солнечному просвечиванию является прибор Solar Occultation for Ice Experiment (SOFIE), работавший с 2007 по 2023 год (Thurairajah et al., 2014). Эксперимент позволял восстанавливать вертикальные профили температуры в диапазоне высот от 10 до 100 км по полосе поглощения CO_2 на длине волны 4,3 мкм. Высокое вертикальное разрешение измерений (1,6 км) обеспечивало возможность последующего анализа активности ГВ. Наблюдения выявили сезонные вариации потенциальной энергии волн, связь активности ГВ с полярными мезосферными облаками и ее зависимость от долготы (Liu et al., 2014).

Первые наблюдения колебаний и рефракции атмосферы при наблюдении восходящего/заходящего солнечного диска были замечены еще с начала полета человека в космос и более тщательному исследованию подвергнуты со времен орбитальной станции Салют-6 (Grechko et al., 1985). Первые же спутниковые наблюдения колебаний атмосферы с помощью звездных просвечиваний были совершены фотометром EFO-1 с борта станции Салют-7 (Гурвич и др., 1985). Еще большего прогресса достигли наблюдения фотометра EFO-2, проводившихся на российской станции МИР в 1996–1999 годах. Глобальное покрытие в изучении колебаний атмосферы Земли стало возможным с запуском инструмента Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars (GOMOS) на борту спутника Envisat (Bertaux et al., 2004). Прибор функционировал в период с 2002 по 2012 год в режиме звездного просвечивания. В состав GOMOS входили два фотометра, позволявшие исследовать флуктуации атмосферы по сцинтилляциям звезд. Анализ этих флуктуаций позволил изучать мелкомасштабные неоднородности атмосферы и определять параметры гравитационных волн (Sofieva et al., 2007). Впоследствии был разработан метод восстановления вертикальных профилей температуры с высоким вертикальным разрешением порядка 250 м. На основе полученных профилей были исследована сезонная изменчивость потенциальной

энергии гравитационных волн, а также её глобальное широтно-долготное распределение (Sofieva et al., 2019).

Что касается затменных экспериментов в атмосферах других планет, то впервые такой был проведен в 1988 г. спектральным комплексом Огюст, входившим в состав советской автоматической межпланетной станции Фобос-2. Комплекс состоял из 3 каналов: ультрафиолетового спектрометра, изучавшего озон в полосе Хартли 215–328 нм, интерферометра Фабри-Перо, исследовавшего полосы поглощения O_2 на 760 нм и водяного пара на 936 нм, инфракрасного спектрометра, измерявшего H_2O и HDO на 1,9 мкм и 3,7 мкм, соответственно (Blamont et al., 1991; Krasnopolsky et al., 1989).

В 2004 году начал свои наблюдения спектрометр Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars (SPICAM) на борту европейского космического аппарата “Марс-Экспресс”. Прибор включает в себя УФ- (118–320 нм) и ИК-каналы (1000–1700 нм). SPICAM-УФ, среди прочих, проводил наблюдения в режиме звездного просвечивания, в то время как SPICAM-ИК — в режиме солнечного (Bertaux et al., 2006; Korablev et al., 2006). УФ-канал работал в 2004–2011 гг. и в режиме звездных затмений были получены вертикальные профили концентрации CO_2, озона, аэрозольных частиц и температуры (Quémerais et al., 2006). Однако, ввиду относительно грубого вертикального разрешения (>5 км) и больших погрешностей восстановления профилей температуры, данные о выявленных ГВ по ним в литературе не опубликованы. Солнечные просвечивания осуществляются российским ИК-каналом с 2004 года по н.в. Они позволяют одновременное восстановление вертикальных распределений содержания водяного пара, CO_2, аэрозоля (Fedorova et al., 2009; 2021). Марс-Экспресс, отметив уже два десятилетних юбилея, все еще продолжает свою работу по изучению Марса (Montmessin et al., 2017).

В 2006–2014 гг. наблюдения мезосферы Венеры проводил спектральный комплекс SPICAV/SOIR с борта орбитального аппарата “Венера-Экспресс”. Прибор состоял из трех спектрометров: ультрафиолетового и инфракрасного

Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Venus (SPICAV), аналогичного инструменту SPICAM, а также инфракрасного спектрометра Solar Occultation in the Infrared (SOIR), работавшего в режиме солнечного просвечивания (Bertaux et al., 2007) в диапазоне длин волн от 2,2 до 4,3 мкм. По результатам наблюдений в режимах звездного (SPICAV-УФ) солнечного (SOIR) просвечивания были восстановлены вертикальные профили температуры, плотности атмосферы (Piccialli et al., 2015; Mahieux et al., 2012), концентрации малых газовых составляющих, таких как H_2O, HDO, SO_2, SO, HCl и пр. (Fedorova et al., 2008; Belyaev et al., 2012; Mahieux et al., 2023). По высотным профилям температуры, полученными из затменных экспериментов SPICAV и SOIR, данных о вертикальных ГВ в мезосфере Венеры опубликовано не было.

Возвращаясь к Марсу, новая эра затменных экспериментов пришла с миссиями MAVEN (2015–2025) и ExoMars/TGO (2018–н.в.). По звездным просвечиваниям УФ-спектрометром Imaging UV Spectrometer (IUVS) на борту MAVEN были восстановлены высотные профили температуры и из них ВГВ на высотах от верхней мезосферы до термосферы (80–150 км) (Gröller et al., 2018; Nakagawa et al., 2020). В состав спутника TGO входят два прибора для измерений методом солнечного просвечивания: ACS (Korablev et al., 2018) и NOMAD (Vandaele et al., 2018). Все три спектрометра в составе комплекса ACS: ближнего NIR (Near-InfraRed, 0,73–1,6 мкм), среднего MIR (Middle-InfraRed, 2,3–4,3 мкм) и теплового инфракрасного диапазона TIRVIM (Thermal-InfraRed, 1,7–17 мкм) — способны работать в режиме солнечного просвечивания. NOMAD также состоит из трёх спектрометров: Solar Occultation (SO) (2,3–4,3 мкм), работающего только в режиме солнечного просвечивания, Limb Nadir and Occultation (LNO) (2,3–3,8 мкм) и Ultraviolet and Visible Spectrometer (UVIS) (200–650 нм), поддерживающих возможность измерения, как в режиме солнечного просвечивания, так и в наблюдениях в надир и на лимб планеты. Основной задачей ACS и NOMAD при проведении экспериментов по солнечному просвечиванию является исследование вертикальной структуры атмосферы, а именно высотного распределения температуры, плотности, содержания малых газовых составляющих (H_2O, CH_4,

O_2, O_3, HCl и пр.), изучение свойств аэрозоля. Данные по солнечным затмениям ACS-NIR и ACS-MIR, по части волн в высотных профилях плотности и температуры, и представлены в настоящей работе. По эксперименту NOMAD данных о вертикальных ГВ в литературе не опубликовано ввиду особенностей алгоритма восстановления высотных профилей, применяемого научной группой NOMAD — профили температуры слишком короткие (длиной 20–30 км), что не дает возможности выявлять волновые структуры.

Также стоит упомянуть о затменных исследованиях планет-гигантов.

Аппарат Voyager 2 с помощью спектрометра UltraViolet Spectrometer (UVS) совершил ряд исследований по солнечному и звёздному просвечиванию атмосфер Юпитера (Sandel et al., 1979), Сатурна (Smith et al., 1983), Урана (Broadfoot et al., 1986; Herbert et al., 1987), Нептуна и Тритона (Broadfoot et al., 1989). Плутон же с помощью метода солнечного просвечивания смог исследовать прибор Alice миссии New Horizons (Young et al., 2018). Аппарат “Кассини-Гюйгенс”, пролетая мимо Юпитера, с помощью измерений спектрометром Visible and Infrared Mapper Spectrometer (VIMS) по солнечному просвечиванию, обнаружил сильные полосы поглощения метана на спутнике Ио (Formisano et al., 2003). Активно исследовались кольца Сатурна с помощью спектрометров VIMS и UVIS (Ultraviolet Imaging Spectrograph) (Nicholson et al., 2020; Colwell et al., 2010; Becker et al., 2018).

В данной работе атмосферы Марса и Сатурна исследуются спектрометрами ACS-NIR и ACS-MIR ИК-диапазона и “Кассини” UVIS-EUV (Extreme UltraViolet) УФ-диапазона соответственно.

Ниже в Таблице 2.1 приведено сравнение данных спектрометров. Подробнее см. Главы 2.2 и 5.1.

Таблица 2.1. Сравнение спектрометров ACS-NIR, ACS-MIR и UVIS-EUV.

	ACS-NIR	ACS-MIR	UVIS-EUV
Метод измерений	солнечное просвечивание	солнечное просвечивание	звездное просвечивание
Время измерений	апрель 2018 г. – декабрь 2022 г.	апрель 2018 г. – ноябрь 2024 г.	июнь–август 2017 г.
Диапазон длин волн и разрешающая способность $\lambda/\Delta\lambda$	0,73–1,6 мкм, $\lambda/\Delta\lambda$=25000	2,3–4,2 мкм, $\lambda/\Delta\lambda$=25000	56–118 нм, $\lambda/\Delta\lambda$=47–430
Измеряемый газ и его полоса поглощения	CO_2 (1,58 мкм)	CO_2 (2,7 мкм)	H_2 (91,1–118 нм)
Вертикальное разрешение	0,5–2,5 км	0,5–2,5 км	~38 км
Диапазон высот регистрации ВГВ	от 10 до 100 км	от 20 до 160–180 км	от 600 до 1600 км (над уровнем давления 1 бар)
Диапазон атмосферных давлений	10^{-3} – 10^{-8} бар	10^{-4} – 10^{-11} бар	10^{-7}–10^{-10} бар
Статистика сеансов затмений	12324	1189	18

2.2 Эксперимент по солнечному просвечиванию ACS миссии “ЭкзоМарс-2016”

Космический орбитальный аппарат TGO был отправлен к Марсу в 2016 году и начал научную программу наблюдений в апреле 2018 года в рамках российско-европейской миссии “Экзомарс-2016”. Околополярная орбита спутника с наклонением в 74° близка к круговой и проходит на высоте около 400 км над планетой. Один оборот аппарата занимает около 2 часов (Korablev et al., 2018), и на каждом обороте вышеупомянутые приборы ACS и NOMAD осуществляют сеансы солнечного затмения. Однако для некоторых спектральных каналов ACS

не каждый сеанс посвящен наблюдениям в полосах CO_2, из которых выявляются гравитационные волны.

Российский комплекс ACS является одним из четырех научных приборов на борту TGO (Korablev et al., 2018), он состоит из трёх спектрометров: ближнего NIR (0,73–1,6 мкм), среднего MIR (2,3–4,3 мкм) и теплового инфракрасного диапазона TIRVIM (1,7–17 мкм).

В данной работе используются данные каналов MIR и NIR, работающие в режиме солнечного просвечивания. Наблюдения данных спектрометров соосны друг другу и часть их измерений проходит одновременно, что позволяет проводить кросс-валидацию по восстановленным профилям плотности и температуры. Результаты показывают совпадение в пределах 5 К (Belyaev et al., 2022 Supporting Information).

2.2.1 Спектрометр ACS-MIR и измерения в полосе CO_2 2,7 мкм

Канал MIR представляет собой эшелле спектрометр со скрещенной дисперсией, работающий в режиме солнечного просвечивания. Он предназначен для детектирования малых газовых составляющих марсианской атмосферы, а также для измерений температуры, плотностей CO_2, H_2O и их изотопов. Спектральный диапазон MIR составляет 2,3–4,2 мкм, а разделение порядков эшелле по пространству достигается благодаря наклону вторичной дифракционной решетки, который может принимать 10 дискретных угловых положений. При солнечном просвечивании прибор записывает спектр Солнца с помощью охлаждаемого матричного детектора размером 640 × 512 пикселей. Спектральная развертка каждого дифракционного порядка эшелле происходит по 640 элементам, тогда как сами порядки разносятся по пространству вдоль другой координаты матрицы (Рисунок 2.2). При этом, на каждый порядок приходится около 20 матричных строк, что соответствует распределению спектров вдоль щели спектрометра.

В зависимости от исследуемых научных задач в различных диапазонах спектра сеансы затмения посвящены одному из 10 угловых положений вторичной

решетки, что охватывает около 15–20 порядков эшелле, попадающих на матрицу и покрывающих суммарно интервал спектра шириной 150–300 нм.

Для анализа представленных в работе данных были использованы эшелле порядки #222 и #223 четвертого положения вторичной решетки, что соответствует длинам волн в диапазоне от 2,66 до 2,7 мкм и статистике наблюдений около 1200 сеансов затмений. В исследуемом диапазоне вращательно-колебательные линии сечения поглощения CO_2 сильно зависят от температуры (Belyaev et al., 2021 и приложение S2, Belyaev et al., 2022 и приложение S1). Это позволяет одновременно восстанавливать высотные профили температуры и плотности CO_2 при условии соблюдения гидростатического равновесия для давления.

Прибор ACS-MIR измеряет спектры солнечного излучения, прошедшего сквозь атмосферу, с высокой разрешающей способностью $\lambda/\Delta\lambda > 25000$, отношением сигнал-шум $\mathrm{SNR} > 1000$ и вертикальным разрешением от 0,5 до 2,5 км, зависящем от расстояния до лимба планеты и времени накопления сигнала (~ 2 с). Весь столб атмосферы, от 0 до 200 км, измеряется за 3–6 минут. Указанное высокое соотношение SNR достигается благодаря сочетанию нескольких факторов: солнечный сигнал высокой интенсивности, охлаждение матрицы до криогенных температур (~90 K) для уменьшения теплового шума, 16-битная система считывания сигнала (Korablev et al., 2018). В результате, атмосферное пропускание измеряется с погрешностью около 0,001 на каждую спектральную точку, что особенно чувствительно при детектирования линий поглощения CO_2 в крайне разреженных слоях атмосферы (Рисунок 2.3а).

Подробная процедура восстановления температуры, концентрации, давления и других параметров из спектров, полученных с помощью прибора ACS-MIR, приведена в статьях Belyaev et al. (2021, 2022) и в Приложении А.

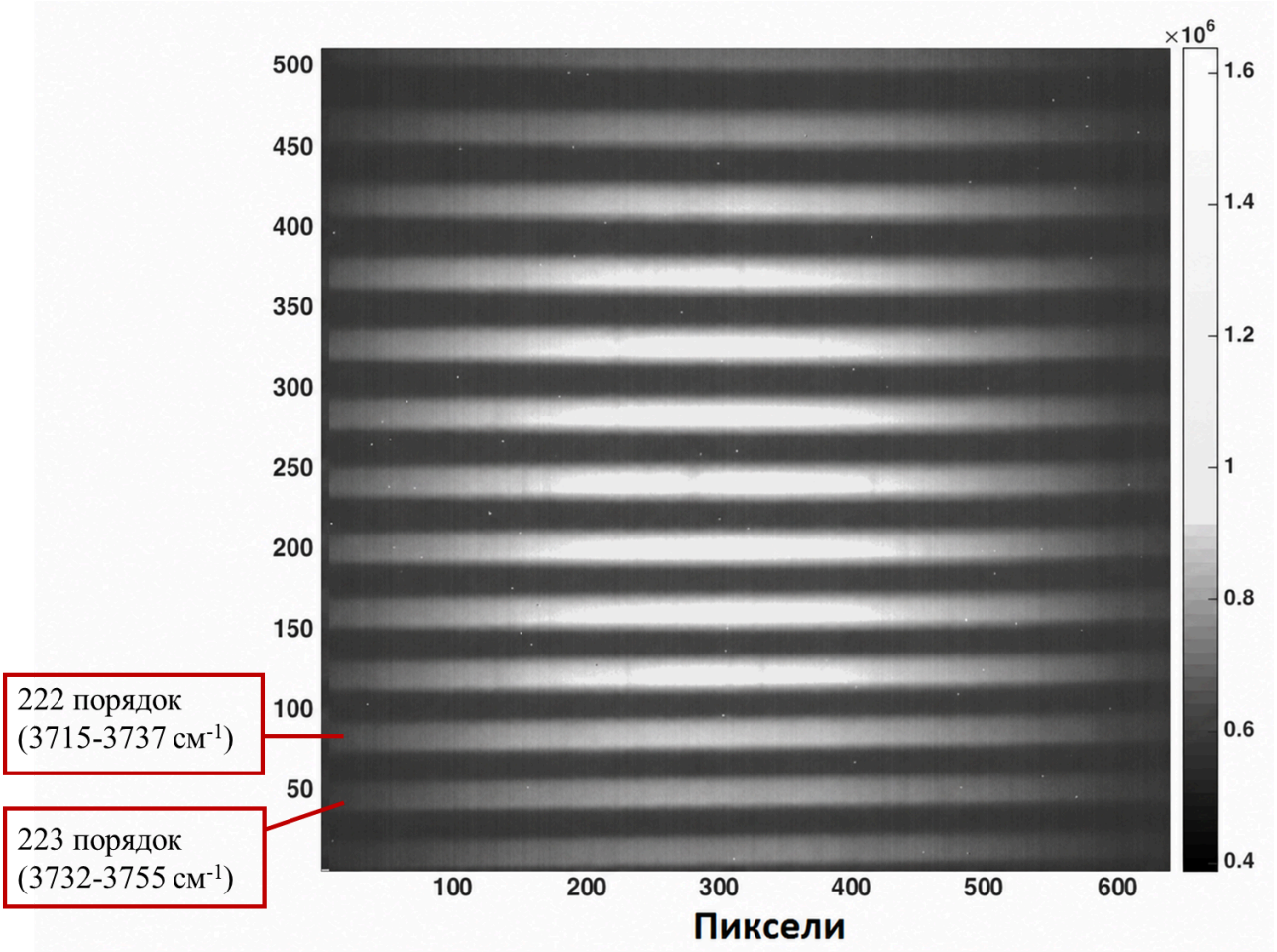


Рисунок 2.2. Пример солнечного спектра для кадра MIR (4 позиция вторичной решетки).

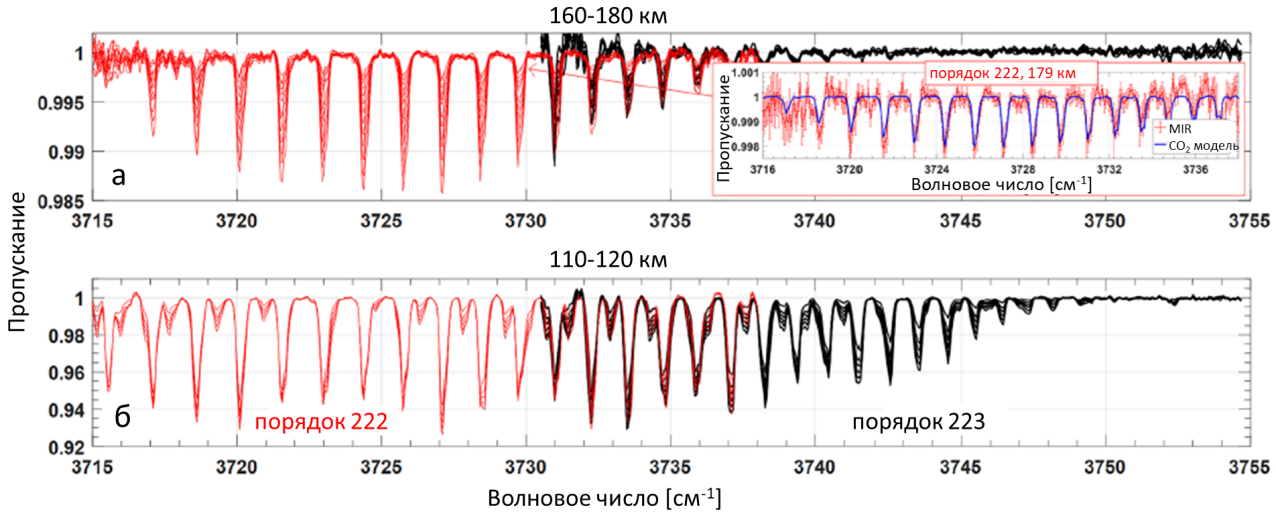


Рисунок 2.3. Пример спектров пропускания для высот а) 160–180 км и б) 110–120 км для 222 и 223 порядков (Belyaev et al., 2022).

2.2.2 Спектрометр ACS-NIR и измерения в полосе CO_2 1,58 мкм

Спектрометр ближнего инфракрасного диапазона ACS-NIR представляет собой эшелле спектрометр, оснащенный акустооптическим перестраиваемым фильтром (АОПФ) для селекции необходимого дифракционного порядка (Korablev et al., 2018; Fedorova et al., 2020; 2022). Инструмент работает в диапазоне длин волн от 0,7 до 1,7 мкм в высоких порядках дифракции, от 49 до 101. Во время одного сеанса затмения ACS-NIR измеряет 10 выбранных спектральных порядков в течение 2 секунд, благодаря гибкости и быстродействию электронной перестройки АОПФ. Таким образом, за один сеанс охватываются полосы поглощения H_2O на длинах волн 1,13, 1,38, и 1,40 мкм, а также CO_2 на 1,27, 1,43, 1,54, и 1,57 мкм. Мгновенное поле зрения прибора (FOV) в направлении перпендикулярном лимбу планеты мало (~0,02°) и ограничено шириной щели. Это обеспечивает вертикальное разрешение прибора от 0,5 до 2,5 км. Разрешающая способность, как и у канала MIR, составляет $\lambda/\Delta\lambda \sim 25000$ с соотношением сигнал-шум SNR>1000. У спектрометра NIR высотное покрытие измерений начинается от 10 км и ограничено высотой в 110–120 км в отличие от 160–170 км для канала MIR. Более высокая верхняя граница MIR обусловлена значительно большей интенсивностью полос поглощения CO_2 на длинах волн около 2,7 мкм, нежели около 1,57 мкм. Однако, наблюдения солнечного просвечивания в выбранных спектральных интервалах чаще производятся для канала NIR, во время каждого оборота аппарата вокруг Марса. Таким образом, статистика сеансов затмений NIR за представленный в работе период наблюдений в более чем 10 раз превосходит статистику канала MIR (Рисунки 2.5 и 2.6). В этом смысле, данные обоих каналов дополняют друг друга: MIR по охвату высот, а NIR по статистике наблюдений.

В рамках данной работы для восстановления профилей температуры и плотности CO_2 используются порядки 49, соответствующий полосе 1,57 мкм углекислого газа, и 54, содержащий сильную полосу CO_2 1,43 мкм и слабые линии H_2O с краю полосы 1,38 мкм (Рисунок 2.4).

Подробнее о восстановлении температуры и плотности из спектров пропускания ACS-NIR написано в статье (Fedorova et al., 2023) и в Приложении А.

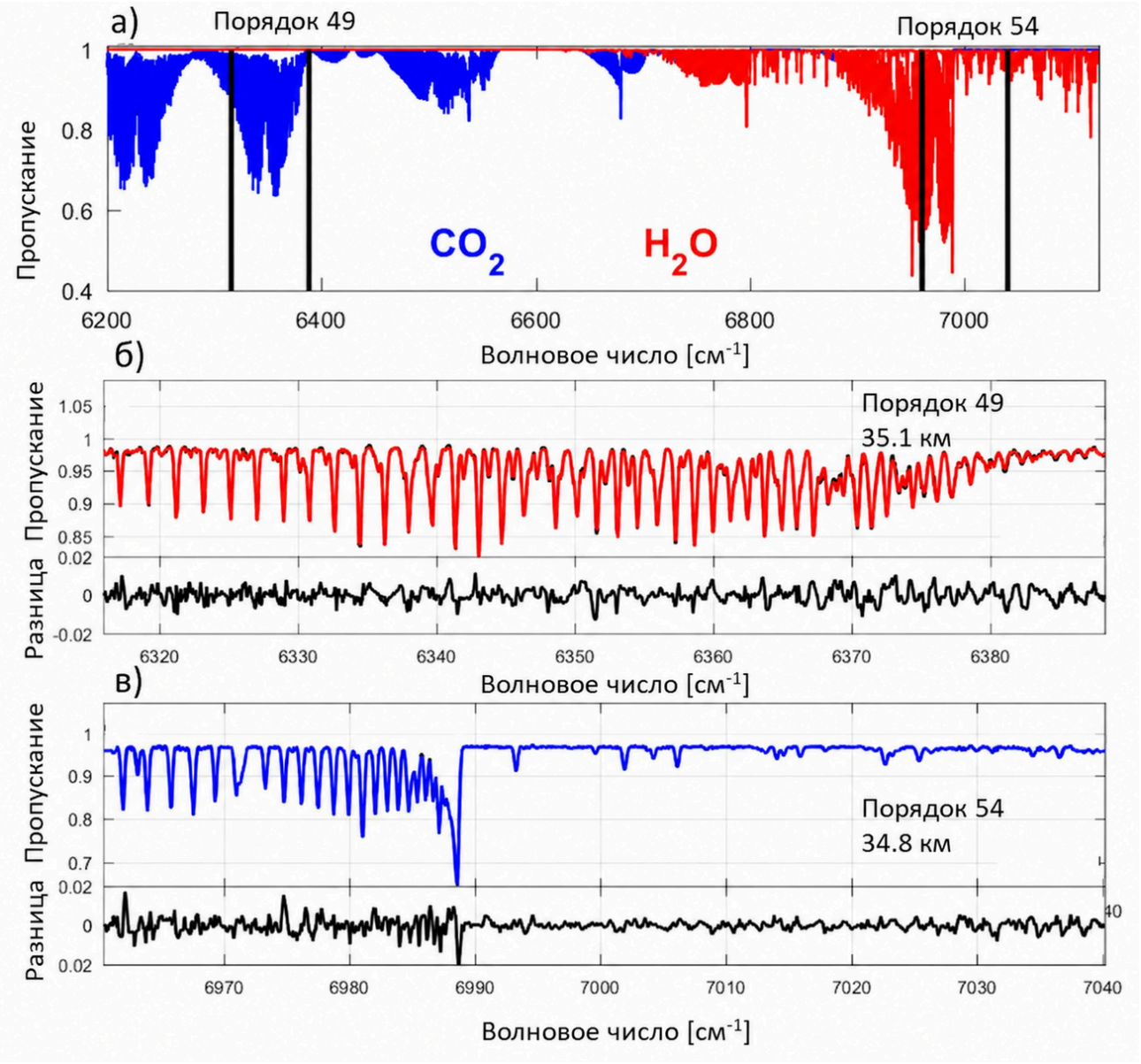


Рисунок 2.4. (Fedorova et al., 2023) а) Синтетические спектры пропускания CO_2 и H_2O (на высоте 20 км) с выделенными используемыми порядками; б) полученный (черный) и смоделированный (красный) спектры пропускания для порядка 49 на высоте 35 км, а также их разница (внизу черным цветом); в) полученный (черный) и смоделированный (синий) спектры пропускания для порядка 54 на высоте 35 км, а также их разница (внизу черным цветом).

2.2.3 Описание данных

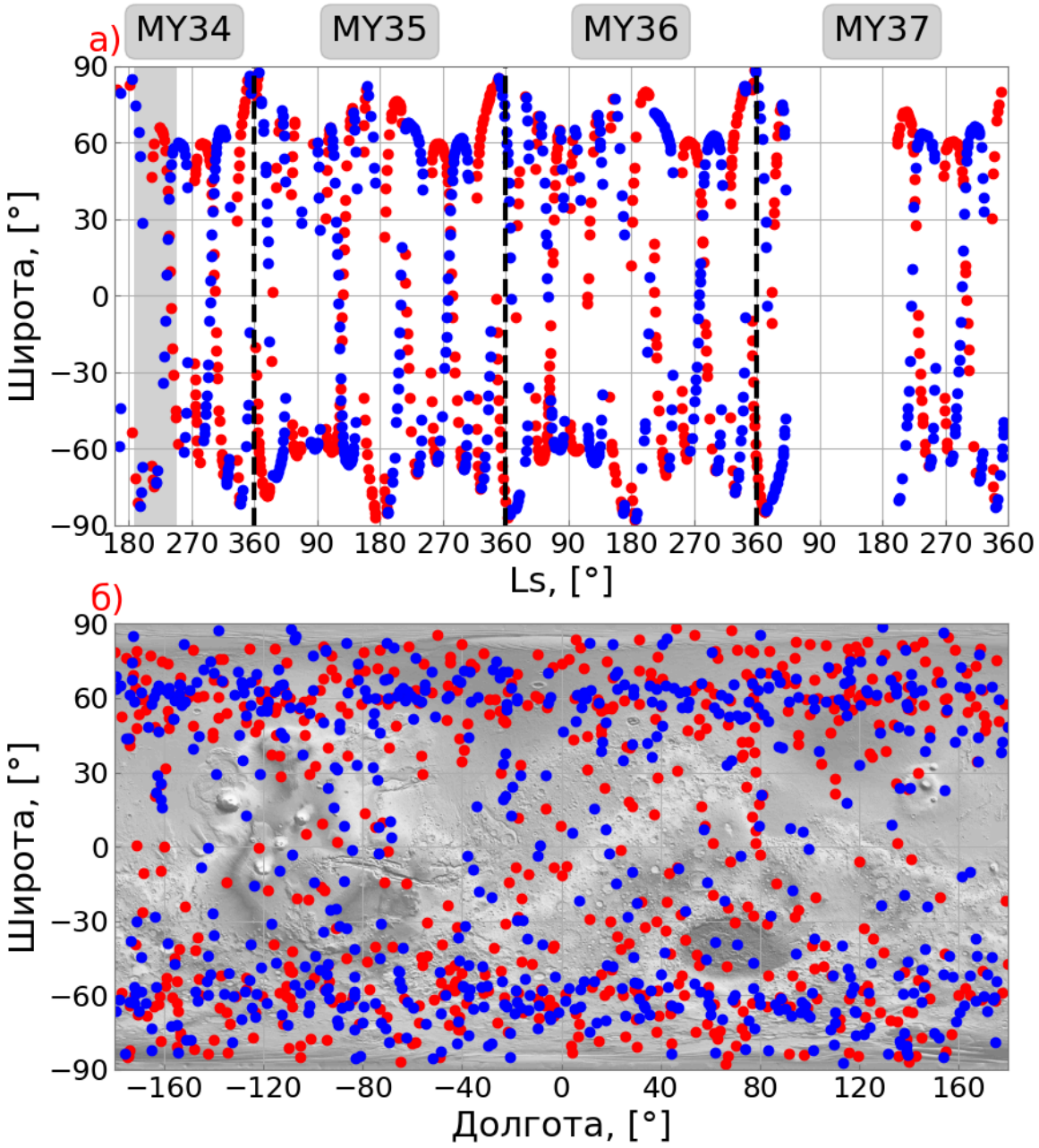


Рисунок 2.5. а) Широтно-сезонное (Ls), б) широтно-долготное покрытие затменных измерений ACS-MIR, использованных в данной работе. Утренние и вечерние затмения обозначены красным и синим цветом соответственно. На панели (а) серым цветом обозначен период глобальной пылевой бури.

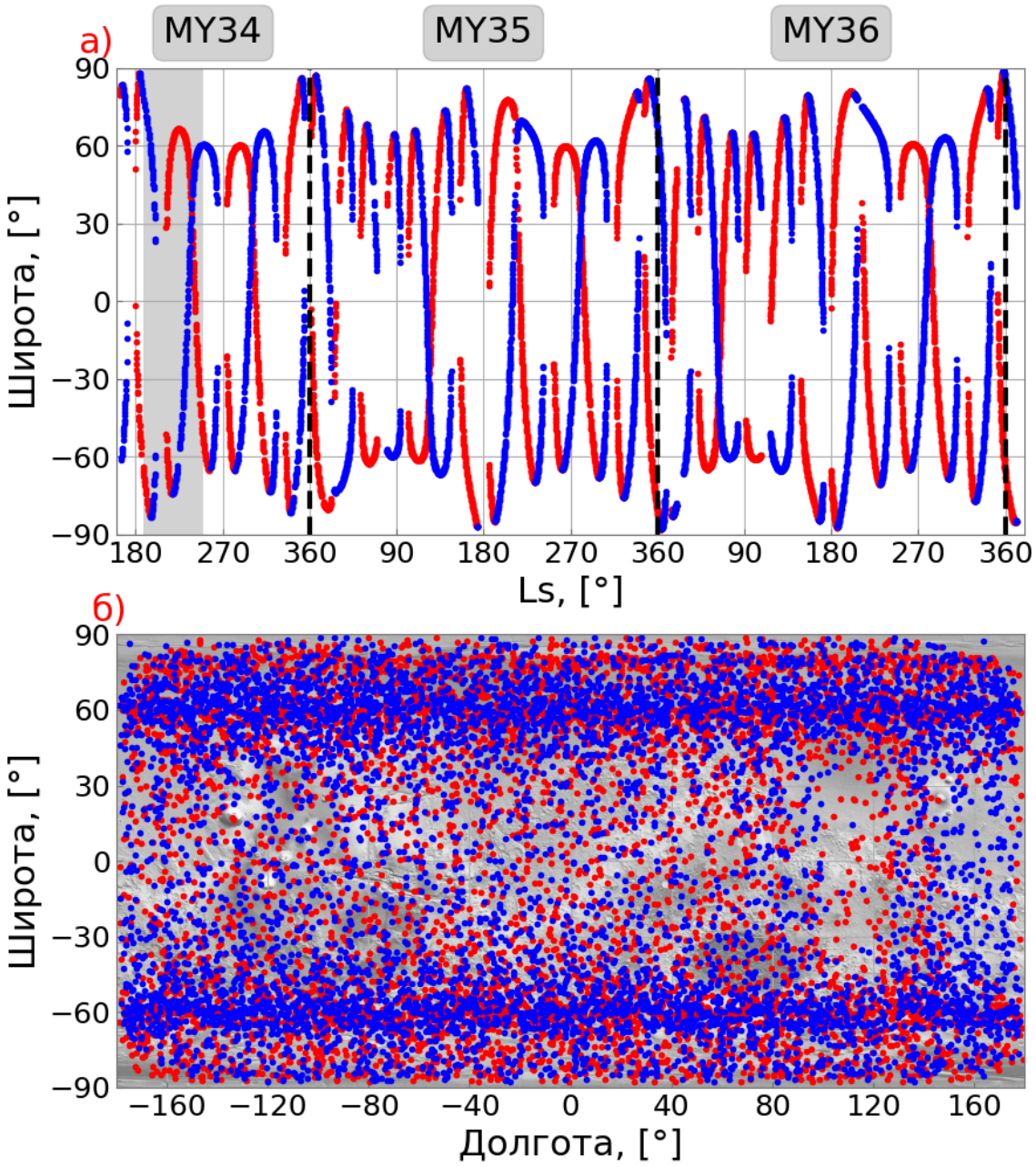


Рисунок 2.6. То же самое, что и на рисунке 3.6, но для данных ACS-NIR

В настоящей работе используются наблюдения ACS солнечных затмений со второй половины MY34, начиная с Ls=164º (апрель 2018 г.), по конец MY37 (ноябрь 2024 г.) для ACS-MIR, по конец MY36 (декабрь 2022 г.) для ACS-NIR (Рисунки 2.5, 2.6). Данные MIR насчитывают 1189 высотных профиля температуры, данные NIR — 12324. Время наблюдения охватывает период

глобальной пылевой бури (Ls = 188°–250°) в MY34, два сезона афелия (Ls ~ 90°) в MY35 и MY36 и четыре сезона перигелия (Ls ~ 270°) в MY34, MY35, MY36 и MY37 (Рисунок 2.5a, 2.6a). Так как измерения проводятся с помощью метода солнечного просвечивания, то все они проведены во время восхода или заката Солнца.

Географические координаты наблюдений определяются положением прицельной точки. Поскольку за один сеанс затмения ее положение может меняться в пределах до 2–3 градусов широты и (или) долготы, для каждого сеанса используются координаты, полученные путём усреднения положений всех прицельных точек вдоль траектории наблюдения (Belyaev et al., 2022).

Особенности геометрии наблюдений и орбиты TGO таковы, что большинство измерений проходят в области больших широт обоих полушариев, а экваториальная область остается менее изученной (Рисунки 2.5, 2.6). При этом, наблюдения по долготам распределены равномерно, как видно из указанных рисунков. В настоящей работе широтные распределения активности волн (Главы 3, 4) изучены по среднезональным профилям, усредненным по всем долготам в пределах каждого интервал широт.

2.3 Определение параметров ГВ по вертикальному профилю температуры

2.3.1 Сглаживание профиля температуры: выбор оптимального алгоритма и его тестирование

Для вычисления параметров ГВ измеренный профиль температуры $T(z)$ разделяется на фоновый профиль $\overline{T}(z)$, выделенный из данного измерения и не содержащий волновых возмущений, и колебания температуры $T'(z)$, обусловленные ГВ:

$$T' = T - \overline{T}. \quad (2.1)$$

Предполагается усреднение по фазам волны, пространственным и временным масштабам, которые превышают периоды и длины ГВ. Так как данные измерения по солнечному просвечиванию происходят за очень короткое время по

отношению к периодам ГВ, возможно различение волн только в вертикальном пространстве. По этой причине, здесь и далее под фоновым профилем $\overline{T}(z)$ мы понимаем математически сглаженный профиль вдоль координаты высоты z.

В своих работах John and Kumar (2013) и Ehard et al. (2015) рассмотрели несколько способов получения фонового профиля температуры. Эти способы хорошо работают в условиях, когда есть четкое разделение по длинам волн между ГВ и крупномасштабным волнами, такими как приливные, планетарные волны и др. Но в марсианской атмосфере это разделение трудноосуществимо в силу наложения длин волн крупномасштабных возмущений атмосферы и ГВ. Таким образом, мы должны выбрать вертикальный масштаб Λ_z, который бы отделял ГВ от крупномасштабных волн. Было выбрано значение $\Lambda_z = 30$ км, в несколько раз превышающее шкалу высот атмосферы Марса. При этом, хотя возможна переоценка вклада волн, не являющихся гравитационными, не будет потеряна длинноволновая компонента ГВ. Кроме того, вследствие ограниченного высотного разрешения измерений может быть потеряна информация о коротковолновых волнах менее 5 км. В своей статье Alexander (1998) обозначила данный “observational filter” (фильтр наблюдений) и также указала на то, что некоторые крупномасштабные гармоники могут быть подвержены рефракции, вызванной ветром, и уйти за рамки детектирования.

Нами были изучены три способа по получению фоновой температуры: метод спектральной фильтрации, приближение скользящим полиномом и приближение полиномом большого порядка. Первые два метода были прежде использованы применительно к лидарным и спутниковым наблюдениям в атмосфере Земли (John & Kumar, 2013; Ehard et al., 2015 и ссылки внутри), третий метод был применен для исследования земной (Spiga et al., 2008) и марсианской атмосферы (Yiğit et al., 2015; Terada et al., 2017; Jesch et al., 2019). Для данного анализа были использованы вертикальные профили температуры, полученные из измерений спектрометра ACS-MIR. Перед процедурой построения фонового профиля используемые данные по температуре интерполируются на равномерную

сетку в 500 метров и отбираются только те величины, погрешности которых меньше 20 K. Метод спектральной фильтрации был проведен с помощью Фурье анализа внутри окна шириной 60 км (± 30 км относительно каждой точки) и в качестве фоновой температуры принят нулевой коэффициент Фурье разложения. Пример приведен на рисунке 2.7 для двух вертикальных профилей температуры: с крупномасштабными колебаниями на рисунке 2.7а (орбита 2892n1) и мелкомасштабными волнами на рисунке 2.7в (орбита 3251n1). Данный метод дает гладкие фоновые профили температуры и, как следствие, большие отклонения от измеренного профиля (Рисунок 2.7б, г).

Метод скользящих полиномов был заимствован из статьи Whiteway and Carswell (1995). Профили фоновой температуры рассчитываются путем пошагового вписывания полиномов третьей степени в скользящее окно размером 60 км. Для учета значимости величин были использованы веса измерений, рассчитанные из погрешностей температуры. На каждом шаге окно сдвигается снизу вверх на определенную высоту (на Рисунке 2.7а, в данная операция показана для шага в 2 и 11 км), затем процедура повторяется для сдвига сверху вниз. После, перекрывающиеся значения полиномов усредняются, и полученный результат сглаживается скользящим средним.

В верхней и нижней частях профилей, полученных по данным спектрометров ACS-MIR и NIR, размер скользящего окна постепенно уменьшается до 15 км вследствие больших отклонений вписанных полиномов. Кроме того, верхние и нижние 4 км профилей фоновой температуры исключаются из анализа, поскольку в этих областях возникают нереалистичные отклонения. Они обусловлены невозможностью усреднения крайних вписанных полиномов с соседними пересекающимися полиномами, а также особенностями сглаживания профиля методом скользящего среднего. На рисунке 2.7 данная процедура не учитывалась, поэтому на нем наблюдаются отклонения в верхней и нижней частях профиля.

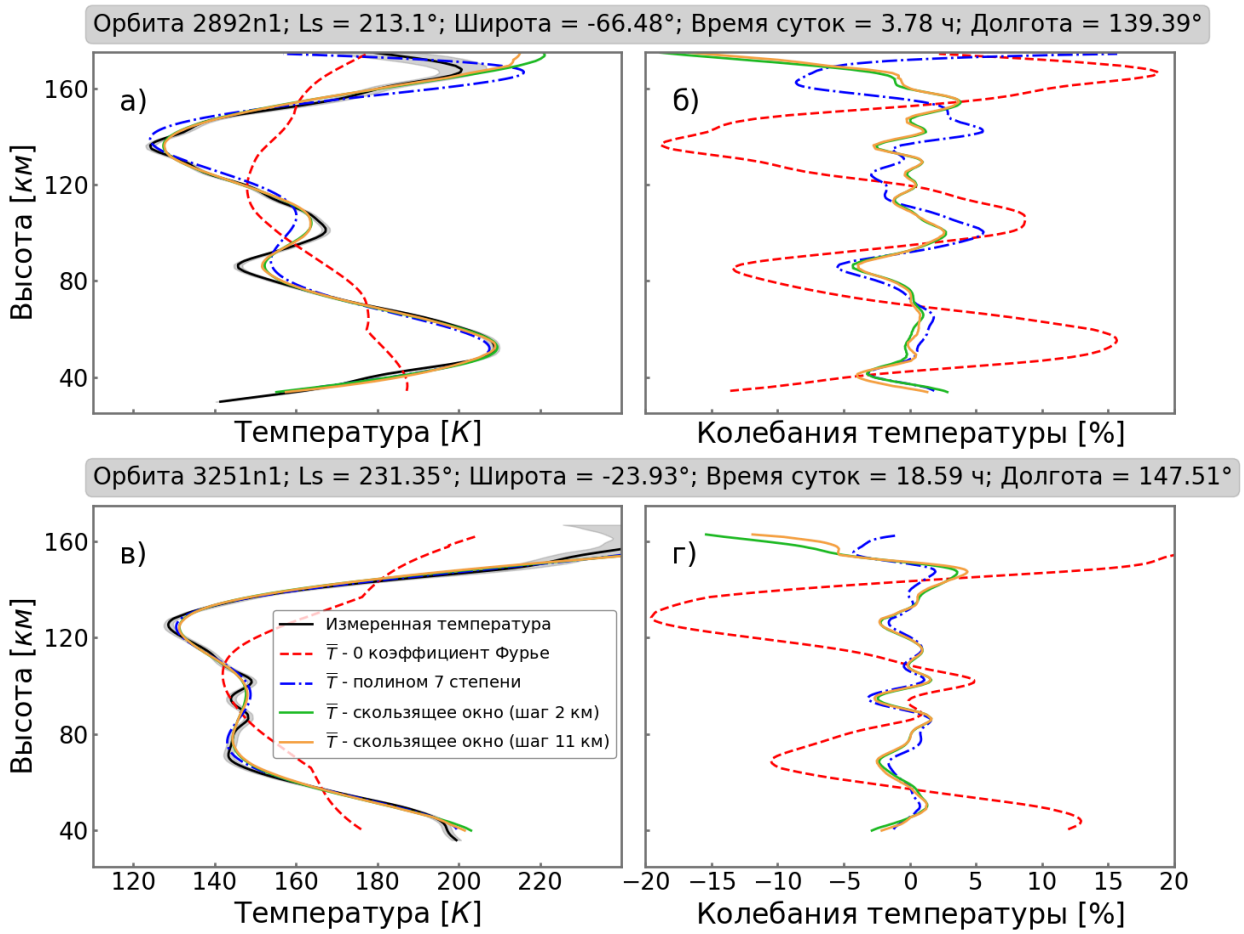


Рисунок 2.7. Разделение измеренного профиля температуры на фоновую и волновую компоненты для двух характерных примеров: преобладание крупномасштабной структуры (орбита 2892n1, верхний ряд) и мелкоструктурных возмущений (орбита 3251n1, нижний ряд). Левая колонка отображает фоновую температуру $\overline{T}(z)$, а правая — относительные флуктуации температуры $T'(z)/\overline{T}(z)$ (в процентах). В легенде приведены обозначения для разных методов построения фоновой температуры. Красная штриховая линия соответствует разложению Фурье, зеленая и желтые линии отвечают за метод скользящих полиномов с шагом 2 и 11 км соответственно, синие линии получены с помощью приближения профиля температуры полиномом 7 степени. Черными линиями обозначены измеренные температурные профили. Серая закрашенная область соответствует ошибкам измерений.

Время от времени этот метод порождает колебания, осциллирующие не относительно нуля. Для исправления получаемого смещения мы вписываем

прямолинейный тренд в высотный профиль относительных флуктуаций температуры $T'(z)/\overline{T}(z)$ методом оценочной функции Тейла-Сена (Theil, 1950; Sen, 1968). Здесь линейная регрессия определяется путем нахождения медианного значения в зависимости от угла наклона всех прямых проходящих через каждую пару точек. Найденный прямолинейный тренд затем вычитается из профиля флуктуаций и поправка переносится на профиль средней температуры. Погрешности фонового профиля температуры принимались равными погрешностям измеренного профиля температуры.

Результаты, полученные методом скользящих полиномов, построены на рисунке 2.7 для шага окна в 2 и 11 км. Разница между ними незначительна, следовательно, фоновый профиль и профиль флуктуаций слабо зависят от шага окна. Для дальнейшего исследования атмосферы Марса был выбран шаг окна равный 7 км. Данный метод хорошо рекомендует себя, как при крупно-, так и при мелкомасштабных возмущениях атмосферы. В случае крупных волн (Рисунок 2.7а), фоновая температура близко вписывается к исходной, что дает более маленькие амплитуды волн (Рисунок 2.7б). А в случае мелких колебаний температуры (Рисунок 2.7в), метод дает более сглаженный результат и выявляет больше волновых структур (Рисунок 2.7г). Особенно этот метод хорошо проявляет себя на малых высотах, где у ГВ должна быть маленькая амплитуда вследствие больших значений плотности атмосферы.

Следующий метод представляет собой вписывание полинома 7 степени на всем промежутке высот. На рисунке 2.7 видно, что полученные результаты хорошо согласуются с методом скользящих полиномов, особенно для профилей, содержащих мелкие возмущения (Рисунок 2.7г). Для профилей с крупномасштабными флуктуациями хорошо вычисляется вертикальная структура волн, но может быть переоценена их амплитуда (Рисунок 2.7б). Минус метода в том, что он иногда дает ложные возмущения фоновой температуры на концах профиля. После тщательного рассмотрения всех трёх методов, был выбран метод скользящих полиномов как наиболее подходящий и устойчивый. Описанные выше

анализ и тестирование методов сглаживания по данным ACS были опубликованы в одной из статей автора (Starichenko et al., 2021), представленной к защите.

Помимо перечисленных выше методов стоит упомянуть другие способы сглаживания высотных профилей плотности и температуры. Это применение полиномов низкого порядка (2–4 степени), которые хорошо работают в небольшом диапазоне высот или с данными с низким высотным разрешением (Ando et al., 2012; Nakagawa et al., 2020), различные фильтры, например, фильтры верхних частот, позволяющие выделить мелкие колебания ГВ от приливных волн (например, фильтр Савицкого-Голея в работе Saunders et al., 2021), применение среднего ночного профиля температуры или плотности (Ehard et al., 2014) или усредненного за несколько часов (например, 3 часа; Yamashita et al., 2009)

Для проверки правильности восстановления фоновой температуры был также использован альтернативный способ, предложенный в работе Kossova et al. (2026). Для этого проводилось сглаживание профиля концентрации CO_2 (основного газа атмосферы) в логарифмическом масштабе методом скользящих полиномов 1 степени и с меньшими параметрами окна и шага (окно — 25 км, шаг — 5 км), чем для температуры (окно — 60 км, шаг — 7 км). На основе полученных данных построены графики относительных колебаний концентрации и температуры (Рисунок 2.8в). Видно, что колебание их профилей происходит в противофазе и с похожими относительными амплитудами. Это соотносится с гидростатическим приближением в идеальном газе: локальный рост концентрации сопровождается уменьшением температуры и наоборот.

При этом, высотный профиль фоновой температуры (Рисунок 2.8б), был вычислен из профиля фоновой концентрации, основываясь на предположении выполнения гидростатического равновесия.

$$dP(z) = -\rho(z)\, g(z)\, dz,$$

где P — давление, ρ — плотность, g — ускорение свободного падения, z — высота.

Если проинтегрировать уравнение и искать давление послойно, получим:

$$P(z) = P(z_{max}) + \int_{z}^{z_{max}} \rho(w)\, g(w) dw.$$

Если известна температура на уровне высоты z_{max}, то из уравнения для идеального газа $P(z) = n(z)kT(z) = \rho(z)RT(z)$, где n — концентрация, k — постоянная Больцмана и R — газовая постоянная, нормированная на молярную массу воздуха, находим:

$$T(z) = \frac{T(z_{max})n(z_{max})}{n(z)} + \frac{1}{n(z)R}\left(\int_{z}^{z_{max}} n(w)\, g(w) dw\right).$$

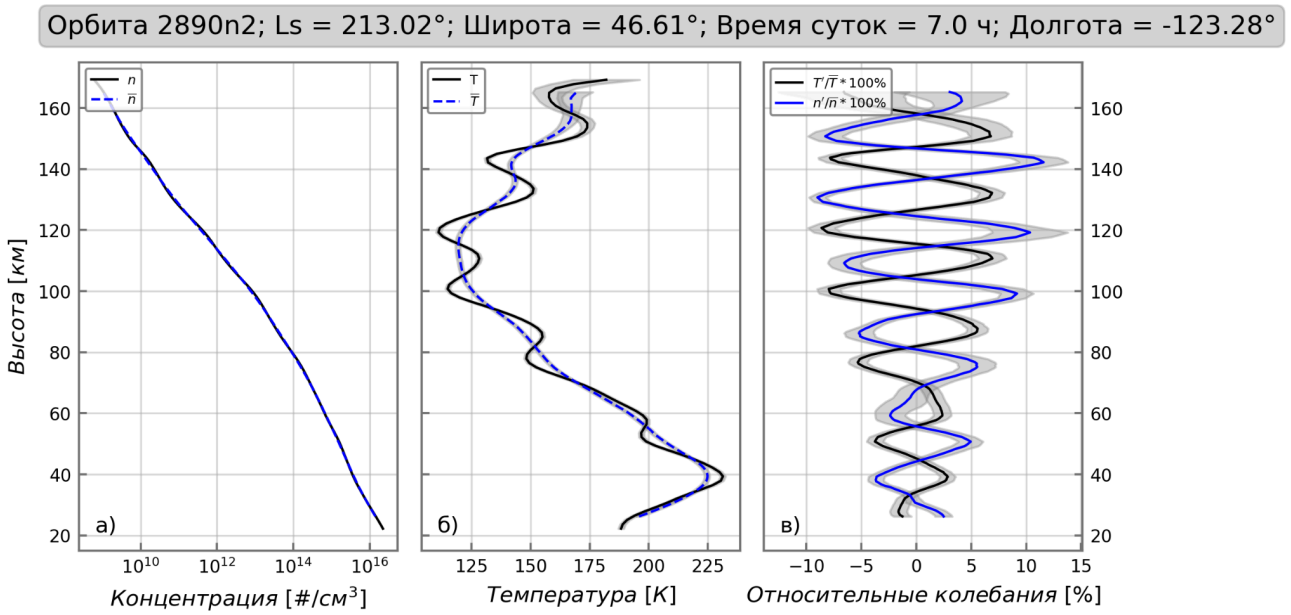


Рисунок 2.8. а) Высотные профили концентрации (черная сплошная линия) и фоновой концентрации (синяя штриховая линия); б) Высотные профили температуры (черная сплошная линия) и фоновой температуры (синяя штриховая линия); в) Высотные профили относительных колебаний температуры (черная сплошная линия) и концентрации (синяя сплошная линия).

Температура в верхней точке была подсчитана путем усреднения полиномом 1 степени последних 20 точек температурного профиля, соответствующим по высоте верхним 20 точкам усредненного профиля плотности, и из них взята последняя (верхняя) точка. Из рисунка 2.9 видно, что фоновый профиль температуры, найденный из концентрации по методу Kossova et al. (2026),

достаточно хорошо согласуется с фоновым профилем температуры, сглаженным по методу автора Starichenko et al. (2021). Здесь мы показываем сравнение подходов в качестве примера для одного профиля, измеренного ACS-MIR на орбите 2890n2. В работе Kossova et al. (2026) приведена статистика по сравнению всего массива данных по температуре и она показывает совпадение в пределах 2–3 К.

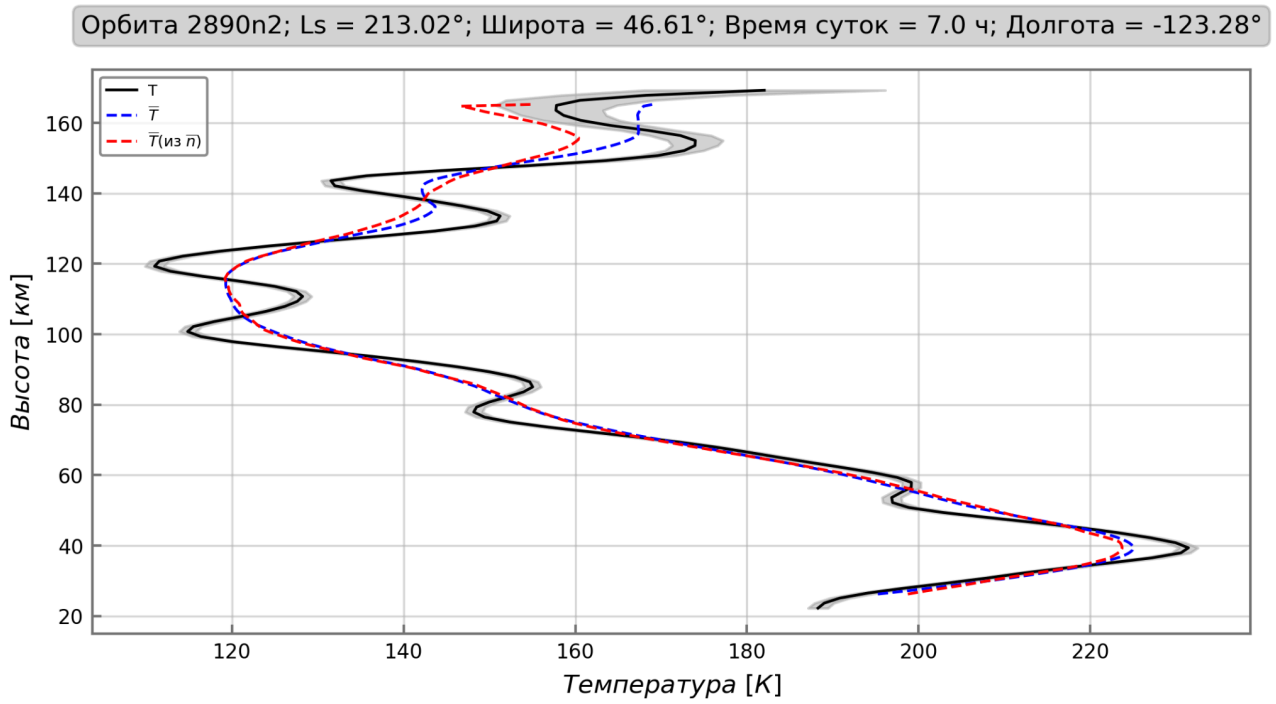


Рисунок 2.9. Высотный профиль температуры из данных ACS-MIR (черная сплошная линия), фоновой температуры (синяя штриховая линия) из метода Starichenko et al. (2021) и фоновой температуры, полученной от фоновой концентрации из метода Kossova et al. (2026) (красная штриховая линия).

Итого, приближение высотного температурного профиля, а также профиля концентрации путем сглаживания скользящим полиномом является хорошим способом получить фоновую величину.

2.3.2 Процедура вычисления параметров ГВ, пример профилей ACS-MIR

Процедура отделения фонового профиля температуры от волновых возмущений, применяемая в данной работе, одинакова для используемых нами

рядов данных атмосфер Марса и Сатурна. Однако, вследствие разной структуры и вертикального масштаба атмосфер, ширина и шаг сдвигаемого окна подбираются для каждой планеты отдельно. В случае Марса, как было упомянуто выше, ширина окна составляет 60 км, а шаг по высоте — 7 км.

После того, как фоновое значение и компоненты волны для каждого профиля получены, можно определить частоту Брента-Вяйсяля, амплитуду волны, потенциальную энергию волны, вертикальный поток горизонтального импульса и ускорение ГВ. Частота Брента-Вяйсяля (частота плавучести) — частота, с которой элемент жидкости/воздуха, перемещённый вертикально в стратифицированой среде, будет в этой среде осциллировать. Она характеризует конвективную устойчивость атмосферы и ее квадрат равен:

$$N^2 = \frac{g}{\bar{T}}\left(\frac{d\bar{T}}{dz} + \frac{g}{c_p}\right), \qquad (2.2)$$

где c_p — удельная теплоёмкость при постоянном давлении, а величина $\frac{g}{c_p}$ представляет собой сухоадиабатический вертикальный градиент температуры и для Марса составляет 4,5 К·км$^{-1}$ (0,714 К·км$^{-1}$ для Сатурна). Если частота плавучести приближается к нулю (другими словами, градиент температуры приближается к сухоадиабатическому градиенту), стабильность снижается. Когда же N^2 падает ниже нуля, атмосфера становится конвективно неустойчивой и больше не поддерживает распространение ГВ. Таким образом, гармоники ГВ испытывают сильную диссипацию и/или обрушение в областях малых или отрицательных значений квадрата частоты Брента-Вяйсяля.

Поскольку гармоники ГВ обычно распространяются в волновых пакетах, наблюдаемые мгновенные пики и впадины не полностью характеризуют амплитуду волны $|T'|$. Эту амплитуду лучше представляет огибающая температурных возмущений (разность наблюдаемой температуры и фоновой). Она рассчитывается путем выполнения разложения Фурье в каждом 60-километровом скользящем окне и суммирования вкладов всех гармоник.

Другой информативной величиной, характеризующей активность ГВ, является потенциальная энергия (на единицу массы):

$$E_p = \frac{1}{2}\left(\frac{g}{N}\right)^2\left(\frac{|T'|}{\bar{T}}\right)^2, \quad (2.3)$$

В то время как параметры амплитуды $|T'|$ и потенциальной энергии E_p описывают пространственно-временные распределения волнового поля, вертикальный поток горизонтального импульса (на единицу массы) количественно определяет перенос импульса распространяющимися волновыми гармониками. Он определяется как $\overline{F} = (F_x, F_y, 0) = (\overline{u'w'}, \overline{v'w'}, 0)$, где u', v', w' — компоненты волновых возмущений скорости в зональном, меридиональном и вертикальном направлениях соответственно. По одному вертикальному профилю невозможно определить направление потока импульса, однако можно оценить абсолютное значение (например, Ern et al., 2004, секция 4):

$$F = \sum_{k_h, m} \frac{1}{2}\frac{k_h}{m}\left(\frac{g}{N}\right)^2\left(\frac{\left|T'_{k,m}\right|}{\bar{T}}\right)^2, \quad (2.4)$$

Переменные k_h и m — это горизонтальные и вертикальные волновые числа соответственно, $\left|T'_{k,m}\right|$ — амплитуда соответствующей гармоники. Для вычисления потока проводится суммирование по всем k_h и m. Амплитуды и вертикальные волновые числа конкретных гармоник можно определить с помощью Фурье анализа, однако горизонтальные волновые числа не могут быть получены из вертикальных профилей. Таким образом, горизонтальное волновое число служит коэффициентом масштабирования, влияющего на порядок величины потока импульса F, значение которого необходимо присвоить. В данной работе характеристика k_h была выбрана с учетом того, что самый плотный атмосферный слой (для Марса) в прицельной точке в экспериментах по затмению составляет ~400–500 км по горизонтальной составляющей, следовательно, гармоники с более короткими длинами волн остаются неразрешенными. Поэтому в наших расчетах мы назначили равномерную горизонтальную длину волны

$\lambda_h = 2\pi/k_h = 300$ км, что также согласуется с величинами горизонтальной длины волны $\lambda_h = 100 - 500$ км, обычно используемоых в параметризациях ГВ, реализуемых в числовых расчетах GCM (Yiğit et al., 2018). Импульс, переносимый гармоникой, при разрушении/диссипации волны передается окружающему атмосферному потоку, вызывая тем самым его ускорение или замедление, так называемое «торможение» ГВ (gravity wave drag), которое также называется ускорением ГВ:

$$a_h = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{d\bar{\rho}F}{dz}, \tag{2.5}$$

где $\bar{\rho}$ обозначает среднюю плотность; индекс h указывает, что ускорение происходит в горизонтальном направлении. Поскольку точное направление $\overline{F}$ неизвестно, из наблюдений можно определить только абсолютные значения. В нижних частях профилей амплитуда волн и поток импульса F малы. При вычислении a_h это может привести к большим различиям малых величин, что, в свою очередь, может привести к отрицательным значениям ускорения. Во избежание такого нефизичного поведения, при вычислении F была применена определенная итерационная процедура, описанная в Приложении В.

Также, в процессе исследования, иногда встречаются примеры профилей, у которых значения потенциальной энергии сильно преувеличены. Такое превышение энергии может случиться на высоте мезопаузы или в верхних точках диапазона измерений спектрометра NIR (80–100 км). Такие случаи составляют около 10–15% наблюдений и исключаются из анализа. Критерием оценки было принято считать значение потенциальной энергии ниже 1000 Дж·кг$^{-1}$.

Общим дисперсионным уравнением для ГВ (Fritts & Alexander, 2003) является:

$$\omega^2 = \frac{N^2k_h^2 + f^2\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)}{k_h^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}},$$

где f — параметр Кориолиса. Зная f, H, N^2, m и задав k_h вышеупомянутым образом, получаем значения угловой частоты $\omega \in (3,6 \times 10^{-4}; 11,2 \times 10^{-4})$ [с$^{-1}$], а период равный $T = 2\pi/\omega \in (1,55;\ 4,85)$ [ч] .

Также, с помощью Фурье анализа можно вычислить преобладающие вертикальные длины волн в данном исследовании. На рисунке 2.10 представлен результат подобного анализа, из которого можно сделать вывод о преобладании ГВ с длиной 10–35 км.

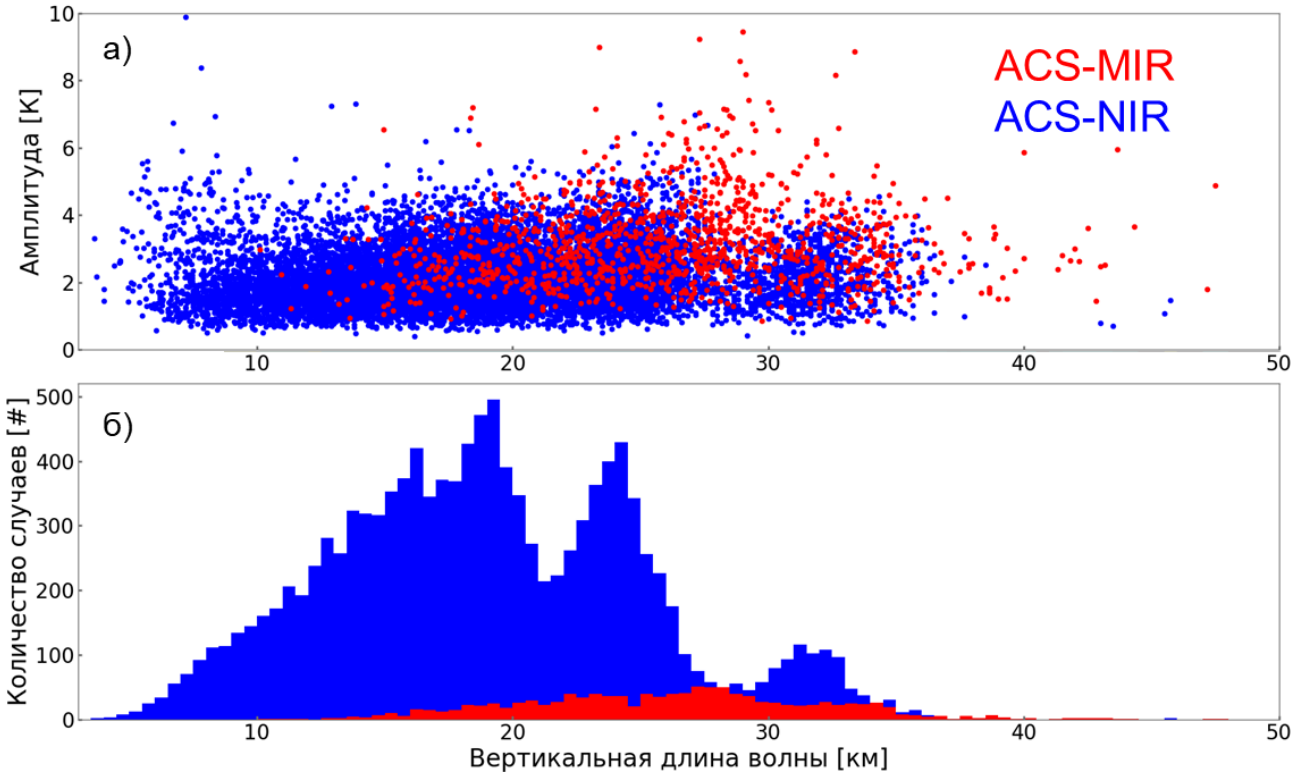


Рисунок 2.10. Результат анализа Фурье: (а) зависимость амплитуды ГВ и (б) количества случаев от вертикальной длины волны для ACS-MIR (красным цветом) и ACS-NIR (синим цветом).

Выше были приведены примеры двух профилей с крупно- и мелкомасштабной структурой (Рисунок 2.7). В данной главе будет разобрана орбита 4926n1, на которой наблюдались колебания в большом диапазоне длин волн и с большими амплитудами.

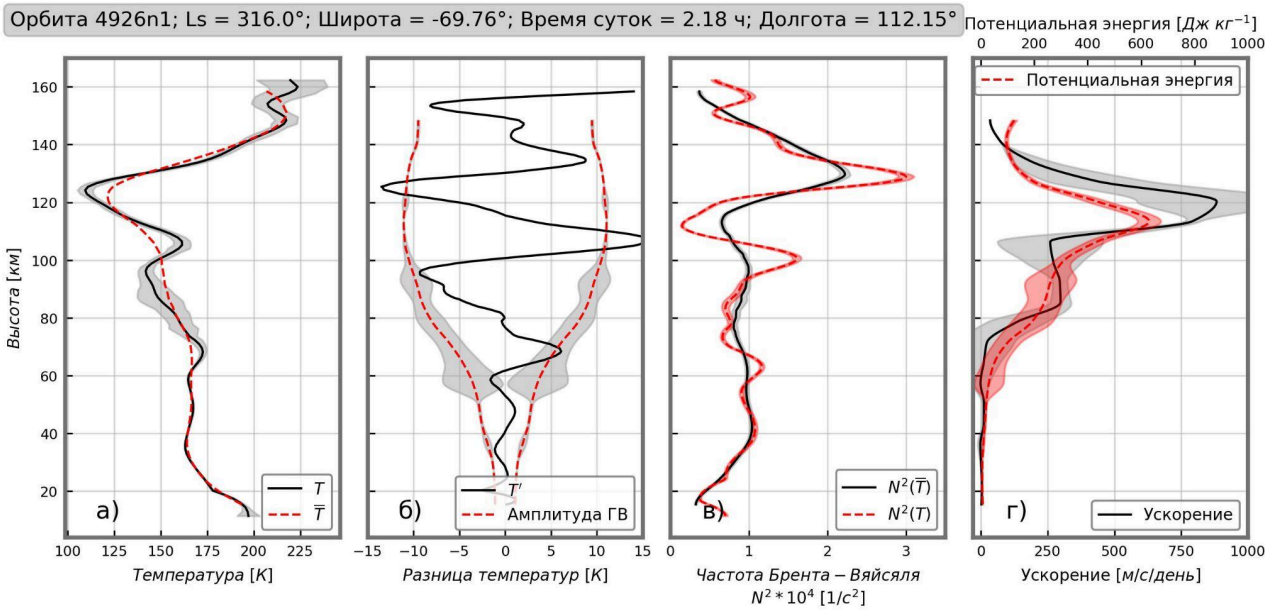


Рисунок 2.11. Высотные профили для орбиты 4926n1 из измерений ACS-MIR. а) Измеренная (черная сплошная линия) и вписанная фоновая температура (красная штриховая линия); б) колебания ГВ (черная сплошная линия) и амплитуда колебаний (красная штриховая линия); в) квадрат частоты Брента-Вяйсяля, представленный для фоновой (черная сплошная линия) и измеренной температуры (красная штриховая линия); г) ускорение ГВ (нижняя ось, черная сплошная линия) и потенциальная энергия ГВ (верхняя ось, красная штриховая линия). Затемнение отображает погрешность данных.

Температура, измеренная ACS-MIR, наряду со вписанным фоновым профилем построены на рисунке 2.11а. Огибающая (амплитуда ГВ) на рисунке 2.11б прекращает свой экспоненциальный рост и становится почти постоянной на высоте ~110 км. Причина данного “насыщения” видна на рисунке 2.11в по поведению высотного профиля квадрата частоты Брента-Вяйсяля $N^2(z)$. Профиль частоты, вычисленной по фоновой температуре (черная линия), остается относительно постоянным с высотой (приблизительно до 120 км), подразумевая конвективную устойчивость общего состояния атмосферы. Частота N^2, полученная из профиля измеренной температуры, испытывает флуктуации с увеличивающейся амплитудой, что связано с возмущением температурного

профиля. На высоте 110 км N^2 падает почти до нуля вследствие приближения градиента температуры к адиабатическому (Рисунок 2.11в). Усиленная диссипация ГВ, обусловленная совокупностью физических процессов (Yiğit et al., 2018) в области конвективной неустойчивости атмосферы, ограничивает рост амплитуды волн, а также приводит к уменьшению потенциальной энергии и ускорения (Рисунок 2.11г).

Представленный на рисунке 2.11 волновой анализ одного температурного профиля был применен ко всему массиву данных: как ACS-MIR (Starichenko et al., 2021), так и к ACS-NIR (Starichenko et al., 2024). Для дальнейшего изучения климатологии волновой активности ряды данных MIR и NIR были объединены, чтобы расширить статистику как по термосферным высотам (из данных MIR), так и по сезонному и широтному покрытию (из данных NIR).

2.4 Объединение данных ACS-MIR и ACS-NIR

В большом количестве случаев (>90%) одновременных наблюдений спектрометров MIR и NIR, полученные профили температуры совпадают с разницей до 5–10 К (Рисунок 2.12а, б) (Belyaev et al., 2022; Starichenko et al., 2024). Однако, вычисляемые параметры волн, такие как амплитуда, потенциальная энергия, ускорение, могут как совпадать (Рисунок 2.13а, б, в), так и различаться более чем на 3 К по температурной амплитуде (Рисунок 2.13г, д, е). Такое несовпадение (~15% случаев) возникает в силу различия диапазона высот профилей температуры, получаемых с разных спектрометров. Основное различие происходит на конце высотного диапазона спектрометра ACS-NIR (80–100 км), где алгоритм сглаживания бывает неустойчив. Однако, как было пояснено в разделе 2.2, покрытие измерений прибора NIR на полосе CO_2 1,58 мкм ~ в 10 раз больше, чем у спектрометра MIR в полосе 2,7 мкм. Таким образом, в этом исследовании, данные спектрометра NIR дополняют данные MIR только в отсутствие одновременных измерений. В таких сеансах вертикальные профили температуры и параметров ГВ достигают высот не более 100 км, что

подтверждается их сезонным и широтным распределением (см. Рисунке 3.1, 3.2 и др.) и согласуется с высотным диапазоном данных NIR.

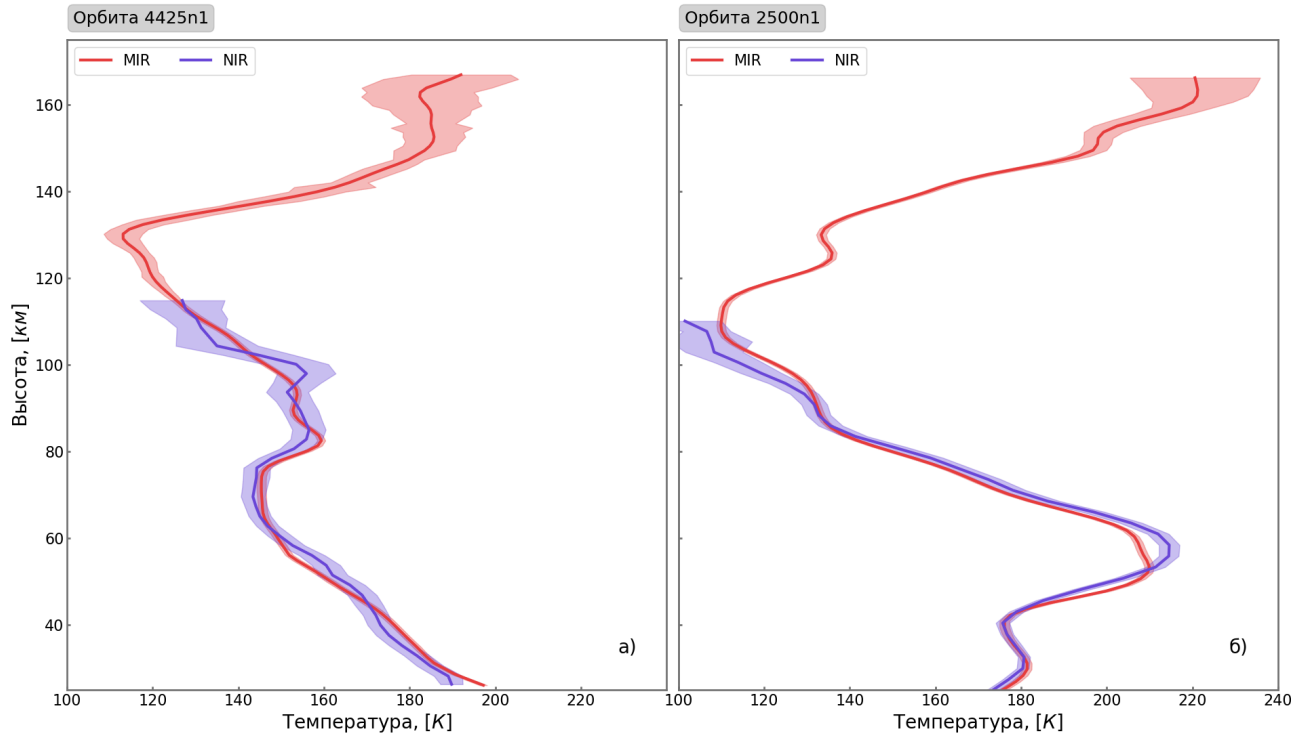


Рисунок 2.12. Вертикальные профили температуры, полученные из одновременных наблюдений ACS-MIR (красная линия) и ACS-NIR (синия линия). Затемненные участки обозначают погрешности измерений. Орбиты: а) 4425n1 (20 ноября 2018, MY34, Ls = 291,7°, Широта = 39,2°S) и б) 2500n1 (15 июня 2018, MY34, Ls = 193,9°, Широта = 64,1°N).

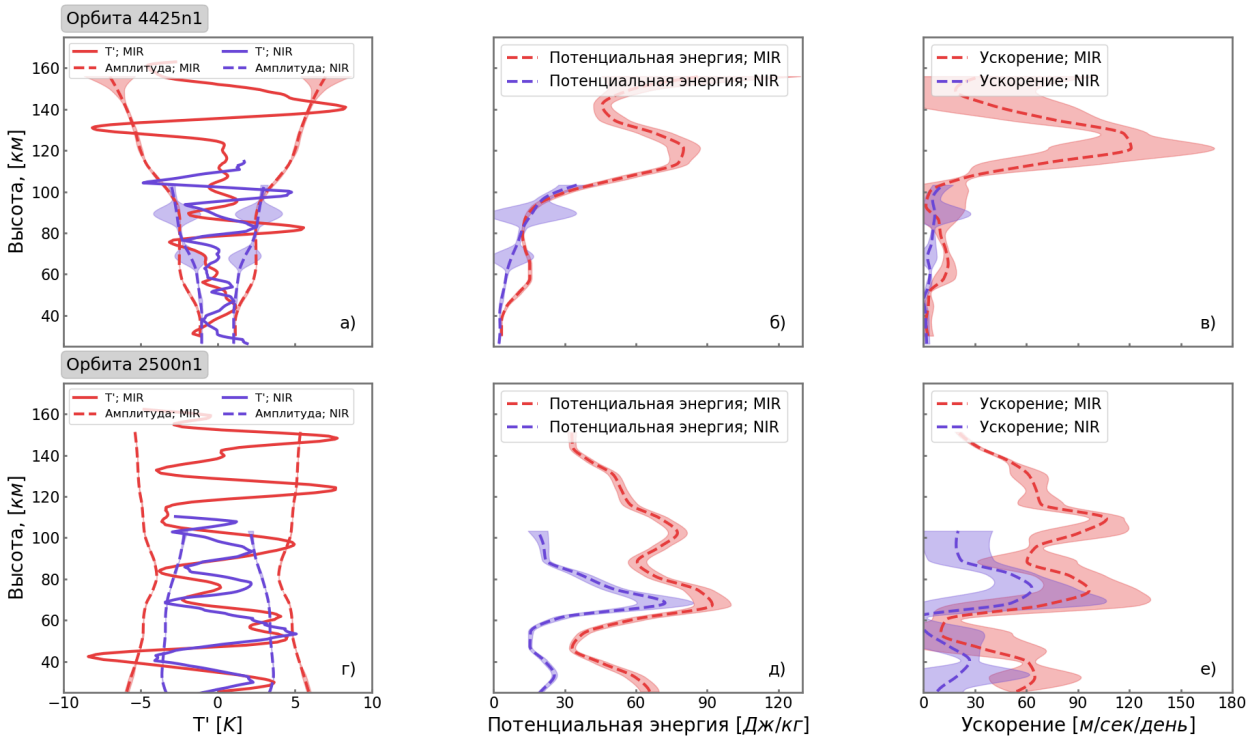


Рисунок 2.13. Параметры ГВ, полученные для профилей температуры, изображенных на рисунке 2.5: орбиты 4425n1 (верхний ряд) и 8946n1 (нижний ряд). Красный и синий цвета разделяют данные измерений MIR и NIR соответственно. В левой колонке (а, г) сплошной чертой изображена разница измеренной и фоновой температуры T', штриховой линией обозначены огибающие волнового пакета $|T'|$. Затемненными областями отображены погрешности. В средней колонке (б, д) сравниваются профили потенциальной энергии, в правой (в, е) — ускорение ГВ.

2.5 Выводы к Главе 2

1. Рассмотрены методы солнечного/звездного просвечивания, как способы исследовать вертикальную структуру атмосферы: приведены их принципы работы и представлен обзор предыдущих исследований в атмосферах различных планет.

2. Описаны эксперименты по солнечному просвечиванию, выполняемые спектрометрами ACS-MIR и ACS-NIR в составе миссии «ЭкзоМарс-2016», данные которых используются в настоящей работе.

3. Проанализированы методы спектральной фильтрации, приближения скользящим полиномом и приближения полиномом большого порядка в качестве

способа для усреднения (сглаживания) высотного профиля температуры. Для дальнейшей работы выбран метод приближения скользящим полиномом, усовершенствованный в применении к данному исследованию, а также отобраны параметры для использования данного метода для условий марсианской атмосферы (ширина окна — 60 км, шаг окна по высоте — 7 км).

4. Приведена процедура вычислений таких параметров ГВ, как амплитуда, частота Брента-Вяйсяля, потенциальная энергия (на единицу массы), вертикальный поток горизонтального импульса (на единицу массы), ускорение.

5. Проведен анализ параметров ГВ и их изменения с высотой для одного сеанса солнечного просвечивания (орбита 4926n1).

6. Определены критерии объединения данных спектрометров MIR и NIR для дальнейшего изучения статистики и климатологии параметров ГВ.

Глава 3. Климатология ГВ в атмосфере Марсе по данным ACS

3.1 Сезонное распределение активности ГВ по высоте

На рисунке 3.1 представлено сезонное распределение параметров активности ГВ: относительных колебаний температуры, квадрата частоты Брента-Вяйсяля, ускорения и потенциальной энергии. Для построения распределений данные были сгруппированы в ячейки по 3 градуса Ls и 1 км по высоте. Данные в каждой ячейке представляют собой усреднение данных по всем отдельным измерениям попавшим в неё (от 1 до 7 измерений). Поскольку ошибки измерений растут с высотой, а также высота отдельных профилей представляет собой разную величину, к обработке профилей была применена процедура, заключающаяся в том, чтобы учитывать верхние 20 км профилей с весовым коэффициентом равномерно снижающимся с высотой от 1 до 0.

Как видно из рисунка, высота верхней атмосферы зависит от сезона и широты, простираясь от 10–20 км до 130–140 км в период афелия и от 20–30 км до 150–160 км в период перигелия, что особенно заметно в Южном полушарии (Рисунок 3.1г, е, з, к). Активность волн больше проявлена в зимний сезон, причем в зимний период Южного полушария (в сезон афелия) активность ГВ опускается в более низкие слои атмосферы (50–125 км) (панели г, з, к), а в период зимы Северного полушария (в сезон перигелия) поднимается в более высокие слои (70–130 км) (панели в, ж, и).

Также наблюдается, что ГВ разрушаются и передают энергию и ускорение окружающему потоку (панели ж–к) в областях с более низкими значениями квадрата частоты Брента-Вяйсяля (панели в–г), что соответствует тому, что волны легче разрушаются в менее устойчивой атмосфере.

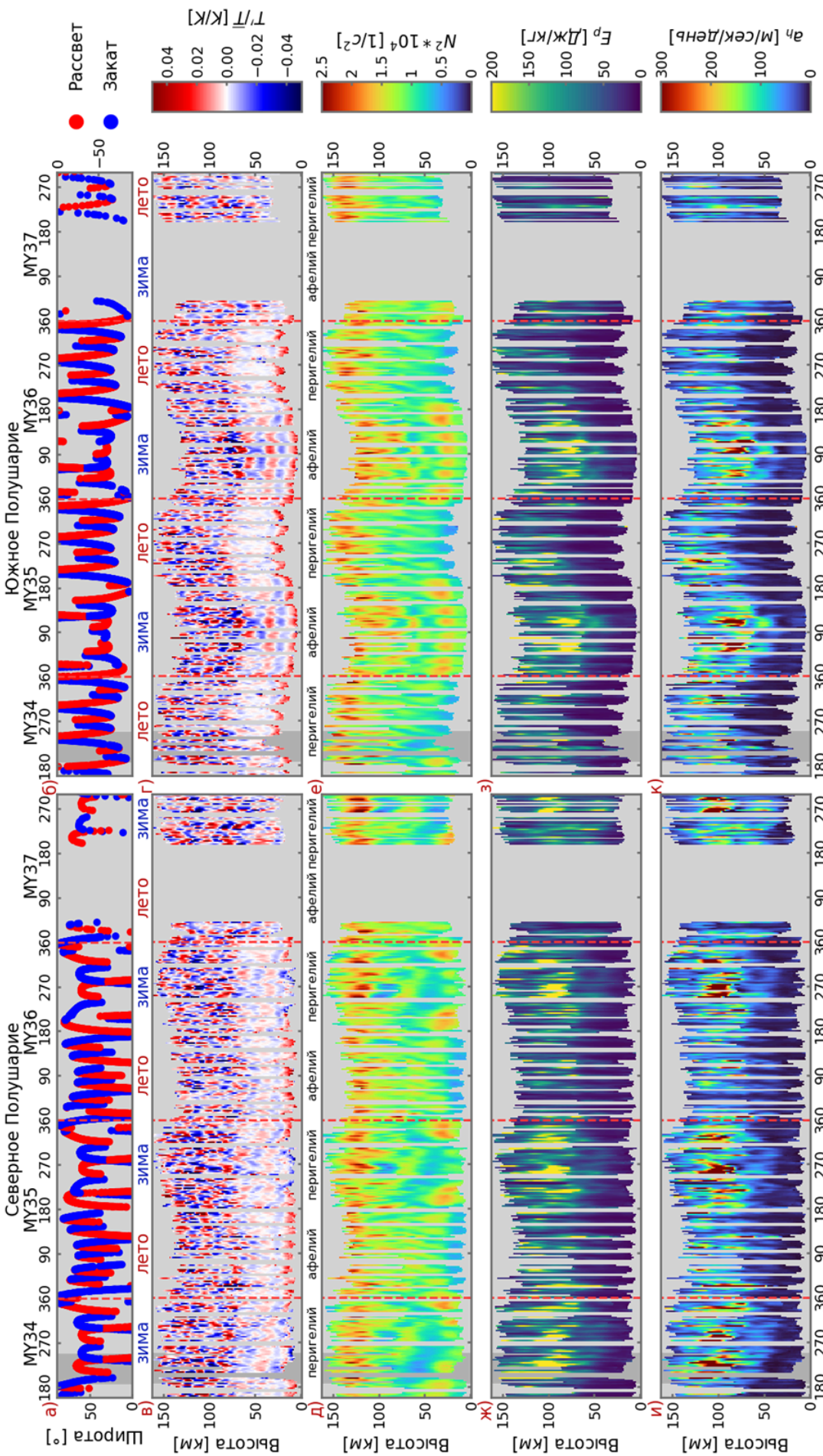


Рисунок 3.1. Сезонное распределение активности ГВ на Марсе. Верхний ряд: сезонное покрытие измерений приборов ACS в зависимости от широты. Цветом обозначено время наблюдений. Остальные ряды представляют сезонно-высотные распределения: (в, г) относительный колебаний температуры, (д, е) квадрат частоты Брента-Вяйсяля, (ж, з) потенциальной энергии (на единицу массы), (и, к) ускорения ГВ. Левая и правая колонки разделяют наблюдения на Северное и Южное полушария, соответственно. Красные штриховые линии показывают начало марсианских годов МУ35, МУ36, МУ37. Темные серые области в МУ34 указывают на период глобальной пылевой бури.

3.2 Широтные распределения активности ГВ в различные сезоны

В данной работе также были построены и проанализированы широтно-высотные распределения параметров ГВ. С этой целью были составлены карты для четырех различных сезонов, усредненные по 90 градусов Ls относительно середины сезонов Ls=0°, 90°, 180°, 270°, где Ls=0°, 180° представляют собой сезоны весеннего и осеннего равноденствия (для Северного полушария) соответственно, а Ls=90°, 270° — летнего и зимнего солнцестояния. Также сезон Ls=90° наиболее близок к афелию Марса, а сезон Ls=270° — к перигелию. Каждая ячейка распределения вмещает в себя интервалы в 3 градуса по широте и в 1 км по высоте. В данной статистике были убраны данные за MY34 от Ls=188° до Ls=250°, соответствующие времени глобальной пылевой бури. Влияние же бури на активность ГВ проанализировано в следующей главе.

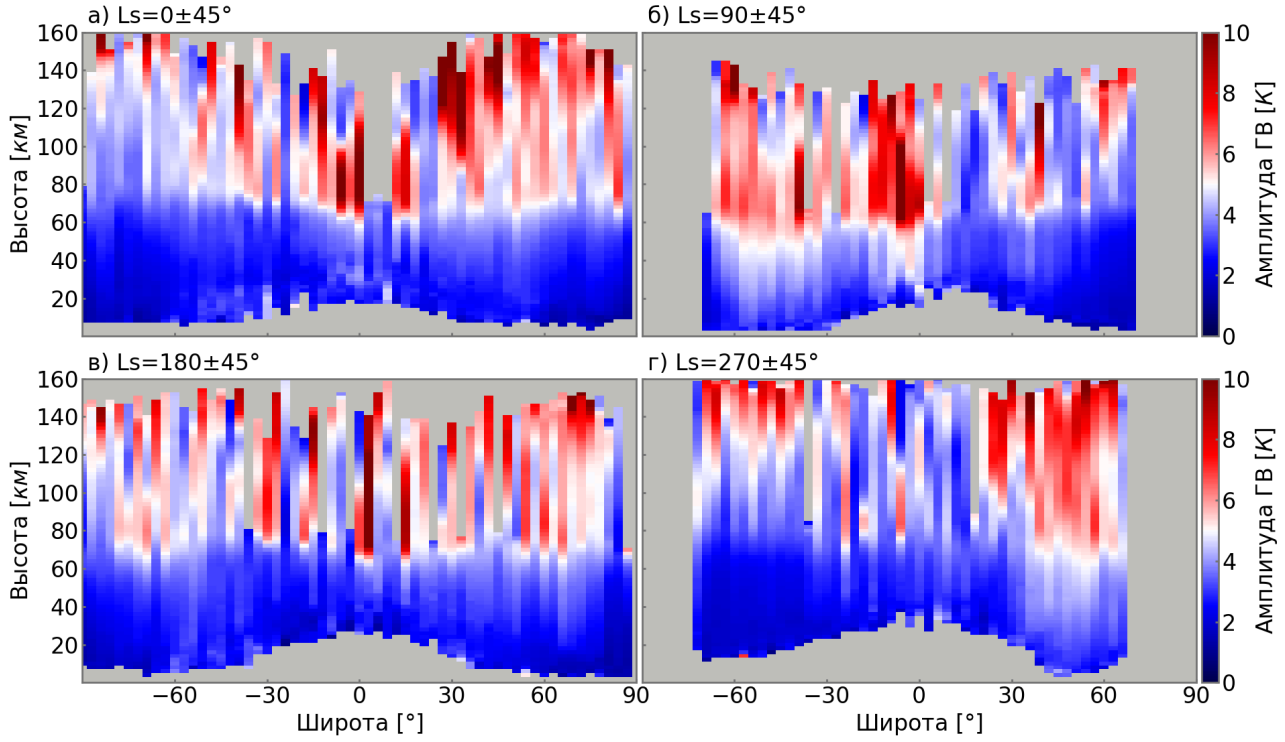


Рисунок 3.2. Широтно-высотные распределения амплитуды ГВ на Марсе для четырех различных сезонов года для (а) Ls = 0°, (б) 90°, (в) 180°, (г) 270°. Из распределений исключен период глобальной пылевой бури.

На рисунке 3.2 приведено распределение амплитуды ГВ. Амплитуда растет с высотой и достигает своих наибольших значений на высотах 80–150 км, в

зависимости от сезона. В среднем, наибольшая амплитуда, достигающая значений 10 К, наблюдается в регионе мезопаузы (100–120 км). В период равноденствия (а), Ls=0°, наибольшая активность волн сосредоточена в низких (экваториальных) широтах на высотах от 80 км. В период солнцестояния (б), Ls=90, активность смещена в полярные широты Южного (зимнего) полушария. Похожее распределение проявляется и во второй половине года, с той лишь разницей, что в перигелии активность волн смещена в полярные широты Северного (зимнего) полушария (Рисунок 3.2г). Таким образом, наибольшая амплитуда ГВ наблюдается в области верхней мезосферы/мезопаузы в обоих полушариях в сезоны приполярной зимы.

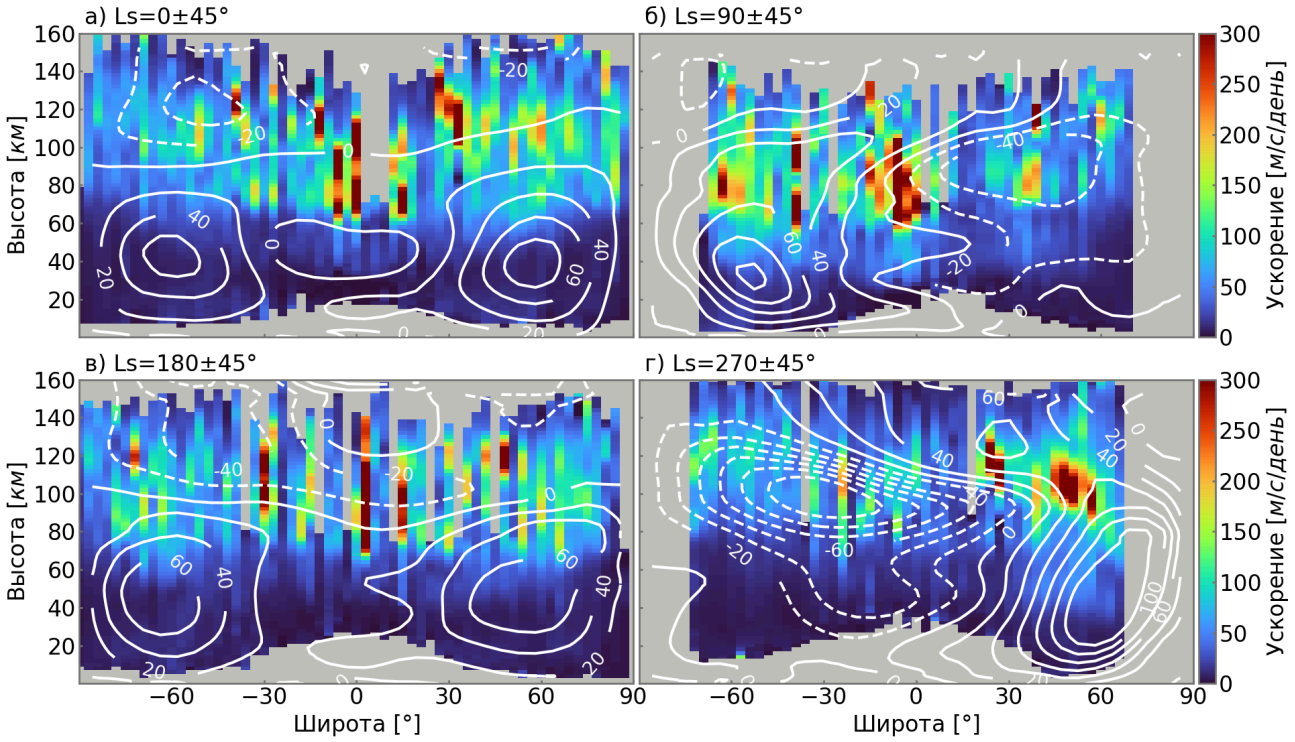


Рисунок 3.3. То же самое, что и на рисунке 3.2, но для ускорения ГВ. Белыми контурными линиями изображена средняя скорость зонального ветра, построенная из модели MAOAM MGCM. Сплошные и штриховые линии обозначают западный и восточный ветра, соответственно. Из данных исключен период глобальной пылевой бури.

Рисунок 3.3 более детально описывает климатологию ГВ. Он изображает зональное ускорение ГВ (обозначено цветом) вместе со скоростью среднего

зонального ветра (белые контурные линии), воссозданную с помощью марсианской модели глобальной циркуляции MAOAM MGCM (Hartogh et al., 2005; Medvedev & Hartogh, 2007) за 34 и 35 марсианские года и усредненную соответственно наблюдениям.

Из рисунка видно, что регионы с большим ускорением, обусловленным ГВ, как правило, соответствуют зонам относительно слабого зонального ветра, что согласуется с теоретическими представлениями о распространении и диссипации ГВ. Гармоники волн, особенно с малой горизонтальной фазовой скоростью c, существенно подавляются ветром, когда их фазовая скорость приближается к средней скорости потока ветра $\overline{u}$. Уменьшение внутренней фазовой скорости $|c - \overline{u}|$ приводит к поглощению потоком большой части ГВ, распространяющихся по направлению среднего ветра. Гармоники, чья фазовая скорость больше скорости ветра ($c > \overline{u}$), или которые распространяются в направлении против ветра, могут избежать подавления и достигнуть более высоких слоев атмосферы. По мере распространения их амплитуда возрастает, и в конечном итоге волны разрушаются (или насыщаются), когда амплитуда возмущений скорости ветра $|u'|$, вызванных волнами, достигает значения внутренней фазовой скорости $|c - \overline{u}|$. Следовательно, чем меньше скорость фонового ветра $\overline{u}$, тем меньшая амплитуда возмущений $|u'|$ требуется для разрушения или насыщения волн.

На рисунке 3.3 хорошо видно, как волны разрушаются и передают ускорение окружающему потоку в областях слабого ветра. Например, на панели (в) на высоте около 100 км, где скорость ветра равна нулю, наблюдается повышенное ускорение ГВ.

Циркуляция атмосферы во время равноденствий включает в себя два больших струйных течения в положительном направлении (на восток) в средних и высоких широтах обоих полушарий, а также область слабого ветра в низких широтах. Распределение ускорения ГВ отражает данную симметрию полушарий. Слабые ветра в экваториальной зоне способствуют разрушению волн на низких высотах. Выше же мезопаузы средний ветер меняет свое направление на

ретроградное (в сторону запада). Таким образом, гармоники волн, распространяющиеся в западном направлении ($c < 0$) в данном регионе разрушаются и/или диссипируют и передают свою энергию и импульс атмосфере на этих высотах. Более того, само обращение ветра в другую сторону является результатом воздействия на него ускорения ГВ (Medvedev et al., 2011a,b, 2013).

Картина же циркуляции марсианской атмосферы во время солнцестояний совсем иная. Она представляет из себя западное (восточное) струйное течение в зимнем (летнем) полушарии соответственно. Течения более сильные во время сезона перигелия (Рисунок 3.3г) вследствие большего нагрева атмосферы и больших перепадов температуры и давления в меридиональном направлении. Предполагая, что возбуждаемые гармоники ГВ в нижней атмосфере распространяются во всех направлениях и имеют широкий диапазон фазовой скорости c, имеем, что сильные ветра $\bar{u}$ фильтруют большую часть волн, распространяющихся в одном с ними направлении. Оставшиеся гармоники, для того, чтобы разрушиться, вынуждены приобрести большие амплитуды, а значит, распространиться на большие высоты в атмосфере. Данный принцип хорошо объясняет, почему ускорение ГВ сосредоточено в относительно узком диапазоне высот во время сезона перигелия (Рисунок 3.3г), в отличие от сезона афелия (Рисунок 3.3б).

Широтное распределение квадрата частоты Брента-Вяйсяля представлено на рисунке 3.4. Ее распределение также симметрично относительно экватора в периоды равноденствий. При этом на высотах 20–40 км в полярных широтах (60°–90°) выделяются области повышенной устойчивости атмосферы, характеризующиеся повышенными значениями квадрата частоты Брента-Вяйсяля. Эти области соответствуют регионам с температурной инверсией. В периоды солнцестояний подобные структуры сохраняются только в зимнем полушарии.

При сравнении широтных распределений ускорения ГВ (Рисунок 3.3) и квадрата частоты Брента-Вяйсяля (Рисунок 3.4) видно, что разрушение волн, соответствующее более высоким значениям ускорения, происходит на высотах выше 40–60 км в областях с низкими значениями квадрата частоты

Брента-Вяйсяля. Это может соответствовать разрушению волн в слоях атмосферы с относительно низкой устойчивостью. При этом области максимального ускорения, наблюдаемые на высотах выше 80 км и наиболее выраженные в области мезопаузы на высотах 100–120 км, соответствуют областям, в которых наблюдается рост квадрата частоты Брента-Вяйсяля. Данная особенность может свидетельствовать о разрушении волн вследствие конвективной неустойчивости, когда амплитуда волны достигает предельного значения, препятствующего ее дальнейшему распространению (см. Главу 4.2). В областях устойчивой атмосферы в полярных регионах на высотах 20–40 км заметного разрушения волн не наблюдается.

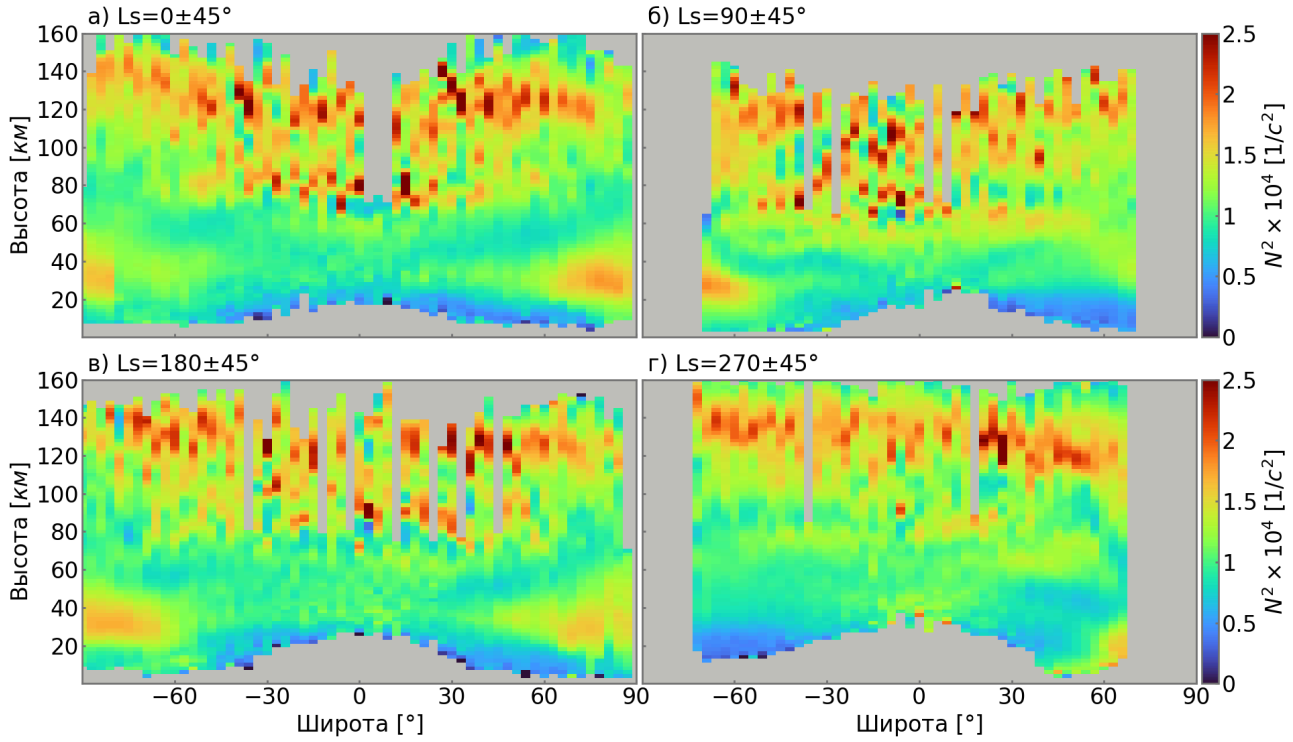


Рисунок 3.4. То же самое, что и на рисунке 3.2, но для квадрата частоты Брента-Вяйсяля.

3.3 Влияние глобальной пылевой бури

Глобальная пылевая буря в MY34 произошла во временном промежутке между Ls=188° и Ls=250° (Montabone et al., 2020) (осенне-зимний период Северного полушария, близко к перигелию планеты). Этот же период 35–37 годов прошел относительно спокойно. На рисунке 3.5 представлены усредненные

вертикальные профили потенциальной энергии ГВ для MY34 и объединения MY35, MY36 и MY37 за этот же период Ls для трех различных широтных зон (Рисунок 3.5а — южные широты до 60°S; Рисунок 3.5б — от 60°S до 60°N; Рисунок 3.5в — северные широты от 60°N). Каждый такой профиль является результатом усреднения по всем сеансам наблюдений, входящим в указанные интервалы по сезону и широте. Количество усредненных профилей за один год варьируется от 60 до 300 на высотах до 100 км и от 7 до 30 на высотах больших 100 км.

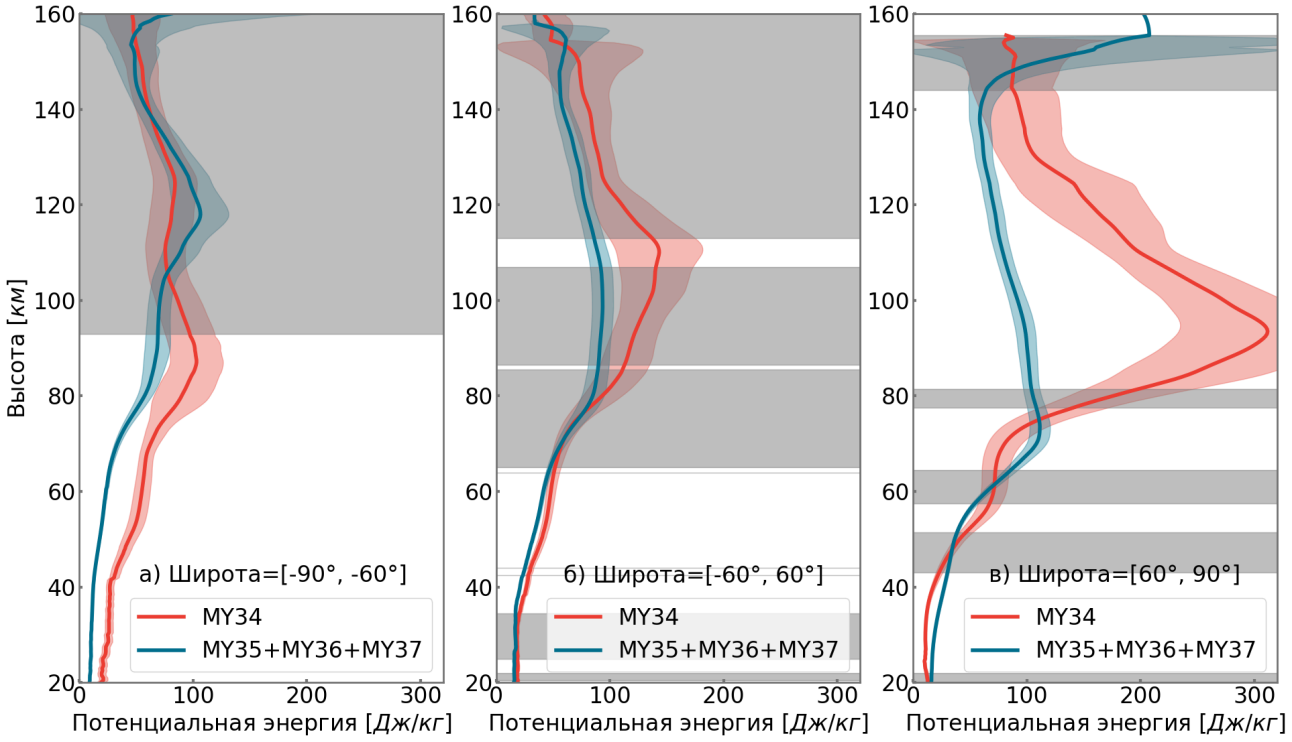


Рисунок 3.5. Высотные профили потенциальной энергии E_p, усредненные в трех различных широтных интервалах для периода глобальной пылевой бури MY34 (Ls=188°–250°, красные линии) и для соответствующего периода с низкой пылевой активностью MY35, MY36 и MY37 (синие линии). Полупрозрачными красным и синим цветом обозначена стандартная ошибка средних профилей. Белые регионы обозначают высоты, на которых разница между средними потенциальными энергиями за пылевой и беспылевой периоды является статистически значимой (с уровнем значимости 5% , согласно тесту Стьюдента).

Для проверки статистической значимости разницы между двумя профилями был проведен тест Стьюдента для каждой ячейки высоты. Белый цвет фона указывает на статистически значимое различие между профилями при уровне значимости 5%. Это происходит на тех высотах, где стандартные ошибки профилей (красная и голубая области около профилей) не пересекаются. Серым фоновым цветом обозначены области, где точная оценка разницы профилей не представляется возможной, в силу малого количества наблюдений.

На рисунке 3.5 продемонстрировано, что в северных широтах активность ГВ увеличивается во время бури на высотах больших 80 км и достигает максимальных значений 300 Дж·кг$^{-1}$ (Рисунок 3.5в). Похожий результат показало моделирование глобальной циркуляции атмосферы на больших высотах (Kuroda et al., 2020). Также, подобное волновое поведение совпадает с результатами исследования активности волн в верхней атмосфере, измеренным прибором NGIMS на аппарате MAVEN (Yiğit et al., 2021a). Измерения NGIMS покрывали диапазон высот от 160 до 230 км, что превышает верхнюю границу высот данного исследования.

В южных широтах (Рисунок 3.5а) потенциальная энергия волн, соответствующая периоду бури, напротив, увеличена на высотах меньших 80 км и достигает 100 Дж·кг$^{-1}$. Данный результат ранее не был зафиксирован в наблюдениях или воспроизведен моделями. Моделирование в исследовании Kuroda et al. (2020) показало уменьшение потенциальной энергии волн в данном регионе, а в наблюдениях Heavens at al. (2020, 2022) также не было замечено увеличения активности.

3.4 Выводы к Главе 3

1. Приведено сезонное распределение активности ВГВ, характеризуемой относительными флуктуациями температуры (от –0,05 до +0,05 К/К), квадратом частоты Брента-Вяйсяля (5–25·10^{-5} с$^{-2}$), потенциальной энергией волн (0–200 Дж·кг$^{-1}$) и ускорением (0–300 м·с$^{-1}$·сут$^{-1}$). Активность волн больше проявлена в зимний сезон, причем в зимний период Южного полушария (в сезон афелия)

активность ВГВ опускается в более низкие слои атмосферы (50–125 км), а в период зимы Северного полушария (в сезон перигелия) поднимается в более высокие слои (70–130 км).

2. Построены широтные распределения амплитуды, ускорения ВГВ и квадрата частоты Брента-Вяйсяля для четырех различных сезонов на Марсе. Амплитуда волн растет с высотой и достигает своих наибольших значений 10 К на высотах 80–150 км в зависимости от сезона. В среднем, наибольшая амплитуда наблюдается в регионе мезопаузы (100–120 км). В периоды равноденствий наибольшее ускорение волн сосредоточено в низких широтах на высотах верхней мезосферы и нижней термосферы, тогда как в период солнцестояний наибольшее ускорение наблюдается в зимнем полушарии. На высотах 40–80 км волны преимущественно разрушаются в областях менее устойчивой атмосферы, характеризующихся меньшими значениями квадрата частоты Брента-Вяйсяля. Выше 80 км основное разрушение волн происходит в областях с возрастающими значениями квадрата частоты Брента-Вяйсяля и может быть связано с достижением волнами предельной амплитуды и последующей конвективной неустойчивостью.

3. Для аналогичного широтного распределении ускорения построены карты зонального ветра с помощью модели MAOAM MGCM и сделан вывод, что разрушение волн происходит по краям сезонных зональных потоков, где скорость ветра близка к нулю.

4. Рассмотрено влияние глобальной пылевой бури на активность ГВ. Исследование показало, что в период бури в Северном полушарии активность ГВ увеличивается на высотах больших 80 км. В южных же широтах увеличение активности волн происходит на высотах меньших 80 км.

Глава 4. Исследование механизмов разрушения ГВ по данным ACS

4.1 Обзор данных в верхней атмосфере

Одним из важных вопросов в изучении ГВ являются механизмы ослабления и разрушения волн, поскольку при разрушении они передают атмосфере энергию и импульс, тем самым влияя на ее динамику и климат планеты. Некоторые предыдущие исследования ГВ в термосфере Марса наблюдали обратную зависимость между относительными колебаниями температуры/плотности и фоновой температурой. Подобная отрицательная корреляция может свидетельствовать о том, что конвективная неустойчивость является доминирующим механизмом разрушения ВГВ. Первые подобные наблюдения были проведены масс-спектрометром NGIMS на борту MAVEN. Измеренные относительные колебания плотности CO_2 (т.е. нормированные на среднюю плотность) находились в антикорреляционной зависимости с температурой в верхних слоях термосферы (Yiğit et al., 2015, Рисунок 2b). Схожую картину в своих исследованиях, также основанных на измерениях NGIMS, наблюдали Terada et al. (2017) и England et al. (2017). Они выдвинули предположение, что антикорреляция контролируется процессами насыщения волны в изотермических условиях региона экзобазы. Похожие результаты, за исключением периода глобальной пылевой бури, были получены в исследованиях Siddle et al. (2019) и Leelavathi et al. (2020) на основе данных NGIMS. В дополнение к наблюдениям аппарата MAVEN в верхних слоях термосферы Vals et al. (2019) использовал данные по колебаниям плотности в нижней термосфере, которые собрали аппараты MGS, ODY и MRO с помощью акселерометров во время сеансов аэроторможения. В общем случае, когда температура атмосферы меняется с высотой, насыщение волны в условиях конвективной неустойчивости начинает подчиняться зависимости между амплитудой относительных колебаний плотности/температуры и квадратом частоты Брента-Вяйсяля (Fritts et al., 1988, уравнение 6). Vals et al. (2019) наблюдал эту зависимость в некотором объеме данных, но не для всех космических аппаратов и не для всех широт. В своей работе Jesch et al. (2019) не нашел антикорреляции между относительными

колебаниями температуры и фоновой температурой атмосферы в данных акселерометра аппарата TGO. Также и работа автора (Starichenko et al., 2021), основанная на данных ACS-MIR, не показала какой-либо зависимости амплитуды относительных колебаний температуры от квадрата частоты Брента-Вяйсяля/фоновой температуры на всех измеренных высотах. Подобные результаты показывают, что в слоях средней и верхней атмосферы, помимо процесса конвективной неустойчивости, могут иметь место и другие механизмы ослабления/разрушения ГВ.

Рост фоновой температуры в термосфере влияет не только на устойчивость атмосферы, но также и на плотность и диссипацию волн. Процессы молекулярной диффузии, а также теплопроводности возрастают с увеличением температуры, таким образом подавляя рост ГВ. Кроме того, более высокие температуры способствуют расширению атмосферы и увеличению шкалы высот, что оказывает влияние на ослабление ГВ (Yiğit & Medvedev, 2010). Теоретические исследования показывают, что для Марса процесс расширения атмосферы доминирует над процессами молекулярной диффузии и теплопроводности вплоть до высот 160-180 км (Yiğit et al., 2021b, Рисунок 11b).

В диссертационной работе проведен анализ амплитуд ГВ и их ослабления в диапазоне высот от 10 до 160 км, используя данные спектрометров MIR и NIR ACS/TGO, которые покрывают период с середины MY34 до конца MY37.

Рисунок 4.1 аналогичен рисунку 3.1 и демонстрирует сезонно-высотную активность ГВ, выраженную в относительных колебаниях температуры (второй ряд) и в вертикальном потоке горизонтального импульса (третий ряд). Первый ряд представляет собой широтную статистику измерений.

Как и на рисунке 3.1, видно увеличение активности волн в зимние периоды. Зимой Южного полушария увеличенные значения потока импульса наблюдаются в более низких слоях атмосферы, нежели чем зимой Северного полушария. Видно, что распространение волн в верхние слои атмосферы ограничено процессами насыщения/диссипации и основная активность волн приходится на высоты ~75–125 км. Также заметна увеличенная активность волн в период

глобальной пылевой бури MY34 (темно-серая область), подтверждающаяся как модельными исследованиями (Kuroda et al., 2020), так и наблюдениями в верхних слоях термосферы (Leelavathi et al., 2020; Yiğit et al., 2021a).

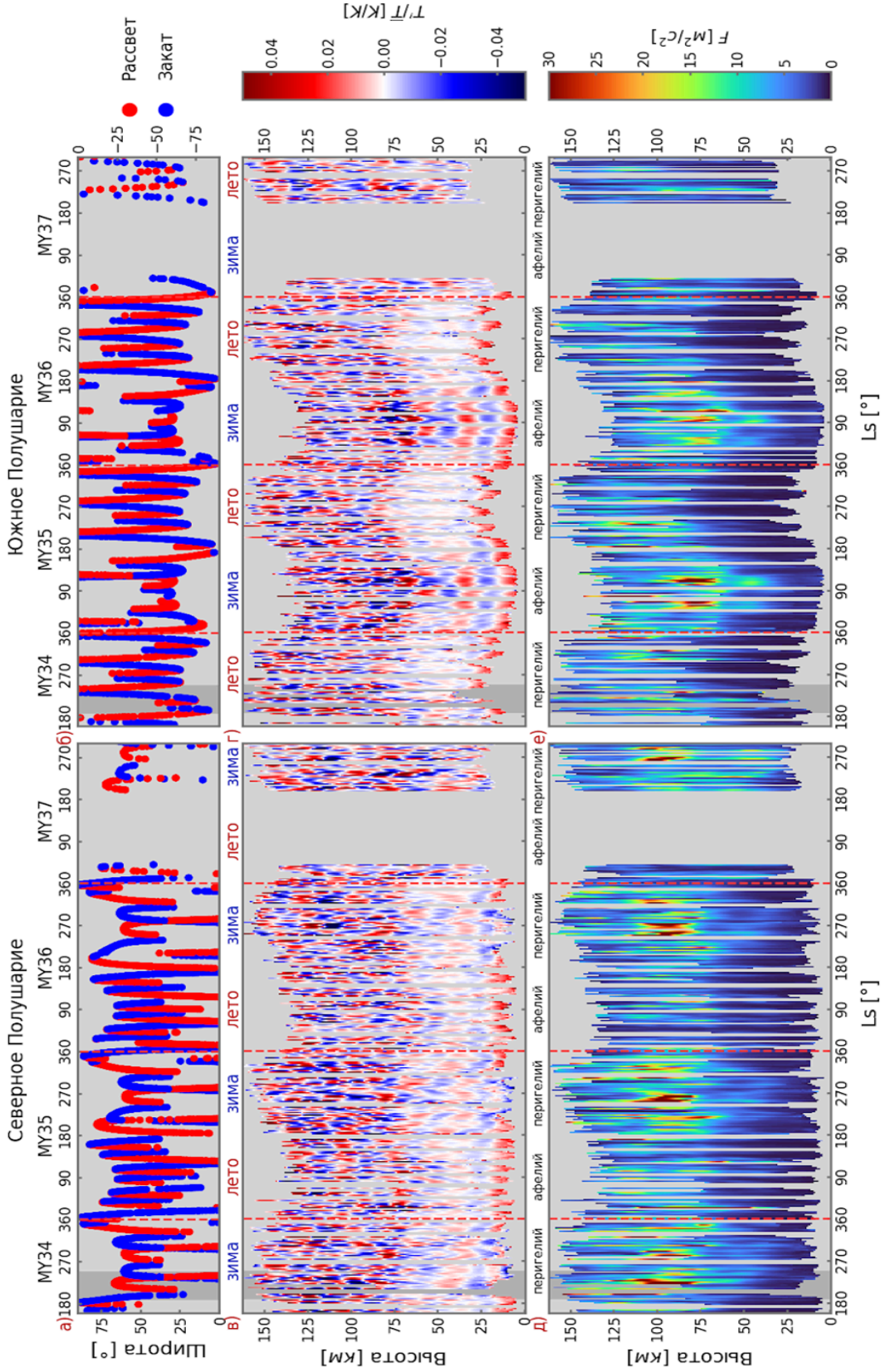


Рисунок 4.1. Сезонное распределение активности ГВ. Верхний ряд: сезонное покрытие измерений ACS в зависимости от широты. Цветом обозначено время наблюдений. Средний и нижний ряд: сезонно-широтные распределения относительных колебаний температуры и вертикального потока горизонтального импульса (на единицу массы), соответственно. Левая и правая колонки разделяют наблюдения на Северное и Южное полушария, соответственно. Красные штриховые линии отделяют марсианские года с MY34 по MY37. Темно серые области указывают на период глобальной пылевой бури.

4.2 Анализ амплитуды относительных колебаний температуры

Как уже было сказано выше, в измерениях NGIMS на борту MAVEN была замечена явная антикорреляция между флуктуациями относительной плотности в верхней атмосфере и окружающей температурой (England et al., 2017; Terada et al., 2017; Vals et al., 2019; Yiğit et al., 2015). Подобное поведение связали с тем, что конвективная неустойчивость является основным механизмом по ограничению роста амплитуды ГВ с высотой (насыщение волн). Аргументация основывается на отношении для одной гармоники (пр.: Fritts et al., 1988, уравнение 6):

$$\frac{|T'|}{\bar{T}} = \frac{|u'|}{|c-\bar{u}|}\frac{N^2}{mg}, \tag{4.1}$$

где $|u'|$ — амплитуда возмущений горизонтальной скорости ветра, с — горизонтальная фазовая скорость волны, $\bar{u}$ — средняя скорость ветра. Таким образом, когда $|u'|$ достигает значения внутренней фазовой скорости волны $|c-\bar{u}|$, увеличивающая диссипация волны останавливает рост $|u'|$, делая соотношение $\frac{|u'|}{|c-\bar{u}|}$ постоянным. Порог для линейной конвективной неустойчивости предполагает это соотношение равным единице, однако наблюдения выявляют величину равную 0,7 (Fritts et al., 1988; Уравнение 2). Также, если добавить в теоретические расчеты механизм нелинейной диффузии, получается величина равная $1/\sqrt{2} \approx 0,707$ (Medvedev & Klaassen, 2000). Вне зависимости от точного значения отношения, уравнение 4.1 представляет зависимость между амплитудой относительных колебаний температуры/плотности и квадратом частоты Брента-Вяйсяля в условии насыщения волн. На высотах экзобазы, где были сделаны большинство измерений NGIMS/MAVEN, вертикальный градиент $d\bar{T}/dz$ крайне мал и может быть отброшен в уравнении для квадрата частоты Брента-Вяйсяля (уравнение 2.2). Это создает обратную зависимость между относительными колебаниями амплитуды и фоновой температурой.

Однако, измерения ACS/TGO проведены на более низких высотах, нежели измерения NGIMS, что не позволяет пренебрегать градиентом $d\bar{T}/dz$.

Следовательно, в настоящей работе исследуется, как зависимость колебаний волн от фоновой температуры, так и от квадрата частоты Брента-Вяйсяля. Таким образом был построен рисунок 4.2, отображающий зависимость амплитуды относительных колебаний температуры, а также вертикального потока горизонтального импульса от высоты и фоновой температуры/квадрата частоты Брента-Вяйсяля. Для этого, а также следующего рисунка данные были объединены в четыре группы, соответствующие четырем сезонам года на Марсе, размер ячеек по высоте составляет 5 км. Зависимости от широты выявлено не было, поэтому каждая панель представляет статистику по всей совокупности широт. Наибольшие значения амплитуд колебаний температуры наблюдаются в районе мезопаузы, особенно в регионе низких температур (< 140 К) (панели а–г). В этих же областях обнаружена антикорреляция между фоновой температурой и амплитудой колебаний волн. Однако, в области низких высот и высоких температур зависимость исчезает.

Зависимость же $|T'|/\overline{T}$ от квадрата частоты Брента-Вяйсяля N^2 (Рисунок 4.2, панели д–з) наиболее проявлена для больших значений N^2, что соответствует критерию конвективной неустойчивости (уравнение 4.1), однако также видно и увеличение значений амплитуды колебаний волн для менее устойчивого состояния атмосферы (малые значения N^2). Таким образом, нет очевидной зависимости между амплитудой колебаний волн и квадратом частоты Брента-Вяйсяля. Все это свидетельствует о том, что конвективная неустойчивость, вероятно, не является основным механизмом ослабления ГВ в термосфере, хотя в области мезопаузы ее роль может быть определяющей.

Дальнейший вклад в изучение ослабления ГВ вносит исследование потока импульса F, как квадратичной функции амплитуды волн. Поток импульса также описывает процессы распространения и разрушения волн, как будет описано ниже. В нижнем ряду рисунка 4.2 (панели и–м) приведены высотные зависимости потока импульса от фоновой температуры. Видно увеличение потока с высотой, что естественным образом происходит при уменьшении плотности атмосферы.

Потоки импульса достигают своих наибольших значений на различных высотах, а затем, под воздействием разрушения волн значения потоков уменьшаются. Помимо максимальных значений в регионе мезопаузы, высотные профили потоков не привносят ясности в зависимость между волновой активностью и окружающей температурой.

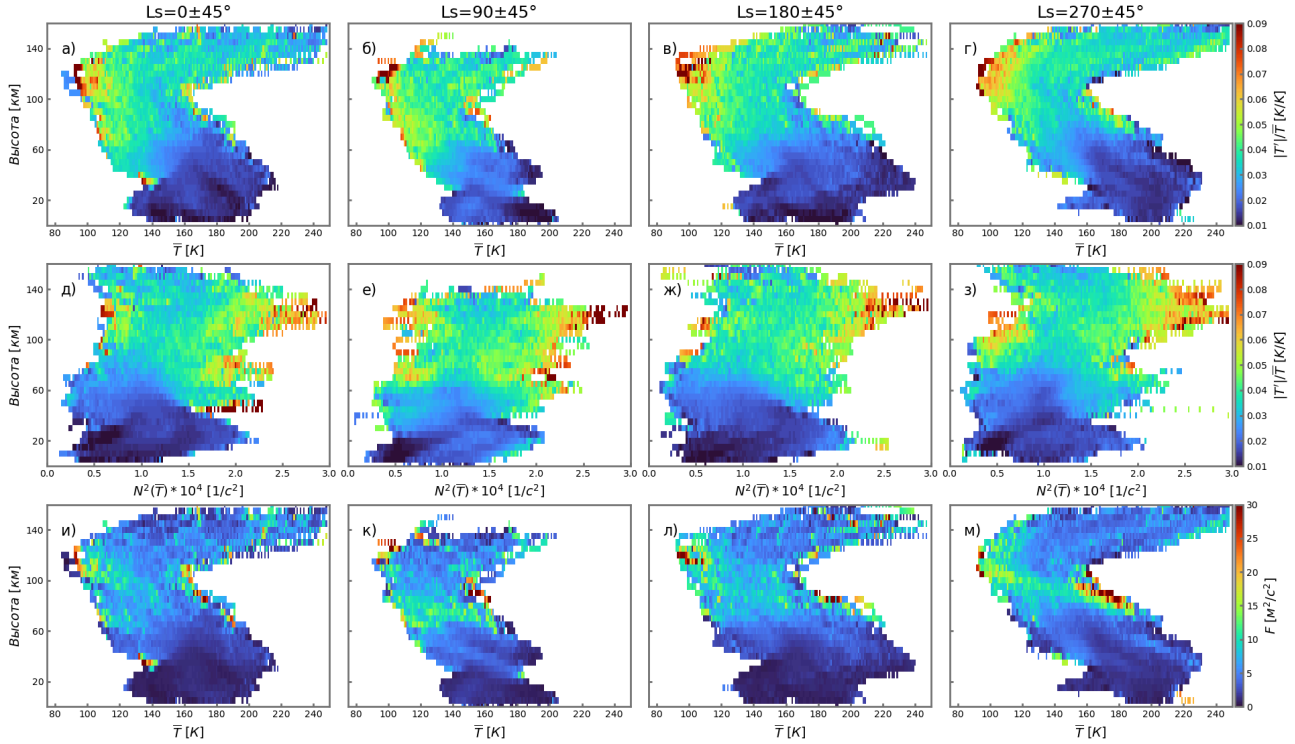


Рисунок 4.2. Верхний ряд (а–г): амплитуда относительных колебаний температуры в зависимости от фоновой температуры. Средний ряд (д–з): амплитуда относительных колебаний температуры в зависимости от квадрата частоты Брента-Вяйсяля. Нижний ряд (и–м): поток импульса (на единицу массы) в зависимости от температуры и высоты. Колонки разделены на сезоны года на Марсе. Первая колонка (а, д, и): Ls=0±45°; вторая (б, е, к): Ls=90±45°; третья (в, ж, л): Ls=180±45°; четвертая (г, з, м): Ls=270±45°.

4.3 Анализ коэффициента затухания волны

Для дальнейшего анализа разрушения ГВ мы используем величину суммарного потока импульса $\bar{\rho}F$, где $\bar{\rho}$ - средняя плотность. В отсутствие диссипации волн эта величина сохраняется с изменением высоты. С учетом диссипации выражение принимает вид $d\bar{\rho}F/dz = -\beta\bar{\rho}F$, что после

дифференцирования и нормирования на F принимает вид (см. Yiğit et al., 2021b, уравнение 2).

$$\frac{dF}{Fdz} = -\frac{d\bar{\rho}}{\bar{\rho}dz} - \beta \equiv \frac{1}{H} - \beta, \quad (4.2)$$

где β — коэффициент вертикального затухания волн, $H = R\bar{T}/\mu g$ — шкала высот. Величина $1/H$ характеризует рост амплитуды волн вследствие экспоненциального уменьшения плотности атмосферы с высотой, тогда как β описывает их ослабление (диссипацию) под действием различных процессов, таких как конвективная неустойчивость, молекулярная диффузия, теплопроводность, фильтрация волн ветром и др.

Уравнение (4.2) позволяет вычислить коэффициент β, тогда как остальные параметры можно получить из наблюдений.

На рисунке 4.3 в верхнем ряду (панели а–г) цветом изображена обратная шкала высот $1/H$, в среднем (панели д–з) — коэффициент β в зависимости от фоновой температуры и высоты. Результаты поделены на 4 сезона года. Темпы роста волн ($1/H$) варьируются от 0,1 до 0,175 км$^{-1}$, тогда как разрушение волн имеет более широкие рамки значений от 0 до 0,3 км$^{-1}$. Поскольку обратная шкала высот обратно пропорциональна температуре, наибольших значений она достигает в регионе самых низких температур — в области мезопаузы. Самые большие значения β принимает также в регионе мезопаузы (панели д–з, средний ряд), значительно превышая величины $1/H$, таким образом делая мезопаузу местом наибольшего разрушения волн. В области же низких высот (до ~100 км) и высокой температуры (синие, голубые участки на панелях д–з), разрушение волн мало, $1/H$ превышает β, что позволяет волнам расти.

Стоит отметить, что коэффициент β обратно пропорционален фоновой температуре на всех высотах. Причина этого остается неясной. Однако известно, что коэффициент разрушения волн, связанный с молекулярной диффузией и теплопроводностью β_{mol} пропорционален N^3 (Yiğit & Medvedev, 2010, уравнение 3), а коэффициент β_{non}, связанный с нелинейными процессами, пропорционален N

(Yiğit & Medvedev, 2010, уравнение 5). Чтобы проверить данную взаимосвязь, была построена зависимость между β и N^2 (панели и–м, нижний ряд). Во всех сезонах наблюдается прямо пропорциональная зависимость между этими величинами на высотах от ~80 км. Однако нет возможности сказать выполняется эта зависимость для N или N^3. Отсутствие корреляции на высотах ниже 80 км может говорить о других процессах, ответственных за зависимость между β и температурой на этих высотах. Наиболее вероятным процессом, ответственным за ослабление волн на этих высотах, является фильтрация ветром, однако ее связь с температурой остается неясной.

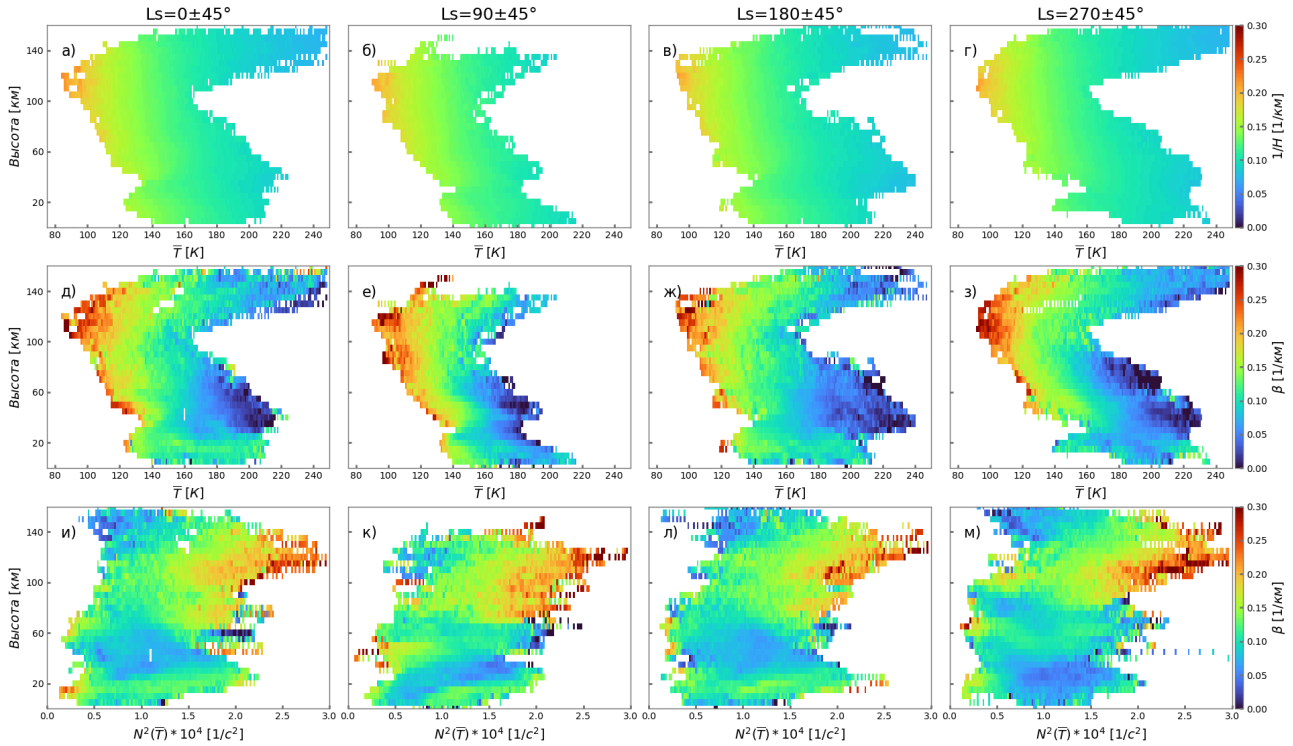


Рисунок 4.3. Верхний ряд (а–г): обратная шкала высот 1/H в зависимости от фоновой температуры. Средний ряд (д–з): коэффициент ослабления волны β в зависимости от фоновой температуры. Нижний ряд (и–м): коэффициент β в зависимости от квадрата частоты Брента-Вяйсяля и высоты. 4 колонками разделены сезоны года на Марсе. Первая колонка (а, д, и): Ls=0±45°; вторая (б, е, к): Ls=90±45°; третья (в, ж, л): Ls=180±45°; четвертая (г, з, м): Ls=270±45°.

На основе данных, представленных на рисунке 4.3 (д–з), построен рисунок 4.4, на котором показан коэффициент корреляции Пирсона между коэффициентом ослабления волн β и фоновой температурой в рассматриваемом диапазоне высот. На большинстве высот выше 20 км коэффициент корреляции принимает значения от –0,8 до –1, что подтверждает предыдущий вывод об обратной зависимости между коэффициентом ослабления волн и фоновой температурой.

Более подробно разобраться в процессе роста амплитуды и разрушения волн можно с помощью рисунка 4.5, где проведен анализ для двух различных профилей температуры: “теплый” и “холодный” случаи (панель а, красная и синяя линии соответственно). Данные два профиля были выбраны так, чтобы их волновые амплитуды были близки в нижних слоях атмосферы (на высоте ~ 30 км) и, таким образом, могли быть сопоставлены.

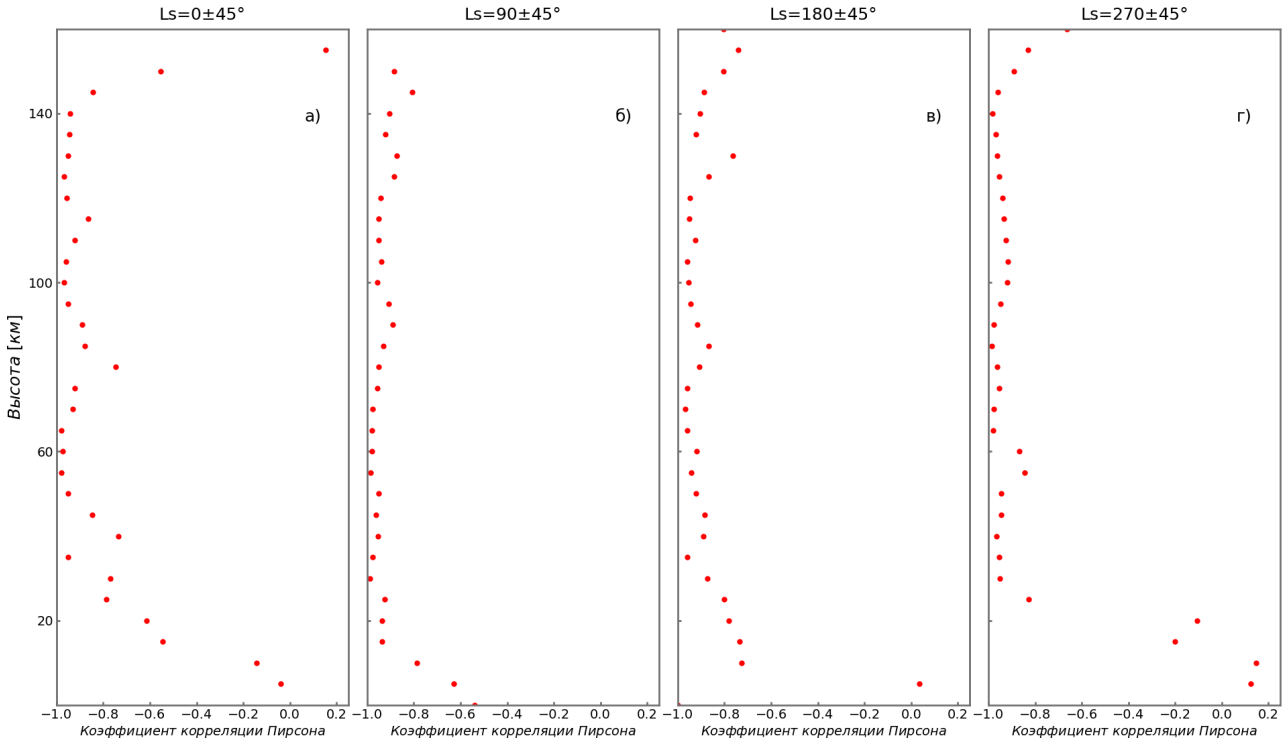


Рисунок 4.4. Коэффициент корреляции Пирсона между коэффициентом ослабления волн β и фоновой температурой на различных высотах. Панели соответствуют сезонам Марса: (а): Ls=0±45°; (б): Ls=90±45°; (в): Ls=180±45°; (г): Ls=270±45°.

Хотя величина $|T'|/\overline{T}$ для холодной атмосферы (синяя линия) превышает значения этой же величины для теплой атмосферы (красная линия) почти на всех высотах (панель б), фоновый поток $\overline{F}$ уменьшен на высотах выше 90 км (панель г). Даже если для отдельной гармоники эти две величины пропорциональны (см. уравнение 2.4), волновой пакет включает гармоники с различными вертикальными волновыми числами m, и суммирование по ним может нарушить эту пропорциональность. Коэффициент разрушения волн β для холодной атмосферы в целом обычно больше, чем для теплой атмосферы (синяя и красная сплошные линии на панели (в) соответственно). Это согласуется с предыдущим выводом об обратной зависимости между β и окружающей температурой. Хотя и не все индивидуальные профили демонстрируют такое поведение, статистически данная зависимость выполняется.

Уравнение 4.2 представляет величину потока F в виде баланса между ростом волны, обеспеченным величиной $1/H$, и разрушением волны в виде коэффициента β. Данные величины показаны на панели (в) штриховой и сплошной линиями соответственно. Видно, что фоновый поток $\overline{F}$ (панель г), рассчитанный аналогично фоновой температуре и используемый из-за большого количества колебаний в высотном профиле F, увеличивается там, где $1/H > \beta$ и уменьшается в обратной ситуации. $1/H$ для холодной атмосферы всегда больше, что говорит о большем потенциале для роста волн в условиях более низких температур. Это связано с тем, что холодная атмосфера более плотная и позволяет передавать волновые колебания на меньших расстояниях. Рисунок 4.5г показывает это тем, что синяя линия растет быстрее (имеет больший наклон) с высотой, чем красная до ~80 км. Нелинейные процессы, а также конвективная неустойчивость развиваются на больших высотах, что и демонстрируется быстрым ростом β выше 80 км (синяя линия на панели в) и резкий спад $\overline{F}$ (панель г). Уравнение (4.2), хотя и объясняет общее поведение амплитуды волн, показывает, что поток не является прямым следствием роста и разрушения отдельных волн, а определяется их вертикальным интегрированием. Сложное нелинейное взаимоотношение между

амплитудой и β частично объясняет сложный вид корреляции между потоком F и фоновой температурой, изображенный на рисунке 4.2 (панели и–м, нижний ряд).

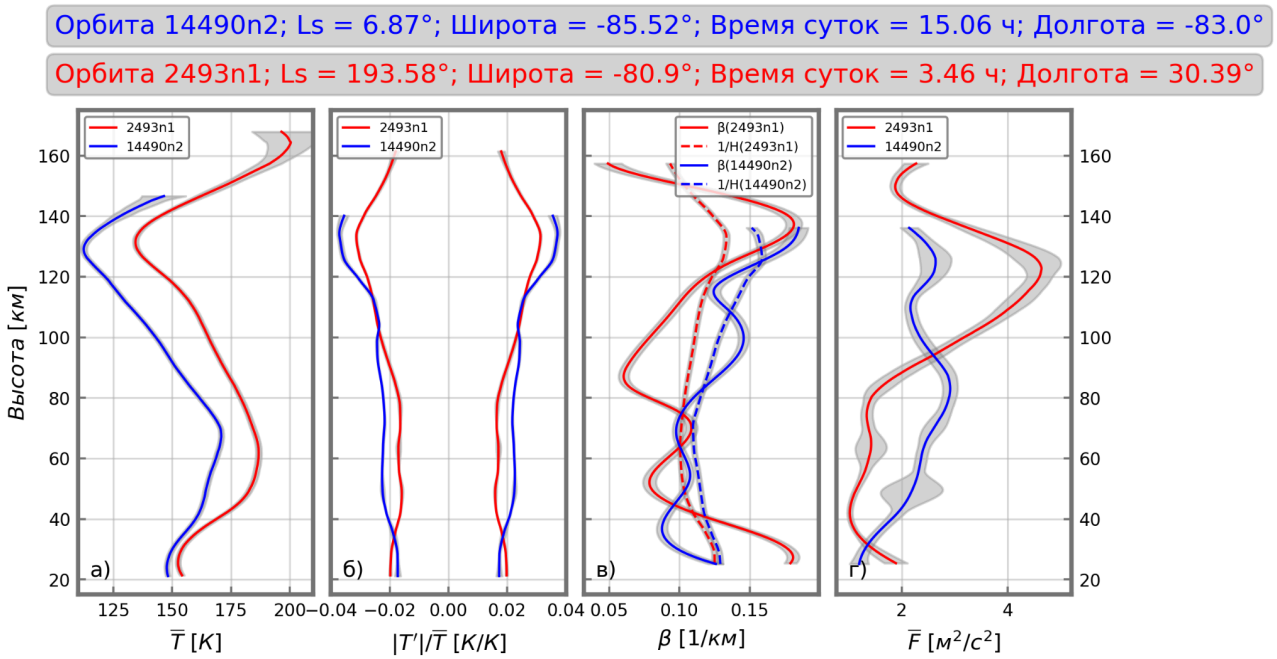


Рисунок 4.5. Вертикальные профили вычисленных характеристик, соответствующие “теплому” (обозначены красным цветом) и “холодному” (обозначены синим цветом) профилям фоновой температуры: а) фоновая температура T ; б) амплитуда относительных колебаний температуры $|T'|/\overline{T}$; в) коэффициент затухания волн β (сплошные линии) и обратная шкала высот $1/H$ (штриховые линии); г) фоновый вертикальный поток горизонтального импульса $\overline{F}$.

4.4 Выводы к Главе 4

1. Относительные колебания температуры, ассоциирующиеся с ГВ, находятся в корреляции с квадратом частоты Брента-Вяйсяля и в антикорреляции с фоновой температурой только в регионе мезопаузы. В области других высот подобной зависимости не наблюдается, что совпадает с выводами предыдущих исследований, находивших зависимость только в ограниченном промежутке высот. Таким образом, механизм конвективной неустойчивости может иметь роль в разрушении ГВ, но только в области мезопаузы.

2. Полученные высотные профили фонового вертикального момента горизонтального импульса $\overline{F}$ хорошо согласуются с теоретическими

представлениями о потоке как о балансе между скоростью роста и разрушения волн, задаваемыми уменьшением плотности и диссипацией волн соответственно.

3. Была обнаружена обратная зависимость между коэффициентом разрушения волн и фоновой температурой на всех исследуемых высотах выше ~ 20 км. Данная картина наблюдается во всех сезонах. На высотах больше 80 км данное явление можно объяснить диссипацией волн вследствие нелинейных процессов, а также молекулярной диффузии, но на высотах ниже 80 км подобное поведение требует дополнительного анализа.

Глава 5. Активность ГВ в атмосфере Сатурна по данным UVIS

5.1 Эксперимент по звездному просвечиванию UVIS миссии “Кассини”

Космический аппарат “Кассини-Гюйгенс” был запущен 15 октября 1997 года и вышел на орбиту Сатурна 1 июля 2004 года. Миссия представляла собой совместный проект американского (National Aeronautics and Space Administration, NASA), европейского (European Space Agency, ESA) и итальянского (Agenzia Spaziale Italiana, ASI) космических агентств. Она включала орбитальный аппарат “Кассини” и спускаемый зонд “Гюйгенс”, предназначенный для исследования атмосферы и поверхности Титана. Подробное описание миссии приведено на официальном сайте NASA (https://science.nasa.gov/mission/cassini/).

В данной работе используются данные, полученные на завершающем этапе миссии Grand Finale (апрель-сентябрь 2017 г.), в ходе которого аппарат выполнил 22 пролета между внутренним краем колец и верхними слоями атмосферы Сатурна. Эти наблюдения обеспечили уникальную геометрию звездных затмений, позволившую исследовать структуру верхней атмосферы планеты.

Измерения были выполнены с помощью ультрафиолетового спектрографа Ultraviolet Imaging Spectrograph (UVIS), одного из двенадцати научных инструментов аппарата “Кассини”. UVIS состоял из спектральных каналов экстремального и дальнего ультрафиолета: Extreme UltraViolet (EUV) (56–118 нм) и Far UltraViolet (FUV) (110–190 нм). В настоящей работе анализируются данные канала EUV в диапазоне длин волн 91,1–118 нм, поскольку звездный свет на более коротких длинах волн поглощается межзвездным водородом. Подробное описание конструкции прибора UVIS и его характеристик приведено в работе Esposito et al. (2004).

Метод измерений основан на наблюдении звездных затмений через атмосферу Сатурна. Механизм выбора щели в спектрометре позволял устанавливать одну из трех входных щелей различной ширины, что обеспечивало выбор требуемого потока излучения и, одновременно, спектрального разрешения в зависимости от научной задачи. После прохождения через щель излучение направлялось на тороидальную дифракционную решетку, которая одновременно

осуществляла дисперсию и фокусировку спектра на матричный детектор Coded Anode Array Converter (CODACON).

Детектор обеспечивал регистрацию спектра в 1024 спектральных каналах и пространственное разрешение вдоль щели в 64 пикселях. Для канала EUV спектральное разрешение составляло порядка 0,2–0,5 нм в зависимости от используемой щели и условий наблюдения. При этом, поле зрения по высоте в атмосфере составляло около 30–40 км.

Пример измеренного спектра оптической непрозрачности атмосферы в области длин волн около 100 нм приведен на рисунке 5.1. Наиболее интенсивные линии поглощения в спектре обусловлены молекулярным водородом в диапазоне EUV. Полученные спектры использовались в качестве исходных данных для восстановления вертикальных профилей плотности водородно-гелиевой атмосферы планеты. Методика решения обратной задачи и процедура восстановления профилей подробно рассмотрены в Приложении Б.

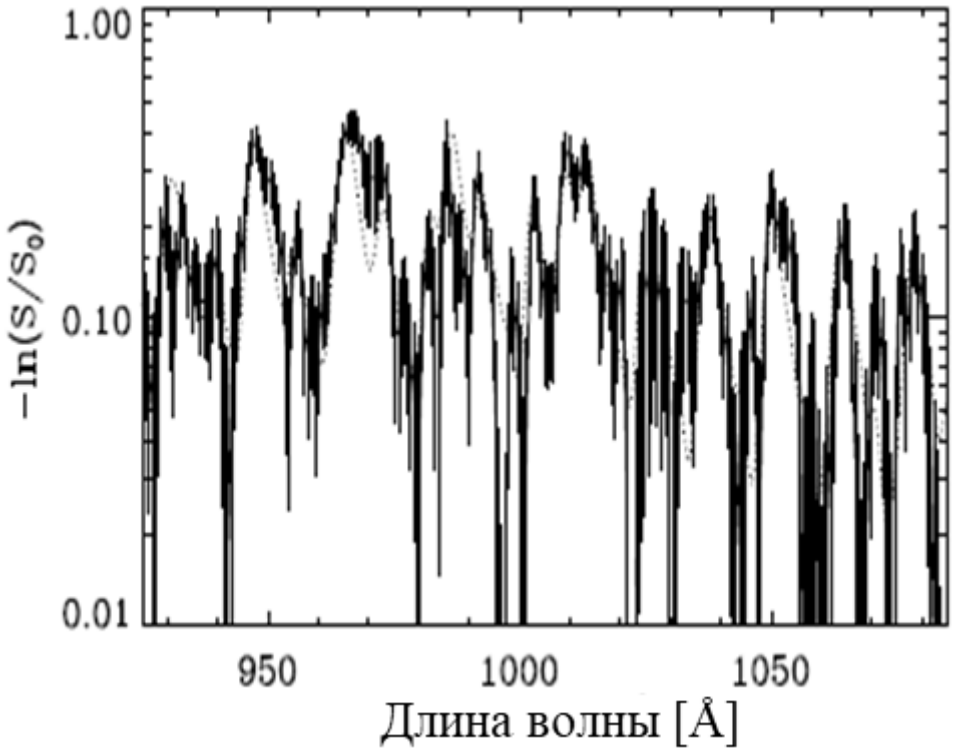


Рисунок 5.1. Спектр оптической непрозрачности атмосферы, измеренный спектрометром UVIS-EUV на прицельной высоте 1608 км (Koskinen et al., 2021)

5.2 Получение параметров ГВ

Процедура обработки профилей температуры сходна с анализом данных ACS на Марсе. Отличия заключаются в используемых параметрах планеты, таких как радиус, ускорение свободного падения и т.п. Есть также и отличия в алгоритме сглаживания вертикального профиля температуры. Если в случае Марса каждый высотный профиль температуры дискретизировался на эквидистантную сетку в 0,5 км, то для Сатурна размер сетки был выбран 5 км из-за большего масштаба профиля. Также были эмпирически подобраны другие интервалы окна усреднения и шага. Для Марса они составляют 60 км и 7 км соответственно, для Сатурна же они равны 600 и 110 км.

Геометрия звездных наблюдений диктует минимально возможную горизонтальную длину наблюдаемых волн. Основной вклад сигнала, приходящего с высоты измерения на уровне давления 1 бар, приходится на горизонтальный отрезок 6441 км около прицельной точки. Таким образом, расстояние 6400 км представляет собой эффективное горизонтальное разрешение и наименьшую горизонтальную длину наблюдаемых ГВ. Таким образом, в качестве горизонтальной длины ГВ была принята величина 6400 км.

На рисунке 5.2 представлен обработанный профиль температуры для атмосферы Сатурна. Были получены те же параметры волн, как и в марсианском случае. Отчетливо видно волнообразную структуру высотного профиля температуры, что и говорит о наличии ГВ.

Для Сатурна также проведен анализ Фурье для вычисления преобладающих вертикальных длин волн (120–330 км), а также дисперсионный анализ показывающий угловую частоту волн $\omega \in (3,4 \times 10^{-4}; 4,2 \times 10^{-4})$ [$с^{-1}$], и период $T \in (4,2;\ 5,1)$ [ч] . Более подробно о вычислениях см. в Главе 2.3.2.

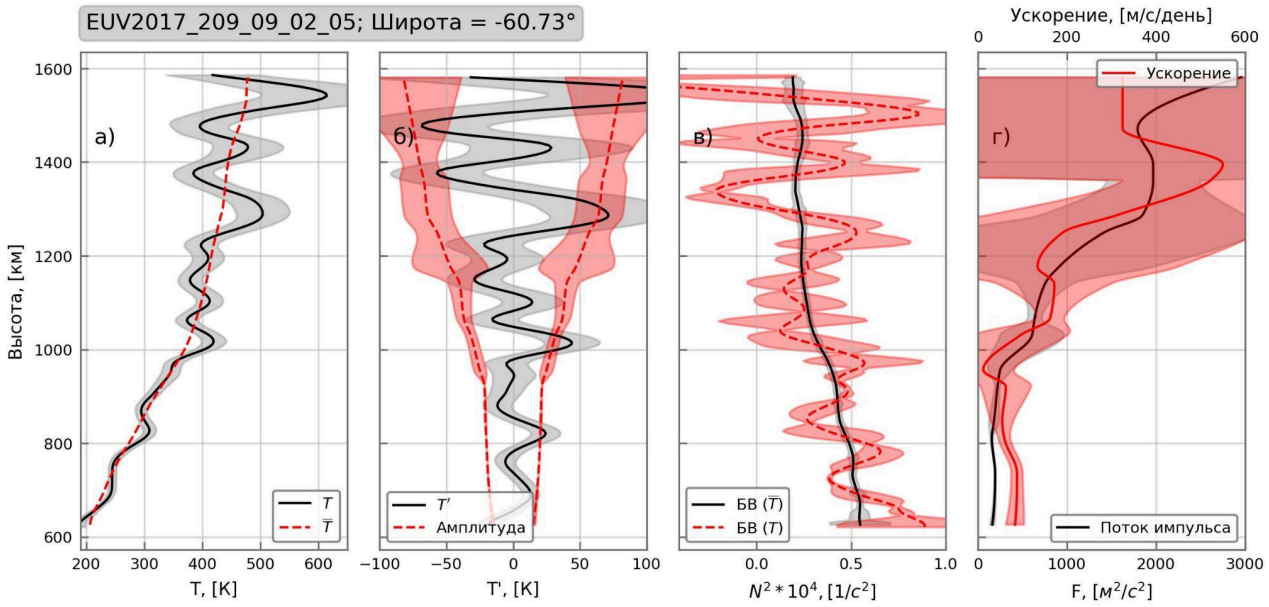


Рисунок 5.2. То же, что на рисунке 2.11, но для профиля EUV2017_209_09_02_05 атмосферы Сатурна. В секции (г) показаны ускорение ГВ (красная линия) и вертикальный поток горизонтального импульса (черная линия).

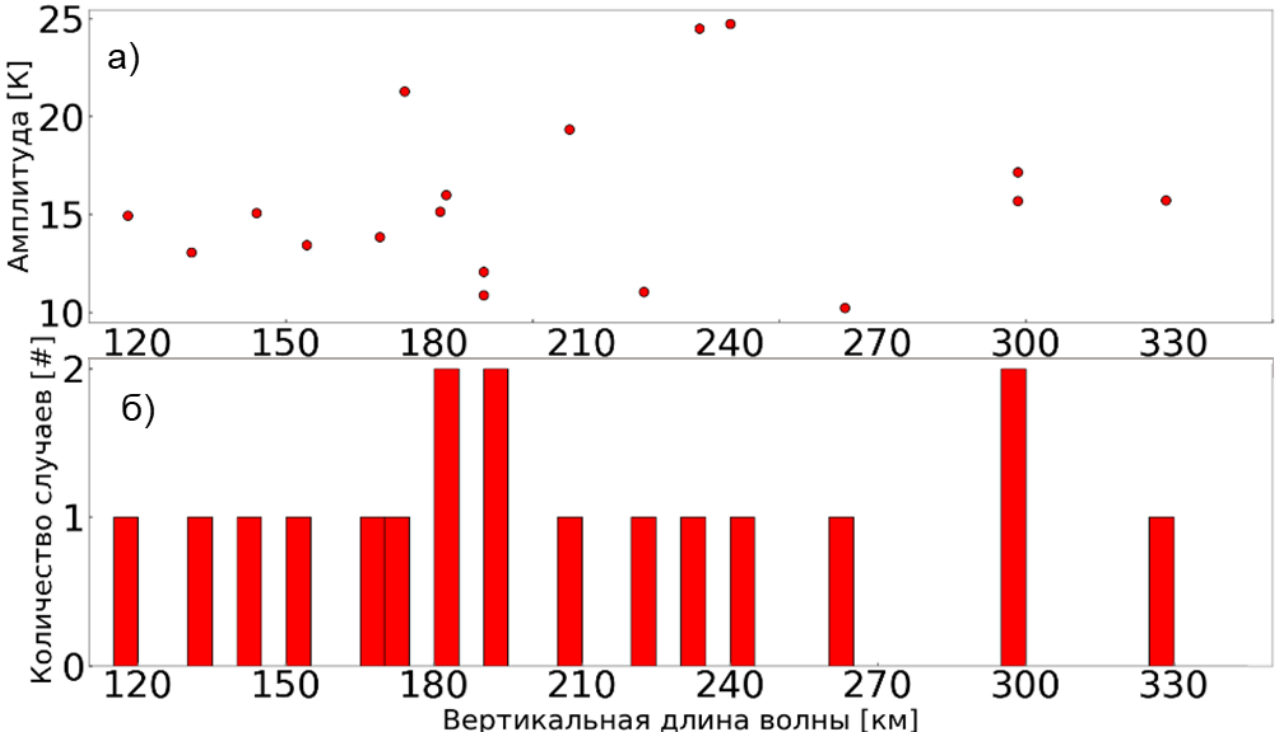


Рисунок 5.3. Результаты анализа Фурье: (а) распределение амплитуд ГВ в зависимости от вертикальной длины волны и (б) количество случаев в зависимости от вертикальной длины волны для измерений UVIS.

5.3 Распределения параметров ГВ

В данном разделе будут рассмотрены пространственные распределения активности ГВ. Измерения по 18 профилям охватывают диапазон от средних до высоких широт (см. таблицу 5.1). На рисунке 5.4 изображены широтно-высотные распределения данных, усредненные в ячейки 10 градусов по широте и в 10 км по высоте. На панели (а) показано распределение фоновой температуры $\overline{T}$, возрастающей в направлении полюсов. На панели (б) построена амплитуда ГВ $|\overline{T'}|$ (огибающая волновых пакетов). Из рисунка видно, что амплитуда волн увеличивается с высотой и достигает 60 К, что превышает амплитуды ГВ, наблюдаемые в термосферах Земли, Марса и Венеры. Тем не менее относительная амплитуда температурных возмущений $|T'|/\overline{T}$ не превышает ~15%, что соответствует значениям данного отношения, характерным для этих планет.

Таблица 5.1. Сведения об используемых в работе измерениях звездного просвечивания UVIS/“Кассини”.

Название измерения	Дата	Широта [°]	Долгота [°]	Время [ч]	Разрешение [км]
EUV2017_175_20_36	6/24/2017	-82.1	-166.6	7.5	26.6
EUV2017_185_17_28	7/4/2017	38.9	156.0	7.5	31.2
EUV2017_188_17_43	7/7/2017	-71.7	5.4	17.0	30.6
EUV2017_188_20_24	7/7/2017	-62.3	-85.0	17.5	30.2
EUV2017_192_06_25	7/11/2017	53.4	-91.3	8.1	30.4
EUV2017_194_14_52	7/13/2017	-34.2	-78.5	17.0	39.9
EUV2017_195_05_17	7/14/2017	-55.4	156.2	17.4	41.0
EUV2017_195_08_35	7/14/2017	-45.3	47.8	17.7	33.2
EUV2017_195_21_44	7/14/2017	68.9	151.6	5.1	31.0
EUV2017_198_18_21	7/17/2017	66.4	63.1	9.5	41.0
EUV2017_201_21_41	7/20/2017	-27.8	143.8	17.8	31.5
EUV2017_202_09_04	7/21/2017	85.7	-127.7	0.3	37.0
EUV2017_202_11_31	7/21/2017	75.3	63.6	18.7	35.4
EUV2017_202_21_18	7/21/2017	-79.8	107.2	20.5	27.3
EUV2017_205_05_21	7/24/2017	72.8	-92.4	12.6	38.1
EUV2017_209_09_02	7/28/2017	-60.7	-142.3	18.7	37.6
EUV2017_210_04_22	7/29/2017	61.4	121.6	6.7	31.0
EUV2017_216_16_10	8/4/2017	80.6	-74.0	8.7	32.7

Результаты показывают, что активность ГВ больше проявлена в атмосфере Южного полушария. Предполагается, что это сезонный эффект. Наблюдения были

проведены сразу после летнего солнцестояния в Северном полушарии, в Южном же полушарии в это время был период полярной ночи вплоть до широт 60 градусов.

На рисунке 5.4в показано распределение потенциальной энергии ГВ E_p (на единицу массы). Будучи квадратичной функцией от отношения $|T'|/\overline{T}$, E_p также растет с высотой, однако, порядок величины больше в ~100 раз, чем в марсианской атмосфере (Рисунок 3.1). Такая большая разница достигается благодаря коэффициенту $(g/N)^2$, входящему в уравнение (2.3) для вычисления потенциальной энергии. На Сатурне g больше в три раза, а N^2 меньше в два раза, чем на Марсе. Малый квадрат частоты Брента-Вяйсяля говорит о том, что атмосфера Сатурна менее конвективно устойчива по сравнению с атмосферами Земли, Марса, Венеры (над облачным слоем).

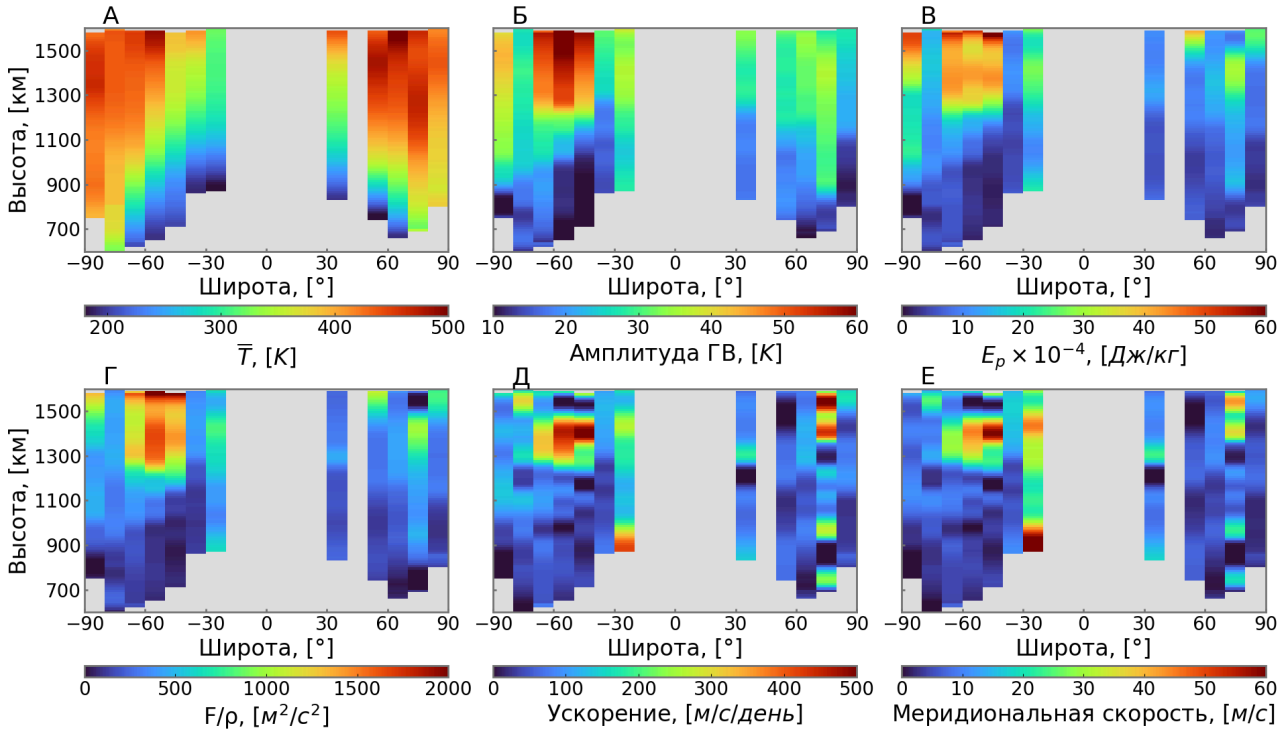


Рисунок 5.4. Широтно-высотные распределения в термосфере Сатурна для: а) фоновой температуры; б) амплитуды ГВ; в) потенциальной энергии ГВ (на единицу массы); г) вертикального потока горизонтального импульса (на единицу массы); д) ускорения ГВ; е) средней меридиональной скорости потока. Размер ячейки по широте — 10°.

Ранее были разобраны характеристики, которые были получены напрямую из наблюдений ГВ, далее будут разобраны параметры, которые будут учитывать предположение о величине горизонтальной длины ГВ. Такими параметрами являются вертикальный поток горизонтального импульса и ускорение ГВ. При подсчете потока импульса внизу профилей, где амплитуда волн мала, получались большие случайные отклонения. Это происходило из-за численной неопределенности (когда соотносятся между собой две малые величины), что приводило к нефизичному увеличению потока с высотой. Данное явление было учтено и была применена процедура коррекции (см. Приложение 3). Результаты продемонстрированы на рисунке 5.4г. Потоки импульса прекращают свой экспоненциальный рост на всех широтах, а на некоторых видно дальнейшее его уменьшение с высотой, что указывает на ослабление/разрушение ГВ и передаче момента импульса окружающему атмосферному потоку. На рисунке 5.4д показано распределение ускорения ГВ. Наибольшие значения наблюдаются в средних и высоких широтах и превышают 500 м·с$^{-1}$·сут$^{-1}$. Максимальное ускорение отмечается в диапазоне высот 1300–1500 км. Распределение ускорения указывает на разрушение волн в достаточно узком диапазоне высот, что схоже с наблюдаемой картиной на Земле и Марсе, где диссипация ГВ происходит в области мезопаузы.

По полученным профилям температуры невозможно определить направление распространения волн и соответствующее ему ускорение. Предполагая, что волновые пакеты распространяются во всех направлениях, можно считать, что полученное ускорение характеризует воздействие ГВ и в зональном направлении; далее будем обозначать его как a_h.

В дополнение к уже рассмотренным ранее параметрам вертикального потока горизонтального импульса и ускорения ГВ, найденным по уравнениям (2.4) и (2.5), была добавлена величина меридиональной скорости переноса $\bar{v}$, определенной по формулировке так называемого Transformed Eulerian Mean (TEM) (Andrews et al., 1987).

Меридиональная скорость описывает не только перенос вещества, но и обуславливает горизонтальный градиент температуры. Для быстро вращающейся планеты уравнение для сохранения зонального импульса дает баланс между силой Кориолиса и торможением, создаваемым ГВ: $2\Omega sin\varphi\bar{v} \approx - a_h$ (Medvedev & Hartogh, 2007, Section 3.2), где φ — широта, а Ω — угловая скорость вращения планеты. Этот баланс выполняется вдали от экваториальных широт, где $sin\varphi$ стремится к нулю.

Распределение меридиональной скорости приведено на рисунке 5.4е. По своему характеру оно совпадает с распределением ускорения ГВ. На высотах 1300–1500 км значения $\bar{v}$ превышают 60 м·с$^{-1}$, что ~ в 10 раз превосходит значения скорости ветра на Земле и Марсе. Беря в расчет значение радиуса Сатурна и предполагая, что скорость не меняет своего направления, получается, что воздуху понадобится ~37 земных дней, чтобы переместится от полюса к экватору. Таким образом, полученные данные говорят о быстром перемещении воздушных масс, а вместе с ними и изменения температуры в термосфере Сатурна.

5.4 Влияние ускорения ГВ на меридиональный перенос

Скорость зонального ветра $\bar{u}$ не может быть напрямую вычислена только по параметрам ГВ и температуре с помощью соотношения для градиента ветра, поскольку граничные условия неизвестны. Однако, поскольку измерения в период Grand Finale предоставляют высотные профили температуры и плотности, скорость зонального ветра может быть рассчитана как функция гравитационного потенциала вдоль поверхностей постоянного давления (Brown et al., 2020) с использованием модифицированного геострофического баланса (modified geostrophy) (Larsen & Walterscheid, 1995).

$$u = \frac{u_g(1+\beta b_r)+u_p[\alpha^2+\beta b_r(1+\beta b_r)]+\alpha(v_p-v_g)+\alpha\frac{a_h}{f}}{\alpha^2+(1+\beta b_r)^2}, \qquad (5.1)$$

$$v = \frac{v_g(1+\beta b_r)+v_p[\alpha^2+\beta b_r(1+\beta b_r)]-\alpha(u-u_g)-\frac{a_h}{f}(1+\beta b_r)}{\alpha^2+(1+\beta b_r)^2}, \quad (5.2)$$

Этот подход учитывает силу Кориолиса, меридионального градиента давления и аврорального ионного торможения (auroral ion drag) и позволяет вычислять как меридиональную, так и зональную компоненту скорости ветра. Уравнения (5.1) и (5.2) представляют вычисления зональной и меридиональной скоростей соответственно. u_g и v_g — зональная и меридиональная скорости, полученные при учёте геострофического баланса

$u_g = -\frac{1}{f}\frac{d\Phi}{dy}$, $v_g = \frac{1}{f}\frac{d\Phi}{dx}$, где f — параметр Кориолиса, Ф — геопотенциал.

$\alpha = \frac{\sigma_p B_0^2}{\rho f}$, $\beta = \frac{\sigma_h B_0^2}{\rho f}$, где B_0 — модуль магнитной индукции, ρ — плотность атмосферы, σ_p — проводимость Педерсена, σ_h — проводимость Холла. u_p и v_p — зональная (направлена на восток) и меридиональная (направлена на север) составляющие скорости потока плазмы (plasma drift) $\overline{v_p} = \frac{\bar{E}\times\bar{B}}{B^2}$. $b_r = \pm 1$ в зависимости от полушария: +1 для Северного, –1 для Южного. Наконец, a_h — ускорение ГВ, которое вычисляется и используется в данной работе. Подробное объяснение данного метода приведено в работе (Larsen&Walterscheid, 1995) и (Brown et al., 2022 — Supporting Information). Если не учитывать торможения ионов, то вычисление компонент скорости происходит двумя независимыми способами: зональная компонента вычисляется с помощью уравнения баланса для градиента ветра, а меридиональная — с помощью техники TEM, вышеупомянутой ранее.

Применение подхода измененного геострофического баланса в наблюдениях UVIS было подробно приведено в работе Brown et al. (2020a, см. раздел Методы), где приводились широтные распределения зональной и меридиональной скоростей ветра для трех разных уровней давления.

В этой работе используется этот же подход, но с поправкой на наличие ГВ. Результаты широтно-высотных распределений скоростей ветра с учетом и без учета влияния ГВ приведены на рисунке 5.5.

Зональная скорость ветра, вычисленная без учета влияния ГВ (Рисунок 5.5а), в обоих полушариях имеет большую величину (сотни м·с$^{-1}$) и направлена на запад. Добавление влияния ГВ приводит лишь к незначительному изменению зональной скорости потока на единицы м·с$^{-1}$ (Рисунок 5.5б). Поскольку восточные зональные потоки на порядок быстрее меридиональных ветров, то ускорение ГВ вероятно направлено против среднего ветра, то есть — на восток и принимает положительную величину.

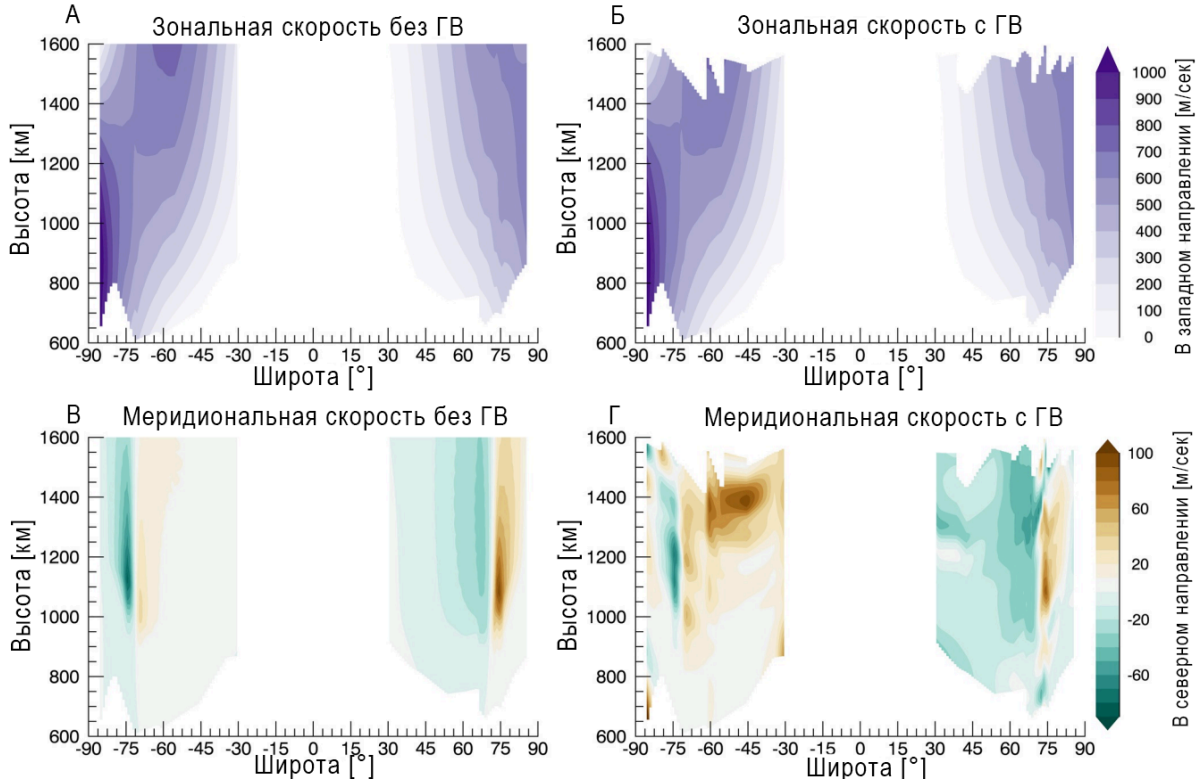


Рисунок 5.5. Широтно-высотные распределения в термосфере Сатурна, вычисленные с помощью измененного уравнения геострофического баланса для: (а) зонального ветра без и (б) с учетом гравитационных волн (ГВ); (в) меридионального ветра без и (г) с учетом ГВ (Brown et al., 2022). (Прим.: На рисунке положительному направлению ветра соответствует направление с востока на запад — преобладающее направление ветра, однако положительное направление ветра в уравнениях — с запада на восток).

Без влияния ГВ меридиональный ветер на высотах больших ~ 1000 км в обоих полушариях направлен к полюсам (на широтах больших ±70°) и менее ярко выражен поток по направлению к экватору на более низких широтах (Рисунок 5.5в). Добавление же влияния ГВ в меридиональную компоненту скорости ветра значительно меняет картину происходящего (Рисунок 5.5г). Потоки ветра, направленные в сторону экватора, увеличиваются от 34 до 57 м·с$^{-1}$ в Северном полушарии и от 34 до 87 м·с$^{-1}$ — в Южном. Различие между полушариями связано с различиями в ускорении ГВ (см. Рисунок 5.4г), и, предположительно, обусловлено сезонными эффектами (см. Главу 5.3). Также, в отличие от случая без учета влияния ГВ, меридиональная компонента скорости сохраняется до низких широт. Оказываемый ГВ эффект приводит к большему переносу тепла и вещества от полярных регионов к экваториальным. Меридиональный ветер, вычисленный данным приближением, сравним со значениями, полученными методом TEM (Рисунок 5.4е). Различия между ними в полярных регионах получаются за счет влияния ионов, не учитывающегося в подходе TEM.

5.5 Обсуждение результатов

Увеличение меридионального переноса, вызванного ГВ, наблюдаемого в данном исследовании, является важным механизмом, способным объяснить перенос энергии в термосфере и дающий решение “проблеме энергетического кризиса” планеты. Впервые представленный в 1970-х, этот “кризис” означает разницу в несколько сот Кельвин в наблюдаемых и предполагаемых, на основе радиационной модели, значениях температуры верхней атмосферы планет гигантов, где наблюдаемая температура выше моделируемой (O'Donoghue & Stallard, 2022). Хотя в авроральных полярных регионах генерируется достаточно энергии, чтобы объяснить подобные температуры на всех широтах планеты, быстрые потоки восточного ветра, возникающие вследствие большой силы Кориолиса на Сатурне и аврорального ионного трения, препятствуют перераспределению энергии в экваториальные широты.

В своей работе по определению механизма, усиливающего перенос тепла в низкие широты, Müller-Wodarg et al. (2019) внедрил параметризованный процесс ускорения волн, основанный на наблюдениях экваториальных волн прибором Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS), в свою модель глобальной циркуляции термосферы и ионосферы Сатурна — Saturn Thermosphere Ionosphere Model (STIM; Müller-Wodarg et al., 2012). Исследование показало, что этого ускорения было достаточно для замедления быстрых зональных потоков и переноса тепла, соответствующего наблюдаемым величинам, в низкие широты.

Значения ускорения ГВ, полученные в данном исследовании, по порядку величины соответствуют используемым в модели STIM (см. Рисунок 3 в Brown et al., 2020).

Подобный перенос тепла также может существовать в атмосфере Юпитера, имеющего схожие с Сатурном характеристики магнитного поля (Smith & Aylward, 2009). Недавно по наблюдениям эмиссии H_3^+ были построены глобальные карты распределения температуры в термосфере Юпитера, которые также показывают снижение температуры от полюсов к экватору (O'Donoghue et al., 2021) в схожей с Сатурном форме (Brown et al., 2020). Основываясь на полученных данных, авторы работы о Юпитере обсуждали механизм преодоления силы Кориолиса и других эффектов, удерживающих энергию в пределах полюсов, но не пришли к единому выводу в рамках своей работы. Данная работа показывает, что импульс передаваемый ГВ атмосфере, может быть достаточен для поддержания переноса тепла из полярных зон в экваториальные в термосфере Сатурна. Учитывая, что в атмосфере Юпитера также были зарегистрированы ГВ (Young et al., 1997), там они могут играть схожую роль.

5.6 Выводы к Главе 5

Для восстановления вертикальных профилей температуры в термосфере Сатурна и последующего анализа их флуктуаций были использованы данные по звездному затмению с прибора UVIS аппарата "Кассини" во время этапа миссии Grand Finale. Из массива данных были отобраны 18 профилей, на которых явно

наблюдалось наличие ГВ в виде возмущения плотности и температуры атмосферы. Наблюдения охватывают средние и полярные широты обоих полушарий, позволяя впервые исследовать широтное распределение активности ГВ в атмосфере Сатурна. В ходе данной работы были сделаны следующие выводы:

Наблюдения показывают разрушение ГВ в обоих полушариях Сатурна на всех исследуемых широтах от 30 градусов. Измерения охватывают диапазон высот в термосфере от 600 и 1600 км над уровнем давления 1 бар.

1. Возмущения температуры, вызванные ГВ, составляют несколько десятков Кельвин, достигая в максимуме 60 К на высотах 1300–1500 км в средних широтах Южного полушария.

2. Потенциальная энергия ГВ (на единицу массы) достигает значений $6 \cdot 10^4$ Дж·кг$^{-1}$, а вертикальный поток горизонтального импульса (на единицу массы) – 2000 Дж·кг$^{-1}$. Эти величины в 100 раз превышают аналогичные значения для Земли и Марса.

3. При разрушении ГВ ускорение, передаваемое окружающему потоку атмосферы, приводит к ускорению/торможению этого потока на величину в сотни м·с$^{-1}$·сут$^{-1}$.

4. Подобное ускорение ГВ также приводит к увеличению меридионального переноса тепла в обоих полушариях от полярных широт к экватору. Величина такого переноса составляет 50–90 м·с$^{-1}$. Модельное исследование Müller-Wodarg et al. (2019) подтверждает, что ускорения схожей величины достаточно для переноса тепла из авроральных регионов в экваториальные и получения наблюдаемых температур в нижних широтах.

Представленные результаты согласуются с теорией нагрева авроральных областей и переноса тепла к экватору, объясняющей наблюдаемое распределение температуры в термосфере Сатурна.

Этот механизм может быть также применим к Юпитеру и к другим планетам гигантам с конфигурацией магнитного поля близким к Сатурну.

Заключение

В данной диссертационной работе было проведено исследование ГВ в атмосферах Марса и Сатурна по результатам затменных экспериментов ASC на борту аппарата TGO миссии “ЭкзоМарс-2016” и UVIS на борту “Кассини” соответственно.

1) Проведен анализ и отбор наиболее подходящего метода сглаживания вертикального профиля температуры для определения параметров ГВ. Было проведено сравнение трёх алгоритмов сглаживания для выявления фонового профиля температуры: метода скользящего среднего, построение полинома 7-й степени и использования нулевой гармоники разложения Фурье профиля температуры. Наилучшие результаты показал метод скользящего среднего, который был выбран для дальнейшего анализа данных. Для атмосферы Марса ширина скользящего окна составляет 60 км, а его шаг — 7 км; для более протяженной атмосферы Сатурна — 600 и 110 км соответственно. Для анализа данных и характеристики атмосфер планет были определены следующие параметры ГВ: относительные колебания и амплитуда по температуре, квадрат частоты Брента-Вяйсяля, потенциальная энергия, вертикальный поток горизонтального импульса и ускорение.

2) Для исследования ГВ в атмосфере Марса было использовано 1189 температурных профилей, полученных с помощью спектрального канала ACS-MIR в полосе поглощения CO_2 на длине волны 2,7 мкм, и 12324 профиля, полученных с помощью канала ACS-NIR в полосе CO_2 1,58 мкм. Были изучены сезонные и широтные распределения параметров ГВ по высотам от 10 до 160 км за 3,5 марсианских года. На основе данных наблюдений сделаны выводы: (i) амплитуда и ускорение ГВ распределены симметрично относительно экватора в периоды равноденствий, а в периоды солнцестояний принимают большие значения в зимнем полушарии; (ii) в период зимы в Южном полушарии (период афелия) ускорение ГВ проявлено в более низких слоях атмосферы, а в период зимы в Северном полушарии (период перигелия), наоборот, поднимается в более высокие слои, что, вероятно, связано с сильными зональными ветрами в этот

период, мешающим ГВ разрушится на более низких высотах; (iii) с помощью распределения зонального ветра, основанного на модели MAOAM MGCM, показано, что наибольших своих величин ускорение ГВ достигает по краям сезонных зональных потоков в областях слабого зонального ветра.

3) Была дана оценка наибольшей величине амплитуд наблюдаемых волн с вертикальной длиной волны от 5 до 30 км. Она составляет 10 К и достигается в области мезопаузы (100–120 км), где и наблюдается наибольшее разрушение волн.

4) Было проведено сравнение активности волн в период глобальной пылевой бури MY34 с беспылевыми годами (MY35–MY37). Исследование потенциальной энергии ГВ за эти периоды показало, что в сезон бури наблюдается повышенная активность волн в северном полярном регионе на высотах выше 80 км и в южном полярном регионе ниже 80 км.

5) Показано, что конвективная неустойчивость может иметь доминирующую роль в разрушении ГВ только на высотах мезопаузы (80–120 км). Отмечается антикорреляция между коэффициентом разрушения волн β и фоновой температурой для всех высот выше 20 км. Хотя подобная зависимость хорошо объясняется для верхней атмосферы (выше 80 км), на высотах ниже 80 км такая антикорреляция наблюдается впервые.

6) С помощью ультрафиолетового спектрометра UVIS-EUV на аппарате “Кассини” было проведено изучение активности ГВ в атмосфере Сатурна. Исследование было проведено на основе 18 температурных профилей, полученных из данных звездного просвечивания UVIS. Активность ГВ с вертикальной длиной волны от 120 до 330 км проявлена на всем промежутке протяженной термосферы планеты: от 600 до 1600 км над уровнем давления 1 бар. Показано, что амплитуда ГВ, составляет несколько десятков Кельвин, достигая в максимуме 60 К на высотах 1300–1500 км в средних широтах Южного полушария. Потенциальная энергия волн на единицу массы достигает значений $6 \cdot 10^4$ Дж·кг$^{-1}$ при вертикальном потоке горизонтального импульса (на единицу массы) — 2000 м^2·с$^{-2}$ и ускорении порядка 100 м·с$^{-1}$·сут$^{-1}$. Такие величины ускорения впервые позволили объяснить влияние волн на более высокие

температуры в средних широтах, чем предсказывают модели, не учитывающие ГВ. Это согласуются с теорией нагрева авроральных областей и переноса тепла к экватору, объясняющей наблюдаемое распределение температуры в термосфере Сатурна.

Благодарности

Выражаю свою глубокую благодарность моему научному руководителю Денису Анатольевичу Беляеву за введение в тему планетологии, поддержку и помощь на всех этапах работы. Отдельно хочу поблагодарить Александра Степановича Медведева за введение в тему гравитационных волн, плодотворное сотрудничество и совместную работу над научными статьями.

Я благодарна заведующему отделом 53 ИКИ РАН Олегу Игоревичу Кораблеву, а также заведующей лабораторией Анне Александровне Федоровой за эффективное руководство и поддержку, которые способствовали выполнению настоящего исследования.

Выражаю благодарность своим соавторам Эрдалу Йигиту, Заре Браун, Томми Коскинену, Инго Мюллеру-Водаргу за плодотворные обсуждения результатов, полученных в рамках данной работы, и участие в подготовке научных статей. Также хочу поблагодарить Такеши Куроду за сотрудничество и помощь в сравнении полученных результатов с результатами численного моделирования.

Спасибо всем друзьям и коллегам за помощь и ценные советы: Дарье Евдокимовой, Анастасии Ивановой, Сергею Манцевичу, Дмитрию Горинову, Михаилу Лугинину, Александру Трохимовскому, Андрею Патракееву, Елизавете Степановой, Илье Дзюбану, Никите Вязоветскому, Юрию Доброленскому, Николаю Игнатьеву, Владимиру Александровичу Котцову, Александре Смирновой, Надежде Ротовой, Александру Викторовичу Таврову, Александру Ломакину, Марие Жариковой.

Приложение А

Восстановление профилей плотности и температуры по данным ACS

Здесь приводится описание процедуры восстановления вертикальных профилей плотности, давления и температуры по измеренным спектрам пропускания атмосферы в полосах поглощения CO_2 (Рисунок А.1). Для данных спектрометра ACS-MIR в полосе 2,7 мкм эта схема подробно описана в работах Belyaev et al., 2021, 2022. Она аналогична алгоритму восстановления по данным ACS-NIR в полосе 1,58 мкм (Fedorova et al., 2020, 2022).

Алгоритм восстановления плотности и температуры атмосферы по измеренным спектрам пропускания основан на численном решении обратной задачи. Оптимальное решение находится путем сопоставления измеренного пропускания J_{mes} с модельным J_{mod}, которое записывается в виде известного закона Бугера-Ламберта-Бэра:

$$J_{mod}(\nu,\ z) = exp[-\int(\sigma_{CO2}(T,p)n_{CO2}(z') + \sigma_{H2O}(T,p)n_{H2O}(z') + \tau_a)dz'],$$

Здесь $n(z)$ — линейные концентрации углекислого газа и водяного пара, $\sigma(T,p)$ — сечения поглощения CO_2 и H_2O для заданных температуры $T(z)$ и давления $p(z)$ на высоте прицельной точки z, τ_a — оптическая толща для аэрозоля (определяется из измеренного спектра пропускания вне линий молекулярного поглощения). Переход от линейной (на горизонтальном луче зрения) [см$^{-2}$] к объемной [см$^{-3}$] концентрации осуществляется с помощью известного метода “очистки луковицы”, заключающегося в том, что для нахождения концентрации для слоя на высоте z_i, учитываются все слои атмосферы находящиеся выше этого слоя i. Сечения поглощения молекул рассчитываются полинейно (“line-by-line”) на основе базы данных HITRAN2016 (Gordon et al., 2017) с учетом столкновительного и доплеровского уширения линий в CO_2-атмосфере. Затем производится свертка модельного спектра с аппаратной функцией спектрометра. Процедура поиска оптимальных значений концентраций и температуры производится с помощью минимизации функции “хи-квадрат”

$\chi^2 = \sum_i A^2(\nu_i)$, где $A(\nu_i) = [J_{mod}(\nu_i) - J_{mes}(\nu_i)]/\delta J$. δJ — погрешности измеренного пропускания в каждой спектральной точке ν_i. Сумма берется по всем точкам спектра (пикселям). Алгоритм оптимизации для нахождения минимума функции χ^2 основан на взятии частных производных матрицы Якоби $\partial A/\partial X$ (Marquardt, 1963), где X — вектор свободных параметров: температура, концентрация CO_2, относительное содержание H_2O, оптическая толща для аэрозоля. Здесь значительный вклад в матрицу Якоби приходится от колебательно-вращательных линий поглощения, которые сильно чувствительны к вариациям температуры в данном спектральном диапазоне.

Высокая чувствительность линий CO_2 к температуре обеспечивает одновременное восстановление температуры и концентрации CO_2, тогда как атмосферное давление вычисляется из восстановленного профиля температуры $T(z)$ в приближении гидростатического равновесия

$$p_{hyd}(z) = p_0(z_0) exp[-\int_{z_0}^{z} \frac{g(z')M(z')}{RT(z')} dz'],$$

где g — ускорение свободного падения, M — молярная масса атмосферы, R — газовая постоянная. Референсное значение давления p_0 берется на высоте около 30–50 км, соответствующей минимальным погрешностям восстановления. Затем рассчитанное давление фиксируется и производится новый расчет температуры и плотности CO_2. Эта процедура повторяется около 4–5 раз пока профили не сойдутся. Входными значениями для i-го расчета принимаются результаты (i–1)-го вычисления. Первоначальные профили для 1-ой итерации берутся из базы данных MCD.

Далее, к восстановленным вертикальным профилям температуры и концентрации применяется метод регуляризации Тихонова (Тихонов и Арсенин, 1974) со сглаживающим коэффициентом равным 5 км. Регуляризация определяет наименьшую длину волны (~ 5–6 км) при анализе волновых структур вертикальных профилей.

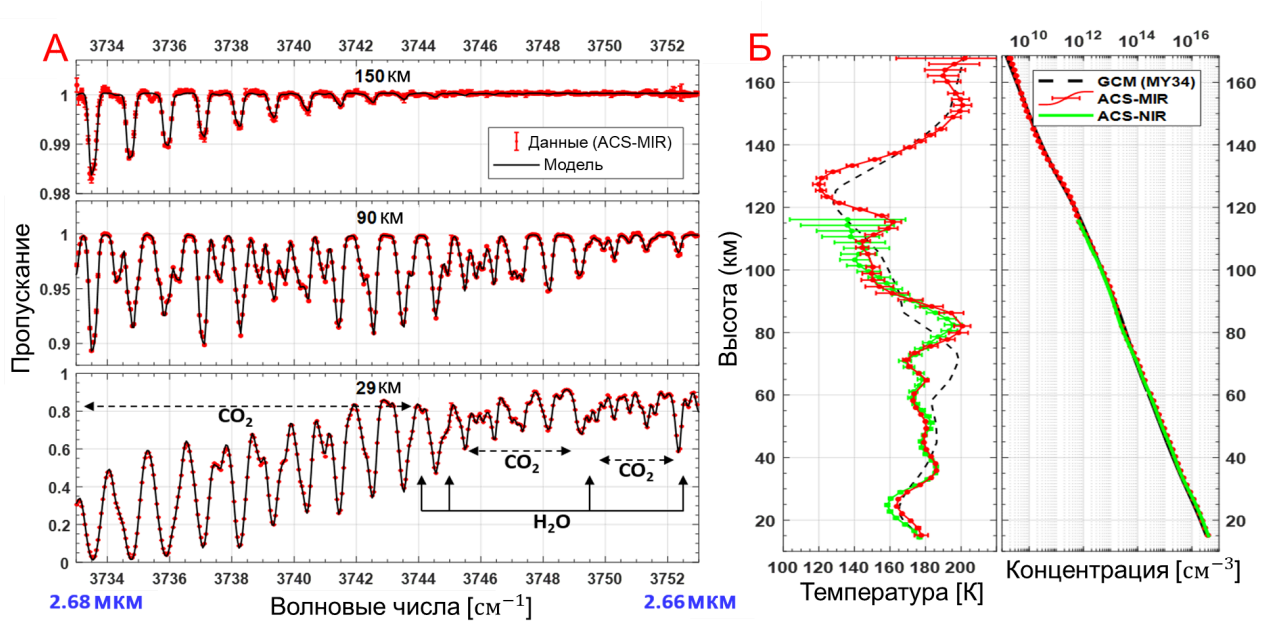


Рисунок А.1. Спектроскопия поглощения CO_2 и H_2O в #223 дифракционном порядке прибора ACS-MIR. А) Спектры пропускания, измеренные на высотах прицельной точки 150, 90 и 29 км (красные точки), на фоне модельного спектра (черные сплошные линии); Б) Высотные профили температуры (слева) и плотности (справа) полученные по данным ACS-MIR (красные точки). Для сравнения показаны соответствующие профили с канала ACS-NIR (Fedorova et al., 2020, 2022) (зеленые точки) и из базы MCD (Millour et al., 2018) (черные штриховые линии). Ошибки для температуры отображают 1-σ погрешности восстановления.

Похожая процедура восстановления, также использующая приближение гидростатического равновесия, была использована в работе Fedorova et al. (2020) (собственный код) и Alday et al. (2019) (код NEMESIS, Irwin et al., 2008) при восстановлении температуры и давления по данным ACS-NIR. Канал NIR проводит измерения одновременно в тех же сеансах затмения, что и MIR, что позволяет проводить валидацию восстановленных профилей (Рисунок А.1б). Результаты по профилям температуры, полученные при одновременном наблюдении обоих каналов, показывают совпадение в пределах 5 К (см. Главу 2.4, а также Belyaev et al., 2022 Supporting Information). У спектрометра NIR, измеряющего спектр слабой полосы поглощения CO_2 1,58 мкм, детектирование

ограничено высотой в 110–120 км или же плотностью ~10^{12} $см^{-3}$, тогда как MIR по полосе 2,7 мкм проводит измерения до 160–170 км или ~10^{9} $см^{-3}$. Нижний предел детектирования по высоте ограничен плотностью аэрозоля и насыщением линий поглощения CO_2.

Приложение Б

Восстановление профилей плотности и температуры по данным UVIS

Во время финальной части миссии “Кассини” Grand Finale УФ-спектрометром UVIS были сделаны измерения с улучшенным вертикальным разрешением (~38 км), позволяющим рассмотреть высотные профили температуры на наличие ГВ.

Спектрометр UVIS работал в режиме звездного просвечивания на длинах волн экстремального ультрафиолета от 56 до 118 нм. Однако, вследствие поглощением межзвездным водородом излучения звезд длиной волны меньшей 91 нм, то промежуток 56–91 нм не был использован в данной работе. Высота наблюдений отсчитывалась от уровня давления 1 бара (Anderson & Schubert, 2007). Спектр пропускания рассчитывался как частное от деления спектра звезды измеренного на прицельной высоте на луче зрения, проходящего сквозь атмосферу Сатурна, на спектр звезды измеренный за пределами атмосферы планеты. Измерения проводились на высотах атмосферы выше гомопаузы, где все газовые составляющие распределены согласно своей шкале высот. Таким образом, исследованная область атмосферы почти полностью состоит из водорода и в исследуемый диапазон длин волн попадают линии Лаймана и Вернера.

Сначала восстанавливается плотность (концентрация) водорода на луче зрения. Она представляет собой концентрацию молекул во всем объеме атмосферы вдоль линии соединяющей детектор и звезду. Эта величина вычисляется посредством построения модельного спектра при помощи алгоритма Левенберга-Марквардта. В работе использовались известные списки линий H_2 (Abgrall et al., 1993a; 1993b, 1994, 2000) и аппаратная функция спектрометра UVIS, используемая для свертки с модельным спектром. Вследствие зависимости сечений поглощения водорода на исследуемых длинах волн от температуры, которая в свою очередь вычисляется из плотности водорода, используется итеративная процедура восстановления параметров (см. Koskinen et al., 2021).

Объемная плотность [$м^{-3}$] вычисляется из плотности на луче зрения [$м^{-2}$] и подвергаются регуляризации Тихонова, процедуре, помогающей сгладить

профиль и уменьшить погрешности за счет вертикального разрешения. Среднее вертикальное разрешение профилей перед регуляризацией составляет около 14 км, а после — около 34 км (см. Table T1 в Supporting Information S1 статьи Brown et al., 2022). Подобное сглаживание может привнести волнообразные структуры в конечный вертикальный профиль. Таким образом, важно было провести проверку, что наблюдаемые волны являются действительно существующими. Было проведено сравнение полученных вертикальных профилей температуры с необработанными профилями плотности, которые показали такую же волнообразную структуру (см. Figure S1 в Supporting Information S1 статьи Brown et al., 2022). Плотность на луче зрения, как функция высоты, показывает действительные колебания в пропускании. Таким образом, можно утверждать, что видимые волнообразные структуры являются ГВ, а не результатом обработки профилей.

Приложение В

Коррекция вертикального потока горизонтального импульса

При подсчете вертикального потока горизонтального импульса F на низких высотах, где амплитуда волн мала, иногда получаются большие случайные отклонения. Это происходит из-за численных ошибок (большая разница малых величин), которые ведут к искусственному увеличению потока F с высотой. Для распространяющихся ГВ, верно, что произведение $\bar{\rho}F$ сохраняется. Для случая разрушения/диссипации волны $d\bar{\rho}F/dz \leq 0$. Это также означает, что ускорение ГВ будет иметь положительную величину:

$$a_h = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{d\bar{\rho}F}{dz} = \frac{F}{H} - \frac{dF}{dz} \geq 0, \qquad \text{(В.1)}$$

где $\frac{1}{H} = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{d\bar{\rho}}{dz}$ — обратная шкала высот. Для равномерной высотной сетки Δz:

$$F_{k+1} - F_k \leq C_k(F_{k+1} + F_k), \qquad \text{(В.2)}$$

где F_k — поток импульса в точке сетки k, $H_{k+\frac{1}{2}} = (H_k + H_{k+1})/2$ — шкала высот посередине интервала Δz, $C_k = \Delta z/2H_{k+\frac{1}{2}}$

Если условие (В.2) не удовлетворяется, то пересчитывается новый поток импульса ~ F, таким образом, чтобы удовлетворялось соотношение:

$$\overline{F}_{k+1} - \overline{F}_k = C_k(\overline{F}_{k+1} + \overline{F}_k), \qquad \text{(В.3)}$$

Также учитывается сохранение потока импульса на промежутке Δz:

$$\overline{F}_{k+1} + \overline{F}_k = F_{k+1} + F_k, \qquad \text{(В.4)}$$

Из уравнений (В.3) и (В.4) получается:

$$\overline{F}_k = \frac{1-C_k}{2}(F_{k+1} + F_k), \qquad \overline{F}_{k+1} = \frac{1+C_k}{2}(F_{k+1} + F_k), \qquad \text{(В.5)}$$

Таким образом, новый поток импульса вычисляется из уравнения (В.5), при условии не выполнения соотношения (В.2). Процедура выполняется итеративно, пока условие (В.2) не начнет выполняться. В данной работе понадобилось меньше 10 итераций.

Список сокращений

АОПФ — акустооптический перестраиваемый фильтр

ВГВ/ГВ — внутренние гравитационные волны/гравитационные волны

ИСЗ — искусственный спутник Земли

ACS — Atmospheric Chemistry Suite

EUV — Extreme UltraViolet

GDS — Global Dust Storm

INMS — Ion and Neutral Mass Spectrometer

LMD Mars GCM — Laboratoire de Météorologie Dynamique Mars General Circulation Model

MAOAM — Mars Atmosphere: Observation and Modeling

MAVEN — Mars Atmosphere and Volatile Evolution

MCD — Mars Climate Database

MCS — Mars Climate Sounder

MGCM — Mars Global Climate Model

MGS — Mars Global Surveyor

MIR — Middle-InfraRed

MRO — Mars Reconnaissance Orbiter

MY — Martian Year

NGIMS — Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer

NIR — Near-InfraRed

NOMAD — Nadir and Occultation for Mars Discovery

ODY — Mars Odyssey

SO — Solar Occultation (NOMAD experiment)

TEM — Transformed Eulerian Mean

TGO — Trace Gas Orbiter

TIRVIM —Thermal-InfraRed in honor of Professor Vassily Ivanovich Moroz

UVIS — Ultraviolet and Visible Spectrometer

VeRa — Venus Radio Science experiment

VMC — Venus Monitoring Camera

Список литературы

Голицын Г.С. Введение в динамику планетных атмосфер. Л., Гидрометеоиздат, 1973

Губенко В. Н., Кириллович И. А., Андреев В. Е. Исследование внутренних гравитационных волн по радиозатменным данным о температуре в атмосфере Венеры // Радиотехника и Электроника. 2025. том 70, № 9. doi:10.7868/S3034590125090011

Гурвич А.С., Захаров И., Кан В., Лебедев В.В., Нестеренко А.И., Неужил Л., Пахомов А.И., Савченко С.А. Мерцания звезд по наблюдениям с орбитальной станции «Салют-7» // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1985. Т. 21. № 12. С. 1235–1241.

Кондратьев К., Бузников А., Гречко Г., Губарев А., Покровский А.Измерение отношения смеси атмосферного водяного пара в стратосфере и мезосфере с помощью спектральной аппаратуры, установленной на орбитальной станции «Салют-4» // Доклады АН СССР. 1976. 226(3). 563–565.

Поберовский, А. В., Поляков А. В., Тимофеев Ю. М. и др. Определение вертикальных профилей содержания озона методом затменного зондирования с ДОС “МИР” 1. Описание прибора и методики обработки данных. Примеры результатов // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. 35(3), 312-321.

Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач // Наука. 1974.

Abgrall H., Roueff E., Launauy F., Roncin J-Y., Subtil J-L. The lyman and werner band systems of molecular hydrogen // J. Mol. Spectr. 1993a. 157. 512–523. doi:10.1006/jmsp.1993.1040

Abgrall H., Roueff E., Launauy F., Roncin J-Y., Subtil J-L. Table of the lyman band system of molecular hydrogen // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1993b. 101. 273–321.

Abgrall H., Roueff E., Launauy F., Roncin J-Y. The $B'^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ and $D^1\Pi_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ systems of molecular hydrogen // Can. J. Phys. 1994. 72 (856). doi:10.1139/p94-112

Abgrall H., Roueff E., Drira I. Total transition probability and spontaneous radiative dissociation of B, C, B', and D states of molecular hydrogen // Astron.Astrophys. Supp. 2000. 141. 297–300. doi:10.1051/aas:2000121

Alday J., Wilson C. F., Irwin P. G. J., Olsen K. S., Baggio L., Montmessin F. et al. Oxygen isotopic ratios in Martian water vapour observed by ACS MIR on board the ExoMars Trace Gas Orbiter // Astronomy & Astrophysics. 2019. 630. A91. doi:10.1051/0004-6361/201936234

Alexander M. J. Interpretations of observed climatological patterns in stratospheric gravity wave variance // Journal of Geophysical Research. 1998. 103(D8). 8627–8640. doi:10.1029/97JD03325

Allen S. J., Vincent R. A. Gravity wave activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 1995. vol. 100. 1327-1350. doi:10.1029/94JD02688

Altieri, F., A. Spiga, L. Zasova, G. Bellucci, J.-P. Bibring (2012). Gravity waves mapped by OMEGA/MEX instrument through O_2 dayglow at 1.27 μm: Data analysis and atmospheric modeling // J. Geophys. Res. 2012. 117. E00J08. doi:10.1029/2012JE004065.

Altieri F., Migliorini A., Zasova L., Shakun A., Piccioni G., Bellucci G. Modeling VIRTIS/VEX O_2 (a1Δ) nightglow profiles affected by the propagation of gravity waves in the Venus upper mesosphere // J. Geophys. Res. Planets. 2014. 119. 2300–2316. doi:10.1002/2013JE004585

Anderson J. D., Schubert G. Saturn's interior // Science. 2007. 317(5843). 1384–1387. doi:10.1126/science.1144835

Ando H., Imamura T., Tsuda T. Vertical wavenumber spectra of gravity waves in the Venusian atmosphere // Journal of the Atmospheric Sciences. 2012. 69. 2906–2912. doi:10.1175/JAS-D-11-0339.1

Andrews D. G., Holton J. R., Leovy C. B. Middle Atmosphere Dynamics // Academic Press. 1987.

Becker T. M., Colwell J. E., Esposito L. W. et al. Cassini UVIS solar occultations by Saturn's F ring and the detection of collision-produced micron-sized dust // Icarus. 2018. vol. 306. 171-199. doi:10.1016/j.icarus.2018.02.006

Belyaev D., Montmessin F., Bertaux J.-L. et al. Vertical profiling of SO2 and SO above Venus' clouds by SPICAV/SOIR solar occultations // Icarus. 2012. 217 (2). 740–751. doi:10.1016/j.icarus.2011.09.025

Belyaev D., Evdokimova D., Montmessin F. et al. Night side distribution of SO2 content in Venus' upper mesosphere // Icarus. 2017. 294. 58-71. doi:10.1016/j.icarus.2017.05.002

Belyaev D. A., Fedorova A. A., Trokhimivskiy A., et al. Revealing a High Water Abundance in the Upper Mesosphere of Mars With ACS Onboard TGO // Geophysical Research Letters. 2021. 48. e2021GL093411. doi:10.1029/2021GL093411

Belyaev D., Fedorova A., Trokhimovskiy A. et al. Thermal structure of the middle and upper atmosphere of Mars from ACS/TGO CO2 spectroscopy // J. Geophys. Res. Planets. 2022. 127. e2022JE007286. doi:10.1029/2022JE007286

Bertaux J. L., Hauchecorne A., Dalaudier F. et al. First results on GOMOS/Envisat // Adv. Space Res. 2004. 33. 1029–1035. doi:10.1016/j.asr.2003.09.037

Bertaux J. L., Korablev O., Perrier S. et al. SPICAM on Mars Express: Observing modes and overview of UV spectrometer data and scientific results // J. Geophys. Res. 2006. 111. E10S90. doi:10.1029/2006JE002690

Bertaux J. L., Vandaele A.-C., Korablev O. et al. A warm layer in Venus' cryosphere and high-altitude measurements of HF, HCl, H2Oand HDO // Nature. 2007. 450. 646–649. doi:10.1038/nature05974

Blamont J. E., Chassefiere E., Goutail J. P. et al. Vertical profiles of dust and ozone in the Martian atmosphere deduced from solar occultation measurements // Planetary and Space Science. 1991. vol. 39, 175-187. doi:10.1016/0032-0633(91)90140-6

Blanc E., Ceranna L., Hauchecorne A. et al. Toward an improved representation of middle atmospheric dynamics thanks to the ARISE project // Surv Geophys. 2018. 39. 171-225. doi:10.1007/s10712-017-9444-0

Broadfoot A. L., Herbert F., Holberg J. B. et al. Ultraviolet Spectrometer Observations of Uranus // Science. 1986. vol. 233. 74-79. doi:10.1126/science.233.4759.74

Broadfoot A. L., Atreya S. K., Bertaux J. L. et al. Ultraviolet spectrometer observations of neptune and triton // Science. 1989. 246(4936):1459-66. doi:10.1126/science.246.4936.1459

Brown Z., Koskinen T., Mueller-Wodarg I. et al. A pole-to-pole pressure–temperature map of Saturn’s thermosphere from Cassini Grand Finale data // Nature Astronomy. 2020. 4, 872–879. doi:10.1038/s41550-020-1060-0

Brown Z. L., Medvedev A. S., Starichenko E. D., Koskinen T. T., Müller-Wodarg I. C. F. Evidence for gravity waves in the thermosphere of Saturn and implications for global circulation // Geophysical Research Letters. 2022. 49. e2021GL097219. doi:10.1029/2021GL097219

Chu W. P., Trepte C. R., Veiga R. E., Cisewski M. S., Taha G. SAGE III measurements // Proceedings of SPIE. 2002. 4814. 457-464. doi:10.1117/12.451515.

Clancy R. T., Sandor B. J., Wolff M. J. et al. An intercomparison of ground-based millimeter, MGS TES, and Viking atmospheric temperature measurements: Seasonal and interannual variability of temperatures and dust loading in the global Mars atmosphere // J. Geophys. Res. 2000. 105(E4). 9553–9571. doi:10.1029/1999JE001089.

Colwell J. E., Esposito L. W., Jerousek R. G. et al. CASSINI UVIS stellar occultation observations of Saturn’s rings // The Astronomical Journal. 2010. 140. 1569. doi:10.1088/0004-6256/140/6/1569

Cooray A. R., Elliot J. L., Bosh A. S., Young L. A., Shure M. A. Stellar occultation observations of Saturn's north-polar temperature structure // Icarus. 1998. 132. 298-310. doi:10.1006/icar.1998.5901

Creasey J. E., Forbes J. M., Keating G. M. Density variability at 120–200 km in the Martian atmosphere // Geophysical Research Letters. 2006a. 33. L22814. doi:10.1029/2006GL027583

Creasey J. E., Forbes J. M., Hinson D. P. Global and seasonal distribution of gravity wave activity in the Martian atmosphere // Geophysical Research Letters. 2006b. 33. L01803. doi:10.1029/2005GL024037

Ehard B., Achtert P., Gumbel J. Long-term lidar observations of wintertime gravity wave activity over northern Sweden // Ann. Geophys. 2014. 32, 1395–1405. doi:10.5194/angeo-32-1395-2014

Ehard B., Kaifler B., Kaifler N., Rapp M. Evaluation of a middle atmosphere lidar temperature climatology using radiosondes and satellite data // Atmospheric Measurement Techniques. 2015. 8(11). 4645–4655. doi:10.5194/amt-8-4645-2015

Ekman V. W. On dead water //Scientific Results of the Norwegian North Polar Expedition 1893–1896. 1904. Vol. V, No. 15. Christiania (Oslo)

England S. L., Liu G., Yiğit E., Mahaffy P. R., Elrod M., Benna M. et al. Simultaneous observations of Martian gravity waves by MAVEN and MRO // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2017. 122. 2310–2335. doi:10.1002/2016JA023475

Ern M., Preusse P., Alexander M. J., Warner C. D. Absolute values of gravity wave momentum flux derived from satellite data // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2004. 109. D20103. doi:10.1029/2004JD004752

Esposito L. W., Barth C. A., Colwell J. E. et al. The Cassini ultraviolet imaging spectrograph investigation // Space Science Reviews. 2004. 115(1–4). 299–361. doi:10.1007/s11214-004-1455-8

Fedorova A., Korablev O., Vandaele A., et al. HDO and H2O vertical distributions and isotopic ratio in the Venus mesosphere by Solar Occultation at Infrared spectrometer on board Venus Express // Journal of Geophysical Research. 2008. 113(5). E00B22. doi:doi.org/10.1029/2008JE003146

Fedorova A. A., Korablev O. I., Bertaux J.-L. et al. Solar infrared occultation observations by SPICAM experiment on Mars-Express: Simultaneous measurements of

the vertical distributions of H2O, CO2 and aerosol // Icarus. 2009. 200. 96–117. doi:10.1016/j.icarus.2008.11.006

Fedorova A. A., Montmessin F., Korablev O. I. et al. Stormy water on Mars: the distribution and saturation of atmospheric water during the dusty season // Science. 2020. 367. 297–300. doi:10.1126/science.aay9522

Fedorova A. A., Montmessin F., Korablev O. I. et al. Multi-Annual Monitoring of the Water Vapor Vertical Distribution on Mars by SPICAM on Mars Express // Journal of Geophysical Research: Planets. 2021. 126, e2020JE006616. doi:10.1029/2020JE006616

Fedorova A. A. et al. A Two-Martian Years Survey of the Water Vapor Saturation State on Mars Based on ACS NIR/TGO Occultations // Journal of Geophysical Research: Planets. 2023. 128. e2022JE007348. doi:10.1029/2022JE007348

Forget F., Pollack J. B. Thermal infrared observations of the condensing Martian polar caps: CO_2 ice temperatures and radiative budget // J. Geophys. Res. 1996. 101(E7). 16865–16879. doi:10.1029/96JE01077

Forget F., Hourdin F., Fournier R. et al. Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km // Journal of Geophysical Research. 1999. Vol. 104, Issue E10, p. 24155-24176. doi:10.1029/1999JE001025

Forget F., Costard F., Lognonné P. Planet Mars: Story of Another World // Springer Praxis Books. 2008. 229 p. ISBN: 978-0-387-48925-4.

Formisano V., D'Aversa E., Bellucci G. et al. Cassini-VIMS at Jupiter: solar occultation measurements using Io // Icarus. 2003. vol. 166. issue 1. 75-84. doi:10.1016/S0019-1035(03)00178-7

Fortney J. J., Militzer B., Mankovich C. R. et al. Saturn's Interior After the Cassini Grand Finale // Accepted for publication in "Saturn: The Grand Finale", K. H. Baines et al., eds., Cambridge University Press. 2023. doi:10.48550/arXiv.2304.09215

French R. G., Gierasch P. J. Waves in the Jovian Atmosphere // Journal of the Atmospheric Sciences. 1974. vol. 31. issue 6. 1707-1712. doi:10.1175/1520-0469(1974)031<1707:WITJUA>2.0.CO;2

Fritts D. C., Tsuda T., Kato S., Sato T., Fukao S. Observational evidence of a saturated gravity wave spectrum in the troposphere and lower stratosphere // J. Atmos. Sci. 1988. 45. 1741–1759. doi:10.1175/1520-0469(1988)045<1741:OEOASG>2.0.CO;2

Fritts D. C., Alexander J. M. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // Reviews of Geophysics. 2003. 41(1). 1003. doi:10.1029/2001RG000106

Fritts D. C., Wang L., Tolson R. H. Mean and gravity wave structure of the Mars atmosphere from Mars Global Surveyor and Mars Odyssey accelerometer measurements // Journal of Geophysical Research. 2006. 111. A12304. doi:10.1029/2006JA011897

Fritts D. C., Smith R. B., Taylor M. J. et al. The Deep Propagating Gravity Wave Experiment (DEEPWAVE): An Airborne and Ground-Based Exploration of Gravity Wave Propagation and Effects from Their Sources throughout the Lower and Middle Atmosphere // Bulletin of the American Meteorological Society. 2016. vol. 97. issue 3. 425-453. doi:10.1175/BAMS-D-14-00269.1

Fukuhara T., Futaguchi M., Hashimoto G. et al. Large stationary gravity wave in the atmosphere of Venus // Nature Geosci. 2017. 10. 85–88. doi:10.1038/ngeo2873

Gavrilov N. M. Parametrization of momentum and energy depositions from gravity waves generated by tropospheric hydrodynamic sources // Ann. Geophysicae. 1997. 15. 1570-1580. doi:10.1007/s00585-997-1570-4

Gavrilov N. M., Koval A. V. Parameterization of mesoscale stationary orographic wave forcing for use in numerical models of atmospheric dynamics // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2013. 49. 244–251. doi:10.1134/S0001433813030067

Gavrilov N. M., Kshevetskii S. P., Koval A. V. Propagation of non-stationary acoustic-gravity waves at thermospheric temperatures corresponding to different solar activity // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2018. 172. 100–106. doi:10.1016/j.jastp.2018.03.021

Gilli G., Forget F., Spiga A. et al. Impact of gravity waves on the middle atmosphere of Mars: A non-orographic gravity wave parameterization based on global

climate modeling and MCS observations // Journal of Geophysical Research: Planets. 2020. 125. e2018JE005873. doi:10.1029/2018JE005873

Glaccum W., Lucke R., Bevilacqua R. et al. The Polar Ozone and Aerosol Measurement instrument // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 1996. 101(D9). 14479-14487. doi:10.1029/96JD00576

Gordon I., Rothman L., Hill C., Kochanov R., Tan Y., Bernath P., Boudon V. The HITRAN2016 molecular spectroscopic database // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2017. 203. 3–69. doi:10.1016/j.jqsrt.2017.06.038

Gottwald M., Bovensmann H., eds. SCIAMACHY - Exploring the Changing Earth's Atmosphere // Earth and Environmental Science. Springer Dordrecht Heidelberg London New York. 2011. ISBN 978-90-481-9895-5.

Grechko G. M., Gurvich A. S., Kan V., Sokolovskii S. V., Savchenko S. A. Scintillations and random refraction during occultations by terrestrial atmosphere // J. Opt. Soc. Am. 1985. A2, 2120-2123
https://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-2-12-2120

Gröller H., Montmessin F., Yelle R. V., Lefèvre F., Forget F., Schneider N. M. et al. MAVEN/IUVS observations of the Mars thermosphere during the 2014–2015 seasons // Journal of Geophysical Research: Planets. 2018. 123. 1449–1483. doi:10.1029/2017JE005466

Gubenko V. N., Pavelyev A. G., Andreev V. E. Determination of the intrinsic frequency and other wave parameters from a single vertical temperature or density profile measurement // J. Geophys. Res. 2008. 113. D08109. doi:10.1029/2007JD008920.

Gubenko V. N., Kirillovich I. A., Pavelyev A. G. Characteristics of internal waves in the Martian atmosphere obtained on the basis of an analysis of vertical temperature profiles of the Mars Global Surveyor mission // Cosmic Research. 2015. 53(2). 141–151. doi:10.1134/S0010952515020021

Guzewich S., Juárez M., Newman C. et al. Gravity Wave Observations by the Mars Science Laboratory REMS Pressure Sensor and Comparison With Mesoscale

Atmospheric Modeling With MarsWRF // Journal of Geophysical Research: Planets. 2021. 126, e2021JE006907. doi:10.1029/2021JE006907

Harrington J., French R. G., Matcheva K. The 1998 November 14 occultation of GSC 0622-00345 by Saturn. II. Stratospheric thermal profile, power spectrum, and gravity waves // Astrophysical Journal. 2010. 716(1). 404. doi:10.1088/0004-637X/716/1/404

Hartogh P., Medvedev A. S., Kuroda T. et al. Description and climatology of a new general circulation model of the Martian atmosphere // J. Geophys. Res. 2005. 110, E11008, doi:10.1029/2005JE002498.

Heavens N. G., Kass D. M., Kleinböhl A., Schofield J. T. A Multiannual Record of Gravity Wave Activity in Mars's Lower Atmosphere from On-Planet Observations by the Mars Climate Sounder // Icarus. 2020. 341:113630. doi:10.1016/j.icarus.2020.113630.

Heavens N. G., Pankine A., Battalio J. M. et al. Mars Climate Sounder Observations of Gravity-wave Activity through Mars's Lower Atmosphere // The Planetary Science Journal. 2022. 3:57 (32pp). doi:10.3847/PSJ/ac51ce

Herbert F., Sandel B. R., Yelle R. V. et al. The upper atmosphere of Uranus: EUV occultations observed by Voyager 2 // J. Geophys. Res. 1987. 92(A13). 15093–15109. doi:10.1029/JA092iA13p15093.

Hertzog A., Boccara G., Vincent R. A., Vial F., Cocquerez P. Estimation of gravity wave momentum flux and phase speeds from quasi-Lagrangian stratospheric balloon flights. Part II: Results from the Vorcore campaign in Antarctica // J. Atmos. Sci. 2008. 65. 3056–3070. doi:10.1175/2008JAS2710.1

Hines C.O. Doppler-spread parameterization of gravity-wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1: Basic formulation // Journal of Atmospheric and Solar Terresrial Physics. 1997a. 59. 371–386. doi: 10.1016/S1364-6826(96)00079-X

Hines C.O. Doppler-spread parameterization of gravity-wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 2: broad and quasi monochromatic spectra,

and implementation // Journal of Atmospheric and Solar Terresrial Physics. 1997b. 59. 387–400. doi:10.1016/S1364-6826(96)00080-6

Hinson D. P., Jenkins J. M. Magellan Radio Occultation Measurements of Atmospheric Waves on Venus // Icarus. 1995. vol. 114. issue 2. 310-327. doi:10.1006/icar.1995.1064

Hinson D. P., Tyler G. L. Internal gravity waves in Titan's atmosphere observed by Voyager radio occultation // Icarus. 1983. 54. 337–352. doi:10.1016/0019-1035(83)90202-6

Hinson D. P., Simpson R. A., Twicken J. D., Tyler G. L., Flasar F. M. Initial results from the Mars Global Surveyor radio science investigation // Journal of Geophysical Research. 1999. 104(E11). 26997–27012. doi:10.1029/1999JE001069

Holton J. R., Alexander M. J. The Role of Waves in the Transport Circulation of the Middle Atmosphere // In Atmospheric Science Across the Stratopause. 2000. vol.123 doi:10.1029/GM123p0021

Holton J. R. The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere // Journal of Atmospheric Sciences. 1982. 39. 791–799. doi:10.1175/1520-0469(1982)039<0791:TROGWI>2.0.CO;2

Irion F. W., Gunson M. R., Toon G. C. et al. Atmospheric Trace Molecule Spectroscopy (ATMOS) Experiment Version 3 data retrievals // Appl Opt. 2002. 41(33):6968-79. doi:10.1364/ao.41.006968

Irwin P., Teanby N., de Kok R., Fletcher L., Howett C., Tsang C. et al. The NEMESIS planetary atmosphere radiative transfer and retrieval tool // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2008. 109(6). 1136–1150. doi:10.1016/j.jqsrt.2007.11.006

Jesch D., Medvedev A. S., Castellini F., Yiğit E., Hartogh P. Density Fluctuations in the Lower Thermosphere of Mars Retrieved From the ExoMars Trace Gas Orbiter (TGO) Aerobraking // Atmosphere. 2019. 10(10). 620. doi:10.3390/atmos10100620

John S. R., Kumar K. K. A discussion on the methods of extracting gravity waves perturbations from space-based measurements // Geophysical Research Letters. 2013. 40. 2406–2410. doi:10.1002/grl.50451

Karlsson B., Shepherd T. G. The improbable clouds at the edge of the atmosphere // Physics Today. 2018. 71. 6. 30 (2018). doi:10.1063/PT.3.3946

Keating G. M., Bougher S. W., Zurek R. W. et al. The structure of the upper atmosphere of Mars: in situ accelerometer measurements // Science. 1998. 279. 1672–1676. doi:10.1126/science.279.5357.1672

Kelly N. J., Boynton W. V., Kerry K. et al. Seasonal polar carbon dioxide frost on Mars: CO_2 mass and columnar thickness distribution // J. Geophys. Res. 2006. 111. E3. doi:10.1029/2006JE002678

Koo Ja-Ho, Walker K. A., Jones A. et al. Global climatology based on the ACE-FTS version 3.5 data set: Addition of mesospheric levels and carbon-containing species in the UTLS //Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2017. vol. 186. 52-62. doi:10.1016/j.jqsrt.2016.07.003

Korablev O., Bertaux J.-L., Fedorova A. et al. SPICAM IR acousto-optic spectrometer experiment on Mars Express // Journal of Geophysical Research. 2006. 111(E9). E09S03. doi:10.1029/2006je002696

Korablev O., Montmessin F., Trokhimovskiy A. et al. The atmospheric chemistry suite (ACS) of three spectrometers for the ExoMars 2016 trace gas orbiter // Space Sci. Rev. 2018. 214. 7. doi:10.1007/s11214-017-0437-6

Koskinen T. T., Sandel B. R., Yelle R. V. et al. Saturn’s variable thermosphere from Cassini/UVIS occultations // Icarus. 2015. 260. 174–189. doi:10.1016/j.icarus.2015.07.008

Koskinen T. T., Strobel D. F., Brown Z. An empirical model of the Saturn thermosphere // Icarus. 2021. 362. 114396. doi:10.1016/j.icarus.2021.114396

Kossova D. A., Belyaev D. A., Starichenko E. D. et al. Wave-induced eddy diffusion and the turbopause height in the Martian atmosphere // Solar System Research. 2026. 60. 24. doi:10.1134/S0038094626600186

Kouyama T., Imamura T., Taguchi M. et al. Topographical and Local Time Dependence of Large Stationary Gravity Waves Observed at the Cloud Top of Venus // Geophysical Research Letters. 2017. 44. 12,098–12,105. doi:10.1002/2017GL075792

Krasnopolsky V. A., Moroz V. I., Krysko A. A. et al. Solar occultation spectroscopic measurements of the martian atmosphere at 1.9 and 3.7 μm // Nature. 1989. 341. 603–604. doi:10.1038/341603a0

Kuroda T., Medvedev A. S., Yiğit E., and Hartogh P. A global view of gravity waves in the Martian atmosphere inferred from a high-resolution general circulation model // Geophys. Res. Lett., 2015 42, 9213–9222, doi:10.1002/2015GL066332.

Kuroda T., Medvedev A. S., Yiğit E., and Hartogh P. Global Distribution of Gravity Wave Sources and Fields in the Martian Atmosphere during Equinox and Solstice Inferred from a High-Resolution General Circulation Model // Journal of the Atmospheric Sciences. 2016. 73(12) doi:10.1175/JAS-D-16-0142.1

Kuroda T., Yiğit E., Medvedev A. S. Annual Cycle of Gravity Wave Activity Derived From a High-Resolution Martian General Circulation Model // Journal of Geophysical Research: Planets. 2019. 124. doi:10.1029/2018JE005847

Kuroda T., Medvedev A. S., Yiğit E. Gravity wave activity in the atmosphere of Mars during the 2018 global dust storm: simulations with a high-resolution model // J. Geophys. Res. Planets. 2020. 125. e2020JE006556. doi:10.1029/2020JE006556

Larsen M. F., Walterscheid R. L. Modified geostrophy in the thermosphere // Journal of Geophysical Research. 1995. 100(A9). 17321–17330. doi:10.1029/95JA00137

Leelavathi V., Venkateswara Rao N., Rao S. V. B. Gravity wave activity in the Martian atmosphere inferred from MAVEN observations // Journal of Geophysical Research: Planets. 2020. 125. e2020JE006649. doi:10.1029/2020JE006649

Lilly D. K., Nicholls J. M., Kennedy P. J., Klemp J. B., Chervin R. M. Aircraft measurements of wave momentum flux over the Colorado Rocky Mountains. Q.J.R. Meteorol. Soc. 1982. 108: 625-642. doi:10.1002/qj.49710845709

Lindzen R. S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1981. 86(C10). 9707–9714. doi:10.1029/JC086iC10p09707

Liu X., Yue J., Xu J. et al. Gravity wave variations in the polar stratosphere and mesosphere from SOFIE/AIM temperature observations // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2014. 119, 7368–7381, doi:10.1002/2013JD021439.

Lucke R. L., Korwan D. R., Bevilacqua R. M. et al. The Polar Ozone and Aerosol Measurement (POAM) III instrument and early validation results // J. Geophys. Res. 1999. 104(D15). 18785–18799. doi:10.1029/1999JD900235.

Mahieux A., Vandaele A. C., Robert S. et al. Densities and temperatures in the Venus mesosphere and lower thermosphere retrieved from SOIR on board Venus Express: Carbon dioxide measurements at the Venus terminator // J. Geophys. Res. 2012. 117. E07001. doi:10.1029/2010JE003589

Mahieux A., Robert S., Piccialli A. et al. The SOIR/Venus Express species concentration and temperature database: CO_2, CO, H_2O, HDO, $H^{35}Cl$, $H^{37}Cl$, HF individual and mean profiles // Icarus. 2023. Volume 405, article id. 115713. doi:10.1016/j.icarus.2023.115713

Marquardt D. W. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters // SIAM Journal on Applied Mathematics. 1963. 11(2). 431–441. doi:10.1137/0111030

Matcheva K. I., Barrow D. J. Small-scale variability in Saturn’s lower ionosphere // Icarus. 2012. 221(2). 525–543. doi:10.1016/j.icarus.2012.08.022

McCormick M., Hamill P., Pepin T., Chu W., Swissler T., McMaster L. Satellite Studies of the Stratospheric Aerosol // Bulletin of the American Meteorological Society. 1979. 60(9). 1038-1046. doi:10.1175/1520-0477(1979)060<1038:SSOTSA>2.0.CO;2

McCormick M. P., Steele H. M., Hamill P., Chu W. P., Swissler T. J. Polar stratospheric cloud sightings by SAM II // J. Atmos. Sci. 1982. 39. 1387–1397. doi:10.1175/1520-0469(1982)039<1387:PSCSBS>2.0.CO;2

McCormick M. Sage II: an overview // Advances in Space Research. 1987. 7(3). 219-226. doi:10.1016/0273-1177(87)90151-7

McFarlane N. A. The Effect of Orographically Excited Gravity Wave Drag on the General Circulation of the Lower Stratosphere and Troposphere // Journal of

Atmospheric Sciences. 1987. vol. 40. 14. doi:10.1175/1520-0469(1987)044<1775:TEOOEG>2.0.CO;2

Medvedev A. S., Klaassen G. P. Parameterization of gravity wave momentum deposition based on nonlinear wave interactions: basic formulation and sensitivity tests // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2000. 62. 1015–1033. doi:10.1016/S1364-6826(00)00067-5

Medvedev A. S., Hartogh P. Winter polar warmings and the meridional transport on Mars simulated with a general circulation model // Icarus. 2007. 186. 97–110. doi:10.1016/j.icarus.2006.08.020

Medvedev A. S., Yiğit E., Hartogh P. Estimates of gravity wave drag on Mars: Indication of a possible lower thermospheric wind reversal // Icarus. 2011a. 211. 909–912. doi:10.1016/j.icarus.2010.10.013

Medvedev A. S., Yiğit E., Hartogh P., Becker E. Influence of gravity waves on the Martian atmosphere: General circulation modeling // J. Geophys. Res. 2011b. 116. E10004. doi:10.1029/2011JE003848.

Medvedev A. S., Yiğit E. Thermal effects of internal gravity waves in the Martian upper atmosphere // Geophysical Research Letters. 2012. vol. 39. L05201, doi:10.1029/2012GL050852

Medvedev A. S., Yiğit E., Kuroda T., Hartogh P. General circulation modeling of the Martian upper atmosphere during global dust storms // Journal of Geophysical Research: Planets. 2013. 118. 2234–2246. doi:10.1002/2013JE004429

Medvedev A. S., Yiğit E. Gravity waves in planetary atmospheres: their effects and parameterization in global circulation models // Atmosphere. 2019. 10. 531. doi:10.3390/atmos10090531

Miller D., Steward R. Observations of atmospheric ozone from an artificial earth satellite // Proceedings of the Royal Society of London. 1965. A288(2). 540−544. doi:10.1098/rspa.1965.0240

Millour E., Forget F., Spiga A., Vals M., Zakharov V., Montabone L. et al. The Mars climate database (version 5.3) // The Mars climate database science workshop “from Mars express to ExoMars”. Held 27-28 February 2018 at ESAC. Spain. id.68.

Montabone L., Spiga A., Kass D. M. et al. Martian year 34 column dust climatology from Mars Climate Sounder observations: reconstructed maps and model simulations // Journal of Geophysical Research: Planets. 2020. 125. e2019JE006111. doi:10.1029/2019JE006111

Montmessin F., Korablev O. I., Lefevre E. et al. SPICAM on Mars Express: A 10 year in-depth survey of the Martian atmosphere // Icarus. 2017. vol. 297. 195-216. doi:10.1016/j.icarus.2017.06.022

Müller-Wodarg I. C. F., Moore L., Galand M., Miller S., Mendillo M. Magnetosphere-atmosphere coupling at Saturn: 1 - Response of thermosphere and ionosphere to steady state polar forcing // Icarus. 2012. 221(2). 481–494. doi:10.1016/j.icarus.2012.08.034

Müller-Wodarg I. C. F., Koskinen T. T., Moore L., Serigano J., Yelle R. V., Hörst S. M., et al. Atmospheric Waves and Their Possible Effect on the Thermal Structure of Saturn's Thermosphere // Geophysical Research Letters. 2019. 46(5). 2372–2380. doi:10.1029/2018GL081124

Nakagawa H., Terada N., Jain S. K. et al. Vertical propagation of wave perturbations in the middle atmosphere on Mars by MAVEN/IUVS // Journal of Geophysical Research: Planets. 2020. 125. e2020JE006481. doi:10.1029/2020JE006481

Nansen F. Farthest North: The epic adventure of a visionary explorer // Skyhorse Publishing. 1897

Neary L., Daerden F. The GEM-Mars General Circulation Model for Mars: Description and Evaluation // Icarus. 2018. vol. 300. 458-476. doi:10.1016/j.icarus.2017.09.028

Neary L., Trompet L., Daerden F. et al. Using ExoMars TGO/NOMAD observations to help constrain the GEM-Mars GCM gravity wave parameterisations // EGU General Assembly 2025, Vienna, Austria, 27 Apr–2 May 2025, EGU25-17409, doi:10.5194/egusphere-egu25-17409, 2025.

Nicholson P. D., Ansty T., Hedman D. et al. Occultation observations of Saturn's rings with Cassini VIMS // Icarus. 2020. vol. 344. art. 113356. doi:10.1016/j.icarus.2019.06.017

O’Donoghue J., Stallard T. What the upper atmospheres of giant planets reveal // Remote Sensing. 2022. 14(24). 6326. doi:10.3390/rs14246326

O’Donoghue J., Moore L., et al. Global upper-atmospheric heating on Jupiter by the polar aurorae // Nature. 2021. 596(7870). 54–57. doi:10.1038/s41586-021-03706-w

Orton G. S., Tabataba‐Vakili F., Eichstädt G. et al. A Survey of Small‐Scale Waves and Wave‐Like Phenomena in Jupiter's Atmosphere Detected by JunoCam // Journal of Geophysical Research: Planets. 2020. 125. e2019JE006369. doi:10.1029/2019JE006369

Palmer T., Shutts G., Swinbank R. Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through orographic gravity wave parameterization // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 1986. 112. 1001 - 1039. 10.1002/qj.49711247406

Piccialli A., Titov D. V., Sanchez-Lavega A. et al. High latitude gravity waves at the Venus cloud tops as observed by the Venus Monitoring Camera on board Venus Express // Icarus. 2014. 227. 94-111. doi:10.1016/j.icarus.2013.09.012

Piccialli A., Montmessin F., Belyaev D. et al. Thermal structure of Venus nightside upper atmosphere measured by stellar occultations with SPICAV/Venus Express // Planetary and Space Science. 2015. Volume 113. p. 321-335. doi:10.1016/j.pss.2014.12.009

Quémerais E., Bertaux J.-L., Korablev O. I. et al., Stellar occultations observed by SPICAM on Mars Express // J. Geophys. Res. 2006. 111. E09S04. doi:10.1029/2005JE002604

Rawcliffe R. D., Meloy G. E., Friedman R. M., Rogers E. H. Measurement of vertical distribution of ozone from a polar orbiting satellite // J. Geophys. Res. 1963. 68(24). 6425–6429. doi:10.1029/JZ068i024p06425.

Richardson M. I., Toigo A. D., Newman C. E. PlanetWRF: A general purpose, local to global numerical model for planetary atmospheric and climate dynamics // Journal of Geophysical Research: Planets. 2007. 112, E09001. doi:10.1029/2006JE002825.

Roeten K. J., Bougher S. W., Yiğit E., Medvedev A. S., et al. Impacts of Gravity Waves in the Martian Thermosphere: The Mars Global Ionosphere-Thermosphere Model Coupled With a Whole Atmosphere Gravity Wave Scheme // Journal of Geophysical Research: Planets. 2022. 127(12). doi:10.1029/2022JE007477

Sánchez-Lavega A., del Río-Gaztelurrutia T., Spiga A. et al. Dynamical phenomena in the martian atmosphere through Mars express imaging // Space Science Reviews. 2024. 220(1). 16. doi:10.1007/s11214-024-01047-4

Sandel B. R., Shemansky D. E., Broadfoot A. L. et al. Extreme Ultraviolet Observations from Voyager 2 Encounter with Jupiter // Science. 1979. vol. 206(4421). 962-966. doi:10.1126/science.206.4421.962

Saunders W. R., Person M. J., Withers P. Observations of Gravity Waves in the Middle Atmosphere of Mars // The Astronomical Journal. 2021. 161. doi:10.3847/1538-3881/abf1ef

Seiff A., Kirk D. B., Structure of Mars' Atmosphere up to 100 Kilometers from the Entry Measurements of Viking 2 // Science. 1976. 194(4271):1300-3. doi:10.1126/science.194.4271.1300

Seiff A., Young R., Haberle R., Houben H. The evidences of waves in the atmospheres of Venus and Mars // Venus and Mars: Atmospheres, Ionospheres, and Solar Wind Interactions. 1992. Volume 66. doi:10.1029/GM066p0073

Sen P.K. Estimates of the Regression Coefficient Based on Kendall’s Tau // Journal of the American Statistical Association. 1968. 63. 1379-1389. doi:10.1080/01621459.1968.10480934

Siddle A. G., Mueller-Wodarg I. C. F., Stone S. W., Yelle R. V. Global characteristics of gravity waves in the upper atmosphere of Mars as measured by MAVEN/NGIMS // Icarus. 2019. 333. 12-21. doi:10.1016/j.icarus.2019.05.021

Siddle A. G., Mueller-Wodarg I. C. F., Bruinsma S., Marty J.-C. Density structures in the Martian lower thermosphere as inferred by Trace Gas Orbiter accelerometer measurements // Icarus. 2021. Volume 357. 114109. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2020.114109

Smith G. R., Shemansky D. E., Holberg J. B. et al. Saturn's upper atmosphere from the Voyager 2 Euv solar and stellar occultations // J. Geophys. Res. 1983. 88(A11). 8667–8678. doi:10.1029/JA088iA11p08667.

Smith C. G. A., Aylward, A. D. Coupled rotational dynamics of Jupiter's thermosphere and magnetosphere // Ann. Geophys. 2009. 27. 199–230. doi:10.5194/angeo-27-199-2009

Sofieva V. F., Gurvich A. S., Dalaudier F., Kan V. Reconstruction of internal gravity wave and turbulence parameters in the stratosphere using GOMOS scintillation measurements // J. Geophys. Res. 2007. 112. D12113. doi:10.1029/2006JD007483

Sofieva V. F., Dalaudier F., Hauchecorne A., Kan V. High-resolution temperature profiles retrieved from bichromatic stellar scintillation measurements by GOMOS/Envisat // Atmos. Meas. Tech. 2019. 12. 585–598. doi:10.5194/amt-12-585-2019

Spiga A., Teitelbaum H., Zeitlin V. Identification of the sources of inertia-gravity waves in the Andes Cordillera region // Annales Geophysicae. 2008. 26(9). 2551–2568. doi:10.5194/angeo-26-2551-2008

Starichenko E. D., Belyaev D. A., Medvedev A. S. et al. Gravity wave activity in the Martian atmosphere at altitudes 20–160 km from ACS/TGO occultation measurements // Journal of Geophysical Research: Planets. 2021. 126. e2021JE006899. doi:10.1029/2021JE006899

Starichenko E. D., Medvedev A. S., Belyaev D. A. et al. Climatology of gravity wave activity based on two Martian years from ACS/TGO observations // Astronomy & Astrophysics. 2024. 683. A206. doi:10.1051/0004-6361/202348685

Starichenko E. D., Medvedev A. S., Belyaev D. A. et al. Vertical damping of gravity waves evaluated from ACS-TGO solar occultation measurements on Mars // Frontiers in Astronomy and Space Sciences. 2025. 12. 1672283. doi:10.3389/fspas.2025.1672283

Taylor F. W. Planetary atmospheres // Oxford University Press. 2010. ISBN 10: 0199547416. ISBN 13: 9780199547418

Tellmann S., Häusler B., Hinson D. P. et al. Small-scale temperature fluctuations seen by the VeRa Radio Science Experiment on Venus Express // Icarus. 2012. 221. 471–480. doi:10.1016/j.icarus.2012.08.023

Terada N., Leblanc F., Nakagawa H. et al. Global distribution and parameter dependences of gravity wave activity in the Martian upper thermosphere derived from MAVEN/NGIMS observations // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2017. 122(2). 2374–2397. doi:10.1002/2016JA023476

Theil H. A Rank-Invariant Method of Linear and Polynomial Regression Analysis, Part I; Confidence Regions for the Parameters of Polynomial Regression Equations // Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Sciences. 1950. 53. 386-392.

Thurairajah B., Bailey S. M., Yamashita C. et al. Gravity wave activity during recent stratospheric sudden warming events from SOFIE temperature measurements // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2014. 119. 8091–8103. doi:10.1002/2014JD021763

Tsuda T. Characteristics of atmospheric gravity waves observed using the MU (Middle and Upper atmosphere) radar and GPS (Global Positioning System) radio occultation // Proceedings of the Japan Academy, Series B. 2014. 90(1):12-27. doi:10.2183/pjab.90.12.

Vals M., Spiga A., Forget F. et al. Study of gravity waves distribution and propagation in the thermosphere of Mars based on MGS, ODY, MRO and MAVEN density measurements // Planetary and Space Science. 2019. 178. 104708. doi:10.1016/j.pss.2019.104708

Vandaele A. C., Lopez-Moreno J.-J., Patel M. R. et al. NOMAD, an integrated suite of three spectrometers for the ExoMars Trace Gas Mission: Technical description, science objectives and expected performance // Space Sci. Rev. 2018. 214. 80. doi:10.1007/s11214-018-0517-2

Vervack R. J. Jr., Moses J. I. Saturn’s upper atmosphere during the Voyager era: Reanalysis and modeling of the UVS occultations // Icarus. 2015. 258. 135-163. doi:10.1016/j.icarus.2015.06.007

Waite J. H., Lewis S., Kasprzak W. T. et al. The Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer investigation // Space Science Reviews. 2004. 114(1–4). 113–231. doi:10.1007/s11214-004-1408-2

Whiteway J. A., Carswell A. I. Lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere over Toronto // Journal of Geophysical Research. 1995. 100(D7). 14113–14124. doi:10.1029/95JD00511

Wright, C. J. A one-year seasonal analysis of Martian gravity waves using MCS data // Icarus. 2012. 219(1). 274–282. doi:10.1016/j.icarus.2012.03.004

Yamashita C., Chu X., Liu H.‐L., Espy P. J., Nott G. J., Huang W. Stratospheric gravity wave characteristics and seasonal variations observed by lidar at the South Pole and Rothera, Antarctica // J. Geophys. Res. 2009. 114. D12101. doi:10.1029/2008JD011472

Yelle R. V., Young L. A., Vervack R. J. Jr. et al. Structure of Jupiter’s upper atmosphere: Predictions for Galileo // Journal of Geophysical Research: Planets. 1996. vol. 101. E1. 2149-2161. doi:10.1029/95JE03384

Yelle R. V., Serigano J., Koskinen T. T. et al. Thermal structure and composition of Saturn's upper atmosphere from Cassini/Ion Neutral Mass Spectrometer measurements // Geophysical Research Letters. 2018. 45. 10951–10958. doi:10.1029/2018GL078454

Yiğit E., Aylward A. D., Medvedev A. S. Parameterization of the effects of nonorographic gravity waves on the thermosphere and their propagation into the upper atmosphere // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2008. 113. D19106. doi:10.1029/2008JD010135

Yiğit E., Medvedev A. S., England S. L., Immel T. J. Simulated variability of the high-latitude thermosphere induced by small-scale gravity waves during a sudden stratospheric warming // J. Geophys. Res. Space Physics. 2014. 119. 357–365. doi:10.1002/2013JA019283.

Yiğit E., England S. L., Liu G., Medvedev A. S., Mahaffy P. R., Kuroda T., Jakosky B. M. High-altitude gravity waves in the Martian thermosphere observed by

MAVEN/NGIMS and modeled by a gravity wave scheme // Geophysical Research Letters. 2015. 42(21). 8993–9000. doi:10.1002/2015GL065307

Yiğit E., Medvedev A. S., Hartogh P. Influence of gravity waves on the climatology of high-altitude Martian carbon dioxide ice clouds // Annales Geophysicae. 2018. 36(6). 1631–1646. doi:10.5194/angeo-36-1631-2018

Yiğit E., Medvedev A. S., Benna M., Jakosky B. M. Dust storm-enhanced gravity wave activity in the Martian thermosphere observed by MAVEN and implication for atmospheric escape // Geophysical Research Letters. 2021a. 48. e2020GL092095. doi:10.1029/2020GL092095

Yiğit E., Medvedev A. S., Hartogh P. Variations of the Martian thermospheric gravity-wave activity during the recent solar minimum as observed by MAVEN // Astrophysical Journal. 2021b. 920. 69. doi:10.3847/1538-4357/ac15fc

Yiğit E. Coupling and interactions across the Martian whole atmosphere system // Nature Geoscience. 2023. 16. 123–132. doi:10.1038/s41561-022-01118-7

Yiğit E., Medvedev A. S. Heating and cooling of the thermosphere by internal gravity waves // Geophys. Res. Lett. 2009. 36. L14807. doi:10.1029/2009GL038507.

Yiğit E., Medvedev A. S. Internal gravity waves in the thermosphere during low and high solar activity: Simulation study // J. Geophys. Res., 2010. 115, A00G02, doi:10.1029/2009JA015106.

Yiğit E., Medvedev A. S. Gravity waves in the thermosphere during a sudden stratospheric warming // Geophys. Res. Lett. 2012. 39. doi:10.1029/2012GL053812

Yiğit E., Medvedev A. S. Internal wave coupling processes in Earth's atmosphere // Advances in Space Research. 2015. 55(4). 983–1003. doi:10.1016/j.asr.2014.11.020

Yiğit E., Medvedev A. S. Obscure waves in planetary atmospheres // Physics Today. 2019; 72 (6): 40–46. doi:10.1063/PT.3.4226

Young L. A., Yelle R. V., Young R., Seiff A., Kirk D. B. Gravity waves in Jupiter’s thermosphere // Science. 1997. 276(5309). 108–111. doi: 10.1126/science.276.5309.108

Yue G., McCormick W., Chu W. Comparative studies of aerosol extinction measurements made by the SAM II and SAGE II satellite experiments // Journal of

Geophysical Research: Atmospheres. 1989. 94(D6). 8412-8424.
doi:10.1029/JD094iD06p08412