

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Резниченко Юлия Сергеевна

Плазменно-пылевая система в ионосфере Марса

Специальность 1.3.1. –
«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор

Попель Сергей Игоревич

Москва

2025

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Экспериментальные исследования в атмосфере Марса ..	12
1.1 Пыль и пылевые облака	12
1.2 Состав нейтральной атмосферы	15
1.3 Температура	17
1.4 Ионы и электроны	20
1.5 Потоки солнечного излучения	24
1.6 Металлические пары	26
1.7 Выводы	28
Глава 2. Динамика запыленной ионосферной плазмы	29
2.1 Условия в ионосфере Марса	29
2.2 Взаимодействие пылевой частицы с атмосферой	33
2.3 Теоретическая модель	37
2.4 Результаты	42
2.5 Сравнение с Землей	49
2.6 Выводы	53
Глава 3. Дестабилизация нижней границы плазменно-пылевого облака	56
3.1 Развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора	56
3.2 Влияние неустойчивости на формирование пылевых облаков	60
3.3 Сравнение с Землей	63
3.4 Выводы	66
Глава 4. Пылевые звуковые возмущения	69
4.1 Линейные волны	69
4.1.1 Диэлектрическая проницаемость запыленной плазмы	69
4.1.2 Развитие кинетической неустойчивости	72
4.2 Нелинейные возмущения	75

4.2.1	Метод потенциала Сагдеева	75
4.2.2	Распространение пылевых звуковых возмущений	76
4.2.3	Солитоны	80
4.2.4	Нелинейные периодические волны	86
4.3	Выводы	88
Заключение		91
Список публикаций автора		94
Список литературы		95
Список иллюстраций		108
Список таблиц		117

Введение

Пылевая плазма — это ионизированный газ, в состав которого, помимо электронов, ионов и нейтральных атомов и молекул, входят частицы твердого вещества и/или жидкие капли, как правило, микронных или субмикронных размеров. Пылевые частицы и капли, входящие в состав пылевой плазмы, могут как образовываться в ней самопроизвольным образом, так и быть привнесенными извне [1]. Иногда вместо термина “пылевая плазма” употребляют такие термины, как “коллоидная плазма”, “плазма мелкодисперсных частиц”, “плазма с конденсированной дисперсной фазой”. За счет взаимодействия с электронами и ионами, а также под действием солнечного излучения пылевые частицы плазмы быстро приобретают электрический заряд, чем существенно усложняют ее динамику: появляются новые типы волн и неустойчивостей (в частности, возможны наличие пылевой звуковой моды, генерация нелинейных волн, см., например, [2–4]), процессы самоорганизации могут приводить к формированию капель, облаков, разного рода структур, плазменно-пылевых кристаллов [1, 5] и т.д. и т.п.

В природе пылевая плазма распространена очень широко, она встречается в лунной экзосфере [6, 7], в кометных хвостах [8], в планетных ионосферах и магнитосферах [9–12], в межзвездном пространстве [13], в окрестностях астероидов [14]. Более того, в Солнечной системе практически невозможно найти область, заполненную плазмой без пылевых примесей (единственным исключением, пожалуй, является само Солнце и зона непосредственно возле него) [1]. Поэтому неудивительно, что в 1990-х — начале 2000-х годов с развитием достаточного количества разнообразных методов описания пылевой плазмы [15–20] все больше и больше внимания стало уделяться исследованиям планетных ионосфер. Помимо общетеоретического интереса, такие исследования могут иметь и сугубо прикладное значение, поскольку полезны для физики космоса, астрономии, физики атмосферы, экологии, геофизики [11]. На Земле, кроме того, нельзя исключать взаимосвязь плазменно-пылевых ионосферных явлений с разного рода климатическими изменениями, например, с процессами глобального потепления [12].

Типичными примерами пылевых слоев плазменного происхождения яв-

ляются земные серебристые облака (noctilucent clouds – NLC) и образования, ответственные за появление полярных мезосферных радиоотражений (polar mesosphere summer echoes – PMSE) [21–23]. Оба типа пылевых формирований регистрируются с середины мая по середину августа на близких высотах, причем случаи обнаружения NLC и PMSE сильно коррелируют друг с другом. Все это дает основание предполагать, что механизм образования и условия появления серебристых облаков и полярных мезосферных радиоотражений принципиально одинаковы.

Характерный размер частиц NLC составляет несколько сотен нанометров, максимальный размер не превышает одного микрона. Частицы серебристых облаков в основном состоят из льда, однако возможно наличие примесей, в т.ч. металлических [21]. Появление серебристых облаков, как уже было сказано выше, ограничено летним сезоном и происходит на мезосферных высотах (около 82 – 85 км) высоких и средних широт. На сегодняшний день до конца неясно, какова природа водяного пара, появляющегося в летней земной мезосфере в количестве, достаточном для образования серебристых облаков [11]. Неясно также, почему серебристые облака не наблюдались до 1885 года, когда они были впервые зарегистрированы вскоре после извержения вулкана Кракатау [24].

Вертикальная оптическая толщина NLC обычно меньше единицы [11], а их важной характерной особенностью является возможность наблюдения на закате невооруженным глазом. На Рисунке 1 представлена фотография серебристых облаков мезосферы Земли, сделанная в городе Выборг Ленинградской области.

Образования, ответственные за появление PMSE, в отличие от серебристых облаков никакими известными оптическими методами не обнаруживаются, их регистрация является косвенной – в виде сильных радиоотражений на радарх, чья частота работы находится в диапазоне от 50 до 1000 МГц [22]. Эти формирования располагаются выше, чем NLC, на высотах от 90 до 95 км, а характерный размер их заряженных частиц составляет, скорее всего, нанометры [23] или десятки нанометров [25].

В последние два десятилетия сильно возрос интерес к исследованиям Марса. Атмосфера Марса на сегодняшний день успешно изучается такими миссиями, как Mars Express, ExoMars Trace Gas Orbiter и др. В рамках программ Mars

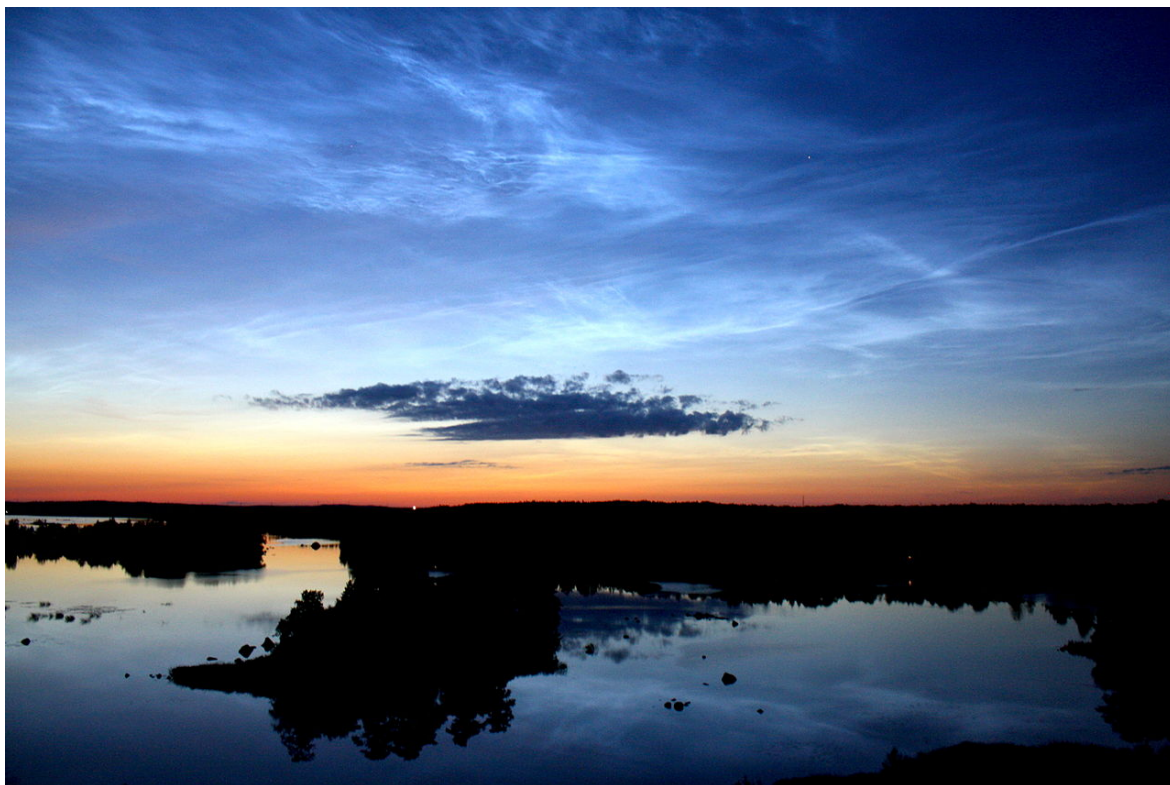


Рисунок 1 – Серебристые облака мезосферы Земли, город Выборг, Ленинградская область.

Exploration Rover Opportunity и Mars Science Laboratory Curiosity проводятся исследования поверхности планеты. Регулярно изучаются спутники Марса, Фобос и Деймос, и т.д.

В ходе экспериментальных исследований было доказано наличие на Марсе пылевых облаков. Так, например, инфракрасный спектрометр SPICAM (установлен на космическом аппарате Mars Express) регистрировал на высотах около 100 км облака, состоящие из частиц с характерным размером около 100 нм [26]. Отметим, что на данных высотах температура нейтрального газа атмосферы может быть достаточно низкой, для того чтобы стала возможной десублимация паров углекислого газа. На более низких высотах (около 80 км над поверхностью планеты) миссией Mars Express с помощью спектрометра OMEGA были обнаружены облака, состоящие из микрометровых частиц [27]. Детектировались облака и непосредственно над поверхностью планеты, а также на высотах около 4 км [28]. В этих областях по ночам наблюдались тонкие пылевые слои, состоящие, по данным установки Mars Climate Sounder (аппарат Mars Reconnaissance Orbiter), из замерзших частиц льда CO_2 или H_2O [29].

На Рисунке 2 представлено изображение пылевых облаков атмосферы Марса, полученное в марте 2021 года на основании фотографий, сделанных аппаратом Mars Science Laboratory Curiosity [30,31]. Сфотографированные облака, судя по всему, состоят из частиц сухого льда и расположены на высотах, больших 60 км. Фотосъемка облаков проводилась на закате, когда солнечные лучи подсвечивали формирующие их пылевые частицы на фоне темного неба. Точные механизмы образования подобных облаков на сегодняшний день до конца не выяснены.

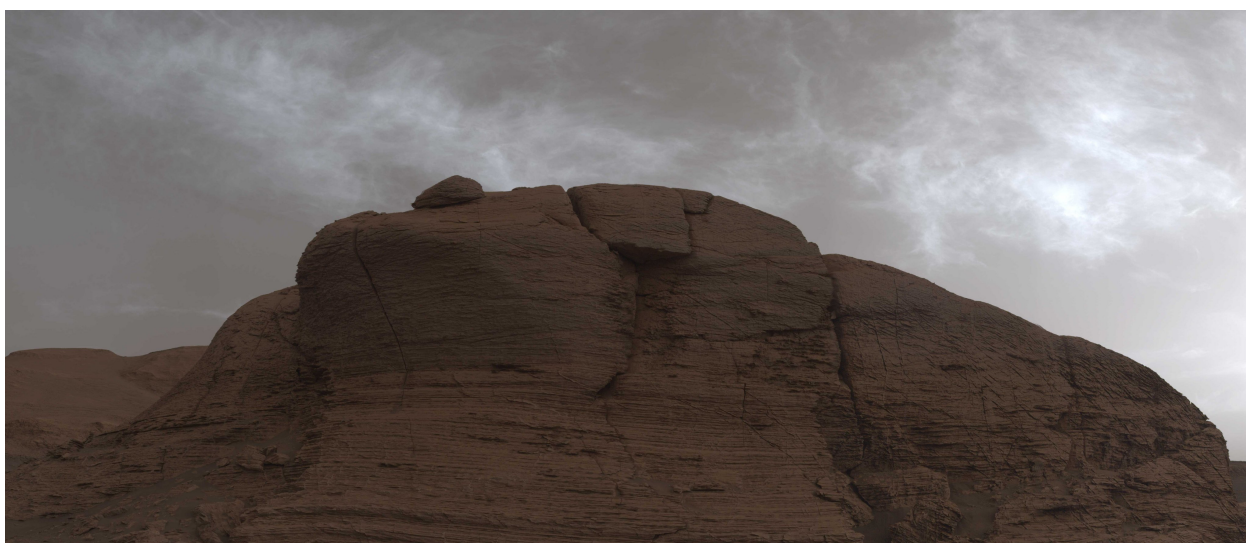


Рисунок 2 – Пылевые облака атмосферы Марса по данным аппарата Mars Science Laboratory Curiosity. Облака расположены выше 60 км и, скорее всего, состоят из частиц сухого льда.

Комплексное изучение общих ионизационных свойств запыленных планетных ионосфер невозможно без обращения к физике пылевой плазмы. Для исследования различных процессов в атмосфере Марса, однако, плазменно-пылевой подход пока еще не применялся. **Целью** настоящей работы является представление самосогласованного описания плазменно-пылевой системы ионосферы Марса на высотах около 100 км, рассмотрение в рамках представленного описания процессов формирования мезосферных пылевых облаков, а также исследование возможности распространения в условиях ионосферы Марса пылевых звуковых возмущений. **Актуальность** работы обусловлена, с одной стороны, общим интересом к изучению планетных ионосфер, с другой – необходимостью теоретического осмысления значительного объема экспериментальных

данных, накопленных в ходе последних исследований Марса.

Достижение поставленной цели предполагает решение следующих **задач**:

1. описать условия в ионосфере Марса на высотах около 100 км, важные для рассмотрения плазменно-пылевых процессов;
2. выявить особенности, существенные для ионосферы Марса, но не учитываемые при описании плазменно-пылевой системы в ионосфере Земли;
3. представить самосогласованную модель динамики запыленной плазмы ионосферы Марса на высотах около 100 км;
4. рассмотреть в рамках представленной модели процессы формирования плазменно-пылевых облаков;
5. исследовать динамику электрон-ионной подсистемы запыленной ионосферы Марса;
6. рассмотреть процессы дестабилизации нижней (резкой) границы плазменно-пылевого мезосферного облака;
7. исследовать процессы генерации и распространения в условиях ионосферы Марса пылевых звуковых возмущений.

Для решения поставленных задач были задействованы **методы** физики плазмы, физической кинетики и теории неравновесных систем. **Достоверность** полученных результатов обеспечивается корректным применением использованных методов, а также сопоставлением теоретических результатов исследования с имеющимися экспериментальными данными.

Приводим список **основных положений, выносимых на защиту**:

1. разработана самосогласованная теоретическая модель динамики запыленной плазмы ионосферы Марса на высотах около 100 км, учитывающая такие специфические особенности атмосферы Марса, как неупругое взаимодействие пылевых частиц плазмы с налипающими молекулами конденсата и эффективное снижение силы вязкого кнудсеновского трения в зоне пересыщенных паров углекислого газа;

2. показано, что в рамках представленной модели оказывается возможным формирование слоистого плазменно-пылевого облака микрометровых частиц конденсата углекислого газа с характерной резкой нижней границей, время формирования и существования которого (аналогично серебристым облакам мезосферы Земли) определяется временем седиментации пылевой компоненты плазмы сквозь зону пересыщенных паров атмосферного газа;
3. показано, что в результате взаимодействия с электрон-ионной подсистемой ионосферы, а также под действием фотоэффекта (при его наличии) микрочастицы пылевых облаков ионосферы Марса приобретают существенный электрический заряд, что, в свою очередь, приводит к заметному возмущению равновесных концентраций электронов и ионов плазмы аналогично ситуации в окрестности серебристых облаков мезосферы Земли;
4. продемонстрировано, что важным фактором, влияющим на процесс формирования слоистой структуры плазменно-пылевого облака в условиях ионосфер Марса и Земли, является развитие на нижней (резкой) границе облака неустойчивости Рэлея-Тейлора, действие которой ограничивает (сверху) допустимые размеры микрочастиц, составляющих облако;
5. показано, что в условиях ионосферы Марса в результате развития кинетической неустойчивости оказывается возможной генерация линейных и нелинейных пылевых звуковых возмущений, в т.ч. пылевых звуковых солитонов и нелинейных периодических волн;
6. найдены закон дисперсии и инкремент раскачки линейных волн запыленной ионосферы Марса, показано, что определяющее воздействие на свойства пылевых звуковых солитонов и нелинейных периодических волн оказывает адиабатический захват электронов (ионов) плазмы стенками возмущения.

Научная новизна исследования состоит в следующем:

1. впервые представлено комплексное исследование пылевой плазмы ионосферы Марса на высотах около 100 км, которое включает в себя описание процессов седиментации и зарядки пылевых частиц, их роста в пересыщенных парах атмосферных газов и динамики электрон-ионной подсистемы ионосферы;

2. впервые описан возможный механизм образования пылевых облаков мезосферы Марса, рассчитаны теоретически предсказываемые значения размеров и зарядов пылевых частиц облака, а также исследовано влияние пылевой компоненты плазмы на значения равновесных электрон-ионных концентраций;
3. впервые показано, что в условиях ионосфер Марса и Земли принципиально невозможно стабильное существование пылевых облаков крупных частиц, поскольку нижняя граница плазменно-пылевого облака нестабильна в смысле развития на ней неустойчивости Рэлея-Тейлора;
4. впервые исследованы такие пылевые звуковые возмущения ионосферы Марса, как линейные волны, пылевые звуковые солитоны и нелинейные периодические волны, рассчитаны характерные значения параметров пылевых звуковых возмущений, показана важность учета адиабатического захвата электронов (ионов) плазмы стенками возмущения.

Теоретическая и практическая значимость результатов диссертации определяется возможностью их использования широким кругом специалистов, занимающихся изучением физических свойств пылевой плазмы в лаборатории и природе. Результаты диссертации соискателя могут быть использованы для дальнейшего развития методов исследования природных и лабораторных плазменно-пылевых систем, обработки и интерпретации экспериментальных данных и данных наблюдений космических объектов, проектирования будущих космических миссий.

Публикации автора по теме диссертации: по результатам исследования были опубликованы 9 статей (см. Список публикаций автора) в рецензируемых журналах Физика плазмы, Астрономический вестник, Журнал экспериментальной и теоретической физики, Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики, Journal of Physics: Conference Series. Статья "On the cloud formation in the dusty ionosphere of Mars" из журнала JETP Letters (переводная версия статьи из Писем в ЖЭТФ) была помещена на сайте журнала в разделе Editor's Choice.

Апробация результатов исследования: результаты исследования были представлены на международных и российских конференциях, в частности,

на конференциях Scientific-Coordination Workshop "Non-ideal Plasma Physics" (Moscow, 2018), 17th International Workshop "Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation" (Moscow, 2019), 18th International Workshop "Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation" (Moscow, 2022), 19th International Workshop "Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation" (Moscow, 2023), The eleventh Moscow Solar System symposium 11M-S3 (Moscow, 2020), The twelfth Moscow Solar System symposium 12M-S3 (Moscow, 2021), The thirteenth Moscow Solar System symposium 13M-S3 (Moscow, 2022), The fourteenth Moscow Solar System symposium 14M-S3 (Moscow, 2023), XVI конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования" (Москва, 2019), XVII конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования" (Москва, 2020), XVIII конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования" (Москва, 2021), 63-я всероссийская научная конференции МФТИ (МФТИ, 2020), 64-ая всероссийская научная конференция МФТИ (МФТИ, 2021), 65-ая всероссийская научная конференция МФТИ (МФТИ, 2023), 43rd COSPAR Scientific Assembly (Sydney, 2021), The 9th international conference on the physics of dusty plasmas (Moscow, 2022), Девятнадцатая ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе" (Москва, 2024), Конференция памяти С.С. Моисеева к 95-летию со дня его рождения "Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность (MSS-24)" (Москва, 2024). Кроме того, результаты исследования были представлены на двух научных семинарах в ИКИ РАН.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, её полный объем составляет 117 страниц. Текст диссертации содержит 41 рисунок и 7 таблиц. Полный список литературы включает 118 наименований.

Глава 1. Экспериментальные исследования в атмосфере Марса

В первой главе обсуждаются результаты ряда экспериментальных исследований в атмосфере Марса, важных для настоящей работы. К ним относятся исследования химического состава и температурного режима нейтральной атмосферы, вертикального распределения аэрозолей, высотных профилей электронов и ионов плазмы, а также световых условий в дневной ионосфере. Отдельное внимание будет уделено случаям регистрации в атмосфере Марса пылевых облаков.

1.1 Пыль и пылевые облака

Исключительно важной компонентой атмосферы Марса, во многом определяющей ее динамику, являются пылевые частицы (здесь и далее этот термин используется в том значении, которое принято в физике плазмы). К настоящему времени благодаря работе ультрафиолетового и инфракрасного каналов спектрометра SPICAM [32, 33] в атмосфере Марса удалось обнаружить несколько разных по размерам мод аэрозолей. Крупная мода интерпретировалась как совокупность частиц минеральной пыли с эффективным радиусом $\simeq 0.76$ мкм и характерными концентрациями $0.4 - 2$ см $^{-3}$ либо как совокупность частиц водяного льда с эффективным радиусом $\simeq 1.2$ мкм и значениями концентраций от 0.005 см $^{-3}$ до 0.05 см $^{-3}$ (или от 0.001 см $^{-3}$ до 0.8 см $^{-3}$) в южном полушарии и в пределах $0.01 - 0.3$ см $^{-3}$ в северном [32]. В любом случае характерный размер частиц крупной моды составляет по порядку около микрометра, а значение их концентрации не превышает ~ 1 см $^{-3}$. Мелкая мода была обнаружена на достаточно низких высотах (преимущественно до $30 - 40$ км в северном полушарии, примерно до 70 км в южном). В северном полушарии характерный размер частиц мелкой моды составлял около 44 нм, её пиковые концентрации ($\simeq 10^4$ см $^{-3}$) регистрировались на высоте в 20 км, в дальнейшем значения концентраций падали до 5 см $^{-3}$ на высотах около 60 км. В южном полушарии частицы мелкой моды имели эффективный радиус около 66 нм, а их концентрации ва-

рировались в диапазоне от 10^3 см^{-3} на 20 км до 1 см^{-3} на 60 км [32]. В целом вертикальное распределение аэрозолей атмосферы Марса сильно зависит от времени года и широты (см., например, [33, 34]).

На больших высотах крупные пылевые частицы регистрировались в периоды глобальных пылевых бурь. Так, например, во время пылевой бури 2007 года частицы минеральной пыли наблюдались на высотах вплоть до 80 км над поверхностью планеты. Максимальные размеры таких частиц достигали 1 мкм (на высоте 70 км), для сравнения в отсутствие бури средний размер микрочастиц пыли, детектировавшейся на высотах ≤ 50 км, составлял около 0.75 мкм. Подъем минеральной пыли во время бури сопровождался наблюдением в атмосфере Марса облаков водяного льда в области 80–90 км, при этом в отсутствие бури облака частиц водяного конденсата с характерными размерами 0.2–1.6 мкм и концентрациями $0.4–50 \text{ см}^{-3}$ обнаруживались ниже, на высотах 40–65 км [35]. Аналогичное имело место и в 2018 году, когда под действием бури частицы минеральной пыли микрометровых размеров (в среднем 1–2 мкм при концентрациях $0.1–1 \text{ см}^{-3}$) поднимались до 85 км, а на высотах 50–100 км оказывалось возможным образование ледяных облаков субмикронных частиц конденсата ($\simeq 0.1–0.8$ мкм). В отсутствие бури характерные размеры обоих типов аэрозолей в среднем были ниже, частицы минеральной пыли не наблюдались выше 50 км на экваторе и 30 км в полярных широтах, а облака водяного льда регистрировались только до 70 км [36].

Помимо упомянутых облаков водяного льда [35–37] в атмосфере Марса неоднократно наблюдались облака частиц углекислого газа. На сегодняшний день известно два типа таких облаков: низковысотные полярные облака (см., например, [38]) и наблюдающиеся в широком диапазоне высот мезосферные облака. Во введении к настоящей работе уже говорилось об обнаружении мезосферных пылевых облаков на высотах $\simeq 100$ км в области сильно пересыщенных паров углекислого газа. Отмечалось, что по своим свойствам подобные образования напоминают серебристые облака мезосферы Земли [26]. В последнее время марсоход Mars Science Laboratory Curiosity получил целый ряд сумеречных изображений такого рода светящихся формирований. Вероятно, зарегистрированные марсоходом образования на высотах 60–80 км могут быть интерпретированы как облака частиц ледяного углекислого газа [39]. Параметры

некоторых наблюдавшихся пылевых облаков мезосферы Марса представлены в Таблице 1.1 [40].

Таблица 1.1 – Параметры некоторых пылевых облаков углекислого газа в мезосфере Марса по данным спектрометров TIRVIM и MIR, установленных на борту аппарата ExoMars Trace Gas Orbiter [40].

Наблюдение	h, км	r_{eff} , мкм	N , см ⁻³
3502 E	72 – 82	0.6 – 0.7 – 0.8	0.02 – 0.1 – 0.3
5401 E	49 – 55	0.1 – 0.2 – 0.4	0.7 – 6 – 200
5401 E	61 – 79	0.1 – 0.2 – 0.6	0.1 – 10 – 90
6452 I	59 – 78	0.2 – 0.8 – 0.9	0.03 – 0.3 – 5
6602 E	76 – 86	0.1 – 0.15 – 0.21	10 – 0 – 500
10738 I	50 – 65	0.1 – 0.1 – 0.3	3 – 20 – 60
10738 I	72 – 74	0.2 – 0.25 – 0.3	0.2 – 0.2 – 0.6
10738 I	79 – 90	0.1 – 0.1 – 0.3	0.3 – 30 – 70
14059 E	45 – 62	0.13 – 0.16 – 0.4	0.4 – 10 – 30
14501 I	48 – 52	0.1 – 0.2 – 0.3	5 – 13 – 70
14501 I	58 – 65	0.1 – 0.11 – 0.23	5 – 40 – 100
14501 I	71 – 79	0.1 – 0.16 – 0.3	0.3 – 4 – 20
15965 E	53 – 59	0.29 – 1 – 1.1	0.02 – 0.2 – 70
16825 E	58 – 63	0.1 – 1.9 – 2.2	0.1 – 0.3 – 70

Итак, пылевые частицы в атмосфере Марса могут присутствовать на достаточно больших высотах, однако концентрации пылевой фракции, как правило, невелики. Для сравнения в ионосфере Земли типичные значения концентраций микрочастиц с характерными размерами в несколько нанометров лежат в пределах $10 - 1000 \text{ см}^{-3}$. Источниками таких пылевых частиц являются сго-

рающие на высотах 80 – 120 км микрометеориты, а также диффундирующие из нижних слоев атмосферы частицы сажи и вулканического пепла [41].

Наличие частиц пыли, сухого или водяного льда не оказывает какого бы то ни было существенного влияния на эволюцию ионосферной плазмы в обычных условиях. Однако в случае, когда атмосферные газы по тем или иным причинам становятся сильно пересыщенными, ситуация меняется. Наличие пересыщенных паров приводит к интенсивному росту пылевых зародышей за счет бурной конденсации атмосферных газов, в результате чего частицы по достижении определенного размера начинают определять ионизационные свойства планетной ионосферы [11]. В процессе роста частицы взаимодействуют с ионами и электронами окружающей ионосферной плазмы, приобретая таким образом некоторый заряд. Наличие у частицы заряда, в свою очередь, в дальнейшем сказывается на их росте. На Земле такая ситуация имеет место на высотах около 80 – 90 км в летней полярной мезосфере (см., например, [23]).

1.2 Состав нейтральной атмосферы

Абсолютно доминирующей компонентой нейтральной атмосферы Марса является углекислый газ, на долю которого приходится около 95% от общего состава атмосферы. В значительно меньших, но все же заметных количествах (по $\simeq 2\%$) наблюдаются азот и аргон, в еще более малых концентрациях – кислород, монооксид углерода, водяной пар, некоторые другие вещества [42]. Количественное содержание основных газов, формирующих нейтральную атмосферу Марса, представлено в Таблице 1.2.

Особое место в динамике атмосферы Марса занимают углекислый газ и водяной пар, которые могут конденсироваться с образованием ледяных облаков. Типичные значения плотности углекислого газа на высотах около 100 км составляют $\simeq 10^{-7} - 10^{-6}$ кг/м³ (см. Рисунок 1.1), однако конкретные величины вследствие температурных колебаний могут в зависимости от времени года и широты отличаться в 3 – 20 раз [43]. На Рисунке 1.2 представлены высотные профили плотности, давления и температуры нейтрального газа атмосферы Марса для случаев летнего (максимум) и зимнего (минимум) солнцестояний в

Таблица 1.2 – Количественное содержание основных газов, формирующих нейтральную атмосферу Марса. Содержание некоторых газов (озон, водяной пар) может сильно варьироваться в зависимости от времени года и пространственных характеристик [42].

Газ	Среднее содержание, %
Диоксид углерода, CO ₂	95.32
Азот, N ₂	1.9 – 2.7
Аргон, Ar	1.6 – 1.9
Кислород, O ₂	0.14
Монооксид углерода, CO	0.08
Водяной пар, H ₂ O	$1.5 \times 10^{-3} - 0.15$
Водород, H ₂	1.5×10^{-3}
Неон, Ne	2.5×10^{-4}
Криптон, Kr	0.3×10^{-4}
Ксенон, Xe	0.8×10^{-5}
Озон, O ₃	$10^{-6} - 3.5 \times 10^{-5}$
Пероксид водорода, H ₂ O ₂	$10^{-6} - 4 \times 10^{-6}$
Метан, CH ₄	$0.7 \times 10^{-7} - 4 \times 10^{-6}$

северном полушарии [43]. При конденсации углекислого газа с образованием пылевых облаков значения плотности могут снижаться на 25 – 30% [42].

Концентрации водяного пара в атмосфере Марса очень невелики. Большая часть воды сосредоточена в области ниже уровня конденсации, который обычно расположен на высоте $\simeq 40$ км, но во время глобальных пылевых бурь может подниматься и выше [44]. Присутствие водяного пара над тропосферой связывается с переносом паров воды с более низких высот (см., например, [45]), однако не менее важным фактором должны быть и химические реакции, проте-

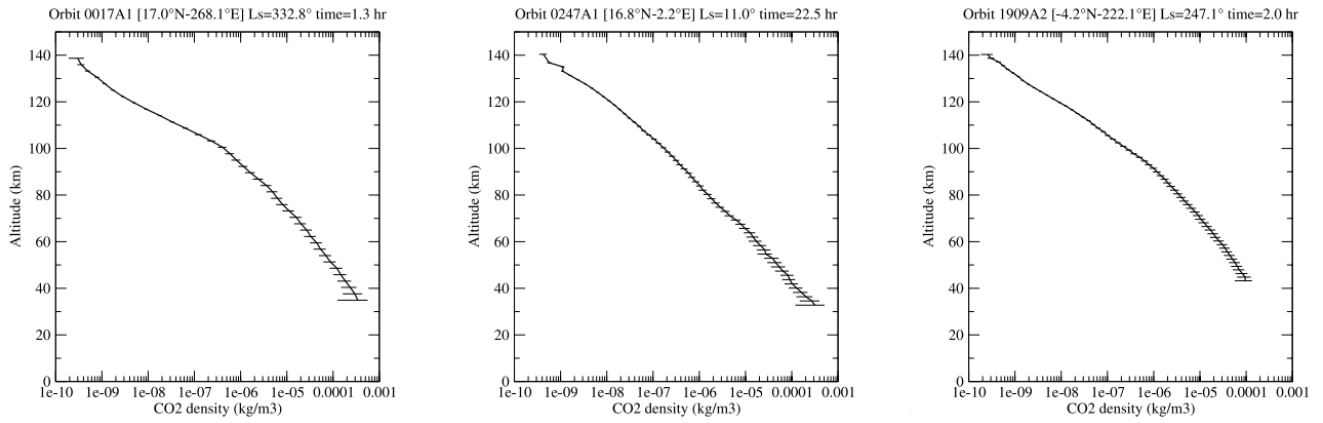


Рисунок 1.1 – Типичные высотные профили плотности углекислого газа атмосферы Марса по данным ультрафиолетового спектрометра SPICAM, установленного на космическом аппарате Mars Express [43].

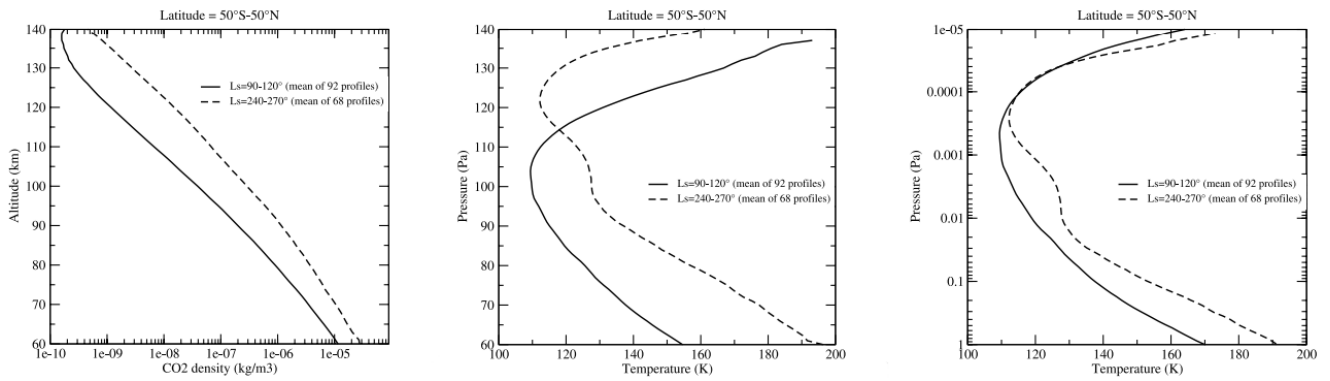


Рисунок 1.2 – Высотные профили плотности углекислого газа, давления и температуры нейтрального газа в атмосфере Марса для случаев летнего (максимум) и зимнего (минимум) солнцестояний в северном полушарии по данным ультрафиолетового спектрометра SPICAM, установленного на космическом аппарате Mars Express [43].

кающие в мезосфере и термосфере [46]. На Рисунке 1.3 представлен расчетный профиль паров воды, образующихся в атмосфере Марса в результате химических реакций на высотах, больших 80 км [46].

1.3 Температура

Перейдем к обсуждению температурных условий в атмосфере Марса. Тепловой режим планеты испытывает сильные суточно-сезонные колебания [47] (в

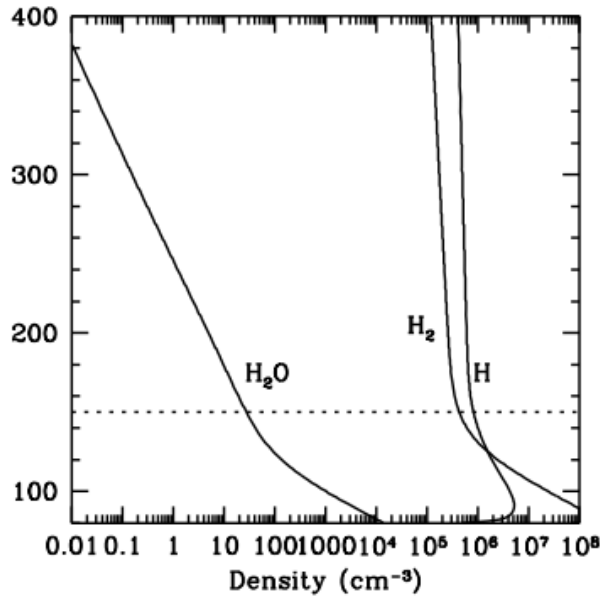


Рисунок 1.3 – Расчетные высотные профили водорода H_2 , атомарного водорода H и водяного пара H_2O атмосферы Марса на высотах, больших 80 км. Профиль H_2O отображает количество водяного пара, обусловленного химическими реакциями [46].

частности, днем температуры как правило на $\simeq 15$ К выше, чем ночью [43]), однако в целом атмосфера Марса может быть разделена на характерные термальные зоны тропосферы (от поверхности планеты до высот около 50 км), мезосферы (от 50 км до 100 км) и термосферы (начиная со 100 км и до границы с открытым космосом) [42]. В нижних слоях атмосферы температурный градиент обычно отрицателен (среднее значение температуры на поверхности планеты оценивается в 210 К [48]). Тепловой режим мезосферы подвержен сильному влиянию со стороны атмосферных волн и приливов [42], а также глобальных пылевых бурь [47]. В зоне термосферы, кроме прочего, важным термальным фактором является воздействие ультрафиолетового солнечного излучения [42, 49]. Качественный высотный профиль температуры нейтрального газа средней и верхней атмосферы Марса представлен на Рисунке 1.4.

Температурный минимум средней атмосферы приходится на узкую зону мезопаузы. Как правило мезопауза расположена в области от 90 км до 120 км, однако ее положение может варьироваться и в более широком диапазоне, от 70 км до 145 км [47]. Самые низкие высоты мезопаузы (< 100 км) наблюдались в области экватора в периоды равноденствий, а также в зимнем полушарии во

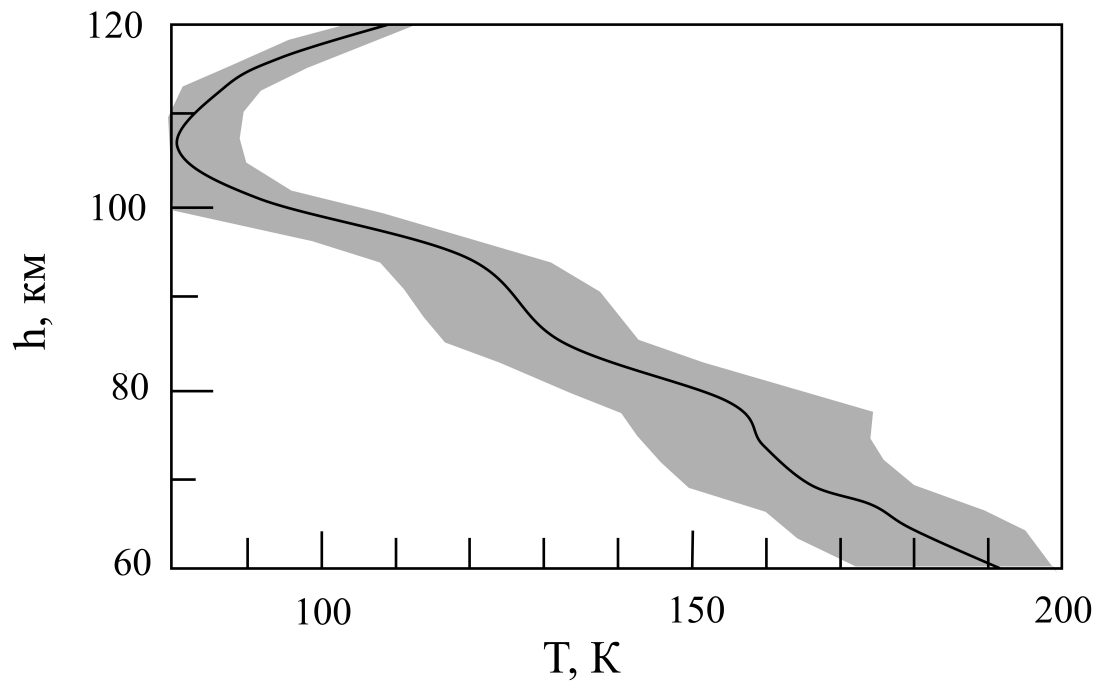


Рисунок 1.4 – Качественный высотный профиль температуры нейтрального газа атмосферы Марса в области 60 – 120 км по данным ультрафиолетового спектрометра SPICAM, установленного на космическом аппарате Mars Express [43].

время солнцестояний. Напротив, наибольшие высоты (> 120 км) регистрировались в основном на высоких широтах в летний период.

Температура нейтрального газа в мезопаузе обычно колеблется в диапазоне 90 – 130 К [47]. Столь низкие температурные значения могут быть вполне достаточными для пересыщения на соответствующих высотах углекислого газа атмосферы. В частности, для шести наиболее “холодных” профилей мезосферы Марса (представлены на Рисунке 1.5), измеренных спектрометром SPICAM, углекислый газ является пересыщенным [43]. Отметим, что именно на этих высотах были обнаружены пылевые облака, напоминающие серебристые облака мезосферы Земли [26].

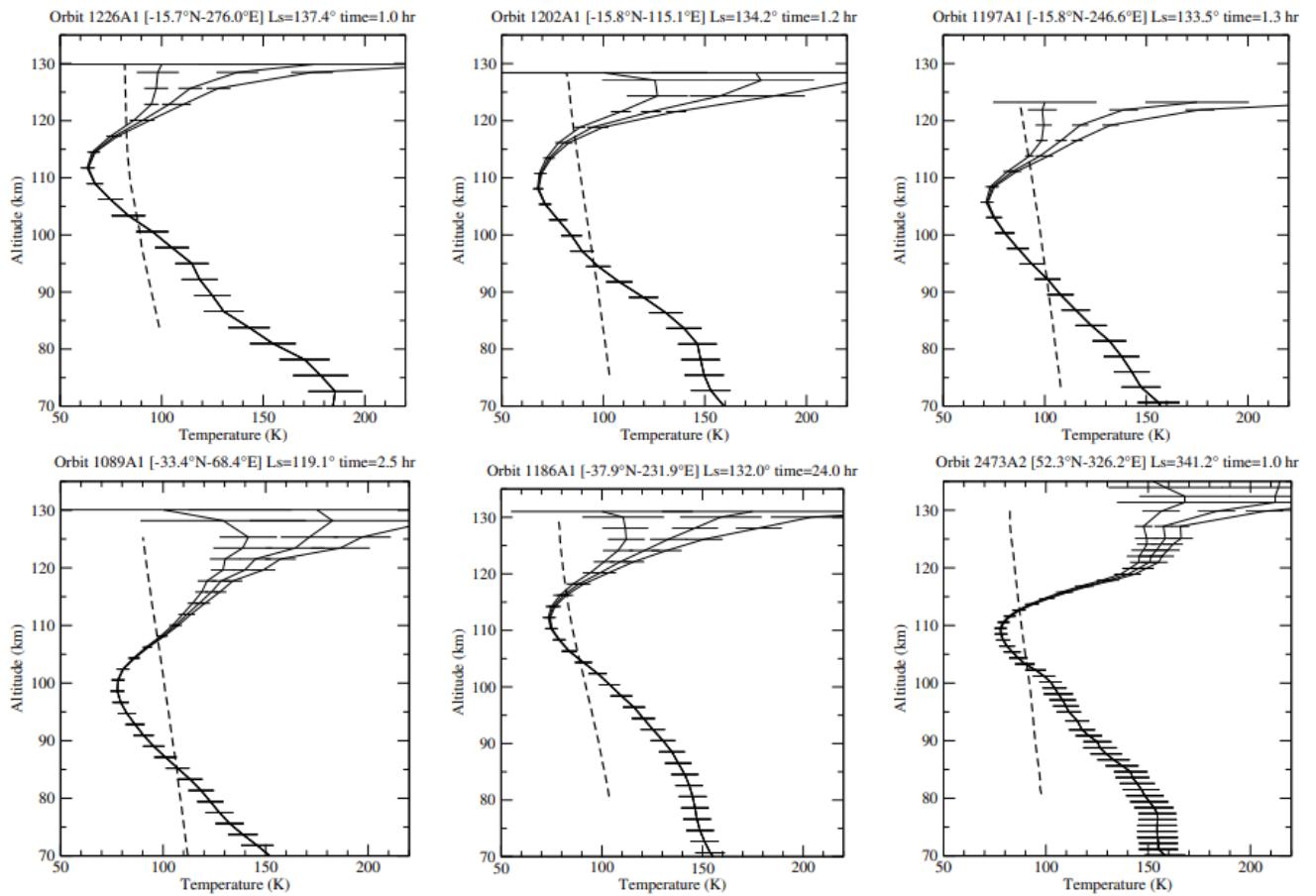


Рисунок 1.5 – Температурные профили нейтрального газа атмосферы Марса в области высот 70 – 130 км, отвечающие пересыщенному углекислому газу атмосферы, по данным ультрафиолетового спектрометра SPICAM, установленного на космическом аппарате Mars Express [43].

1.4 Ионы и электроны

Одним из объектов активного изучения последних лет является ионосфера Марса, нижняя граница которой расположена на высотах около 80 км, а верхняя находится примерно в 400 км от поверхности планеты [50,51]. Параметры ионосферы испытывают сильные колебания во времени, поскольку на них определяющим образом воздействуют солнечная радиация и солнечный ветер: при формировании дневной ионосферы существенную роль играет фотоионизация нейтрального атмосферного газа мягким рентгеновским и ультрафиолетовым излучением [52], а основными физическими механизмами, приводящими к образованию ночной ионосферы, являются осаждение электронов, перенос

плазмы с дневной стороны, а также потоки высокоэнергетических частиц от Солнца [53].

Пиковые электронные концентрации ($\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$) регистрируются днем на высотах около 135 – 140 км (слой M2, см. Рисунок 1.6), где основная часть электронов плазмы образуется под действием ионизирующего ультрафиолетового излучения [50–52, 54]. Отличительной особенностью дневной ионосферы Марса является наличие еще одной области с повышенной электронной концентрацией (слой M1 на Рисунке 1.6), формирующейся как в результате фотоионизации мягким рентгеновским излучением, так и вследствие вторичной ионизации электронным ударом [50–52, 54]. Повышенные концентрации электронов наблюдались и ниже, на высотах около 80 – 90 км [54–56], а также в верхней ионосфере, примерно на 40 км выше главного пика [51]. Происхождение нижнего электронного слоя обычно связывалось с абляцией вещества метеороидов (см., например, [52, 55, 56]), однако последние экспериментальные данные говорят о том, что одного сгорания микрометеоритов недостаточно для получения наблюдаемых электронных концентраций [54, 57]. Появление электронного слоя в верхней ионосфере может быть обусловлено действием солнечного ветра и вряд ли связано с фотоионизационными процессами на соответствующих высотах [51, 58]. Ночью концентрации электронов обычно ниже на 1 – 2 порядка (см. Рисунок 1.7), а высотное распределение электронных пиков и значения пиковых концентраций сложным образом зависят от пространственно-временных характеристик и солнечной активности [50, 53].

Ионные концентрации также максимальны днем, причем на интересующих нас высотах около 90% всех положительных ионов приходится на ион O_2^+ , а почти все оставшиеся 10% – на ион CO_2^+ (примечательно, что преобладание ионов O_2^+ имеет место при практически полном отсутствии в атмосфере Марса собственно молекулярного кислорода O_2) [58]. Пиковые концентрации ионов ($\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$) наблюдаются на высотах чуть ниже 130 км, где в результате фотоионизации углекислого газа образуется первичный ион CO_2^+ , который затем быстро разрушается в столкновениях с атомарным кислородом с образованием иона O_2^+ либо непосредственно, либо через промежуточную стадию (образование O^+) с последующей реакцией перезарядки [61]:

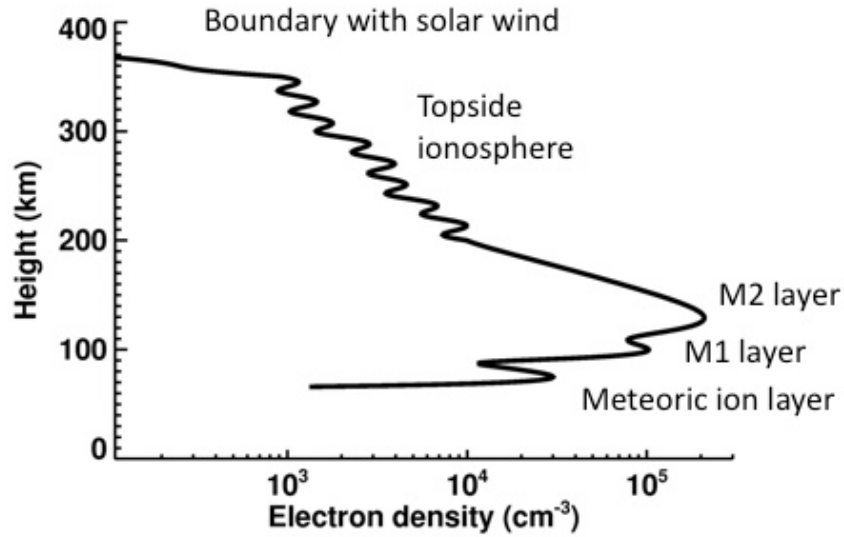
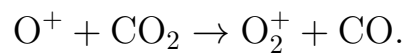
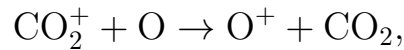
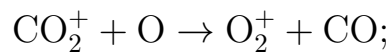
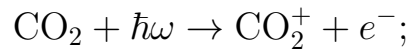


Рисунок 1.6 – Качественный высотный профиль электронов дневной ионосферы Марса [59]. Пиковые электронные концентрации располагаются на высотах около 135 – 140 км (слой M2), где основная часть электронов плазмы образуется под действием ионизирующего ультрафиолетового излучения.

Градиент концентрации электронов над слоем M2 обычно отрицателен. Вторичный пик электронов (слой M1) на высотах $\simeq 120$ км создается мягким рентгеновским излучением и последующей ионизацией электронным ударом.

Самый нижний электронный пик традиционно связывался с абляцией вещества метеороидов, однако последние экспериментальные данные ставят под сомнение это утверждение.



Полный ионный состав средней и верхней атмосферы Марса включает также ионы H_2^+ , H_3^+ , He^+ , O^{++} , C^+ , CH^+ , N^+ , NH^+ , O^+ , OH^+ , H_2O^+ , H_3O^+ ,

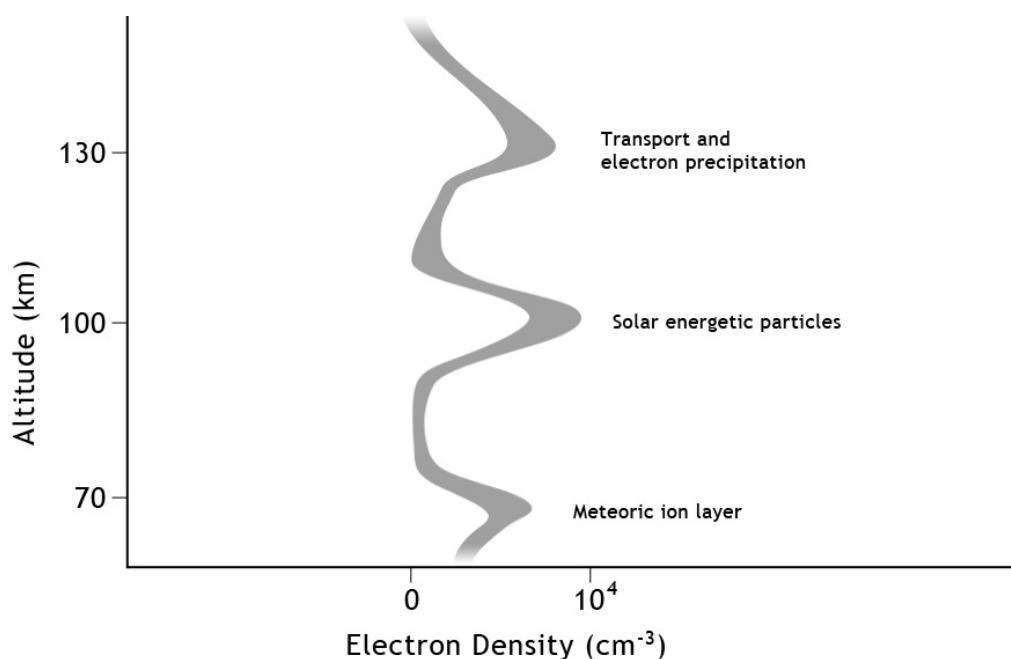


Рисунок 1.7 – Качественный высотный профиль электронов ночной ионосферы Марса [60]. Пиковые концентрации, зарегистрированные на высотах около 130 км и выше, обусловлены переносом плазмы с дневной стороны (после захода Солнца концентрации снижались) и высыпанием электронов, движущихся вдоль линий магнитного поля (осаждение электронов). Увеличение электронных концентраций на высотах $\simeq 100$ км связано с воздействием потоков высокоэнергетических частиц от Солнца (наблюдалось в периоды повышенной солнечной активности). Самый нижний электронный пик традиционно связывался с абляцией вещества метеороидов, однако последние экспериментальные данные ставят под сомнение это утверждение.

N_2^+ / CO^+ , $HCO^+ / HOC^+ / N_2H^+$, NO^+ , HNO^+ , HO_2^+ , $OSOH^+$ и др. [74]. Кроме того, в состав ионосферы Марса входят ионы различных металлов, в особенности ионы магния Mg^+ , которые, помимо прочего, могут в результате химических реакций формировать кластерные соединения типа $MgO^+(CO_2)_n$, $n \geq 1$ [63]. О металлах в атмосфере Марса более подробно будет сказано в соответствующем разделе. На Рисунке 1.8 представлены высотные профили положительных ионов, измеренные масс-спектрометром NGIMS.

До главного ионосферного пика ($\simeq 135 - 140$ км, слой M2) электроны и ионы плазмы находятся в термальном равновесии с нейтральным газом атмо-

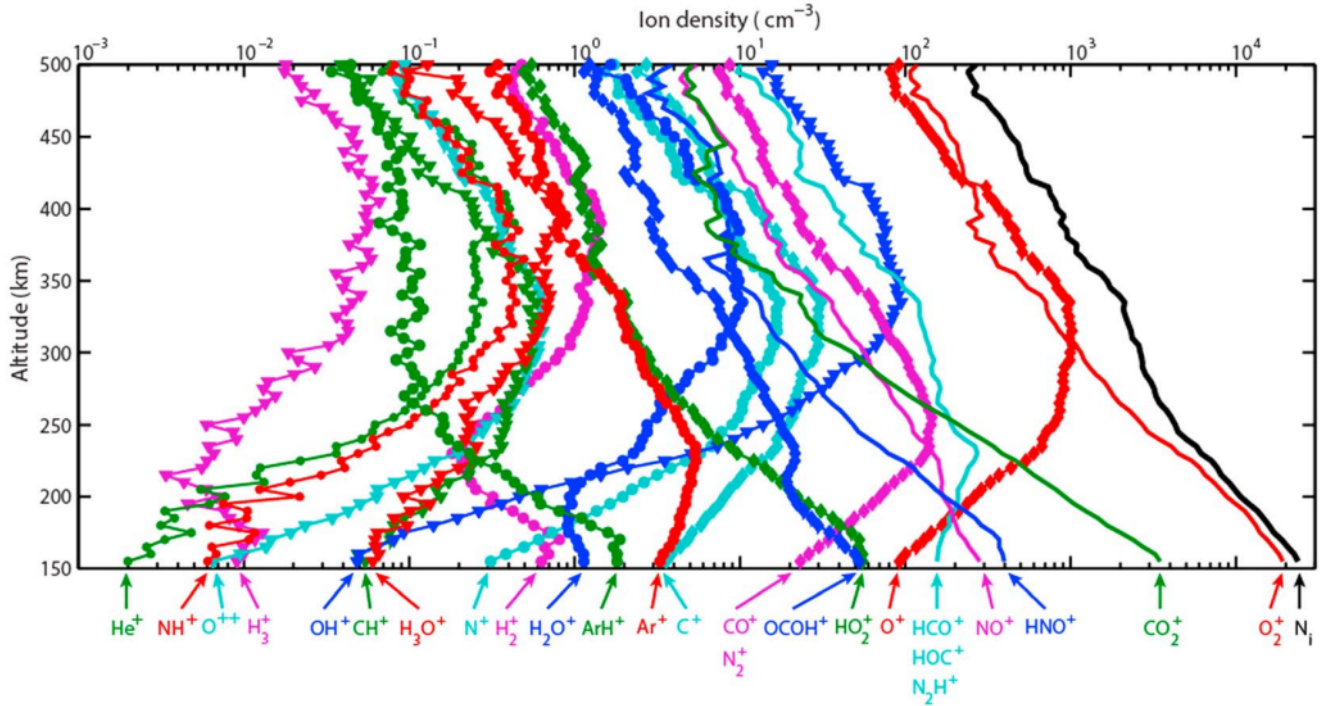


Рисунок 1.8 – Высотные профили положительных ионов в атмосфере Марса, измеренные масс-спектрометром NGIMS, установленном на борту аппарата MAVEN (профили некоторых ионов не отображены) [74]. Черная кривая соответствует интегральному ионному профилю N_i .

сферы [42]. Выше этого пика температура электронов резко возрастает с увеличением высоты до характерных значений в несколько тысяч кельвин [42, 58]. Температура ионов остается в равновесии с нейтральной атмосферой вплоть до высот около 170 – 180 км, после чего быстро приближается к электронным значениям [42, 58]. Более детальный анализ термальной структуры верхней ионосферы позволяет говорить о наличии в ней трех типов электронов с разными температурными профилями [58], а также о зависимости температурного режима электронов от пространственных характеристик ионосферной плазмы [58, 64].

1.5 Потоки солнечного излучения

Для описания динамики ионосферной плазмы необходимо знать освещенность атмосферы солнечным излучением. Солнечное излучение, приводя к ря-

ду фотохимических реакций, является одним из источников электронов и ионов плазмы. Для настоящей работы, однако, наиболее важным является тот факт, что солнечное излучение может приводить к фотоэффекту на поверхности пылевых частиц, благодаря чему, во-первых, последние могут приобретать положительный заряд, а, во-вторых, происходит появление специфического дополнительного источника электронов – фототока.

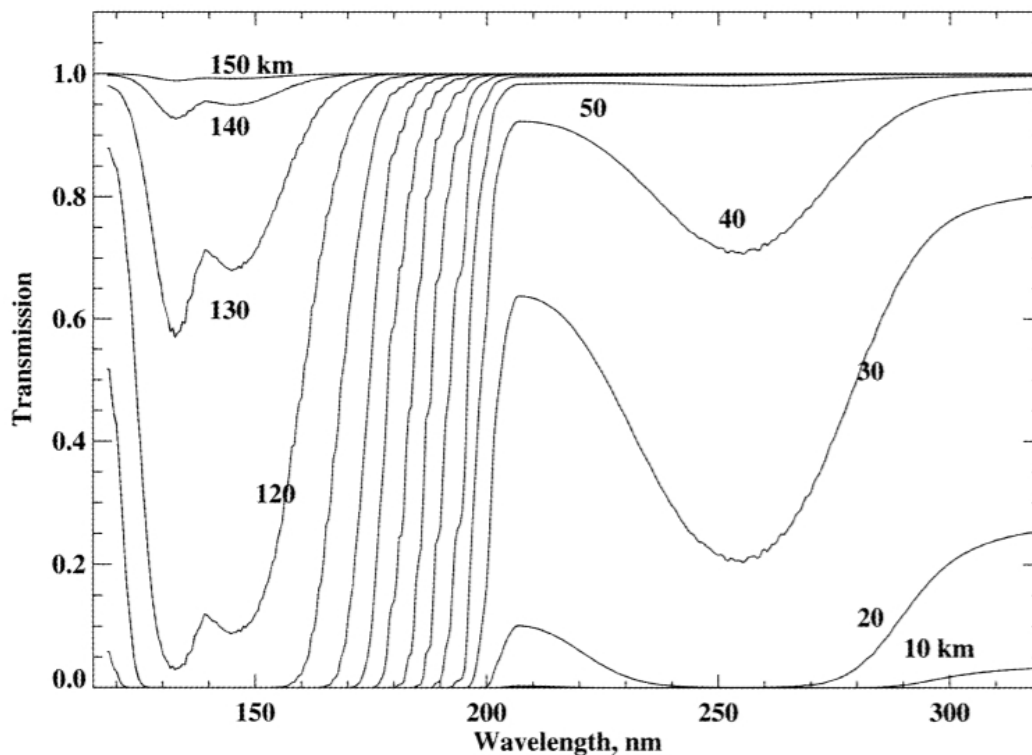


Рисунок 1.9 – Коэффициенты пропускания для тангенциальных высот в диапазоне 10 – 150 км, рассчитанные по измерениям, сделанным спектрометром SPICAM в режиме звездного затмения [65, 66].

На Рисунке 1.9 представлены коэффициенты пропускания атмосферы Марса в зависимости от тангенциальных высот согласно измерениям спектрометра SPICAM, полученным в режиме звездного затмения [65, 66]. Видно, что на высоте в 100 км коэффициент пропускания атмосферы для длин волн, меньших 165 нм, фактически равен нулю, а для больших длин волн практически неотличим от единицы. Следовательно, на интересующих нас высотах можно с хорошей точностью считать, что потоки солнечного излучения в ионосфере Марса для длин волн, больших 165 нм, идентичны внеатмосферному, а для меньших длин волн отсутствуют (заметим, что обрезание поверхностного спек-

тра происходит на длинах волн около 190 – 200 нм, см., например, [67, 68]).

Внеатмосферный солнечный спектр, использовавшийся для расчетов в настоящей работе, определялся согласно базе данных ультрафиолетового солнечного излучения за 24-ый солнечный цикл в диапазоне длин волн от 1 нм до 420 нм [69]. Данные базы соответствуют различным значениям солнечной долготы и представлены для максимума (2012 – 2013 гг.) и минимума (2008 – 2009 гг.) солнечного цикла.

1.6 Металлические пары

Отдельное внимание следует уделить вопросу, касающемуся присутствия в ионосфере Марса металлических паров. Возможность существования в ионосфере Марса металлических слоев метеорного происхождения обсуждалась уже давно (см., например, [70], где была предложена модель, согласно которой в атмосфере Марса в широком диапазоне высот должны присутствовать пары и ионы магния), однако непосредственная регистрация металлов спектрометром NGIMS, установленном на борту аппарата MAVEN, произошла относительно недавно.

Согласно полученным экспериментальным данным [71] основными чистыми веществами в обнаруженных слоях являются магний и железо, хотя присутствуют и некоторые другие металлы. Слои занимают диапазон высот от 80 км до 110 км, пиковые концентрации ионов магния и железа приходятся примерно на 90 км. Отмечалось (см. [72]), что именно на этих высотах должно происходить сгорание метеороидов, бомбардирующих планету: на высотах 90 – 110 км ожидается сгорание микрометеороидов с массами до 10^{-4} г, ниже – на высотах 60 – 90 км – сгорание (по крайней мере, частичное) метеороидов с большими массами. Вопреки прогнозам, спектрометр NGIMS зарегистрировал в атмосфере Марса ионы магния Mg^+ , однако фактически не обнаружил паров нейтрального магния Mg [73]. Последнее, возможно, связано с ионизацией магния Mg при столкновениях с атмосферным диоксидом углерода [63].

Концентрации металлов в слоях невелики: в среднем концентрации ионов магния равны 250 см^{-3} , пиковые значения – примерно 350 – 400 см^{-3} [63]. В

отдельных случаях, однако, оказывается возможным заметное повышение ионосферных концентраций металлических паров. Так, в октябре 2014 года Марс сильно сблизился с быстро летящей (около 54 км/ч) кометой C/2013 A1 (Siding Spring), и вскоре после максимального сближения (по достижении Марса пылевым облаком от кометы) был зарегистрирован подскок концентраций металлов на несколько порядков (до $\sim 10^4 - 10^5$ см $^{-3}$) [74].

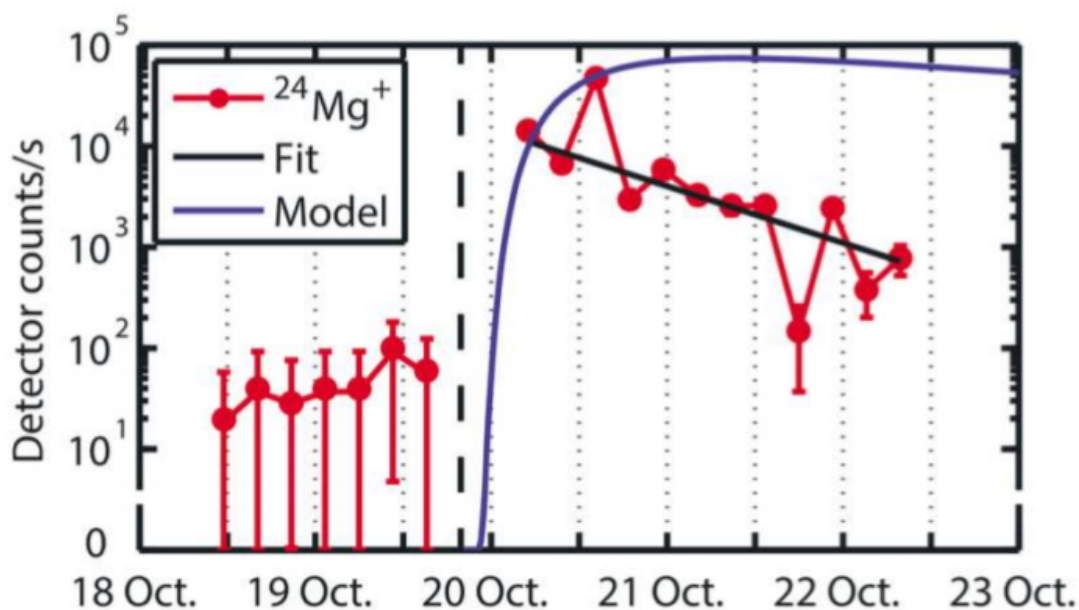


Рисунок 1.10 – Эволюция концентрации ионов магния Mg^+ , измеренной спектрометром NGIMS (установлен на борту аппарата MAVEN) в перицентре с 18 октября 2014 г. по 23 октября 2014 г. Пунктирной линией отмечено прогнозируемое время максимального пылевого потока от C/2013 A1.

На Рисунке 1.10 представлена временная зависимость концентрации иона Mg^+ в середине октября 2014 года, полученная спектрометром NGIMS. Видно, что в течение нескольких дней после максимального сближения Марса с кометой Siding Spring наблюдалось существенное повышение концентраций металлических паров. Следовательно, в отдельных случаях оказывается возможным говорить о наличии в химическом составе ионосферы Марса заметного количества металлов и, как следствие, о наличии у пылевых частиц металлических примесей. Это, в свою очередь, означает, что в ряде случаев на поверхности пылевой частицы плазмы при наличии солнечного излучения будет возможно протекание фотоэффекта. Действительно, работа выхода водяного льда $W_{\text{ice}} = 8.7$ эВ [11], твердого диоксида углерода $W_{\text{cd}} > 10$ эВ (см., например, [75]), поэтому

при обрезании солнечного спектра на 165 нм фотоэффект на поверхности частицы “чистого” вещества конденсата оказывается невозможным. Наличие же в составе микрочастицы металлических примесей будет приводить к эффективному снижению работы выхода её материала до значений $W \simeq 4.5$ эВ, меньших энергии световых квантов.

1.7 Выводы

Итак, благодаря разнообразным исследованиям атмосферы Марса последних лет было накоплено значительное количество экспериментальных данных, нуждающихся в теоретическом осмыслении. Имеющиеся на сегодняшний день сведения о химическом составе, термальной структуре, световом режиме, вертикальном распределении аэрозолей, высотным профилям ионов и электронов ионосферы достаточны, для того чтобы было возможно комплексное изучение атмосферы Марса с применением методов физики пылевой плазмы. В частности, как будет показано в следующей главе, есть все основания рассматривать ряд наблюдаемых на Марсе мезосферных облаков как образования плазменно-пылевой природы.

Глава 2. Динамика запыленной ионосферной плазмы

В настоящей главе будет представлена теоретическая модель, самосогласованным образом описывающая динамику запыленной плазмы ионосферы Марса на высотах ~ 100 км. Предлагаемая модель включает в себя уравнения, описывающие седиментацию и зарядку пылевых частиц, их рост в пересыщенных парах атмосферных газов, а также динамику электрон-ионной подсистемы ионосферы. Будет показано, что в рамках модели оказывается возможным образование слоистого плазменно-пылевого облака с характерной резкой (нижней) границей, время формирования и жизни которого определяется временем седиментации частиц конденсата.

2.1 Условия в ионосфере Марса

Прежде всего необходимо описать условия ионосферы Марса, важные для физики рассматриваемых процессов. На Рисунках 2.1 и 2.2 представлены высотные профили температуры нейтрального газа, парциального давления паров углекислого газа (воды) и давления насыщенных паров углекислого газа (воды) в ионосфере Марса на высотах ~ 100 км. Видно, что пары углекислого газа пересыщены в диапазоне 92 — 112 км, водяного пара — в диапазоне 88 — 116 км. Следовательно, на этих высотах оказывается возможным формирование пылевой фракции, состоящей из частиц конденсата, что, в свою очередь, означает, что в этой части ионосферы можно говорить о наличии плазменно-пылевой системы. Температурный режим, представленный на Рисунках 2.1 и 2.2, достаточно типичен для экваториальных широт мезосферы Марса во время северного лета [43].

Вычисление давления насыщенных паров углекислого газа (воды) $P_S^{\text{cd(w)}}$ над поверхностью частицы проводится стандартным образом [76, 77]. Для этой цели вводится термодинамический потенциал Φ системы, состоящей из пылевой частицы, на поверхности которой происходит конденсация молекул углекислого газа (воды), и прилегающего к частице слоя газа указанных молекул. Посколь-

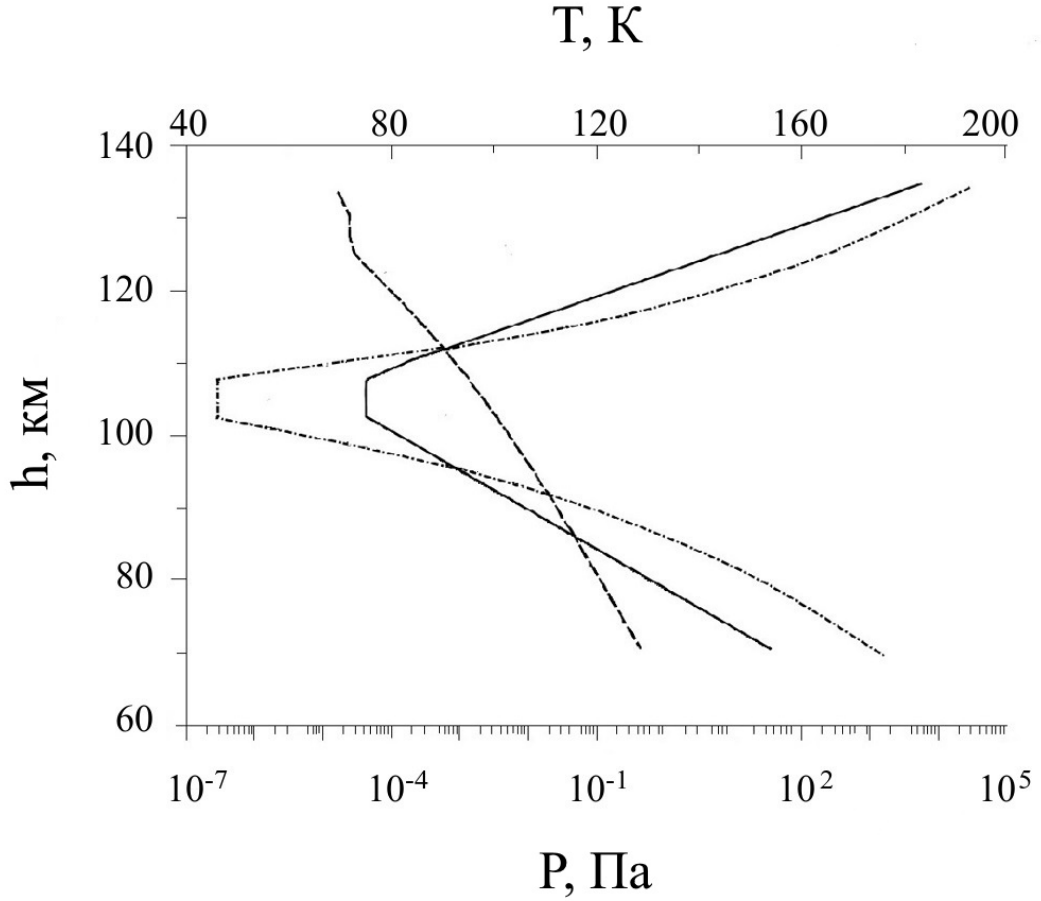


Рисунок 2.1 – Высотные профили температуры нейтрального газа (сплошная кривая), парциального давления паров углекислого газа (штриховая кривая) и давления насыщенных паров углекислого газа (штрихпунктирная кривая) в ионосфере Марса. Пары углекислого газа пересыщены в диапазоне высот 92 – 112 км.

ку пылевые частицы заряжены, и, кроме того, наряду с нейтральными молекулами окружены экранирующими её поле ионами и электронами, необходимо учитывать электростатическое взаимодействие. Таким образом, производится учет зависимости $P_S^{cd(w)}$ от размера a и заряда q_d пылевых частиц, который, в свою очередь, также является функцией размера a частицы.

Термодинамический потенциал Φ системы имеет вид

$$\Phi = m_d(\tilde{f}_d + Pv_d) + m_g(\tilde{f}_g + Pv_g) + \sigma S + \Psi_E,$$

где P – давление, $\tilde{f}_d(v_d, T)$ – удельная свободная энергия пылевой частицы, $\tilde{f}_g(v_g, T)$ – удельная свободная энергия газа, $v_{d(g)}$ – удельный объем пылевой частицы (газа), T – температура, $m_{d(g)}$ – масса пылевой частицы (газа), σ –

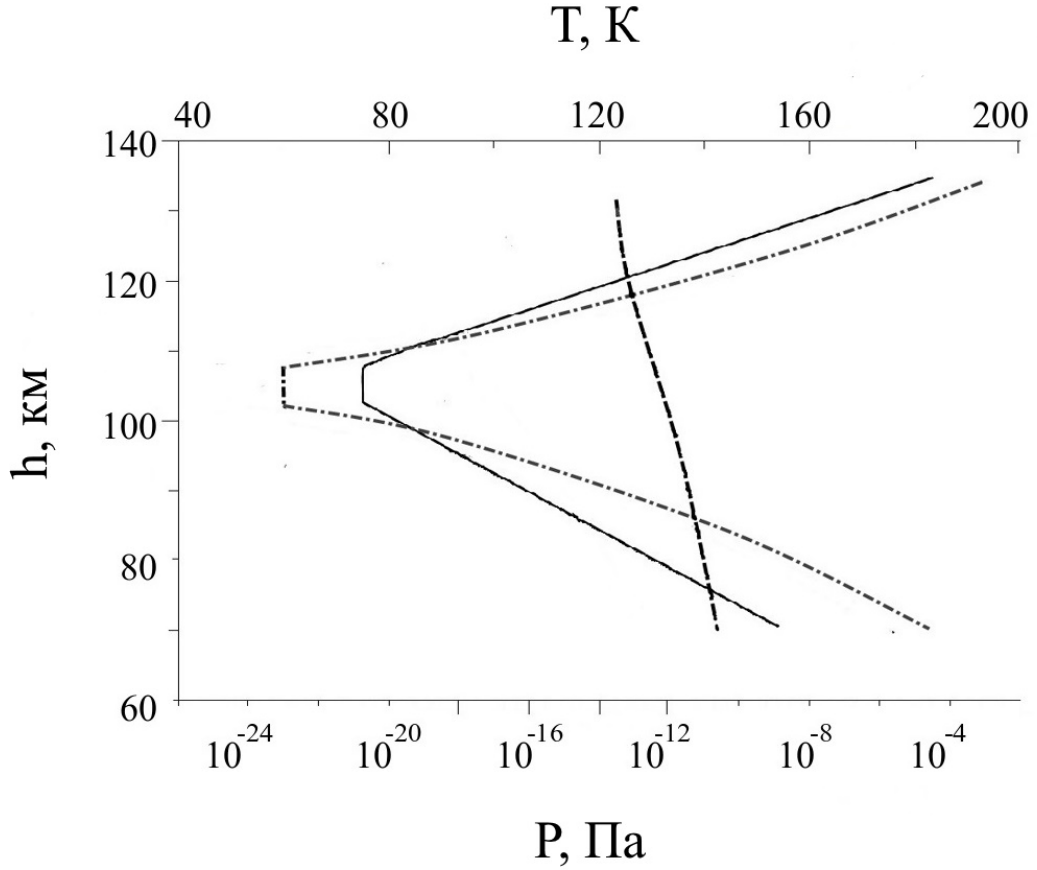


Рисунок 2.2 – Высотные профили температуры нейтрального газа (сплошная кривая), парциального давления паров воды (штриховая кривая) и давления насыщенных паров воды (штрихпунктирная кривая) в ионосфере Марса.

Пары воды пересыщены в диапазоне высот 88 – 116 км.

коэффициент поверхностного натяжения вещества частицы, S – площадь поверхности частицы. Что касается электростатической энергии Ψ_E , то она складывается из энергии электрического поля в пределах пылевой частицы (индекс “*in*”) и в остальном пространстве (индекс “*out*”):

$$\Psi_E = \int_{in} \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} dV + \int_{out} \frac{E^2}{8\pi} dV.$$

Здесь ε – диэлектрическая проницаемость вещества пылевой частицы, E – электрическое поле, V – объем.

Уравнение, связывающее значение давления $P_S^{cd(w)}$ насыщенных паров углекислого газа (воды) над частицей размера a , обладающей поверхностным зарядом q_d , и значение давления $P_0^{cd(w)}$ насыщенных паров над плоской поверхностью, выводится на основании анализа экстремумов выражения для Φ

в предположениях сферической симметрии пылевой частицы, постоянства величины ε , а также экранировки электрического поля пылевой частицы в соответствии с зависимостью Юкавы. Влияние заряда пылевой частицы на процесс конденсации, однако, оказывается не столь существенным, в связи с чем можно воспользоваться упрощенной моделью и пренебречь отличием $P_S^{\text{cd(w)}}$ от $P_0^{\text{cd(w)}}$ (ср. с [11]).

Давление насыщенных паров углекислого газа P_0^{cd} над плоской поверхностью вычислялось с помощью аппроксимационного полинома, представленного в [78]:

$$\lg P_0 = 8.279684 - \frac{1373.99}{T} + 28.56475 \cdot 10^{-3} \times T - 159.2822 \cdot 10^{-6} \times T^2 + 289.3125 \cdot 10^{-9} \times T^3 \text{ мм рт.ст.} \quad (2.1)$$

Давление насыщенных паров воды P_0^{w} определялось согласно уравнению, принятому Международной ассоциацией по изучению свойств воды и пара IAPWS [79]:

$$\lg \frac{P_0}{P_t} = \theta^{-1} \sum_{i=1}^3 a_i \theta^{b_i}, \quad (2.2)$$

где $\theta = T/T_t$, $P_t = 611.657$ Па и $T_t = 273.16$ К – соответственно давление и температура тройной точки воды. Расчетные коэффициенты a_i и b_i представлены в сводной Таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Расчетные коэффициенты давления сублимации водяного пара.

i	a_i	b_i
1	-0.212144006×10^2	$0.333333333 \times 10^{-2}$
2	0.273203819×10^2	0.120666667×10^1
3	-0.610598130×10^1	0.170333333×10^1

Итак, область высот около 100 км в ионосфере Марса представляет очевидный интерес с точки зрения исследования плазменно-пылевых процессов. В частности, есть все основания рассматривать мезосферные пылевые облака, описанные в [26], как образования плазменно-пылевой природы.

2.2 Взаимодействие пылевой частицы с атмосферой

Как следует из предыдущего раздела, с точки зрения термодинамики углекислого газа (водяного пара) рассматриваемая область ионосферы Марса может быть разделена на три характерные зоны: среднюю зону с сильно пересыщенными парами углекислого газа (воды) и две периферические области ненасыщенных паров. С точки зрения динамики пылевых частиц верхнюю область ненасыщенных паров следует назвать зоной седиментации с постоянной массой, среднюю – зоной конденсации, нижнюю – зоной сублимации (испарения). В области конденсации происходит рост пылевых зародышей ионосферы за счет десублимации паров углекислого газа (воды); в зоне сублимации идет процесс испарения ранее сконденсировавшегося газа с поверхности микрочастицы.

Остановимся в связи с этим подробнее на процессе взаимодействия пылевой частицы с атмосферой, который в условиях ионосферы Марса приобретает некоторые особенности.

Во-первых, в зоне конденсации вклад в силу вязкого кнудсеновского трения, действующего на пылевую частицу со стороны атмосферы, вносят лишь неконденсирующиеся газы. В случае конденсации водяного пара это замечание не является существенным, поскольку содержание паров воды никогда не превышает 0.2% от общего состава атмосферы Марса. Ситуация, однако, кардинально меняется в том случае, когда десублимирующим газом оказывается диоксид углерода, составляющий уже около 95% нейтральной атмосферы. Сила вязкого трения в этом случае становится до некоторой степени неопределенной и, с учетом сильного пересыщения паров углекислого газа, фактически обуславливается лишь 5% примесных газов.

На Рисунках 2.3 и 2.4 представлены зависимости величины радиуса и скорости осаждения сферически симметричной пылевой частицы от высоты в ходе седиментации (начальная скорость частицы равна нулю). Левые панели на обоих рисунках отвечают начальному радиусу микрочастицы $a_0 = 20$ нм, правые – начальному радиусу $a_0 = 200$ нм. Сплошные кривые на всех панелях соответствуют случаю завышенного значения силы вязкого трения ($k = 1$),

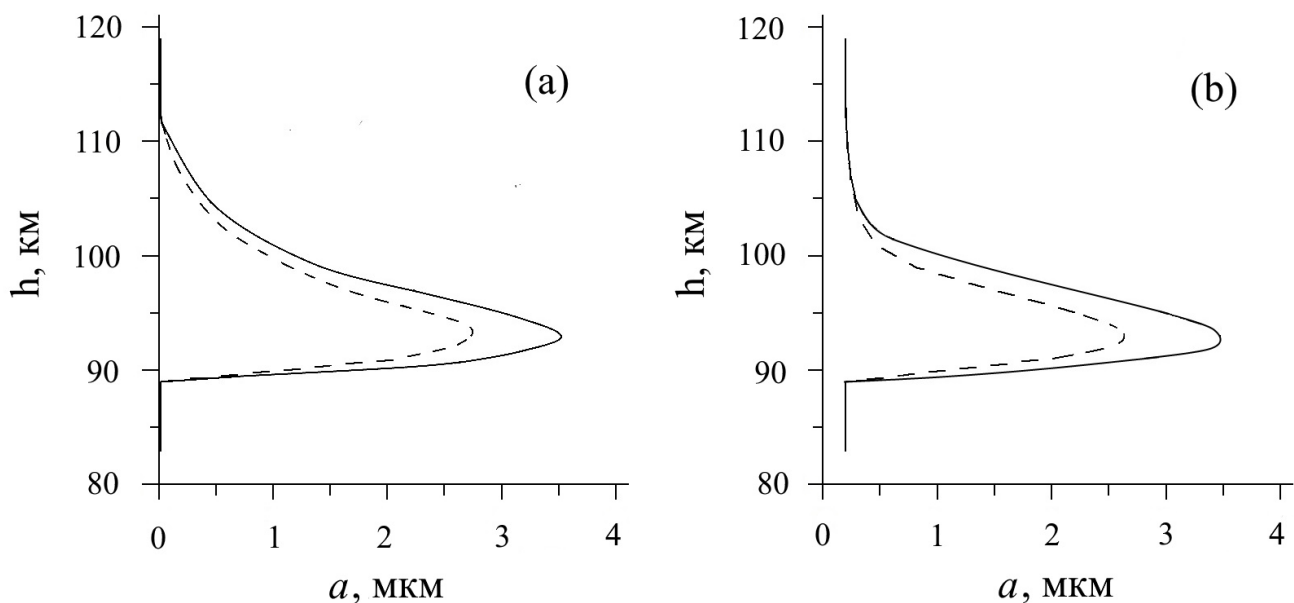


Рисунок 2.3 – Зависимость величины радиуса сферически симметричной пылевой частицы от высоты в ходе седиментации. Сплошные линии соответствуют случаю завышенной силы вязкого трения (без понижающего коэффициента, $k = 1$), штриховые – случаю с $k = 0.05$. Левая панель соответствует начальному радиусу пылевой частицы $a_0 = 20$ нм, правая – начальному радиусу $a_0 = 200$ нм.

штриховые – случаю, когда учитывается снижение трения в зоне конденсации (поправочный коэффициент $k = 0.05$). Хорошо видно, что учет снижения корректирует результаты расчетов примерно на 10 – 20 %. Так, для частиц с начальным радиусом в 20 нм время седиментации с высоты 120 км до высоты 90 км составляет около 8 мин без учета снижения трения и 6 мин при введении поправки. Максимальные радиусы микрочастиц оказываются в этих случаях равными 3.5 мкм и 2.7 мкм, максимальные (минимальные) скорости падения – 150 (37) м/с и 151 (43) м/с соответственно. Аналогичные вычисления для случая седиментации пылевой частицы с начальным радиусом в 200 нм дают на указанном промежутке высот время падения 5 мин при $k = 1$ и 4 мин при $k = 0.05$. Максимальный радиус в случае завышенного трения составляет 3.5 мкм, при учете снижения – 2.6 мкм; скорости падения принимают соответственно значения от 47 м/с до 242 м/с (без поправки) и от 67 м/с до 257 м/с (с поправкой). Результаты расчетов сведены в Таблице 2.2.

Во-вторых, особого внимания требует рассмотрение динамики системы

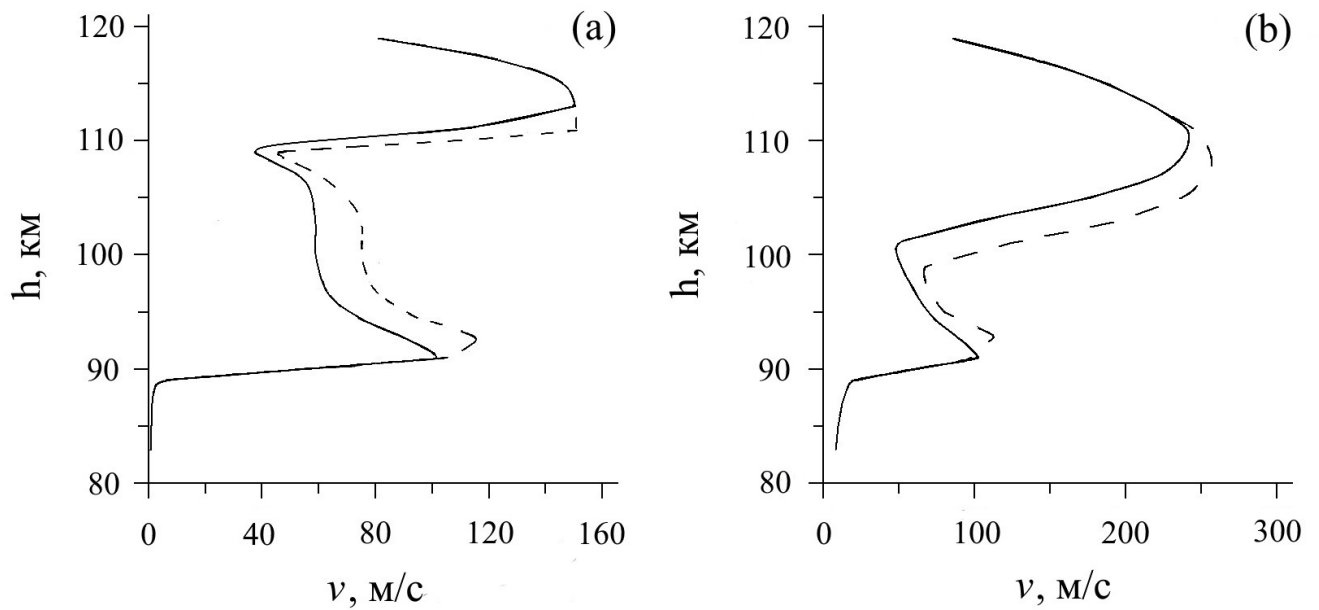


Рисунок 2.4 – Зависимость величины модуля скорости сферически симметричной пылевой частицы от высоты в ходе седиментации. Сплошные линии соответствуют случаю завышенной силы вязкого трения (без понижающего коэффициента, $k = 1$), штриховые – случаю с $k = 0.05$. Левая панель соответствует начальному радиусу пылевой частицы $a_0 = 20$ нм, правая – начальному радиусу $a_0 = 200$ нм.

Таблица 2.2 – Параметры седиментации сферически симметричной микрочастицы в зависимости от начального радиуса и величины силы трения.

Параметр	$a_0 = 20$ нм		$a_0 = 200$ нм	
	$k = 1$	$k = 0.05$	$k = 1$	$k = 0.05$
Время седиментации, мин	8	6	5	4
Максимальный радиус, мкм	3.5	2.7	3.5	2.6
Максимальная скорость осаждения, м/с	150	151	242	257
Минимальная скорость осаждения, м/с	37	43	47	67

“пылевая частица + газ”, которая оказывается существенно различной в зонах конденсации и сублимации.

Изменение полного (суммарного) импульса системы P обусловлено дей-

ствием сил тяжести mg и вязкого трения F_f :

$$\frac{dP}{dt} = mg - F_f,$$

откуда для зоны конденсации имеем

$$m \frac{dv}{dt} = mg - F_f - v \frac{dm}{dt} \equiv mg - F_f + f,$$

где m и v – масса и скорость седиментации пылевой частицы, dm – масса конденсирующегося газа, g – ускорение свободного падения на Марсе, $f \equiv -v(dm/dt)$ – фактор, отвечающий за неупругое взаимодействие микрочастицы с налипающими на неё молекулами конденсата.

Поскольку скорость звука и средняя тепловая скорость – величины одного порядка, вклад каждого из двух тормозящих факторов F_f и f зависит от соотношения плотностей конденсирующихся и создающих сопротивление газов. Как было сказано ранее, в случае конденсации углекислого газа (чьи концентрации велики) происходит эффективное снижение силы вязкого трения в области пересыщения, поэтому в этом случае основным тормозящим фактором оказывается взаимодействие пылевой частицы с молекулами конденсата.

Иное имеет место в зоне сублимации: здесь член с f исчезает, т.к. в этом случае испаряющиеся молекулы углекислого газа и микрочастица покоятся друг относительно друга (физически это означает, что испарившиеся с поверхности частицы молекулы углекислого газа тормозятся не за счет ускорения пылинки, а за счет передачи кинетической энергии молекулам атмосферы). Кроме того, в зоне сублимации уже весь газ марсианской атмосферы создает силу вязкого трения. В результате основным тормозящим фактором в нижней области ненасыщенных паров является вязкое трение, а динамика испаряющегося газа и пылевой частицы описывается уравнением

$$\frac{dP}{dt} \equiv m \frac{dv}{dt} = mg - F_f.$$

Итак, в условиях атмосферы Марса режим оседания частиц конденсата диоксида углерода, несмотря на изотропное распределение углекислого газа, существенно различен для зон конденсации и сублимации. В зоне конденсации происходит эффективное снижение силы вязкого кнудсеновского трения, в

связи с чем торможение частицы в этой области обусловлено неупругим взаимодействием с налипающими молекулами углекислого газа. В зоне сублимации, напротив, тормозящее воздействие на микрочастицу оказывает именно вязкое трение, в то время как фактор неупругого взаимодействия исчезает.

2.3 Теоретическая модель

Перейдем непосредственно к изложению теоретической модели. Предлагаемая модель, как было сказано во введении к настоящей главе, описывает седиментацию и зарядку пылевых частиц, их рост за счет конденсации пересыщенных паров углекислого газа (воды), а также изменение состава электрон-ионной подсистемы ионосферы, вызванное пылевой фракцией. Основные уравнения модели, таким образом, могут быть разделены на две группы: уравнения, описывающие процессы конденсации и седиментации, и уравнения, описывающие взаимное влияние пылевых частиц и заряженной компоненты ионосферы друг на друга.

Эволюция функции распределения $f_d(h, a, v, t)$ пылевых частиц задается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \frac{\partial f_d}{\partial a} \frac{da}{dt} + \frac{\partial f_d}{\partial h} \frac{dh}{dt} + \frac{\partial f_d}{\partial v} \frac{dv}{dt} = 0, \quad (2.3)$$

$$\frac{da}{dt} = \frac{\alpha_{cd(w)} m_{cd(w)} v_{cd(w)}^{\text{th}} (n_{cd(w)} - n_{cd(w)}^S)}{4\rho_d}, \quad (2.4)$$

$$\frac{dv}{dt} = (mg - F_f + f) \frac{1}{m} = g - \frac{F_f}{m} + \frac{f}{m}, \quad (2.5)$$

$$F_f = \pi \rho C_S a^2 F_d v, \quad (2.6)$$

$$f = u \frac{dm}{dt}, \quad (2.7)$$

$$\frac{dh}{dt} = -v, \quad (2.8)$$

где $\alpha_{cd(w)}$ – коэффициент аккомодации молекул углекислого газа (воды) при столкновении с пылевой частицей (обычно в сильно пересыщенных парах $\alpha_{cd(w)} \sim 1$), a – характерный линейный размер пылевой частицы, m и $m_{cd(w)}$ – соответственно масса микрочастицы и молекулы углекислого газа (воды), $n_{cd(w)}$ и $n_{cd(w)}^S$ – фактическая и насыщенная концентрации конденсирующегося углекислого газа (водяного пара), ρ и ρ_d – плотности атмосферного газа (фактически совпадает с плотностью углекислого газа) и материала пылевой частицы, $v_{cd(w)}^{th}$ и C_S – тепловая скорость молекул углекислого газа (воды) и локальная скорость звука в атмосфере Марса, v – скорость пылевой частицы, $u = -v$ в зоне конденсации и $u = 0$ в зоне сублимации, F_d – коэффициент порядка единицы, отражающий влияние формы частицы, g – ускорение свободного падения на Марсе, h – высота. Значение концентрации $n_{cd(w)}^S$ насыщенного пара определяется из $P_S^{cd(w)}$ с помощью хорошо известного соотношения для идеального газа: $n_{cd(w)}^S = P_S^{cd(w)} / kT$, где T – температура.

Второе слагаемое в левой части (2.3) описывает рост пылевых частиц в окружающем пересыщенном паре углекислого газа (воды). Увеличение размера частицы вызвано “прилипанием” конденсирующегося газа к её поверхности. Среднее число соударений молекул углекислого газа (воды) с единицей площади есть $n_{cd(w)} v_{cd(w)}^{th} / 4$, откуда для полного числа молекул, соударяющихся в единицу времени с поверхностью сферически симметричной микрочастицы, имеем $\pi n_{cd(w)} v_{cd(w)}^{th} a^2$. Число конденсирующихся молекул углекислого газа (воды), таким образом, оценивается как $\alpha_{cd(w)} \pi n_{cd(w)} v_{cd(w)}^{th} a^2$, где коэффициент аккомодации $\alpha_{cd(w)}$ фактически есть вероятность “прилипания”. Далее необходимо учесть частичную сублимацию замерзшего газа с поверхности микрочастицы. Число молекул, испаряющихся с единицы площади, можно оценить через среднее число соударений для случая насыщенных паров $n_{cd(w)}^S v_{cd(w)}^{th} / 4$, откуда для полного числа испаряющихся молекул получаем $\alpha_{cd(w)} \pi n_{cd(w)}^S v_{cd(w)}^{th} a^2$.

Четвертый член в левой части (2.3) описывает седиментацию пылевой частицы под действием силы тяжести mg , силы вязкого кнудсеновского трения F_f и, в случае нахождения микрочастицы в зоне конденсации, неупругого взаимодействия с налипающими молекулами конденсата. Поскольку размер пылевых частиц много меньше длины свободного пробега молекул нейтрального газа атмосферы, зависимость силы трения от размера микрочастицы является

квадратичной ($\text{Kn} \gg 1$, свободномолекулярный режим) [16]. Кроме того, в случае десублимации диоксида углерода член с F_f в зоне конденсации понижается с коэффициентом $k = 0.05$.

В условиях ионосферы Марса оказывается возможным пренебречь коагуляцией пылевых частиц при их столкновениях друг с другом, т.к. характерное время τ_{coag} такого процесса значительно превышает все остальные значимые характерные времена: $\tau_{\text{coag}} \sim (n_d v \pi a^2)^{-1} \gtrsim 10^3$ с. Кроме того, на рассматриваемых высотах можно пренебречь броуновским движением пылевых частиц. Действительно, характерная величина смещения частицы может быть оценена по формуле

$$\langle x^2 \rangle = 2kTB\tau = 2kT \frac{1}{\pi \rho C_S a^2} \tau,$$

где $B = 1/(\pi \rho C_S a^2)$ – подвижность частицы в разреженной газовой среде. Для типичных в условиях ионосферы Марса значений $T \simeq 100$ К, $a \gtrsim 100$ нм, $\tau \simeq 300$ с диффузионный дрейф оказывается $\lesssim 10$ м, что составляет менее 1 % от высоты падения.

Описание взаимного влияния пылевых частиц и заряженной компоненты ионосферы друг на друга задается системой из трех уравнений непрерывности:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}} n_e n_i + L_{\text{photo}}^e - L_{\text{dust}}^e, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}} n_e n_i - L_{\text{dust}}^i, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} = q_{\text{photo}} + \nu_i - \nu_e, \quad (2.11)$$

где n_i , n_e – концентрации соответственно ионов и электронов, Z_d – заряд пылевой частицы (в единицах элементарного), q_e – скорость ионизации от естественных источников, α_{rec} – коэффициент рекомбинации.

Слагаемые L_{dust}^j ($j = e, i$) в правой части (2.9) и (2.10) описывают потери заряженных частиц ионосферной плазмы (ионов и электронов) за счет натекания на пылевые частицы с учетом распределения микрочастиц n_d^a по размерам, $L_{\text{dust}}^j = \sum_a \nu_j^a n_d^a$. Слагаемое L_{photo}^e в (2.9) отвечает за появление электронов фототока в результате фотоэффекта, $L_{\text{photo}}^e = \sum_a q_{\text{photo}}^a n_d^a$. В последнем (2.11) уравнении ν_e и ν_i – скорости зарядки, обусловленные натеканием электронов

и ионов на поверхность микрочастицы, q_{photo} – скорость ионизации, вызванная фотоэффектом. Уравнения (2.9) – (2.11) выписаны в локальном приближении, что является допустимым, т. к. в условиях ионосферы Марса перенос пылевых частиц протекает существенно быстрее, чем их зарядка.

Зарядка микрочастицы происходит, в частности, за счет рекомбинации электронов и ионов на её поверхности. Гибель ионов и электронов в процессе зарядки, в свою очередь, должна приводить к снижению концентрации заряженной компоненты ионосферы в областях с заметными концентрациями пылевых частиц. Отметим здесь же, что при наличии солнечного излучения поведение пылевой ионосферной плазмы может становится гораздо более сложным (см., например, [11]). Расчет микроскопических токов положительных ионов и электронов окружающей плазмы на пылевые частицы проводится с помощью зондовой модели [80, 81]. В рамках этой модели скорости натекания ионов и электронов на заряженную пылевую частицу рассчитываются исходя из законов сохранения энергии и момента импульса. Если пылевые частицы заряжены отрицательно, то зондовое приближение приводит к следующим выражениям для скоростей зарядки:

$$\nu_e \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_e \exp \left(\frac{eq_d}{aT_e} \right),$$

$$\nu_i \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} n_i \left(1 - \frac{eq_d}{aT_i} \right).$$

Для положительно заряженных пылевых частиц выражения для ν_e , ν_i принимают вид

$$\nu_e \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \left(1 + \frac{eq_d}{aT_e} \right),$$

$$\nu_i \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} n_i \exp \left(-\frac{eq_d}{aT_i} \right).$$

Здесь T_e и T_i – температуры электронов и ионов, m_α – масса частицы сорта α , $q_d = Z_d e$.

Ионизация пылевой частицы, обусловленная фотоэффектом, характеризуется скоростью q_{photo} , которая, в свою очередь, зависит от потока солнечного излучения $F(\lambda)$. Число фотонов на единицу площади поверхности в диапазоне

длин волн $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ есть $\lambda F(\lambda)d\lambda/(2\pi\hbar c)$, откуда для скорости ионизации q_{photo} имеем

$$q_{\text{photo}} \approx \frac{\pi a^2 \beta}{(2\pi\hbar) c} \int_0^{\lambda^*} \lambda F(\lambda) d\lambda,$$

где $F(\lambda)$ – энергетический поток солнечного излучения, λ^* – максимальная длина волны фотона, приводящая к фотоэффекту (определяется минимальной энергией световых квантов), β – вероятность фотоэффекта. Типичные значения β обычно лежат в пределах $10^{-4} - 10^{-2}$, причем как правило $\beta < 10^{-3}$ [82]. В настоящей работе было принято $\beta = 5 \cdot 10^{-4}$.

Минимальная энергия фотонов $(2\pi\hbar) c/\lambda^*$, приводящая к фотоэффекту, определяется работой выхода W материала пылевой частицы и её зарядом, задающим равновесный потенциал eZ_d/a . В данном случае можно не учитывать зависимость фототока электронов от величины заряда пылевой частицы, т. к. энергия фотона $(2\pi\hbar) c/\lambda^*$ по порядку составляет несколько эВ, а величина потенциальной энергии фотоэлектрона $e^2|Z_d|/a \sim kT_e \simeq 0.01$ эВ. Таким образом, можно считать, что максимальная длина волны фотона, приводящая к фотоэффекту, определяется только работой выхода материала пылевой частицы.

Влияние фотоэффекта может быть важным для достаточно крупных частиц, т.к. темп ионизации, ассоциированный с фотоэффектом, оказывается сопоставимым с темпом ионизации от естественных источников (ср. с [11]). Для частиц наномасштабных размеров влияние фотоэффекта не столь существенно из-за малого сечения поглощения $Q \sim a^2$. Кроме того, весьма важным для фотоэффекта оказывается факт наличия или отсутствия в составе микрочастицы металлических примесей. Как было сказано в предыдущей главе, в интересующей нас области ионосферы отсутствует высокоэнергетическая часть спектра ($(2\pi\hbar) c/\lambda \geq 7.5$ эВ при $\lambda \leq 165$ нм), поэтому в отсутствие примесей энергия светового кванта оказывается недостаточной для выбивания фотоэлектрона (работа выхода водяного льда $W_{\text{ice}} = 8.7$ эВ, твердого диоксида углерода $W_{\text{cd}} > 10$ эВ). Ситуация, однако, качественно меняется, если пылевая частица имеет в своем составе металлические примеси, которые значительно снижают величину работы выхода (в настоящей работе в этом случае работа выхода принималась равной 4 эВ).

Уравнения модели (2.3) – (2.11) выписаны в одномерном приближении

(координатой является высота h). Такое приближение является оправданным, поскольку горизонтальные и вертикальные составляющие скоростей микрочастиц по порядку равны друг другу, а горизонтальный размер (~ 100 км) слоистых плазменно-пылевых образований (представляющих особый интерес для настоящей работы) значительно превышает вертикальный (~ 1 км), поэтому на рассматриваемых временах оказывается возможным пренебречь горизонтальным смещением пылевых частиц.

2.4 Результаты

Перейдем к обсуждению результатов, полученных в рамках изложенной выше модели.

1. На Рисунке 2.5 представлена эволюция пылевых слоев в ионосфере Марса, составляющих начальный прямоугольный профиль концентраций, в случае конденсации паров углекислого газа. Попадая в зону конденсации, пылевые частицы начинают быстро увеличиваться в размерах, при этом частицы из верхних слоев, находившиеся изначально на границе раздела зон с пересыщенными и ненасыщенными парами, эволюционируют медленнее тех частиц, которые первоначально располагались непосредственно в зоне конденсации. В результате в ходе седиментации пылевые слои перемешиваются друг с другом, что, в свою очередь, приводит к образованию тонкого слоистого облака с резкой нижней границей. Характерное время существования такого облака, составляющее согласно расчетам около нескольких минут, определяется временем осаждения пылевых частиц сквозь зону конденсации, т.к. ниже этой зоны весь сконденсировавшийся углекислый газ испаряется.

2. Существенно иной будет эволюция пылевых слоев в случае конденсации пересыщенного водяного пара (см. Рисунок 2.6, начальный профиль концентраций прямоугольный). В этом случае пылевые частицы эволюционируют очень медленно и седиментируют в зоне конденсации в течение часов, практически не увеличивая своих размеров. Разные слои таких частиц не смешиваются друг с другом, поэтому образование слоистого облака в этом случае оказывается невозможным. Причиной подобного поведения являются очень низкие значения

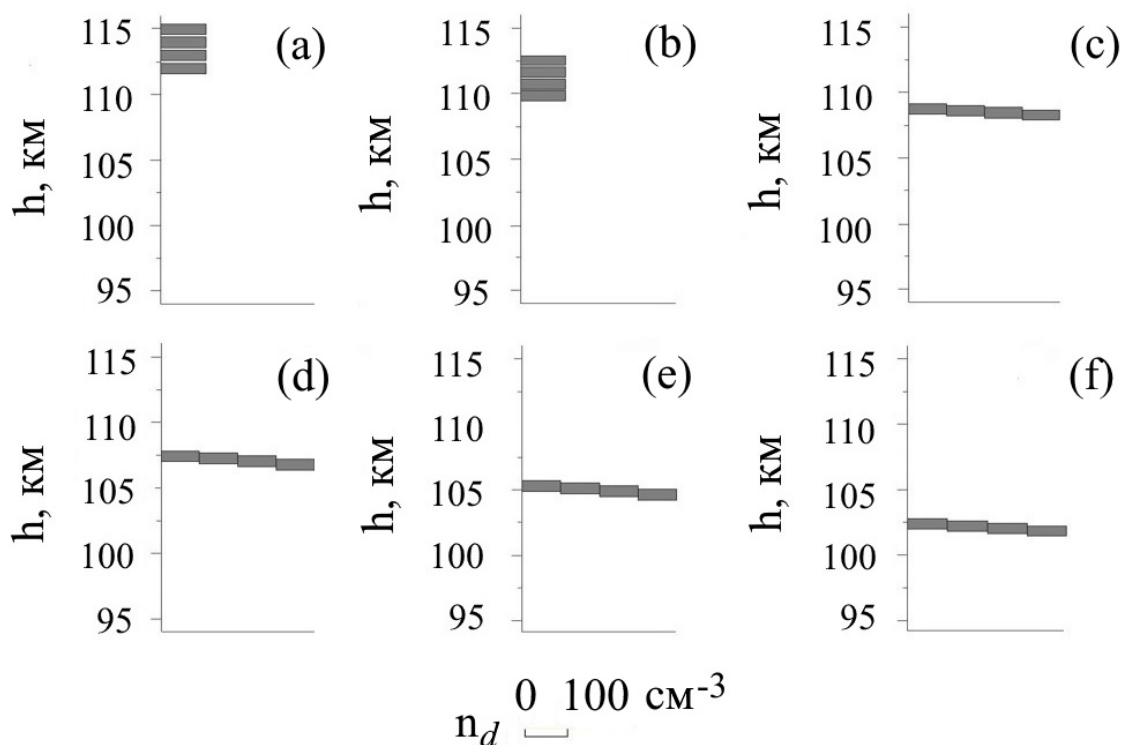


Рисунок 2.5 – Эволюция пылевых слоев (конденсация углекислого газа), составляющих начальный прямоугольный профиль концентраций ($t = 0$ (a), 40 (b), 120 (c), 200 (d), 240 (e), 280 (f) с). Начальный размер пылевых частиц составляет 4.5 нм. Концентрация частиц пыли в каждом слое равна $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Во время седиментации пылевые слои перемешиваются. Первоначально перекрываются два нижних слоя (b), позже перекрываются все слои (c) – (f) (столбцы, характеризующие слои, расширяются вдоль оси абсцисс).

концентрации водяного пара на рассматриваемых высотах ионосферы Марса.

3. Поскольку конденсация водяного пара согласно предложенной модели динамики запыленной ионосферной плазмы не оказывает существенного влияния на процесс формирования пылевых облаков в ионосфере Марса, сказанное здесь и далее будет относиться только к облакам частиц углекислого газа. На Рисунке 2.7 представлено высотное распределение пылевых частиц марсианских мезосферных облаков, формирующихся при седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего прямоугольный профиль концентраций на высотах 110 – 120 км. Пылевые частицы в ходе седиментации приобретают некоторый заряд, знак и абсолютная величина которого существенным образом зависят от наличия или отсутствия солнечного излучения, а

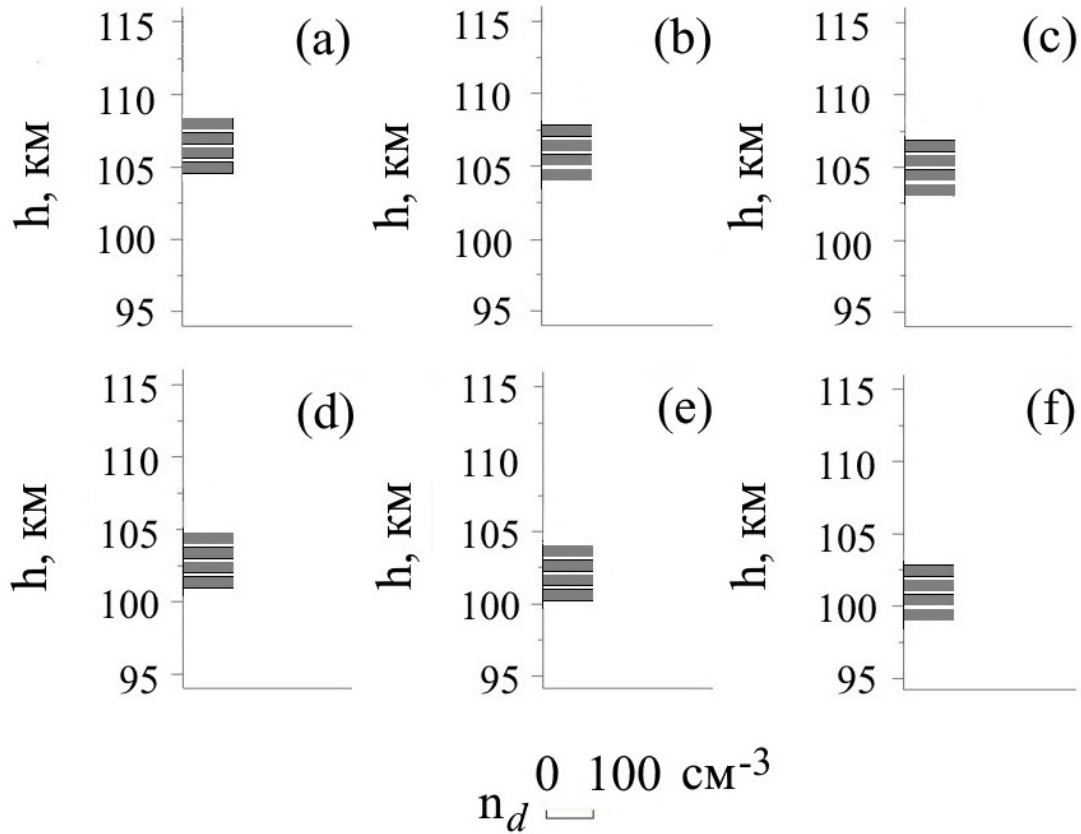


Рисунок 2.6 – Эволюция слоев в ионосфере Марса (конденсация водяных паров), составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации ($t = 0$ (a), 4 (b), 8 (c), 12 (d), 16 (e), 20 (f) ч). Начальный размер пылевых частиц составляет 4.5 нм. Концентрация частиц пыли в каждом слое равна $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Во время седиментации пылевые слои не перемешиваются.

также от наличия или отсутствия в составе микрочастиц металлических примесей. Ночью частицы приобретают отрицательный заряд, т.к. в этом случае их заряд определяется только микроскопическими токами ионов и электронов окружающей плазмы (подвижность электронов выше подвижности ионов, поэтому электронный ток преобладает над ионным). Аналогичное имеет место и днем для частиц чистого углекислого газа. Ситуация качественно меняется в том случае, когда пылевые частицы облака, оказавшегося в дневных условиях, имеют в своем составе металлические примеси. Наличие фотоэффекта приводит к приобретению такими частицами существенного положительного заряда. Порядок приобретаемого частицей заряда равен соответственно $q_d \sim -10e$ в отсутствие фотоэффекта и $q_d \sim 100e$ при его наличии.

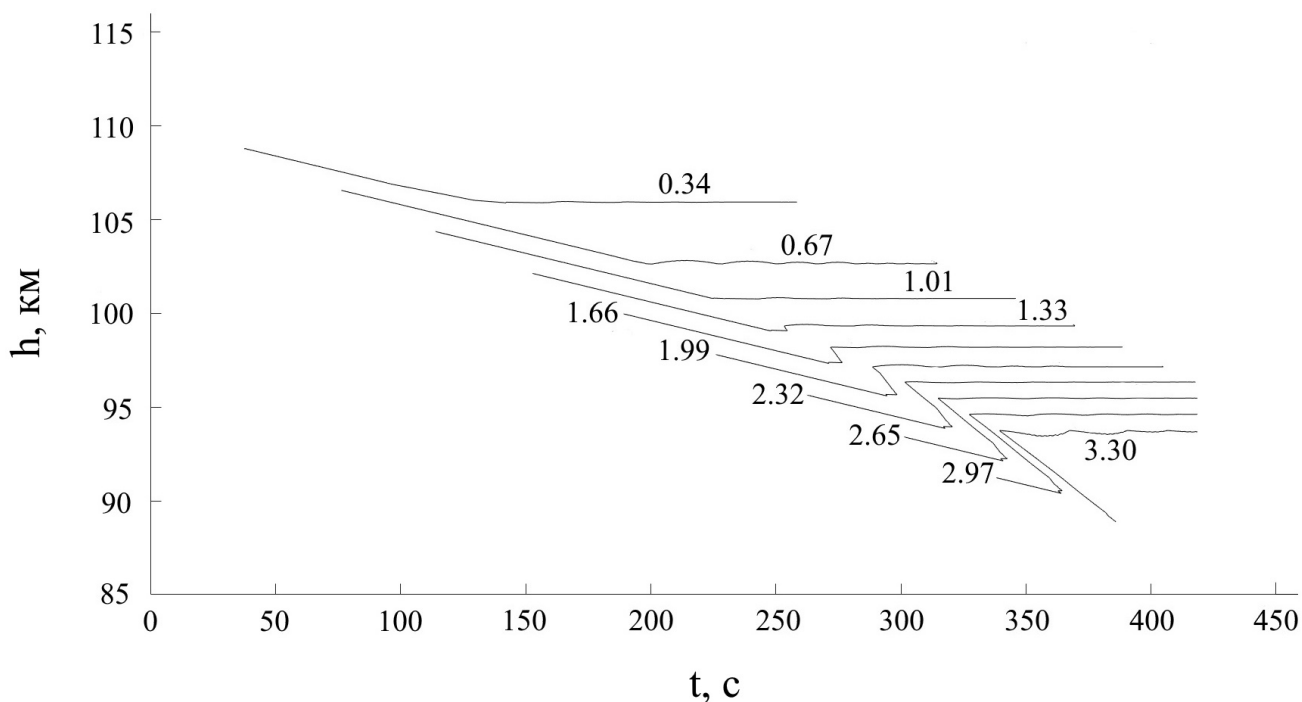


Рисунок 2.7 – Высотное распределение пылевых частиц марсианских мезосферных облаков, формирующихся при седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего прямоугольный профиль концентраций на высотах 110 – 120 км. Начальный размер пылевых частиц облака равен 10 нм. С течением времени происходит скопление увеличившихся в размерах частиц конденсата на границе раздела зон с пересыщенными и ненасыщенными парами углекислого газа. Цифры над кривыми обозначают размеры частиц в микрометрах.

4. Наличие в ионосфере значительного количества пылевых частиц с $|Z_d| \sim 10 - 100$ должно приводить к заметному возмущению заряженной компоненты плазмы, поскольку суммарный заряд пылевой фракции оказывается сопоставимым с интегральным зарядом ионов и электронов. Рисунки 2.8 и 2.9 иллюстрируют изменения равновесных концентраций электронов и ионов плазмы, вызванные тонким (~ 0.5 км) седиментирующим пылевым слоем в случае отсутствия фотоэффекта (ночная плазма либо дневная плазма с пылевыми частицами без металлических примесей). Видно, что в отсутствие фотоэффекта наличие микрочастиц пыли, на которых рекомбинируют электроны и ионы плазмы, приводит к понижению электрон-ионных концентраций. Абсолютная величина снижения ионных концентраций меньше, чем электронных, поскольку

ку, как было сказано в предыдущем пункте, ток электронов на пылевую частицу больше тока ионов.

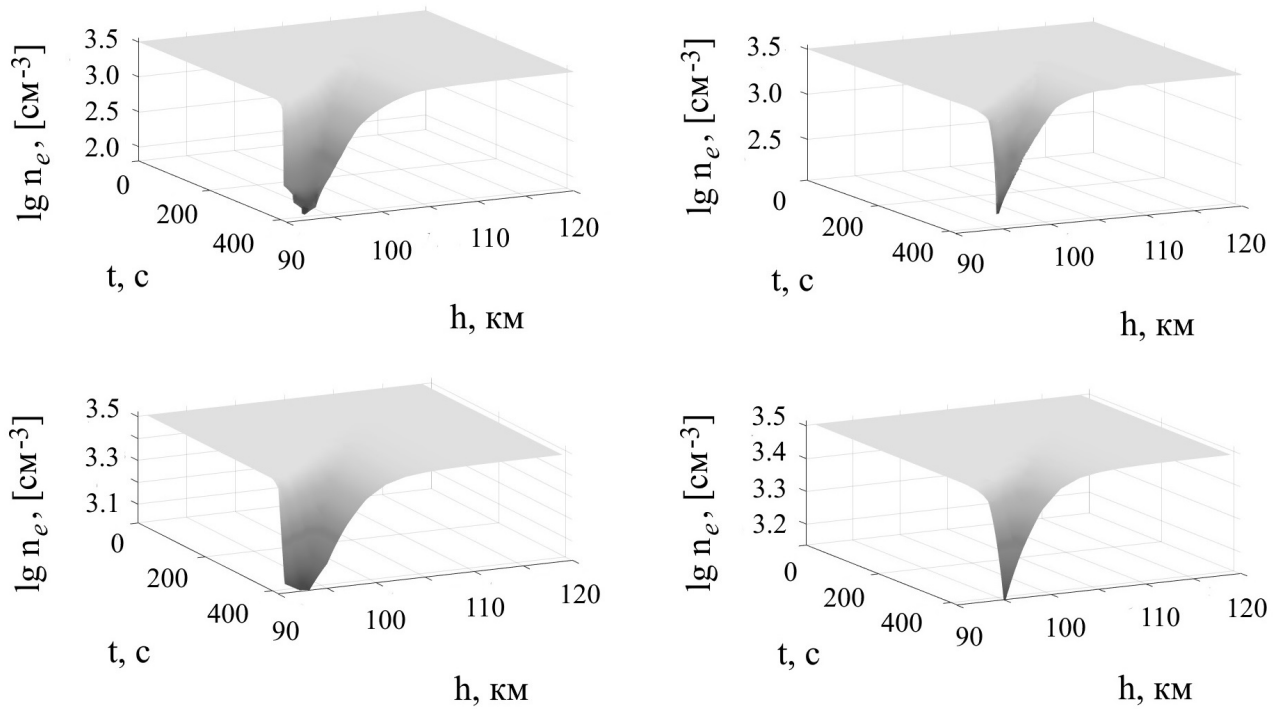


Рисунок 2.8 – Высотный профиль концентраций электронов плазмы в зависимости от времени при седиментации тонкого (~ 0.5 км) пылевого слоя в случае отсутствия фотоэффекта (ночная плазма либо дневная плазма с пылевыми частицами без металлических примесей). Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км.

5. Динамика электрон-ионной подсистемы ионосферы оказывается принципиально иной, если седиментирующие пылевые частицы имеют в своем составе металлические примеси. Такие частицы, приобретая благодаря фотоэффекту существенный положительный заряд, повышают концентрации электронов плазмы за счет фототока. Для ионов же следует по-прежнему ожидать понижение концентраций, однако прогнозируемая величина снижения невелика и, более того, равновесная ионная концентрация может оставаться практически неизменной, т.к. рекомбинация положительных ионов на поверхности микрочастицы, несущей положительный заряд, требует преодоления кулоновского ба-

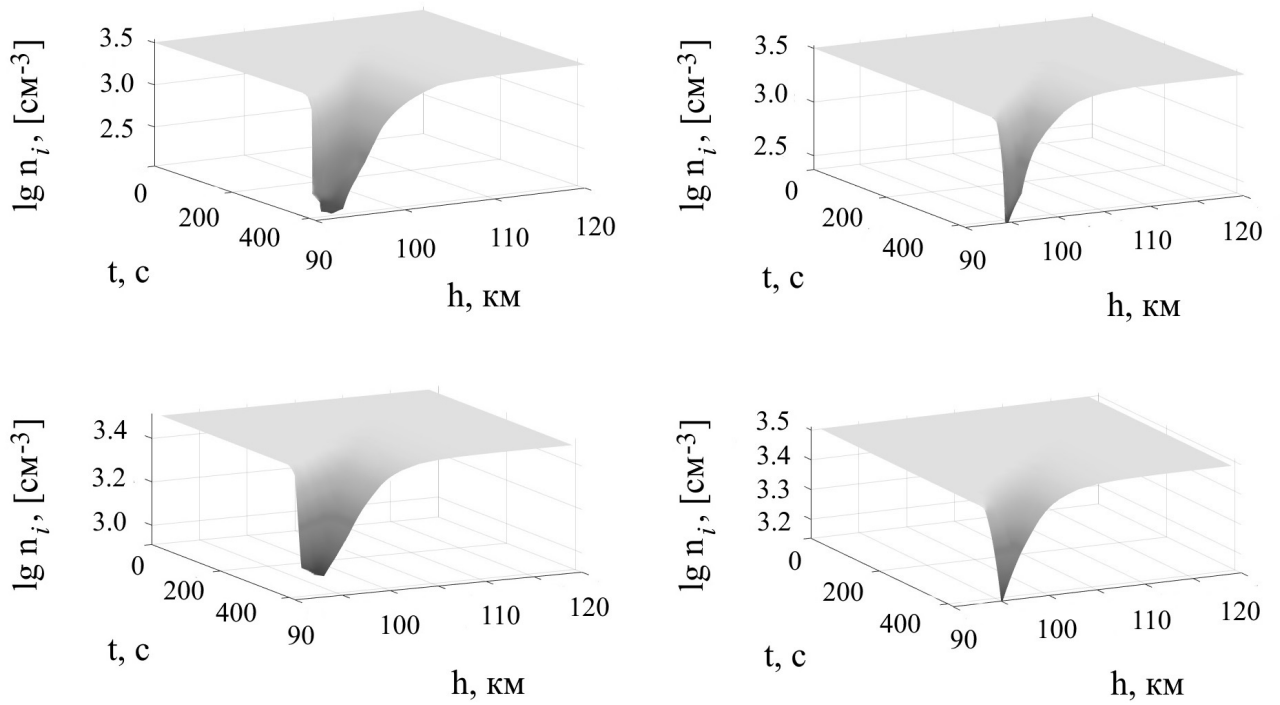


Рисунок 2.9 – Высотный профиль концентраций ионов плазмы в зависимости от времени при седиментации тонкого (~ 0.5 км) пылевого слоя в случае отсутствия фотоэффекта (ночная плазма либо дневная плазма с пылевыми частицами без металлических примесей). Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км.

рьера. На Рисунках 2.10 и 2.11 представлены ожидаемые высотно-временные вариации концентраций электронов и ионов плазмы, вызываемые седиментацией тонкого (~ 0.5 км) слоя частиц с металлическими примесями в условиях дневной ионосферы Марса.

Итак, в рамках представленной модели динамики запыленной плазмы ионосферы Марса оказывается возможным формирование слоистого плазменно-пылевого облака частиц углекислого газа с характерной резкой нижней границей. Время существования облака определяется временем седиментации составляющих его пылевых частиц сквозь зону конденсации (ср. с тем, что имеет место в случае серебристых облаков мезосферы Земли [11]). Характерный размер частиц облака, согласно расчетам, составляет около $1.5 - 3$ мкм. Пылевые частицы облака во время седиментации приобретают некоторый за-

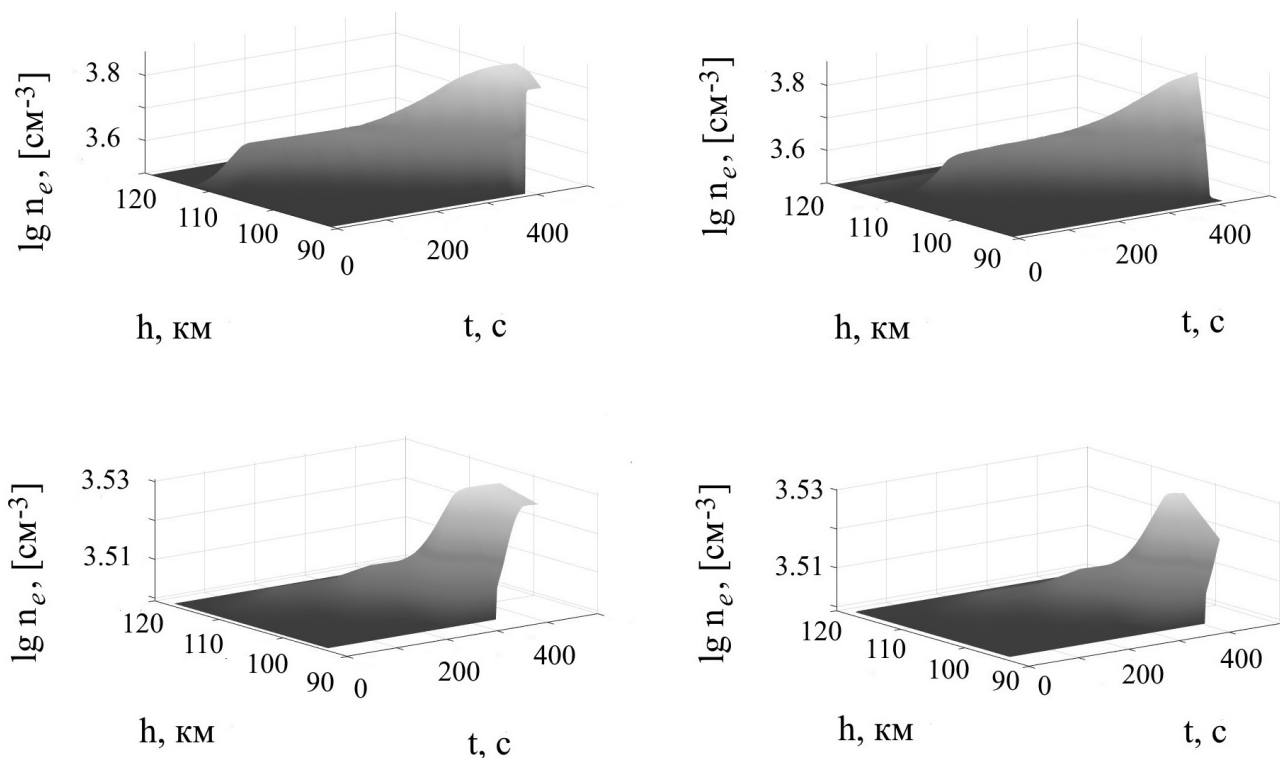


Рисунок 2.10 – Высотный профиль концентраций электронов плазмы в зависимости от времени при седиментации тонкого (~ 0.5 км) пылевого слоя в случае наличия фотоэффекта (дневная плазма с пылевыми частицами, имеющими металлические примеси). Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. Работа выхода принималась равной 4эВ.

ряд, величина которого зависит от их химического состава и световых условий в ионосфере. Наличие в ионосфере заряженной пылевой компоненты приводит к заметному возмущению её электрон-ионной подсистемы. Так, в условиях ионосферы Марса можно ожидать снижение равновесных концентраций ионов и электронов плазмы в области пылевых облаков либо же повышение электронной концентрации без значительных изменений в концентрации ионов. Заметим, что подобного рода изменения состава заряженной компоненты плазмы регистрировались в окрестностях серебристых облаков мезосферы Земли [11].

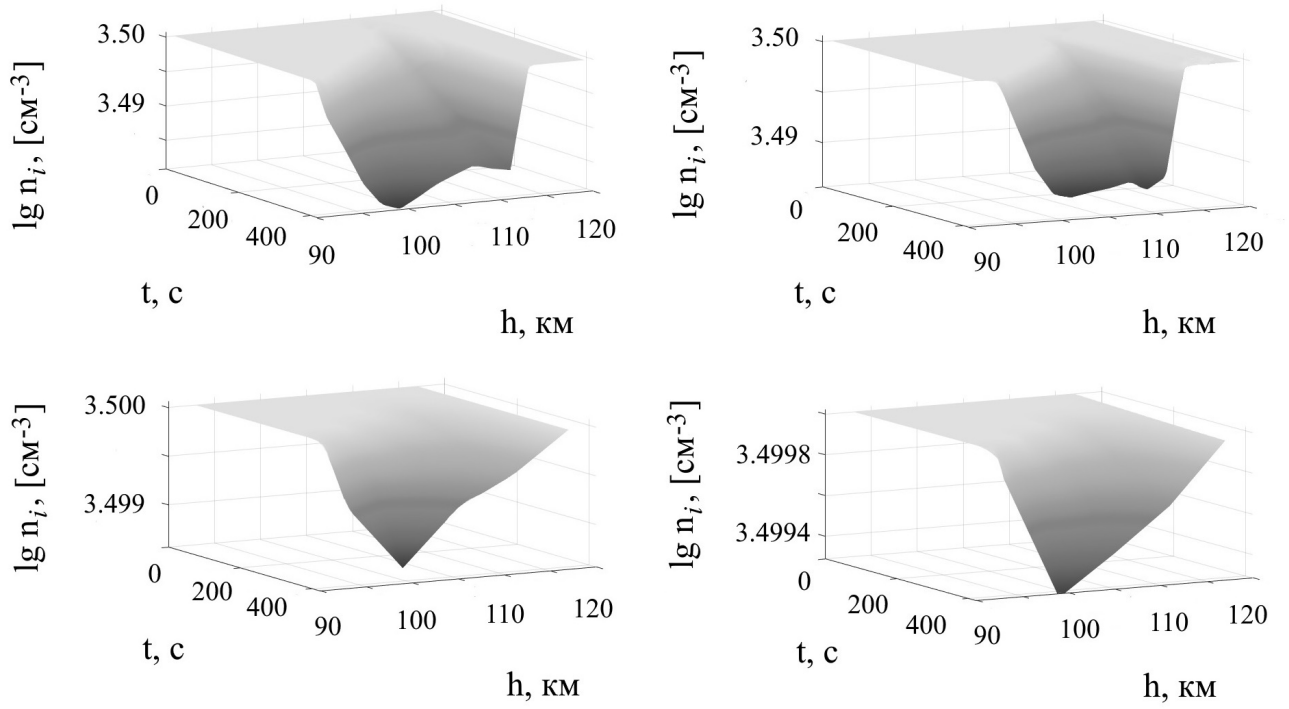


Рисунок 2.11 – Высотный профиль концентраций ионов плазмы в зависимости от времени при седиментации тонкого (~ 0.5 км) пылевого слоя в случае наличия фотоэффекта (дневная плазма с пылевыми частицами, имеющими металлические примеси). Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. Работа выхода принималась равной 4эВ.

2.5 Сравнение с Землей

Модель (2.3) – (2.11) с некоторыми поправками может быть применена к условиям ионосферы Земли. Действительно, типичный температурный режим летней полярной мезосферы (см. Рисунок 2.12) дает основание полагать, что в диапазоне высот 77 – 94 км динамика земной ионосферы может быть рассмотрена как динамика пылевой плазмы, образованной в результате конденсации сильно пересыщенного водяного пара.

Особенностью ионосферы Земли на рассматриваемых высотах является сложный состав её заряженной компоненты, в которой присутствуют электро-

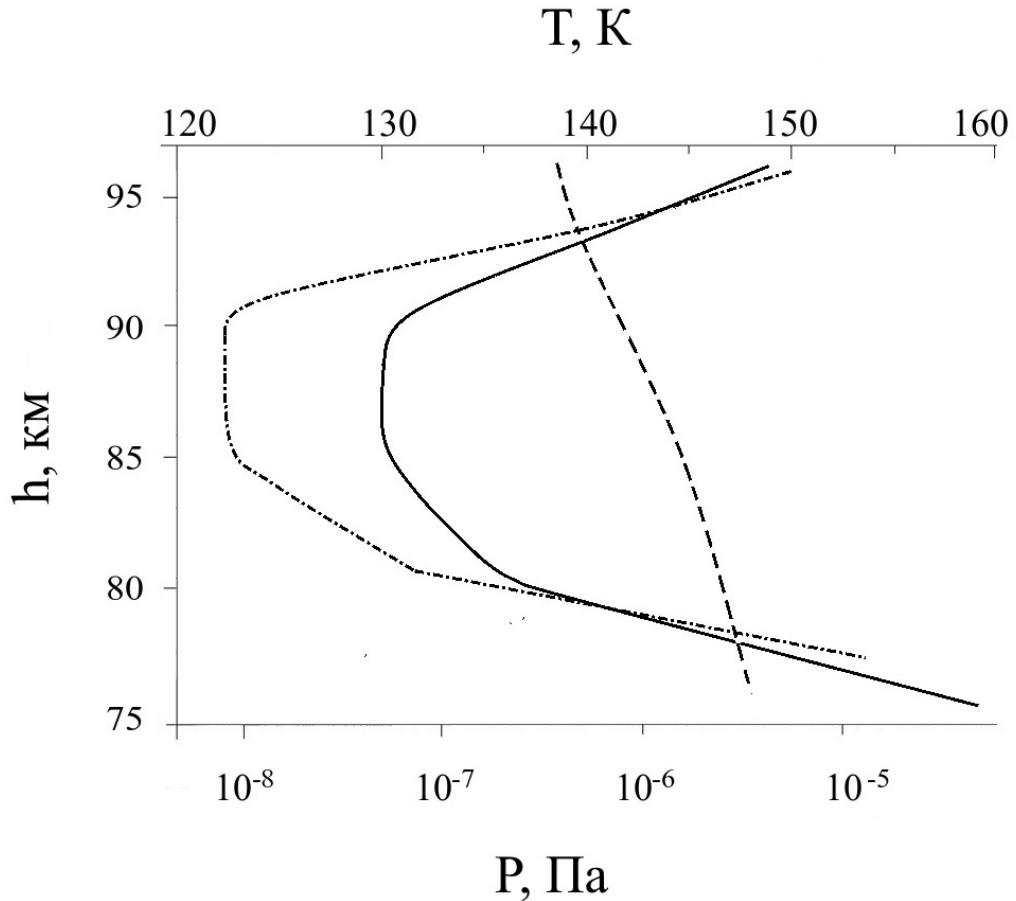


Рисунок 2.12 – Высотные профили температуры нейтрального газа (сплошная кривая), парциального давления паров воды (штриховая кривая) и давления насыщенных паров воды (штрихпунктирная кривая) в ионосфере Земли. Пары воды пересыщены в диапазоне высот 77 – 94 км.

ны, положительные и отрицательные ионы. Все положительные ионы делятся на две группы: первая группа включает в себя простые (иначе – первичные) ионы азота N_2^+ , кислорода O_2^+ и монооксида азота NO^+ , во вторую группу входят кластерные (иначе – протон-гидратные) ионы типа $H^+(H_2O)_n$ (здесь n – степень гидратации, как правило $n \leq 10$). Образование первичных ионов происходит под действием солнечного излучения либо в результате ионизации электронным ударом. Протон-гидратные ионы конверсируются из первичных в ходе цепочки реакций перезарядки [83]. Поскольку энергия связи протон-гидратных ионов при больших значениях степени гидратации очень мала, основополагающее влияние на долю того или иного вида положительных ионов в мезосфере оказывает температура нейтральной атмосферы T_n . Если температура окружающего воздуха превышает 160 K, то кластерные ионы с параметром гидратации

$n \geq 10$ не образуются, поскольку разрушение подобных ионов при столкновениях с нейтралами идет значительно эффективнее, чем процесс их образования из простых. В результате имеет место преобладание кластерных ионов с малой степенью гидратации и первичных ионов. Отметим, что коэффициент электрон-ионной рекомбинации α_{rec} сильно зависит от вида ионов: легкие простые ионы имеют эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha_{\text{rec}}^i \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, в то время как у кластерных ионов $\alpha_{\text{rec}}^c \sim 10^{-5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Наличие отрицательных ионов в ионосфере также возможно [84], однако в нашем случае их присутствие несущественно, поскольку, например, характерная концентрация наиболее часто встречающихся ионов O_2^- оказывается равной $N_{\text{O}_2^-} \approx 0.1 - 1 \text{ см}^{-3}$ (см. [11]), что значительно меньше характерных концентраций положительных ионов и электронов на исследуемых высотах $n_e \approx n_i \approx (q_e/\alpha_{\text{rec}})^{\frac{1}{2}} \approx 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Представленное здесь рассмотрение учитывает несколько упрощенную модель ионного состава земной ионосферы (о более детальном составе см., например, [85, 86]), однако даже при таком рассмотрении динамика заряженной компоненты плазмы заметно усложняется:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}}^s n_e n_i^s - \alpha_{\text{rec}}^c n_e n_i^c + L_{\text{photo}}^e - L_{\text{dust}}^e, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial n_i^s}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}}^s n_e n_i^s - \beta_c n_i^s - L_{\text{dust}}^s, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial n_i^c}{\partial t} = \beta_c n_i^s - \alpha_{\text{rec}}^c n_e n_i^c - L_{\text{dust}}^c, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} = q_{\text{photo}} + \nu_s + \nu_c - \nu_e, \quad (2.15)$$

где n_e, n_i^s, n_i^c – концентрации электронов, первичных и кластерных положительных ионов, q_e – скорость ионизации от естественных источников, β_c – скорость конверсии первичных ионов в протон-гидратные, $\alpha_{\text{rec}}^{s(c)}$ – коэффициент рекомбинации простых (кластерных) ионов. Как и раньше, члены L_{dust}^j ($j = e, s, c$) описывают рекомбинацию заряженных частиц ионосферной плазмы (электронов, первичных и протон-гидратных ионов) на пылевых частицах с учетом

распределение микрочастиц по размерам. Микроскопические токи ν_s , ν_c , ν_e положительных ионов и электронов окружающей плазмы на пылевые частицы вычисляются согласно зондовой модели. Ионизация пылевой частицы, обусловленная фотоэффектом, характеризуется скоростью q_{photo} и определяется потоком солнечного излучения $F(\lambda)$ (см. выше).

Взаимодействие пылевой частицы с атмосферой в условиях ионосферы Земли, напротив, оказывается значительно проще, поскольку плотность конденсирующихся водяных паров ничтожна по сравнению с плотностью азота и кислорода, составляющих основную массу атмосферного газа. Так, концентрация нейтрального газа атмосферы около высот в 80 км [87] примерно равна $n_n \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; давление водяных паров на этой высоте $P_{\text{H}_2\text{O}} \approx 10^{-6} \text{ Па}$, что при $T \approx 130 \text{ К}$ дает $n_{\text{H}_2\text{O}} \approx P_{\text{H}_2\text{O}}/kT \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Поэтому, во-первых, величина относительной поправки силы вязкого кнудсеновского трения в зоне конденсации составляет $n_{\text{H}_2\text{O}}/n_n \approx 5 \cdot 10^8/5 \cdot 10^{14} = 10^{-6} \ll 1$. Во-вторых, на протяжении всего времени седиментации к поверхности Земли основной вклад в торможение микрочастиц вносит вязкое трение. Действительно, поскольку в зоне конденсации $u \sim v$, $v_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{th}} \sim C_S$ отношение $f/F_f = u(dm/dt)/\pi\rho C_S a^2 F_d v = u\alpha_{\text{H}_2\text{O}} m_{\text{H}_2\text{O}} v_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{th}} (n_{\text{H}_2\text{O}} - n_{\text{H}_2\text{O}}^S)/\rho C_S F_d v \sim m_{\text{H}_2\text{O}} (n_{\text{H}_2\text{O}} - n_{\text{H}_2\text{O}}^S)/\rho \sim \rho_{\text{H}_2\text{O}}/\rho \ll 1$. Таким образом, по сравнению с ионосферой Марса, на Земле снижается влияние таких факторов, как взаимодействие пылевых частиц с налипающими молекулами водяного конденсата и снижение силы вязкого кнудсеновского трения в области пересыщения.

На Рисунке 2.13 представлена эволюция слоев в ионосфере Земли, составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации частиц водяного льда. Видно, что в ходе седиментации первичное облако пылевых зародышей расщепляется с последующим скоплением пылевых частиц на высотах выше 90 км и в слое 81 — 85 км, соответствующих PMSE и NLC. Время существования таких пылевых структур составляет, согласно расчетам, несколько часов, что соответствует данным наблюдений. Отметим также, что в рамках представленной модели оказывается возможным одновременное образование обоих типов полярных мезосферных облаков, случаи регистрации которых, как было сказано во введении к настоящей работе, сильно коррелируют между собой. На Рисунке 2.14 представлено высотное распределение частиц в облаках.

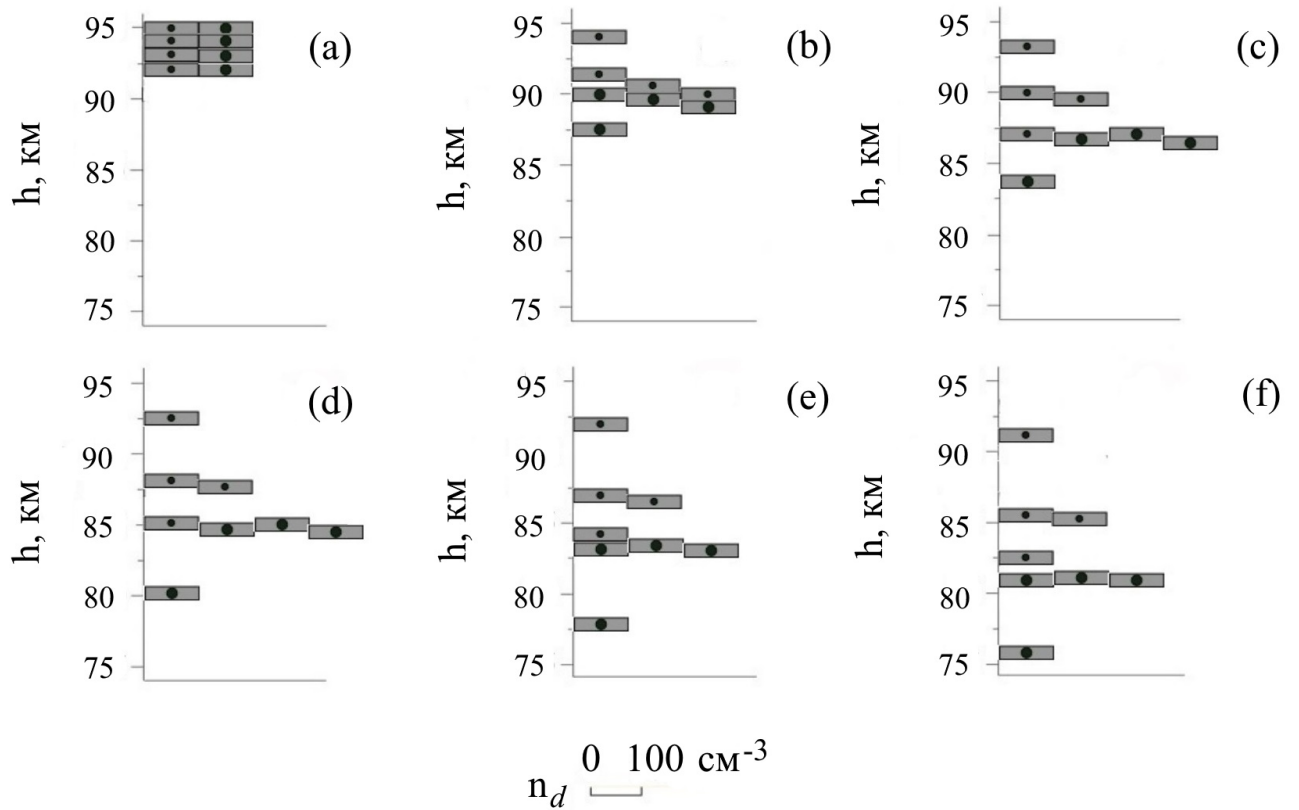


Рисунок 2.13 – Эволюция слоев в ионосфере Земли, составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации (конденсация водяного пара), в зависимости от высоты для различных моментов времени ($t = 0$ (a), 2 (b), 4 (c), 6 (d), 8 (e), 10 (f) ч). Начальный размер пылевых частиц составляет 4.5 нм. Концентрация частиц пыли в каждом слое равна $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Видно (f) расщепление первичного облака и скопление в результате эволюции пылевых частиц на высотах выше 90 км и в слое 81 – 85 км, соответствующих PMSE и NLC.

2.6 Выводы

Итак, для описания ионосферы Марса на высотах ~ 100 км могут быть успешно использованы методы физики плазмы. Предложенная в настоящей работе самосогласованная модель динамики запыленной ионосферной плазмы включает в себя уравнения, описывающие седиментацию пылевых частиц, их рост в пересыщенных парах атмосферных газов, процессы зарядки, а также временные вариации электрон-ионной подсистемы ионосферы. Модель учиты-

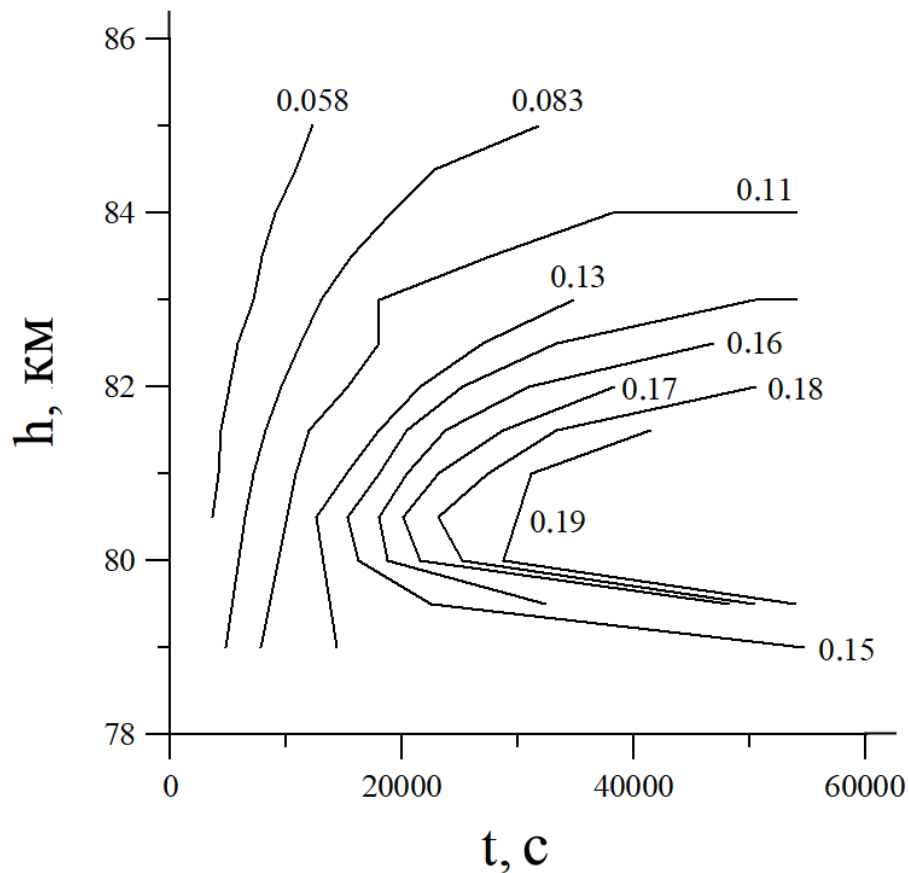


Рисунок 2.14 – Высотное распределение пылевых частиц в полярных мезосферных облаках, формирующихся вследствие седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего модельный профиль концентраций. Начальный размер пылевых частиц облака равен 10 нм. Попадая в зону конденсации, пылевые частицы начинают увеличиваться в размерах за счет десублимации водяного пара. Числа над кривыми обозначают размеры частиц в микрометрах.

ваит особенности, важные для условий ионосферы Марса, но не включаемые в рассмотрение при описании плазменно-пылевой системы в ионосфере Земли. В частности, модель учитывает эффекты торможения пылевых частиц за счет налипания на них молекул конденсата.

Оказывается, что в рамках представленной модели возможно формирование пылевых облаков микрометровых частиц конденсата углекислого газа с характерной резкой нижней границей. Пылевые частицы такого облака, взаимодействуя с солнечным излучением и заряженной компонентой ионосферы, приобретают некоторый заряд, вызывая там самым значительные изменения

равновесных концентраций электронов и ионов плазмы аналогично тому, что имеет место в случае серебристых облаков мезосферы Земли. В то же время конденсация пересыщенного водяного пара (согласно предложенной модели) не оказывает существенного влияния на процесс формирования плазменно-пылевого облака. Наблюдаемые ранее на высотах около 100 км в мезосфере Марса облака частиц твердого диоксида углерода [26], таким образом, могут быть интерпретированы как образования плазменно-пылевой природы.

Глава 3. Дестабилизация нижней границы плазменно-пылевого облака

Как было показано в предыдущем разделе, в рамках представленной модели динамики запыленной ионосферной плазмы оказывается возможным формирование слоистых плазменно-пылевых облаков с резкой нижней границей. Характерный размер пылевых частиц таких облаков в условиях ионосферы Марса, согласно расчетам, составляет около $1.5 - 3$ мкм. Экспериментальные данные, однако, показывают, что во многих случаях характерный размер микрочастицы марсианского облака оказывается меньше 1 мкм (см., например, [26, 43]). Аналогичное верно и для серебристых облаков мезосферы Земли, где теоретически предсказываемые значения размеров пылевых частиц выше обычно регистрируемых примерно в $2 - 3$ раза. Это приводит к необходимости поиска иных факторов, важных для физики рассматриваемых процессов и не учтенных ранее в модели (2.3) – (2.11). Одним из таких факторов является развитие на нижней границе облака неустойчивости Рэлея-Тейлора.

3.1 Развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора

Вопрос о неустойчивости границы раздела двух сред разной плотности в поле действия силы тяжести впервые был рассмотрен лордом Рэлеем [88], в дальнейшем решение задач такого типа нашло широкое применение в астрофизике, гидро- и газодинамике, электродинамике сплошных сред, физике плазмы, других дисциплинах (см., например, [89–92]). Развитие неустойчивости возможно в том случае, когда плотность вещества в области выше границы раздела сред оказывается больше плотности вещества в нижней зоне. Действие неустойчивости в таких условиях может приводить к образованию пограничного турбулентного слоя, который блокирует процессы перемешивания [93].

Частным случаем двухкомпонентных систем, естественным образом допускающих развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора, является система газа и пыли, вертикальное распределение которых таково, что верхнее полупростран-

ство оказывается заполнено газопылевой смесью, а нижнее — чистым газом [94]. Ионосферные пылевые облака, как было сказано ранее, имеют характерную резкую (нижнюю) границу, ниже которой значение концентрации микрочастиц пыли пренебрежимо мало по сравнению с аналогичным значением в облаке. Это, в свою очередь, означает, что на нижней границе облака есть все основания ожидать развития рэлей-тейлоровской неустойчивости. Добавим здесь же, что механизмы образования подобной резкой границы связаны с плазменно-пылевыми и некоторыми другими физическими процессами, в частности, на Земле к таким процессам относятся наличие в ионосфере воздушных потоков, движущихся со скоростью $v_{\text{wind}} \sim 0.1$ см/с, а также ограниченность ресурсов водяных паров [9, 11, 12]. В целом же решения в рамках гидродинамического подхода при описании плазменно-пылевых систем, имеющие резкие границы, достаточно типичны (см., например, [95]).

Динамика нижней границы облака (предполагается неограниченность границы в горизонтальном направлении) описывается системой уравнений Эйлера и непрерывности для пыли и газа (система координат — декартова прямоугольная, горизонтальная ось Ox направлена вдоль нижней границы облака, вертикальная ось Oz — от нижнего полупространства к верхнему) [94]:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla \mathbf{v}) = \mathbf{g} - \alpha (\mathbf{v} - \mathbf{u}_{\text{up}}), \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho_{\text{dust}}}{\partial t} + \nabla (\rho_{\text{dust}} \mathbf{v}) = 0, \quad (3.2)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{u}_{\text{up}}}{\partial t} + (\mathbf{u}_{\text{up}} \nabla \mathbf{u}_{\text{up}}) \right) \rho = \rho \mathbf{g} - \alpha \rho_{\text{dust}} (\mathbf{u}_{\text{up}} - \mathbf{v}) - \nabla P_{\text{up}}, \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{u}_{\text{down}}}{\partial t} + (\mathbf{u}_{\text{down}} \nabla \mathbf{u}_{\text{down}}) \right) \rho = \rho \mathbf{g} - \nabla P_{\text{down}}, \quad (3.4)$$

$$\nabla \mathbf{u}_{\text{up}} = 0, \quad \nabla \mathbf{u}_{\text{down}} = 0. \quad (3.5)$$

Здесь $\mathbf{v}$ — скорость седиментации пылевой компоненты плазмы, $\mathbf{u}_{\text{up}}$ и $\mathbf{u}_{\text{down}}$ — направленная скорость течения атмосферного газа соответственно в верхнем и нижнем полупространствах, ρ и ρ_{dust} — плотности атмосферного газа и

мелкодисперсной фазы (масса одной микрочастицы, умноженная на их концентрацию), P_{up} и P_{down} – давление в верхнем и нижнем полупространствах, $\mathbf{g}$ – вектор ускорения свободного падения. Коэффициент пропорциональности α в выражении для силы трения, действующей на единицу массы пыли со стороны нейтрального газа, выводится из соотношения для силы трения, действующей на одну частицу в предельном случае больших чисел Кнудсена ($\text{Kn} \gg 1$, свободномолекулярный режим)

$$\mathbf{F}_n = -\frac{8\sqrt{2\pi}}{3}Ga^2n_nT\frac{\mathbf{u}}{v_n^{\text{th}}},$$

где G – величина порядка единицы, определяемая особенностями взаимодействия нейтралов с поверхностью пылевой частицы ($G = 1$ в случае полного поглощения или зеркального отражения нейтралов и $G = 1 + \pi/8$ в случае полной аккомодации), a – характерный размер микрочастицы, $\mathbf{u}$ – её относительная скорость, T – температура, n_n и v_n^{th} – соответственно концентрация и тепловая скорость молекул нейтрального газа [16]. После математических преобразований окончательно получаем

$$\alpha = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{Gn_nT}{\rho_d v_n^{\text{th}} a},$$

где ρ_d – плотность материала пылевой частицы.

Система уравнений (3.1) – (3.5) выписана в случае достаточной малости электрических полей и справедлива, в частности, при $|\mathbf{E}| \sim 1$ В/м, что, как можно ожидать, должно выполняться в условиях планетных ионосфер (см., например, [9]). Кроме того, газ в (3.1) – (3.5) рассматривается как идеальная несжимаемая жидкость, что оправдано, поскольку его направленная скорость $u \ll C_S$ и, таким образом, для числа Маха имеем $M \ll 1$.

В стационарном случае седиментация системы происходит с постоянными скоростями $\mathbf{v}$, $\mathbf{u}_{\text{up}} = \mathbf{u}_{\text{down}}$, а пространственное распределение газа и пыли остается постоянным. Тогда, приравняв в системе (3.1) – (3.5) к нулю все частные производные по времени (а для скоростей и по пространственным переменным), можно найти стационарное решение $\mathbf{v} = \mathbf{u}_{\text{up}} + \frac{\mathbf{g}}{\alpha}$, $\rho_{\text{dust}} = \text{const} = \rho_0$, $P_{\text{up}} = -(\rho + \rho_{\text{dust}})gz + P_0$, $P_{\text{down}} = -\rho gz + P_0$, где $P_{\text{up}}|_{z=0} = P_{\text{down}}|_{z=0} = P_0$ [94]. Если выбрать систему отсчета, в которой $\mathbf{v} = 0$, значения скоростей $\mathbf{u}_{\text{up}}$ и $\mathbf{u}_{\text{down}}$ окажутся равными $\mathbf{u}_{\text{up}} = \mathbf{u}_{\text{down}} = -\frac{\mathbf{g}}{\alpha}$.

Исследование устойчивости стационарного решения проводится стандартным образом [96]. Пусть $\mathbf{v} = \mathbf{v}'$, $\rho_{\text{dust}} = \rho_0 + \rho'_{\text{dust}}$, $\mathbf{u}_{\text{up}} = -\frac{\mathbf{g}}{\alpha} + \mathbf{u}'_{\text{up}}$, $\mathbf{u}_{\text{down}} = -\frac{\mathbf{g}}{\alpha} + \mathbf{u}'_{\text{down}}$, $P_{\text{up}} = -(\rho + \rho_{\text{dust}})gz + P_0 + P'_{\text{up}}$, $P_{\text{down}} = -\rho gz + P_0 + P'_{\text{down}}$, где $\mathbf{v}'$, ρ'_{dust} , $\mathbf{u}'_{\text{up}}$, $\mathbf{u}'_{\text{down}}$, P'_{up} , P'_{down} – малые возмущения. Подстановка в (3.1) – (3.5) выражений для $\mathbf{v}$, ρ_{dust} , $\mathbf{u}_{\text{up}}$, $\mathbf{u}_{\text{down}}$, P_{up} , P_{down} дает (после пренебрежения членами второго порядка малости) линеаризованную систему на $\mathbf{v}'$, ρ'_{dust} , $\mathbf{u}'_{\text{up}}$, $\mathbf{u}'_{\text{down}}$, P'_{up} , P'_{down} (заметим, что для оценок условий, при которых возможно быстрое развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора, линейного анализа оказывается достаточно):

$$\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} = -\alpha (\mathbf{v}' - \mathbf{u}'_{\text{up}}), \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \rho'_{\text{dust}}}{\partial t} + \nabla (\rho_0 \mathbf{v}') = 0, \quad (3.7)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{u}'_{\text{up}}}{\partial t} + \frac{g}{\alpha} \frac{\partial \mathbf{u}'_{\text{up}}}{\partial z} \right) \rho = -\alpha \rho_0 (\mathbf{u}'_{\text{up}} - \mathbf{v}') - \nabla P'_{\text{up}}, \quad (3.8)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{u}'_{\text{down}}}{\partial t} + \frac{g}{\alpha} \frac{\partial \mathbf{u}'_{\text{down}}}{\partial z} \right) \rho = -\nabla P'_{\text{down}}, \quad (3.9)$$

$$\nabla \mathbf{u}'_{\text{up}} = 0, \quad \nabla \mathbf{u}'_{\text{down}} = 0. \quad (3.10)$$

Граничные условия для системы (3.6) – (3.10) задаются при $z = 0$, где для пылевой составляющей вертикальная компонента скорости равна производной по времени от малого возмущения границы раздела $\zeta(x, t)$, а для газа выполняются граничные условия “жидкость – жидкость” [97]:

$$v_z|_{z=0} = \frac{\partial \zeta(x, t)}{\partial t}, \quad (3.11)$$

$$\mathbf{u}'_{\text{up}}|_{z=0} = \mathbf{u}'_{\text{down}}|_{z=0}, \quad (3.12)$$

$$-P'_{\text{down}}|_{z=0} = -P'_{\text{up}}|_{z=0} + \rho_0 g \zeta(x, t), \quad (3.13)$$

$$\left(\frac{\partial u'^x_{\text{up}}}{\partial z} + \frac{\partial u'^z_{\text{up}}}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} = \left(\frac{\partial u'^x_{\text{down}}}{\partial z} + \frac{\partial u'^z_{\text{down}}}{\partial z} \right) \Big|_{z=0}. \quad (3.14)$$

Далее рассматриваются решения вида $\mathbf{v}'$, ρ'_{dust} , $\mathbf{u}'_{\text{up}}$, $\mathbf{u}'_{\text{down}}$, P'_{up} , P'_{down} , $\zeta(x, t) \sim e^{\tilde{\gamma}t} \cdot e^{ikx}$, где $\tilde{\gamma}$ – комплексный инкремент, k – волновое число [96]. Применение после этого к общему решению линеаризованной системы (3.6) – (3.10) начальных условий (3.11) – (3.14) с учетом ограниченности возмущений на бесконечности дает дисперсионное уравнение, связывающее инкремент неустойчивости $\tilde{\gamma}$ со значением волнового числа k [94]:

$$\tilde{\gamma}^3 + \tilde{\gamma}^2 \left[\alpha \left(1 + \frac{\rho_{\text{dust}}}{2\rho} \right) + \frac{kg}{\alpha} \right] + \tilde{\gamma}kg - \frac{\rho_{\text{dust}}kg\alpha}{2\rho} = 0. \quad (3.15)$$

Вопрос о влиянии неустойчивости Рэлея-Тейлора на процессы формирования пылевых облаков, таким образом, сводится к анализу дисперсионного уравнения (3.15).

3.2 Влияние неустойчивости на формирование пылевых облаков

Перейдем непосредственно к исследованию уравнения (3.15). Как и раньше, полагаем, что на Марсе плотность нейтральной атмосферы фактически совпадает с плотностью углекислого газа, откуда $\rho = \rho_{\text{CO}_2} = m_{\text{CO}_2} n_{\text{CO}_2}$.

Развитие неустойчивости оказывается возможным в том случае, когда уравнение (3.15) при заданной величине волнового числа k имеет хотя бы одно решение $\tilde{\gamma}$ с положительной действительной частью $\text{Re}\tilde{\gamma} > 0$. Анализ показывает, что в условиях ионосферы Марса все три корня дисперсионного уравнения (3.15) являются действительными, причем два из них оказываются отрицательными, один – положительным. Все режимы в рассматриваемой газопылевой системе, таким образом, должны быть аperiodическими, при этом два режима (соответствующие отрицательным корням) отвечают затухающим модам, а третий (соответствующий положительному корню) – нарастающей. Интерес для дальнейшего рассмотрения представляет только случай положительного корня.

На Рисунке 3.1 проиллюстрирована зависимость величины положительного корня $\tilde{\gamma}$ и обратной величины $\tilde{\gamma}^{-1}$ от значений волнового числа k для разных концентраций и размеров микрочастиц плазмы (взяты для расчетов

модельные значения температуры $T = 81.2$ К и плотности нейтрального газа $\rho_{\text{CO}_2} = 4.00 \times 10^{-7}$ кг/м³ типичны для марсианских высот ~ 100 км). Видно, что величина $\tilde{\gamma}(k)$ практически сразу же (при $k \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ м⁻¹) выходит на асимптотически стационарный максимум γ , определяющий характерное время развития неустойчивости $\tau \simeq \gamma^{-1}$. Кроме того, видно, что при одних и тех же значениях k величина $\tilde{\gamma}(k)$ тем больше, чем больше значения пылевых параметров плазмы.

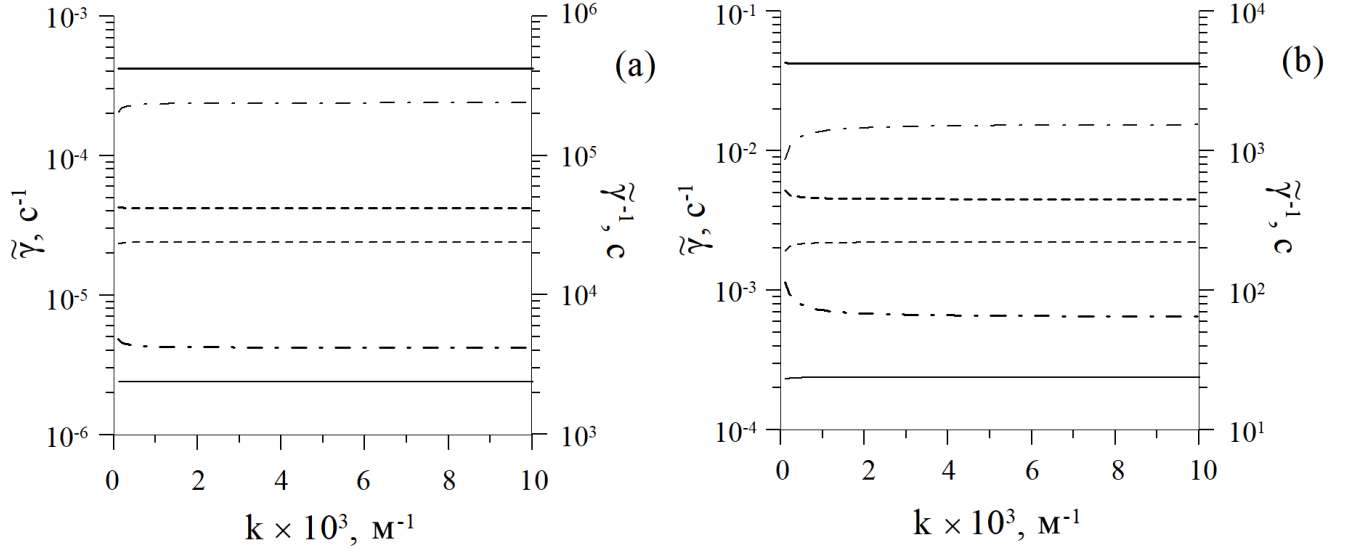


Рисунок 3.1 – Зависимость инкремента развития неустойчивости Рэля-Тейлора $\tilde{\gamma}$ (тонкие линии) и величины $\tilde{\gamma}^{-1}$ (жирные линии) от волнового числа k в ионосфере Марса на высоте $h = 100$ км для концентраций пыли $n_d = 1$ см⁻³ (сплошные кривые), $n_d = 10$ см⁻³ (штриховые кривые) и $n_d = 100$ см⁻³ (штрихпунктирные кривые). Левая панель (а) соответствует размеру пылевых частиц $a = 100$ нм, правая панель (б) – размеру пылевых частиц $a = 1$ мкм.

Итак, инкремент неустойчивости $\tilde{\gamma}$, начиная с некоторого значения k , достигает максимума γ , который, в свою очередь, растет при увеличении концентраций и размеров микрочастиц мелкодисперсной фазы. На Рисунке 3.2 представлены высотные профили максимального инкремента γ для случаев $n_d = 1$ см⁻³ (сплошная кривая), $n_d = 10$ см⁻³ (штриховая кривая), $n_d = 100$ см⁻³ (штрихпунктирная кривая). Размеры пылевых частиц равны соответственно $a = 100$ нм на левой панели и $a = 1$ мкм на правой. Хорошо видно, что γ линейно зависит от n_d и квадратично – от a .

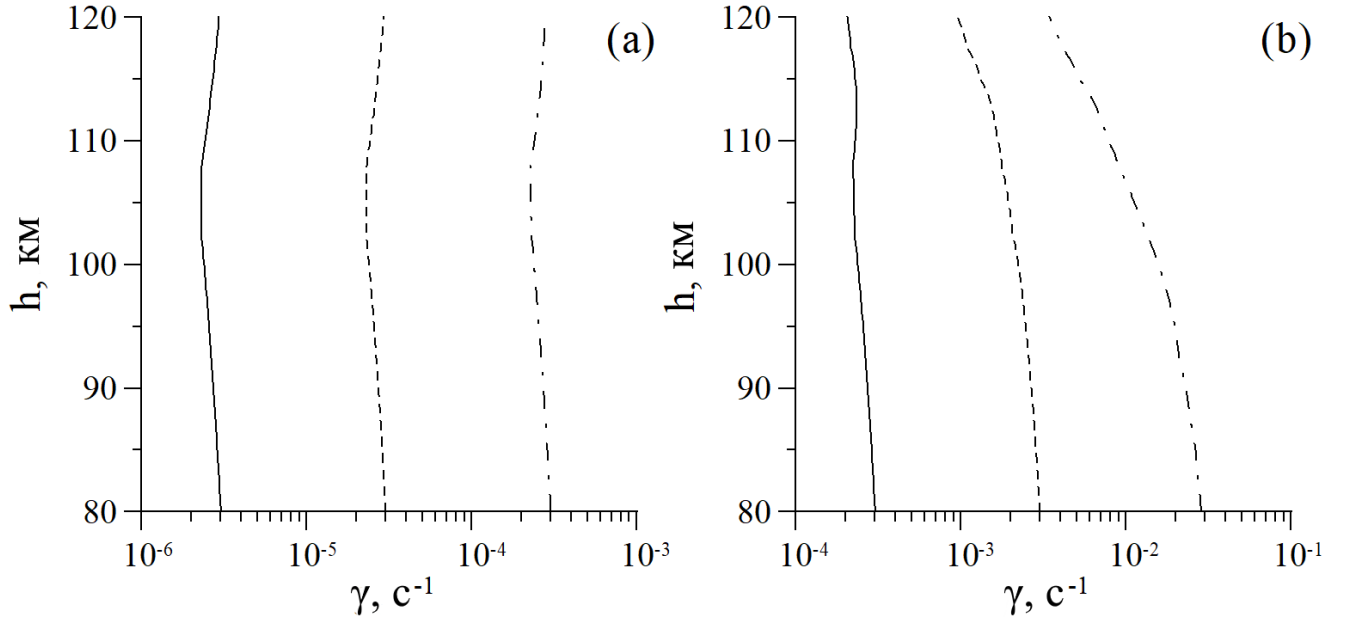


Рисунок 3.2 – Зависимость максимального инкремента развития неустойчивости Рэлея-Тейлора γ от высоты h в ионосфере Марса для концентраций пылевых частиц $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые), $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ (штриховые кривые), $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ (штрихпунктирные кривые). Левая панель (a) соответствует размеру пылевых частиц $a = 100 \text{ нм}$, правая панель (b) – размеру пылевых частиц $a = 1 \text{ мкм}$.

Поскольку величина γ растет вместе с ростом пылевых параметров, время развития неустойчивости $\tau \simeq \gamma^{-1}$ уменьшается. Это, в свою очередь, должно приводить к наличию верхнего ограничения на допустимый размер микрочастицы облака. Действительно, если неустойчивость развивается быстрее, чем протекают процессы, определяющие формирование облака (в том числе его резкой границы), существование облака становится принципиально невозможным (облако в таком случае вообще не будет сформировано). Подчеркнем, что важным здесь является не разрушение облака (к разрушению облака как таковому могут приводить и другие факторы, например, действие ветров, достигающих на Марсе мезосферных высот [98]), а то, что в случае развития рэлей-тейлоровской неустойчивости образование облака прекращается по достижении микрочастицами некоторого порогового размера. Действие неустойчивости, таким образом, должно быть одним из тех факторов, которые препятствуют стабильному существованию облаков крупной моды.

На Рисунке 3.3 представлено сравнение характерного времени развития

неустойчивости Рэлея-Тейлора $\tau \simeq \gamma^{-1}$ с характерным временем седиментации пылевой фракции в зависимости от значений размеров и концентраций микрочастиц плазмы. Расчеты проводились для высот 80 км, 90 км, 100 км и 110 км, типичные значения параметров ионосферы Марса на которых равны соответственно $T = 130.4$ К, $\rho = 5.00 \times 10^{-6}$ кг/м³ ($h = 80$ км), $T = 105.8$ К, $\rho = 1.50 \times 10^{-6}$ кг/м³ ($h = 90$ км), $T = 81.2$ К, $\rho = 4.00 \times 10^{-7}$ кг/м³ ($h = 100$ км) и $T = 82.85$ К, $\rho = 5.00 \times 10^{-8}$ кг/м³ ($h = 110$ км). Как и ожидалось, лишь при достаточно малых размерах пылевых частиц характерное время развития неустойчивости не превосходит времени седиментации (при $n_d \gtrsim 100$ см⁻³, например, время седиментации сравнивается с γ^{-1} уже при $a \lesssim 500$ нм).

Итак, анализ дисперсионного уравнения (3.15), показывает, что в условиях ионосферы Марса всегда существуют нарастающие моды неустойчивости Рэлея-Тейлора. Величина инкремента неустойчивости $\tilde{\gamma}$ растет вместе с ростом волнового числа k и довольно быстро выходит на предельное максимальное значение γ , которое, помимо прочего, определяет характерное время развития неустойчивости $\tau \simeq \gamma^{-1}$. Неустойчивость развивается тем быстрее, чем больше значения размеров и концентраций пылевых частиц плазмы, т.к. $\gamma \sim n_d$ и $\gamma \sim a^2$. Это приводит, в частности, к наличию верхнего ограничения на допустимый размер микрочастицы пылевого облака.

3.3 Сравнение с Землей

Как было сказано в предыдущем разделе, экспериментально наблюдаемая ограниченность размеров пылевых частиц марсианских ионосферных облаков находит свое объяснение, в частности, в развитии на нижней границе облака неустойчивости Рэлея-Тейлора. В случае с серебристыми облаками мезосферы Земли ситуация в целом аналогична тому, что имеет место в ионосфере Марса.

Для значений параметров, типичных для земных мезосферных высот, дисперсионное уравнение (3.15) имеет два отрицательных и один положительный действительный корни. Значение положительного корня $\tilde{\gamma}$ уже при значениях волнового числа $k \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ м⁻¹ асимптотически выходит на максимум γ , задающий характерное время развития неустойчивости. Графики зависимости

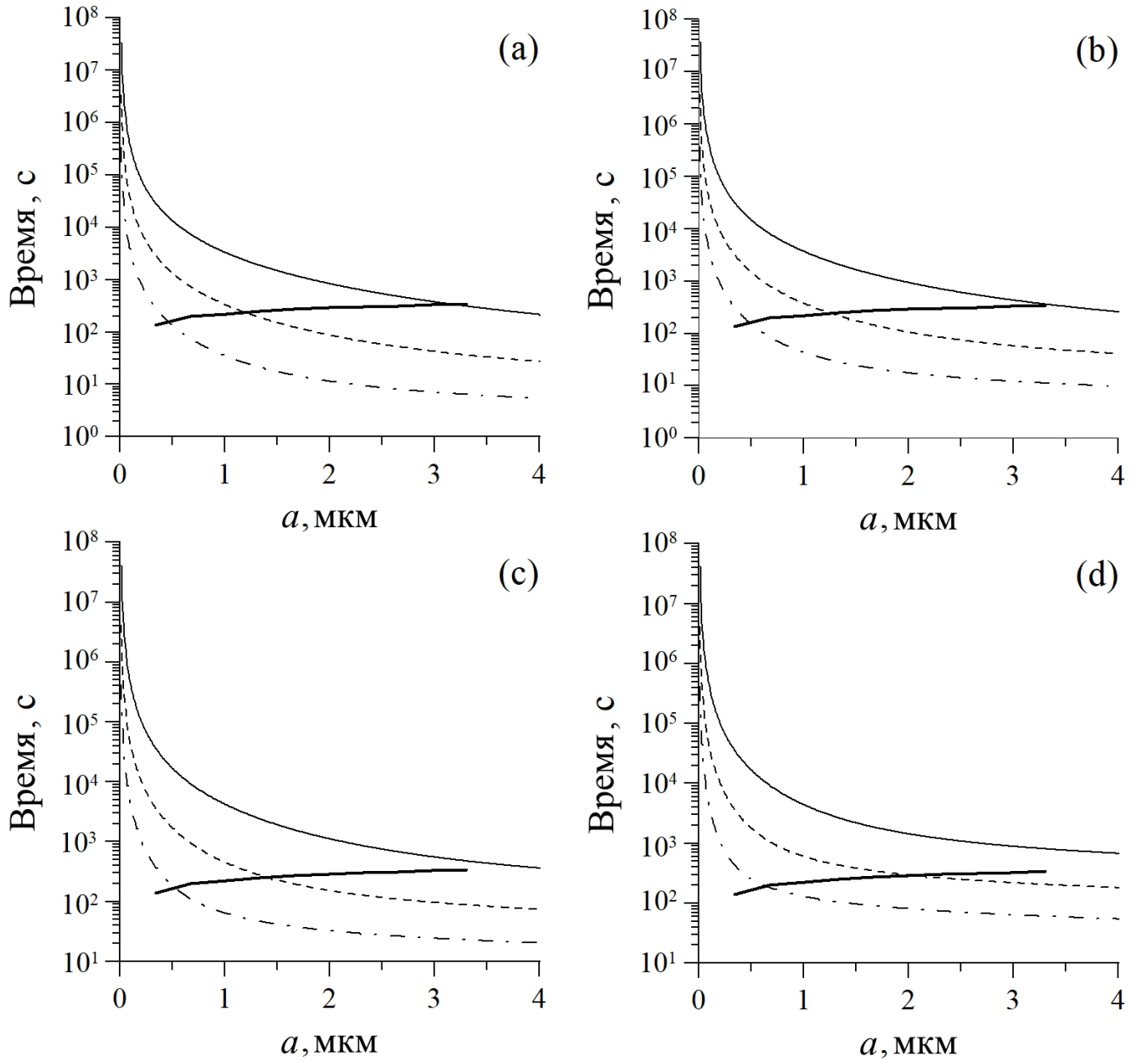


Рисунок 3.3 – Зависимость характерного времени развития неустойчивости Рэлея-Тейлора и времени седиментации пылевых частиц от их размеров в ионосфере Марса. Представлены результаты вычислений для высот 80 км (а), 90 км (b), 100 км (c), 110 км (d). Тонкие сплошные кривые соответствуют концентрациям пылевых частиц $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$, штриховые – $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$, штрихпунктирные – $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Зависимость времени седиментации пылевых частиц на всех рисунках представлена жирными сплошными линиями.

$\tilde{\gamma}(k)$ и $\tilde{\gamma}^{-1}(k)$ для высоты $h = 85$ км представлены на Рисунке 3.4. Типичные значения плотности и температуры нейтрального газа земной мезосферы

на выбранной высоте равны соответственно $T = 129.5$ К и $\rho = 8.22 \times 10^{-6}$ кг/м³ [87]. Высотные профили γ для разных значений концентраций пыли n_d и размеров микрочастиц a представлены на Рисунке 3.5. Видно, что как и в случае с ионосферой Марса $\gamma \sim n_d$ и $\gamma \sim a^2$.

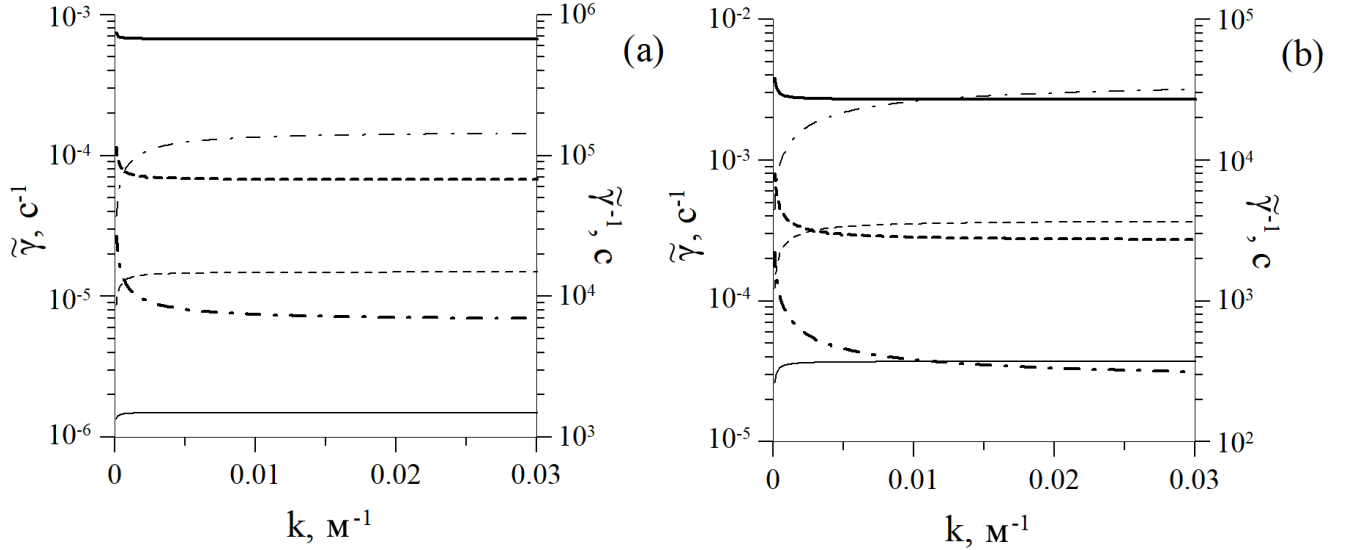


Рисунок 3.4 – Зависимость инкремента развития неустойчивости

Рэля-Тейлора $\tilde{\gamma}$ (тонкие линии) и величины $\tilde{\gamma}^{-1}$ (жирные линии) от волнового числа k в ионосфере Земли на высоте $h = 85$ км для концентраций пыли $n_d = 10$ см⁻³ (сплошные кривые), $n_d = 100$ см⁻³ (штриховые кривые) и $n_d = 1000$ см⁻³ (штрихпунктирные кривые). Левая панель (а) соответствует размеру пылевых частиц $a = 20$ нм, правая панель (б) – размеру пылевых частиц $a = 100$ нм.

На Рисунке 3.6 представлены графики зависимости характерного времени развития неустойчивости Рэля-Тейлора $\tau \simeq \gamma^{-1}$ от размера пылевой частицы облака в сравнении с характерным временем седиментации для высот 80 км, 85 км, 90 км и 95 км. Типичные значения параметров атмосферы на этих высотах равны соответственно (см. [87]): при $h = 80$ км – $T = 141.3$ К, $\rho = 1.85 \times 10^{-5}$ кг/м³; при $h = 85$ км – $T = 129.5$ К, $\rho = 8.22 \times 10^{-6}$ кг/м³; при $h = 90$ км – $T = 130.0$ К, $\rho = 3.42 \times 10^{-6}$ кг/м³; при $h = 95$ км – $T = 143.2$ К, $\rho = 1.41 \times 10^{-6}$ кг/м³.

Из Рисунка 3.6 видно, что время седиментации не превосходит величину $\tau \simeq \gamma^{-1}$ лишь при достаточно малых размерах пылевых частиц. Даже при небольших концентрациях $n_d = 10$ см⁻³ время седиментации сравнивается с

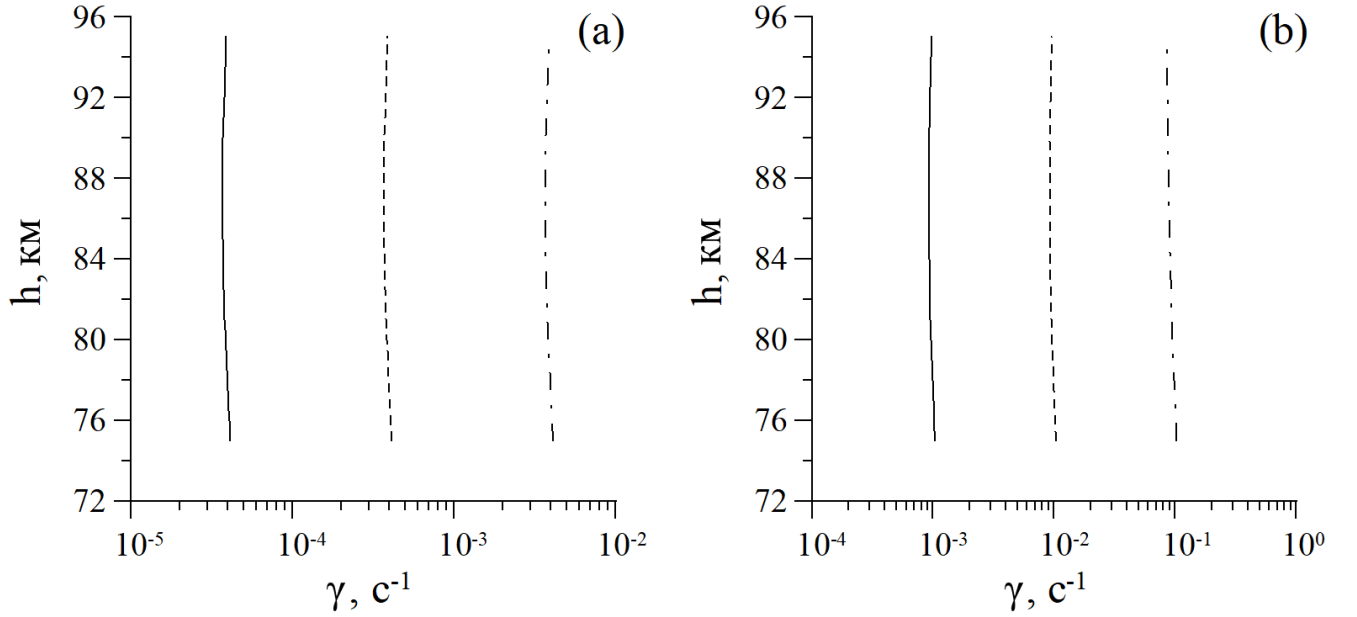


Рисунок 3.5 – Зависимость максимального инкремента развития неустойчивости Рэля-Тейлора γ от высоты h в ионосфере Земли для концентраций пылевых частиц $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые), $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ (штриховые кривые), $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$ (штрихпунктирные кривые). Левая панель (a) соответствует размеру пылевых частиц $a = 20 \text{ нм}$, правая панель (b) – размеру пылевых частиц $a = 100 \text{ нм}$.

$\tau \simeq \gamma^{-1}$ уже при $a \lesssim 150 \text{ нм}$, ограничивая тем самым размер микрочастицы облака. Для типичных ионосферных значений $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ верхняя граница a оказывается еще меньше.

3.4 Выводы

Итак, нижняя граница ионосферного облака нестабильна в смысле развития на ней неустойчивости Рэля-Тейлора. Неустойчивость оказывает негативное воздействие на процесс формирования облака, т.к. турбулизация газа атмосферы, возникающая за счет развития неустойчивости, разрушает слоистую структуру пылевых образований. При значениях параметров, типичных для ионосфер Земли и Марса, всегда существуют нарастающие моды неустойчивости, инкременты которых с ростом волнового числа k стремятся к предельному максимуму γ (заметим, что подобное вообще типично для случаев рэлей-

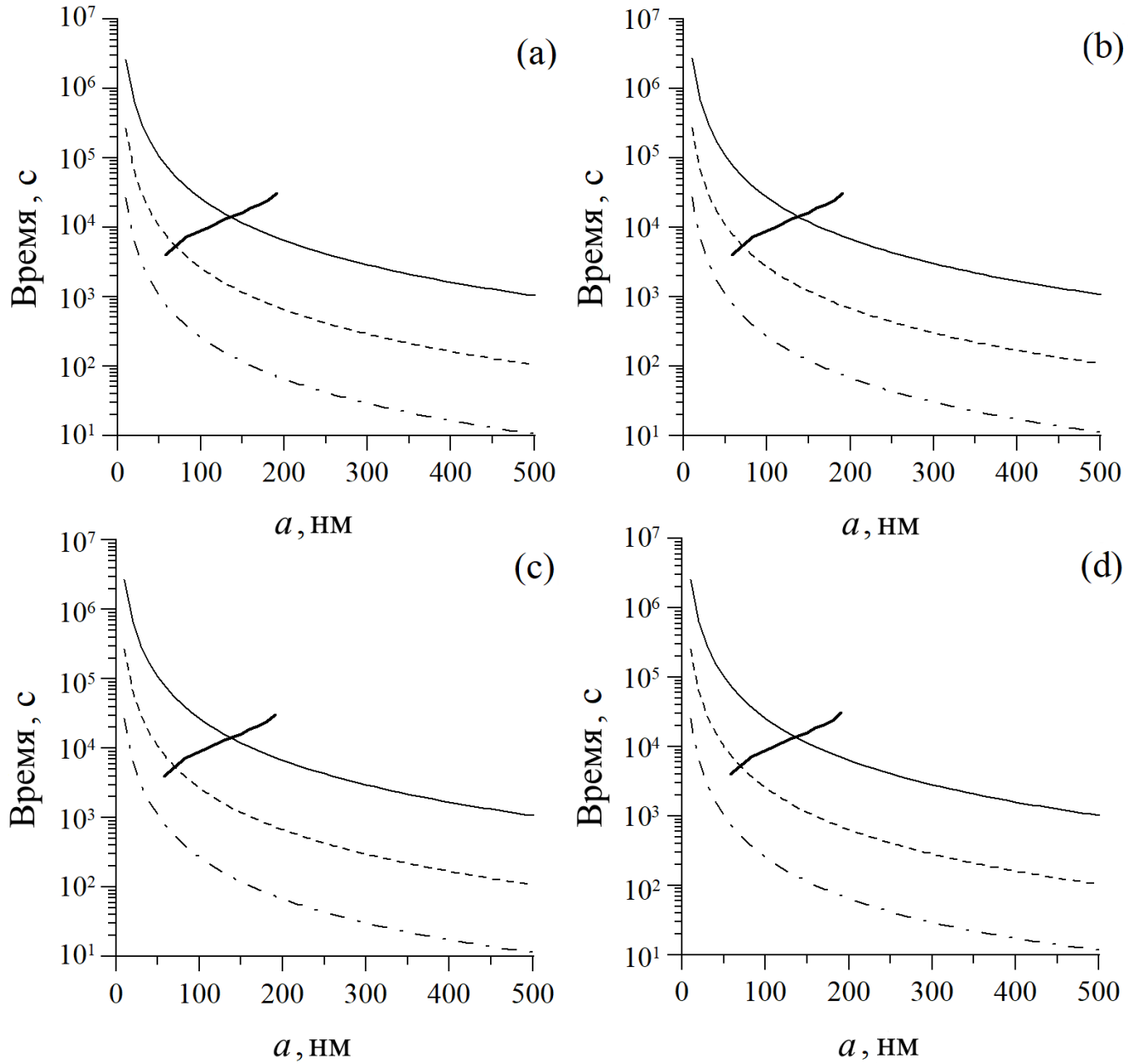


Рисунок 3.6 – Зависимость характерного времени развития неустойчивости

Рэля-Тейлора и времени седиментации пылевых частиц от их размеров в ионосфере Земли. Представлены результаты вычислений для высот 80 км (а), 85 км (b), 90 км (c), 100 км (d). Тонкие сплошные кривые соответствуют концентрациям пылевых частиц $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$, штриховые – $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, штрихпунктирные – $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$. Зависимость времени седиментации пылевых частиц на всех рисунках представлена жирными сплошными линиями.

тейлоровской неустойчивости запыленного газа в отсутствие вязкости, см. [94]).
Время развития неустойчивости $\tau \simeq \gamma^{-1}$, согласно расчетам, уменьшается при

увеличении концентраций пыли n_d и размеров пылинок a . Вследствие этого существует некоторое пороговое значение размера микрочастиц, по достижении которого дестабилизация нижней границы облака становится эффективнее процессов формирования плазменно-пылевой структуры. Наблюдаемое в экспериментах ограничение размера пылевых частиц марсианских ионосферных облаков и серебристых облаков мезосферы Земли, таким образом, объясняется (по крайней мере, частично) действием рэлей-тейлоровской неустойчивости.

Глава 4. Пылевые звуковые возмущения

В настоящей главе исследуется возможность возбуждения в пылевой плазме ионосферы Марса на высотах ~ 100 км пылевых звуковых (или, как их еще называют, пыле-акустических, см. [99, 100]) волн и, в частности, обсуждается вопрос о существовании в ионосфере Марса нелинейных возмущений. Отдельно рассматриваются все три принципиально возможных случая соотношений основных параметров марсианской ионосферной плазмы:

1. ночная плазма с заведомо отрицательно заряженными пылевыми частицами;
2. дневная плазма с отрицательно заряженными пылевыми частицами в отсутствие фотоэффекта;
3. дневная плазма с положительно заряженными пылевыми частицами при наличии фотоэффекта.

4.1 Линейные волны

4.1.1 Диэлектрическая проницаемость запыленной плазмы

В общем случае (средние) электрическое поле $\mathbf{E}$ и магнитное поле $\mathbf{B}$ в плазме описываются системой уравнений Максвелла [101]:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (4.1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (4.2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (4.3)$$

$$\text{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}, \quad (4.4)$$

где ρ и $\mathbf{j}$ – полные (средние) соответственно плотность заряда и ток в плазме. Если ввести вспомогательный вектор поляризации $\mathbf{P}$, удовлетворяющий условиям $\partial\mathbf{P}/\partial t = \mathbf{j}$ и $\text{div}\mathbf{P} = -\rho$ (непротиворечивость этих условий следует из закона сохранения заряда $\partial\rho/\partial t + \text{div}\mathbf{j} = 0$), то система уравнений (4.1) – (4.4) сведется к системе

$$\text{div}\mathbf{D} = 0, \quad (4.5)$$

$$\text{div}\mathbf{B} = 0, \quad (4.6)$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \quad (4.7)$$

$$\text{rot}\mathbf{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}. \quad (4.8)$$

Здесь $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$ – вектор электрической индукции. Дополнение системы (4.5) – (4.8) кинетическими уравнениями на функции распределения электронов, ионов и пылевых частиц плазмы дает систему уравнений Власова для самосогласованного поля [101].

Далее будут рассматриваться поля $\mathbf{E}$, $\mathbf{D}$, $\mathbf{B} \sim e^{(\mathbf{k}\mathbf{r}-\omega t)}$. В таком случае линейная зависимость вектора индукции $\mathbf{D}$ от вектора напряженности $\mathbf{E}$ описывается при помощи тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k})$: $D_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}) E_\beta$. В общем случае тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k})$ можно представить в виде

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon_\perp(\omega, \mathbf{k}) \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \right) + \varepsilon_\parallel(\omega, \mathbf{k}) \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2}, \quad (4.9)$$

где $k = |\mathbf{k}|$, $\varepsilon_\perp$ и $\varepsilon_\parallel$ – соответственно поперечная и продольная (по отношению к волновому вектору $\mathbf{k}$) диэлектрическая проницаемость плазмы [101].

Пусть состояние ν -ой компоненты плазмы, $\nu \in \{e, i, d\}$, мало отличается от равновесного и описывается кинетической функцией $\tilde{f}_\nu = f_\nu + \delta f_\nu$, где f_ν –

равновесная функция распределения, δf_ν – её малое возмущение. Тогда в линейном приближении вклад ν -той составляющей в продольную диэлектрическую проницаемость бесстолкновительной плазмы оказывается равным [101]

$$(\varepsilon_{\parallel} - 1)_{\nu} = -\frac{4\pi e^2}{k^2} \int \mathbf{k} \frac{\partial f_{\nu}}{\partial \mathbf{p}} \frac{d^3 p}{\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega - i0}. \quad (4.10)$$

При выборе системы координат, в которой $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$, выражение (4.10) принимает вид

$$(\varepsilon_{\parallel} - 1)_{\nu} = -\frac{4\pi e^2}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{df_{\nu}(p_x)}{dp_x} \frac{dp_x}{kv_x - \omega - i0}, \quad (4.11)$$

где

$$f_{\nu}(p_x) = \int f dp_x dp_y. \quad (4.12)$$

Подстановка после этого в (4.11) равновесной функции распределения Максвелла

$$f_{\nu}(p_x) = \frac{n_{\nu}}{\sqrt{2\pi m_{\nu} T_{\nu}}} \exp\left(-\frac{p_x^2}{2m_{\nu} T_{\nu}}\right)$$

дает

$$(\varepsilon_{\parallel} - 1)_{\nu} = \frac{4\pi n_{\nu} e^2}{k^2 T_{\nu}} \left[1 + F\left(\frac{\omega}{\sqrt{2} k v_{T_{\nu}}}\right) \right], \quad (4.13)$$

где $v_{T_{\nu}} = \sqrt{T_{\nu}/m_{\nu}}$, n_{ν} , m_{ν} и T_{ν} – соответственно концентрация, масса и температура частиц ν -ой компоненты плазмы, $-e$ – заряд электрона. Функция $F(x)$ выражается в квадратурах [102],

$$F(x) = \frac{x}{\sqrt{\pi}} \text{v.p.} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-z^2} dz}{z - x} + i\sqrt{\pi} x e^{-x^2},$$

причем при $x \gg 1$

$$F(x) \approx -1 - \frac{1}{2x^2} - \frac{3}{4x^4} + i\sqrt{\pi} x e^{-x^2},$$

а при $x \ll 1$

$$F(x) \approx -2x^2 + i\sqrt{\pi} x.$$

В соответствии с асимптотическим поведением $F(x)$ вклад каждой из компонент плазмы в продольную диэлектрическую проницаемость при $\omega/kv_\nu \gg 1$ оказывается равным

$$(\varepsilon_{\parallel} - 1)_\nu = -\frac{\Omega_\nu^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{3k^2 v_{T_\nu}^2}{\omega^2} \right) + i\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega \Omega_\nu^2}{(kv_{T_\nu})^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_{T_\nu}^2}\right). \quad (4.14)$$

В обратном предельном случае $\omega/kv_\nu \ll 1$ этот вклад равен

$$(\varepsilon_{\parallel} - 1)_\nu = \left(\frac{\Omega_\nu}{kv_{T_\nu}} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{\omega}{kv_{T_\nu}} \right)^2 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{kv_{T_\nu}} \right]. \quad (4.15)$$

Здесь $\Omega_\nu = \sqrt{4\pi n_\nu e^2/m_\nu}$ – плазменная частота.

Наличие в плазме пространственной дисперсии (зависимости диэлектрической проницаемости от $\mathbf{k}$) приводит к существованию в ней продольных электростатических волн $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$ с дисперсионным уравнением $\varepsilon_{\parallel} = 0$. Действительно, пусть поле $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$, а $\varepsilon_{\parallel} = 0$. Тогда в системе координат, где $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$, $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$, вектор индукции

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \bar{0},$$

значит, тройка векторов $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$, $\mathbf{D}$, $\mathbf{B} = \bar{0}$ удовлетворяет уравнениям Максвелла (4.5) – (4.8).

Итак, описание продольных линейных волн в плазме требует исследования уравнения $\varepsilon_{\parallel} = 0$.

4.1.2 Развитие кинетической неустойчивости

Согласно [103] вращение Марса и нагрев планеты солнечным излучением приводят к появлению горизонтальных ветров, которые могут распространяться на высотах ~ 100 км со скоростью $u \approx 100$ м/с. Плазменно-пылевые облака, таким образом, могут оказываться в областях с распространяющимися горизонтальными однородными ветрами. Поскольку массы ионов и электронов

значительно меньше массы пылевых частиц, последние медленнее вовлекаются в движение ветра и до установления стационарного движения между ионами (электронами) и пылевыми частицами существует относительная скорость, по порядку равная величине скорости нейтрального ветра. Это может приводить к развитию плазменной неустойчивости, аналогично, например, ситуации, в которой пылевая плазма у поверхности Луны взаимодействует с плазмой хвоста магнитосферы Земли [104].

Температура ионов ионосферной плазмы $T \gtrsim 90$ К, т.е. тепловая скорость ионов $v_{Ti} \gtrsim 150$ м/с. Развитие гидродинамической бунемановской неустойчивости [105] с частотой $\omega \gg kv_{Ti}$ при этом оказывается невозможным, т.к. в таком случае возбуждались бы ионно-звуковые волны с $\omega = ku + \delta\omega$, $\delta\omega \ll ku$ (см., например, [104]), откуда $u \gg v_{Ti}$, что неверно. Значит, наличие относительного движения между ионами и пылевыми частицами, вызванное горизонтальными ветрами, не может приводить к генерации ионно-звуковых волн.

Возможным, однако, оказывается развитие кинетической пылевой звуковой (по аналогии с ионно-звуковой) неустойчивости, которая также может приводить к возбуждению электростатических волн. Необходимым условием развития такой неустойчивости является выполнение неравенства

$$\tau \ll \nu_{dn}^{-1}, \quad (4.16)$$

где τ – характерное время развития неустойчивости, $\nu_{dn} = 2\sqrt{2\pi T m_n} a^2 n_n / 3\sqrt{3} m_d$ – частота столкновений пылевых частиц с нейтрами, вычисленная для кнудсеновского режима течения газа [17]. Здесь T – температура плазмы, m_n и n_n – соответственно масса нейтралов и их концентрация, a и m_d – размер и масса пылевой частицы. Поскольку время выравнивания скоростей ионов и пылевых частиц по порядку равно ν_{dn}^{-1} , кинетическая пылевая звуковая неустойчивость может развиваться в течение времени ν_{dn}^{-1} после того, как плазменно-пылевое облако попало в область действия горизонтального ветра.

Кинетическая пылевая звуковая неустойчивость развивается при $kv_{Td} \ll \omega \ll kv_{Ti}$, где v_{Td} – тепловая скорость пылевых частиц. При таких ограничениях вклад пылевых частиц в $\varepsilon_{||}$ задается выражением (4.14), ионов и электронов – (4.15), следовательно, дисперсионное уравнение (с учетом наличия относи-

тельного движение между ионами (электронами) и пылевыми частицами со скоростью u) в этом случае имеет вид

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left(1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega - ku}{kv_{Ti}} \right) - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} = 0. \quad (4.17)$$

Здесь $\lambda_{De(i)}$ – дебаевский радиус электронов (ионов), ω_{pd} – плазменная частота пылевых частиц.

Пренебрегая в первом приближении относительно малой по модулю мнимой частью, находим линейную дисперсию пылевых звуковых волн:

$$\omega_k = \frac{\omega_{pd} \lambda_D k}{\sqrt{1 + k^2 \lambda_D^2}}, \quad (4.18)$$

где

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2}.$$

Учитывая в следующем приближении мнимую часть, получаем инкремент неустойчивости:

$$\gamma_k = \frac{\omega_k^3}{k^2 \lambda_{Di}^2 \omega_{pd}^2} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{ku - \omega_k}{kv_{Ti}}. \quad (4.19)$$

Характерное значение инкремента, как следует из (4.19), по порядку равно

$$\gamma \sim \omega_{pd} \frac{u}{v_{Ti}}.$$

Для типичных значений параметров марсианской ионосферной плазмы $T \simeq 90$ К, $n_n \simeq 10^{12}$ см $^{-3}$, $m_n \approx 7 \times 10^{-23}$ г, $u \approx 100$ м/с, $n_d \simeq 1$ см $^{-3}$, $a \gtrsim 100$ нм условие развития неустойчивости (4.16) легко выполняется, т.к. $\gamma \sim 0.1$ с $^{-1}$, $\nu_{dn} \sim 10^{-2}$ с $^{-1}$ и $\gamma^{-1} \ll \nu_{dn}^{-1}$.

Итак, наличие относительной скорости между пылевыми частицами и заряженной компонентой плазмы вследствие действия горизонтальных ветров в ионосфере Марса может приводить к развитию кинетической неустойчивости. Время действия неустойчивости достаточно для возбуждения электростатических линейных пылевых звуковых волн. Как будет показано в следующем разделе, в условиях ионосферы Марса оказывается возможной генерация не только линейных, но и нелинейных волн.

4.2 Нелинейные возмущения

4.2.1 Метод потенциала Сагдеева

Весьма эффективным методом исследования волновых возмущений в плазме, который будет использоваться в настоящем разделе, является метод (псевдо)потенциала Сагдеева. Впервые этот метод был использован Р.З. Сагдеевым для исследования ионно-звуковых волн [106–108], в дальнейшем же он нашел широкое применение в самых разнообразных задачах физики плазмы (см., например, [109–112]). В настоящее время метод сагдеевского потенциала (или, как его могут еще называть, “метод механической аналогии”) является стандартным. Суть метода состоит в следующем.

Пусть уравнение, описывающее волновое возмущение в плазме, удалось каким-либо образом свести к виду, формально совпадающему с уравнением движения нелинейного осциллятора под действием потенциальной силы:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} = F(\psi). \quad (*)$$

Тогда, умножив обе части (*) на $\partial\psi/\partial\zeta$, можно понизить порядок исходного уравнения на единицу:

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{\partial\psi}{\partial\zeta} \right)^2 = - \int F(\psi) d\psi + C \equiv V(\psi).$$

Получившееся после выражения $\partial\psi/\partial\zeta$ уравнение первого порядка всегда можно проинтегрировать в квадратурах:

$$\psi(\zeta) = \int \frac{d\psi}{\sqrt{-2V(\psi)}}. \quad (**)$$

Если интеграл в (**) удастся взять аналитически, решение $\psi(\zeta)$ может быть выписано в явном виде. В противном случае основные характеристики возмущения $\psi(\zeta)$ можно найти, проанализировав уравнение нелинейного осциллятора: роль “времени” в таком случае будет играть независимое переменное ζ , “координаты” – возмущение ψ , “потенциальной силы” – правая часть $F(\psi)$, “потенциальной энергии” – первообразная $V(\psi)$. При необходимости для анализа

уравнения можно начертить фазовый портрет осциллятора: замкнутые кривые на этом портрете будут соответствовать периодическим волнам, сепаратрисы – солитонным решениям [113].

4.2.2 Распространение пылевых звуковых возмущений

Перейдем к исследованию нелинейных пылевых звуковых возмущений в ионосфере Марса. Одномерное горизонтальное распространение пылевых звуковых возмущений описывается системой уравнений, включающей в себя, в частности, уравнение непрерывности и уравнение Эйлера для пылевой компоненты плазмы, а также уравнение Пуассона для электростатического потенциала φ :

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = \pm \frac{Z_d e}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (4.21 \text{ a,b})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 4\pi e (n_e - n_i \pm Z_d n_d), \quad (4.22 \text{ a,b})$$

где верхний (индекс ‘a’) и нижний (индекс ‘b’) знаки отвечают случаям отрицательного и положительного заряда микрочастиц соответственно. Здесь x и t – пространственная и временная переменные, n_d и v_d – концентрация пылевых частиц и направленная скорость их движения, Z_d и m_d – зарядовое число и масса пылевой частицы, $-e$ – заряд электрона, $n_{e(i)}$ – концентрация электронов (ионов) плазмы.

Далее необходимо учесть распределения концентраций электронов и ионов, которые успевают установиться на пылевых звуковых временных масштабах. Обычно и для электронов, и для ионов рассматриваются распределения Больцмана (см., например, [2]), однако электростатический потенциал, индуцируемый микрочастицами, является потенциальной ямой для одной из двух заряженных компонент плазмы, следовательно, возможен адиабатический

захват электронов (ионов) стенками положительного (отрицательного) возмущения (см. [104, 114]). Действительно, необходимым условием [101, 115] захвата заряженной частицы стенками возмущения является выполнение соотношения $\tau_{\text{pert}} \geq l_{\text{pert}}/v_{e(i)}$, где τ_{pert} и l_{pert} – время формирования и характерный пространственный масштаб возмущения, $v_{e(i)}$ – тепловая скорость электрона (иона). Величина τ_{pert} по порядку совпадает с ω_{pd}^{-1} , где ω_{pd} – пылевая плазменная частота, характерный масштаб возмущения l_{pert} порядка нескольких дебаевских радиусов электрона λ_{De} . Величина $l_{\text{pert}}/v_{e(i)}$, таким образом, может быть оценена как $l_{\text{pert}}/v_{e(i)} \sim \omega_{pe(i)}^{-1}$ при положительном (отрицательном) заряде микрочастиц плазмы. Поскольку $\omega_{pd} \ll \omega_{pe(i)}$, условие захвата всегда выполняется.

Итак, при отрицательном заряде пылевых частиц распределение электронов можно считать бoльцмановским, для ионов же необходимо использовать распределение Гуревича; наоборот, при положительном заряде микрочастиц электроны оказываются распределены по Гуревичу, а ионы – по Больцману:

$$n_e = n_{e0} e^{\frac{e\varphi}{T_e}}, \quad n_i = n_{i0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{-e\varphi/T_i}} e^{-u^2} du \right) e^{-\frac{e\varphi}{T_i}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{-e\varphi}{T_i}} \right], \quad (4.23 \text{ a})$$

$$n_e = n_{e0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\varphi/T_e}} e^{-u^2} du \right) e^{\frac{e\varphi}{T_e}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\varphi}{T_e}} \right], \quad n_i = n_{i0} e^{-\frac{e\varphi}{T_i}}. \quad (4.23 \text{ b})$$

Здесь $n_{e(i)0}$ и $T_{e(i)}$ – невозмущенная концентрация и температура электронов (ионов) плазмы соответственно.

Значения зарядов q_d пылевых частиц определяются исходя из баланса микроскопических токов электронов и ионов на пылевую частицу и скорости фотоионизации. При этом аналогично ситуации в запыленной мезосфере Земли оказывается возможным пренебречь изменениями зарядов пылевых частиц, генерирующих возмущение. Действительно, по своему происхождению марсианские ионосферные облака субмикронных частиц, как отмечалось ранее, напоминают серебристые облака мезосферы Земли. Частицы льда CO_2 , составляющие такого рода облака, образуются за счет конденсации пересыщенных

атмосферных паров углекислого газа при седиментации пылевой компоненты плазмы. Для частиц, находящихся на одной высоте над поверхностью планеты, описанные процессы проходят с одинаковой интенсивностью, поэтому при рассмотрении горизонтального распространения волновых возмущений можно пренебречь дисперсией микрочастиц по размерам и, как следствие, по зарядам.

Начальные условия для систем (4.20) – (4.23 а), (4.20) – (4.23 б) задаются на бесконечности: предполагается, что при $x \rightarrow \pm\infty$ все возмущения исчезают, т.е. $\varphi(\pm\infty) = 0$, $v_d(\pm\infty) = 0$, $n_e(\pm\infty) = n_{e0}$, $n_i(\pm\infty) = n_{i0}$ и $n_d(\pm\infty) = n_{d0}$. Невозмущенные значения концентраций n_{e0} , n_{i0} и n_{d0} связаны соотношениями квазинейтральности $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$ и $n_{e0} = n_{i0} + Z_d n_{d0}$ соответственно для случаев (а) и (б).

Решения систем уравнений (4.20) – (4.23 а), (4.20) – (4.23 б) будем искать в виде волнового возмущения, движущегося с постоянной скоростью u_0 вдоль оси Ox . Все параметры задачи, таким образом, должны зависеть от координаты x и времени t только посредством переменной $\xi = x - u_0 t$. Заменой $\xi = x - u_0 t$, $\partial/\partial x = \partial/\partial \xi$, $\partial/\partial t = -u_0 \times \partial/\partial \xi$ уравнения (4.20), (4.21 а,б) для пыли приводятся к виду

$$-u_0 \frac{\partial n_d}{\partial \xi} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial \xi} = 0, \quad (4.24)$$

$$-u_0 \frac{\partial v_d}{\partial \xi} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial \xi} = \pm \frac{Z_d e}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}. \quad (4.25 \text{ а,б})$$

Из (4.24) после интегрирования получаем $n_d(v_d - u_0) = A$. Константа интегрирования $A = -u_0 n_{d0}$ находится из условий на бесконечности, после чего для распределения пылевой компоненты имеем

$$n_d = \frac{n_{d0}}{u_0 - v_d}. \quad (4.26)$$

Из уравнения Эйлера (4.25 а,б) после интегрирования с учетом $v_d(v_d)_\xi = (v_d^2/2)_\xi$ получаем квадратное уравнения на v_d :

$$v_d^2 - 2u_0 v_d \mp \frac{Z_d e}{m_d} \varphi = B. \quad (4.27 \text{ а,б})$$

Условия на бесконечности дают $B = 0$, откуда для скорости v_d имеем

$$v_d = u_0 - u_0 \sqrt{1 \pm \frac{2Z_d e}{m_d u_0^2} \varphi}, \quad (4.28 \text{ а,б})$$

где из двух корней (4.27 а,b) выбирается тот, который на бесконечности дает значение $v_d = 0$ (т.е. с “минусом”). Подставляя после этого выражение на v_d в (4.26), получаем окончательно для концентрации пыли

$$n_d = \frac{n_{d0}}{\sqrt{1 \pm \frac{2Z_d e}{m_d u_0^2} \varphi}}. \quad (4.29 \text{ а,b})$$

Как и раньше, верхний знак берется для случаев отрицательно заряженных частиц (а), нижний – для случаев положительно заряженных частиц (b).

Подстановка выражений для v_d , n_d , n_e и n_i в уравнение Пуассона дает

$$\begin{aligned} \varphi_{\xi\xi} = 4\pi e \left\{ n_{e0} e^{\frac{e\varphi}{T_e}} - n_{i0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{-e\varphi/T_i}} e^{-u^2} du \right) e^{-\frac{e\varphi}{T_i}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{-e\varphi}{T_i}} \right] + \right. \\ \left. + \frac{Z_{d0} n_{d0}}{\sqrt{1 + \frac{2Z_d e}{m_d u_0^2} \varphi}} \right\} \end{aligned} \quad (4.30 \text{ а})$$

и

$$\begin{aligned} \varphi_{\xi\xi} = 4\pi e \left\{ n_{e0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\varphi/T_e}} e^{-u^2} du \right) e^{\frac{e\varphi}{T_e}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\varphi}{T_e}} \right] - n_{i0} e^{-\frac{e\varphi}{T_i}} - \right. \\ \left. - \frac{Z_{d0} n_{d0}}{\sqrt{1 - \frac{2Z_d e}{m_d u_0^2} \varphi}} \right\}. \end{aligned} \quad (4.30 \text{ b})$$

Далее используется стандартный подход, основанный на нахождении сакеевского потенциала $V(\varphi)$. После обезразмеривания уравнения (4.30 а) путем замен $e\varphi/T_i \rightarrow \varphi$, $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$ сакеевский потенциал может быть выписан в виде

$$\begin{aligned} V(\varphi) = \tau^2 (1 - e^{\varphi/\tau}) + l\tau \left(1 - e^{-\varphi} - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (-\varphi)^{3/2} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\varphi} \int_0^{\sqrt{-\varphi}} e^{-u^2} du - \right. \\ \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\varphi} \right) + Md\tau^2 \left(M - \sqrt{M^2 + \frac{2Z_d \varphi}{\tau}} \right). \end{aligned} \quad (4.31 \text{ а})$$

Здесь $\tau = T_e/T_i$, $d = n_{d0}/n_{e0}$, $l = n_{i0}/n_{e0}$, $M = u_0/C_S$, где $C_S = \sqrt{T_e/m_d}$ – скорость звука.

Для уравнения (4.30 b) в соответствии заменами $e\varphi/T_e \rightarrow \varphi$, $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$ потенциал Сагдеева имеет вид

$$V(\varphi) = 1 - e^\varphi + \frac{l}{\tau} (1 - e^{-\tau\varphi}) - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \varphi^{3/2} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^\varphi \int_0^{\sqrt{\varphi}} e^{-u^2} du - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varphi} + \\ + Md \left(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d\varphi} \right), \quad (4.31 \text{ b})$$

где выражения для безразмерных величин τ , d , l и M остаются теми же. Константы интегрирования в обоих случаях выбраны из условия $V(0) = 0$.

Итак, возможность распространения в плазменно-пылевом облаке разных типов нелинейных волн и их основные характеристики определяются свойствами сагдеевских потенциалов (4.31 a) и (4.31 b).

4.2.3 Солитоны

Важным видом нелинейных волновых структур, свойственных плазме, являются солитоны. Их исследования интенсивно проводятся для самых разнообразных видов плазменных сред (см., например, [99, 100, 116, 117]).

Для существования солитонов сагдеевский потенциал $V(\varphi)$ должен иметь локальный максимум в точке $\varphi = 0$, необходимым условием которого является отрицательный знак второй производной $V''(0) < 0$. Отсюда получаем нижнюю границу $M_{\min}$ числа Маха, оказывающуюся в случаях (a) и (b) одинаковой:

$$M^2 > M_{\min}^2 = Z_d^2 d / (1 + l\tau). \quad (4.32)$$

Вторым условием существования локализованного решения является наличие у уравнения $V(\varphi) = 0$ по крайней мере одного действительного решения $\varphi \neq 0$. Это возможно при выполнении неравенств $V(\varphi_{\min}) = V(-M_{\max}^2 \tau / 2Z_d) \geq 0$ (случай (a)) и $V(\varphi_{\max}) = V(M_{\max}^2 / 2Z_d) \geq 0$ (случай (b)), задающих верхнюю

границу $M_{\max}$ числа Маха. В развернутом виде неравенства имеют вид:

$$\begin{aligned} \tau^2 \left(1 - e^{-M_{\max}^2/2Z_d} \right) + l\tau \left(1 - e^{M_{\max}^2\tau/2Z_d} - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{M_{\max}^2\tau}{2Z_d} \right)^{3/2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M_{\max}^2\tau}{2Z_d}} + \right. \\ \left. + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{M_{\max}^2\tau/2Z_d} \int_0^{\sqrt{M_{\max}^2\tau/2Z_d}} e^{-u^2} du \right) + M_{\max}^2 d\tau^2 \geq 0 \end{aligned} \quad (4.33 \text{ a})$$

и

$$\begin{aligned} 1 - e^{M_{\max}^2/2Z_d} + \frac{l}{\tau} \left(1 - e^{-M_{\max}^2\tau/2Z_d} \right) - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{M_{\max}^2}{2Z_d} \right)^{3/2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M_{\max}^2}{2Z_d}} + \\ + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{M_{\max}^2/2Z_d} \int_0^{\sqrt{M_{\max}^2/2Z_d}} e^{-u^2} du + M_{\max}^2 d \geq 0. \end{aligned} \quad (4.33 \text{ b})$$

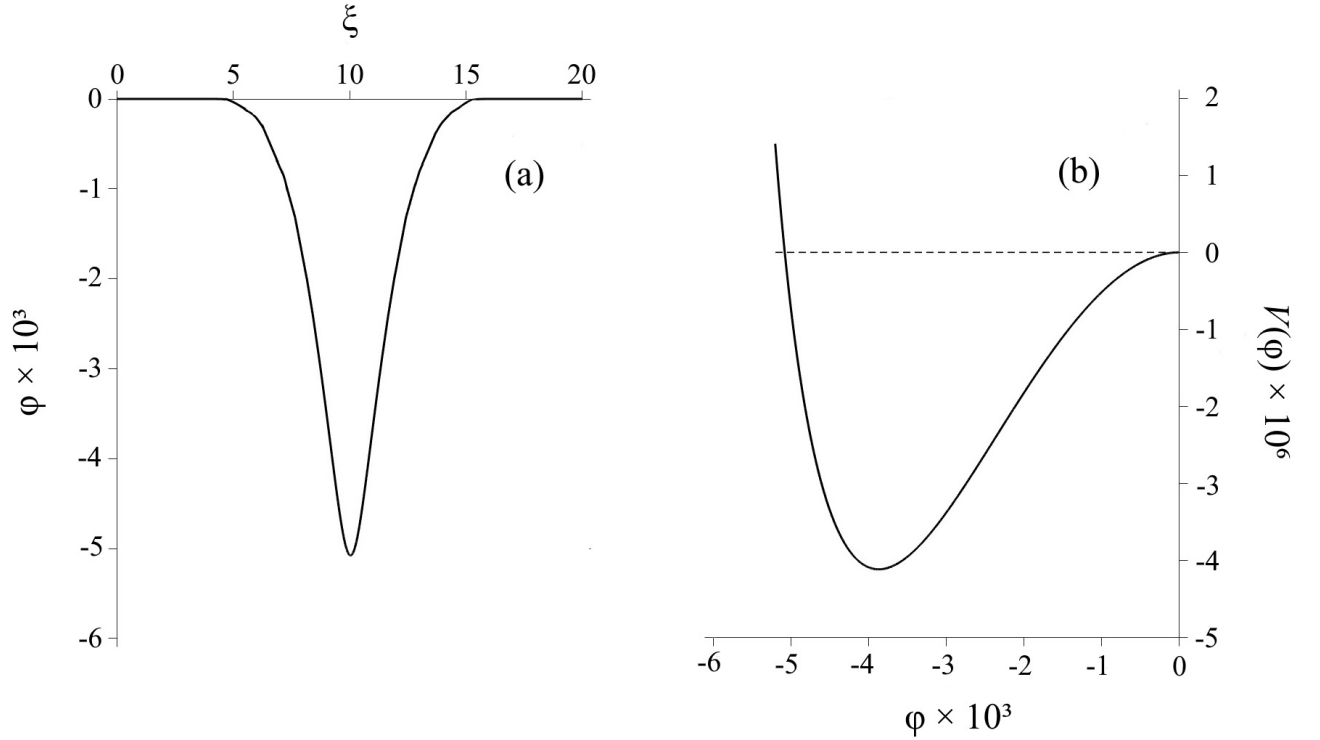


Рисунок 4.1 – Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (а) и сэгдеевского потенциала $V(\varphi)$ (б) в случае ночной плазмы с заведомо отрицательно заряженными пылевыми частицами при $T_e = T_i = 85$ К, $n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$.

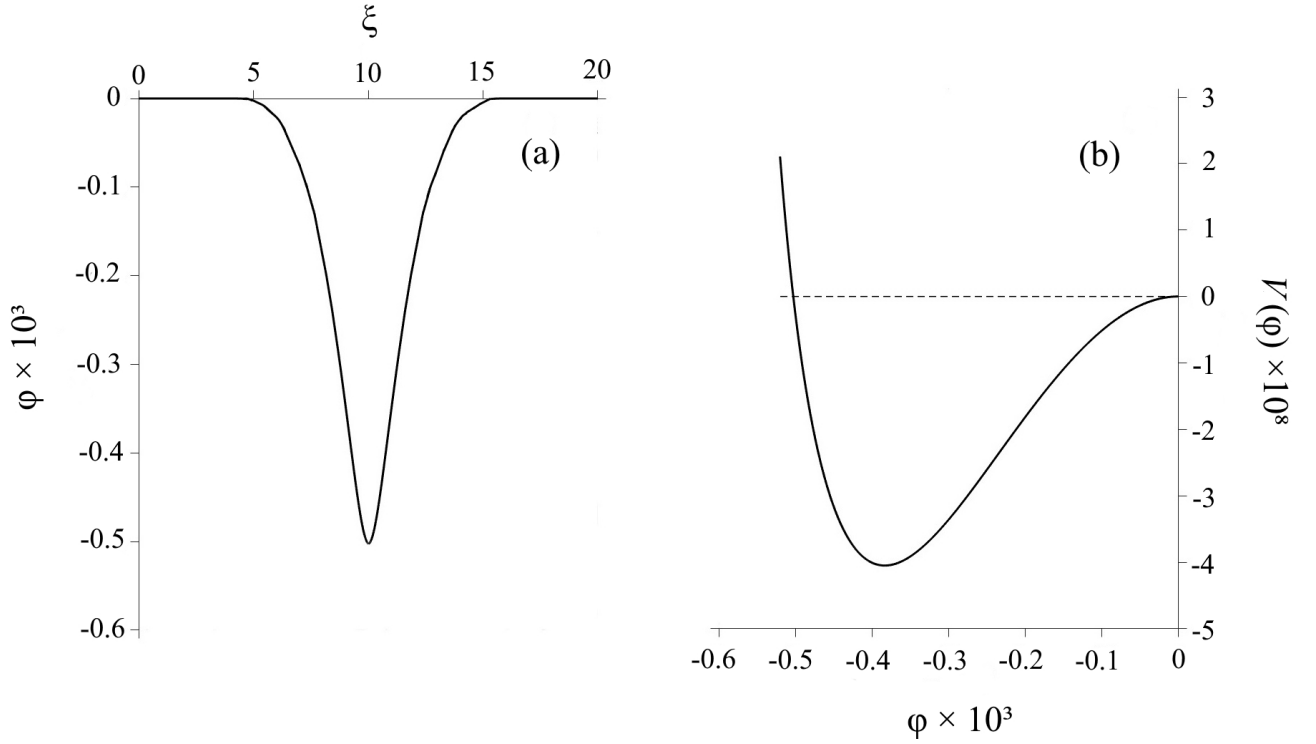


Рисунок 4.2 – Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (а) и сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ (б) в случае дневной плазмы в отсутствие фотоэффекта (отрицательно заряженные пылевые частицы) при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$.

На Рисунках 4.1 – 4.3 представлены характерные профили солитонов $\varphi(\xi)$ и соответствующих им сагдеевских потенциалов $V(\varphi)$ для трех типов соотношений параметров марсианской ионосферной плазмы: первый рисунок соответствует ночной плазме с заведомо отрицательно заряженными пылевыми частицами при $T_e = T_i = 85$ K, $n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$, второй и третий рисунки отображают солитоны дневной плазмы с $T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$ при отсутствии (Рисунок 4.2) фотоэффекта (отрицательные микрочастицы, $Z_d = 10$) и его наличии (Рисунок 4.3, положительные микрочастицы с $Z_d = 100$). Невозмущенная концентрация пылевых частиц во всех трех случаях равна $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$. Видно, что характерная ширина солитона (при выбранном значении числа Маха $M_{\min} < M < M_{\max}$), как и предполагалось ранее, составляет по порядку величины 8 – 10 дебаевских радиусов электрона λ_{De} .

Аналогичные вычисления для некоторых других значений плазменных параметров позволяют сделать следующие выводы. Амплитуда солитона, во-первых, линейно растет с увеличением зарядового числа Z_d пылевых частиц.

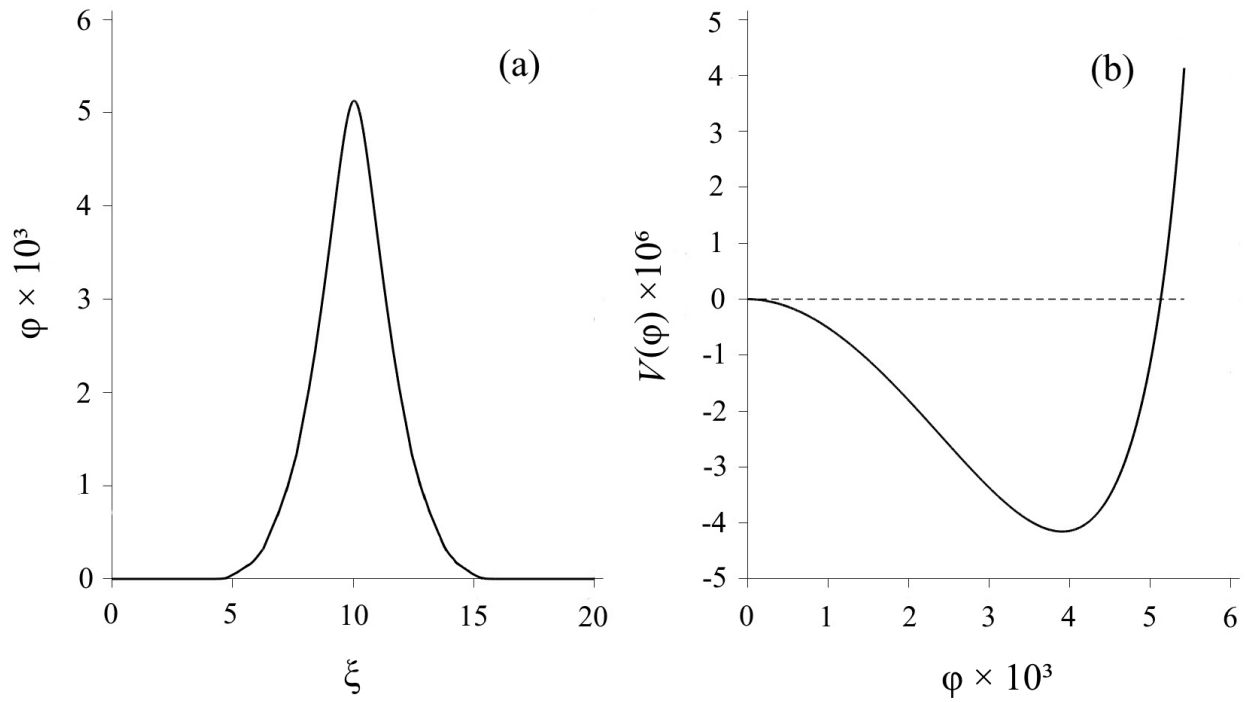


Рисунок 4.3 – Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (а) и сэгдеевского потенциала $V(\varphi)$ (б) в случае дневной плазмы при наличии фотоэффекта (положительно заряженные пылевые частицы) при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$.

Таблица 4.1 – Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае ночной плазмы при $T_e = T_i = 85$ К, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$.

Параметр	$n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$	$n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$
$Z_d = 2$	-1.01×10^{-3}	-1.00×10^{-4}
$Z_d = 5$	-2.53×10^{-3}	-2.51×10^{-4}
$Z_d = 10$	-5.08×10^{-3}	-5.03×10^{-4}

Во-вторых, амплитуда солитона растет с уменьшением концентрации электронов плазмы: уменьшение n_{e0} на порядок величины приводит к росту амплитуды солитона также примерно на порядок величины. Соответствующие результаты расчетов для случаев ночной плазмы, дневной плазмы без фотоэффекта и днев-

Таблица 4.2 – Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае дневной плазмы без фотоэффекта при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$.

Параметр	$n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$	$n_{e0} = 10^5$ см $^{-3}$
$Z_d = 2$	-1.00×10^{-4}	-1.03×10^{-5}
$Z_d = 5$	-2.51×10^{-4}	-2.45×10^{-5}
$Z_d = 10$	-5.03×10^{-4}	-5.04×10^{-5}

Таблица 4.3 – Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае дневной плазмы с фотоэффектом при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$.

Параметр	$n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$	$n_{e0} = 10^5$ см $^{-3}$
$Z_d = 20$	1.01×10^{-3}	1.00×10^{-4}
$Z_d = 50$	2.54×10^{-3}	2.51×10^{-4}
$Z_d = 100$	5.13×10^{-3}	5.03×10^{-4}

ной плазмы с фотоэффектом представлены в Таблицах 4.1, 4.2 и 4.3.

На Рисунках 4.4 – 4.6 для случаев ночной плазмы, дневной плазмы без фотоэффекта и дневной плазмы с фотоэффектом изображены профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} . Левые панели (а) на всех рисунках соответствуют амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата одной из заряженных компонент плазмы, правые панели (б) – амплитудам, полученным в случае, когда обе заряженные компоненты считаются распределенными по Больцману. Видно, что учет адиабатического захвата вносит существенные коррективы в результаты расчетов. Во-первых, захват расширяет область существования солитонов: если нижняя граница числа Маха остается неизменной (и, более того, определяется тем же выражением (4.32)), то значение верхней границы $M_{\max}$ увеличивается. Во-вторых, в тех точках

плоскости (M, n_{d0}) , для которых солитоны существуют как при учете захвата (а), так и при использовании распределения Больцмана (б), значения гуревических амплитуд (по абсолютной величине) оказываются меньшими. Наконец, в-третьих, в случае с использованием распределения Гуревича в той части значений M , которая оказывается недопустимой при использовании распределения Больцмана, амплитуды солитонов по модулю значительно превышают предельные значения соответствующих больцмановских амплитуд. Наиболее существенно влияние адиабатического захвата в третьем случае (см. Рисунок 4.6), когда положительно заряженные пылевые частицы несут на себе большой заряд $Z_d \sim 100$.

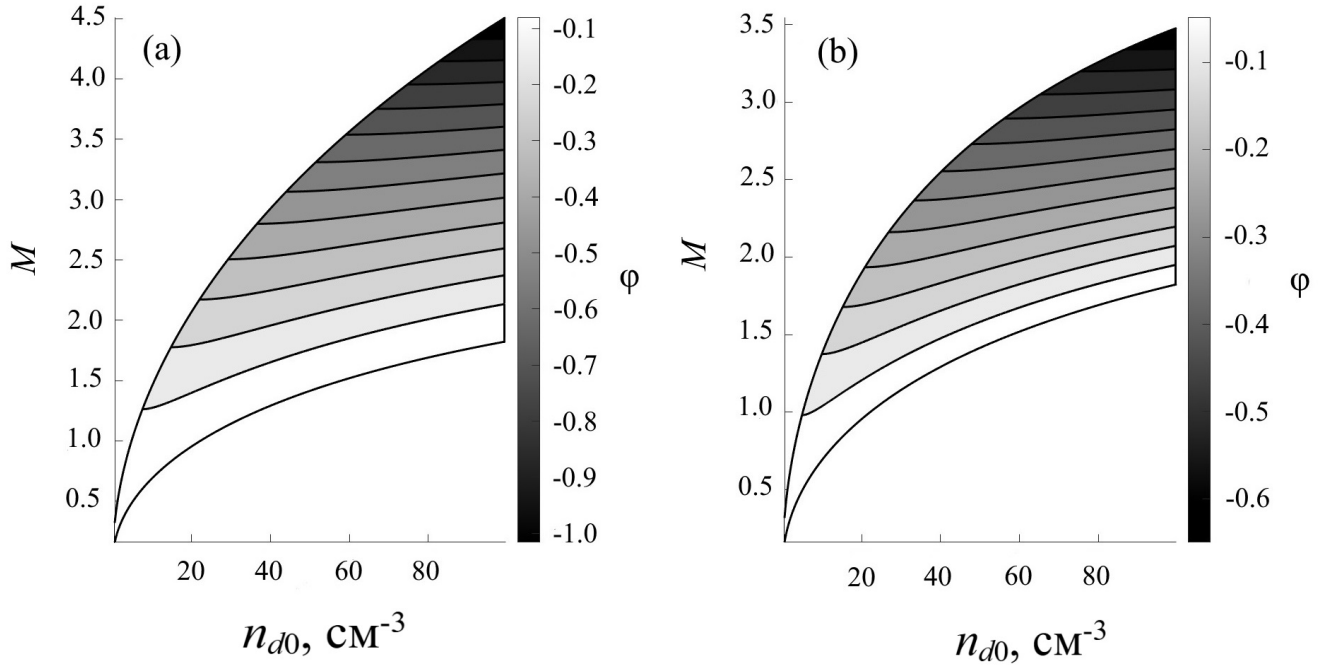


Рисунок 4.4 – Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае ночной плазмы при $T_e = T_i = 85$ К, $n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$. Левая панель (а) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата ионов плазмы, правая панель (б) – амплитудам, полученным в случае, когда ионы считаются распределенными по Больцману.

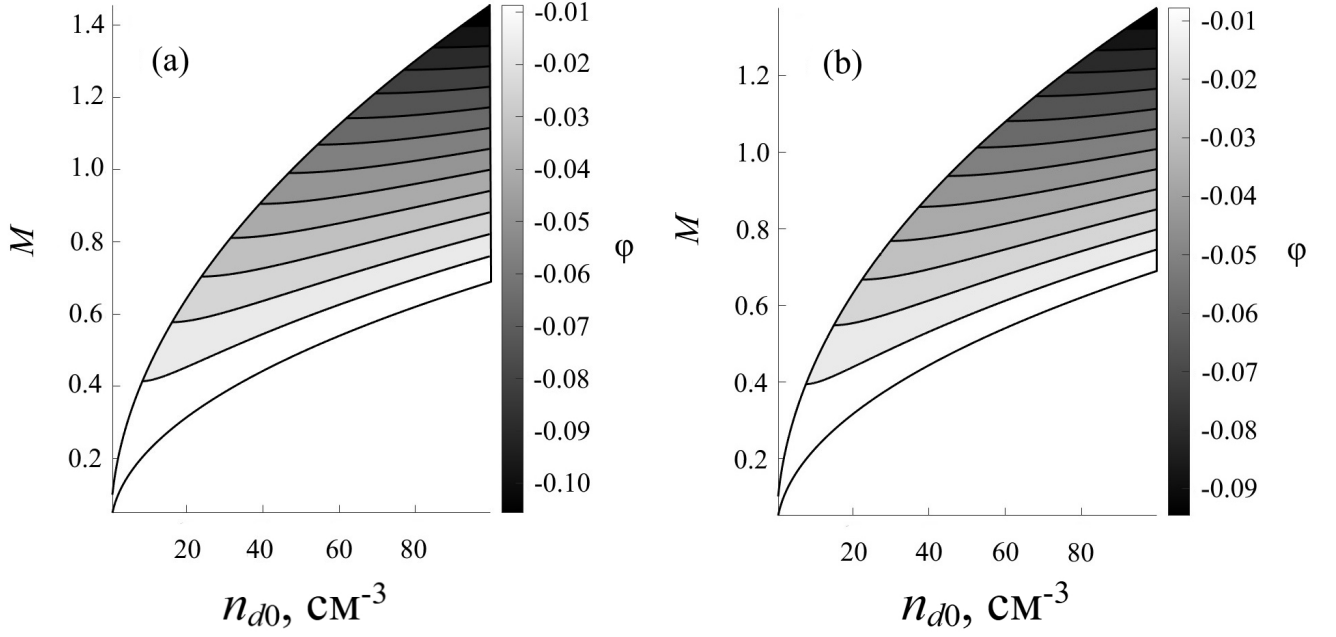


Рисунок 4.5 – Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае дневной плазмы без фотоэффекта при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$. Левая панель (a) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата ионов плазмы, правая панель (b) – амплитудам, полученным в случае, когда ионы считаются распределенными по Больцману.

4.2.4 Нелинейные периодические волны

Уравнения (4.30 a), (4.30 b) допускают наличие и иного типа решений. Действительно, оба уравнения введением сагдеевского потенциала сводятся к автономному уравнению $\varphi_{\xi\xi} = -\partial V/\partial\varphi$, первым интегралом которого является выражение, формально совпадающее с законом сохранения энергии:

$$\frac{1}{2}(\varphi_{\xi})^2 + V(\varphi) = C, C \in \mathbb{R}.$$

Солитонное решение соответствует нулевому значению константы C , если же $C < 0$ (но больше глубины потенциальной ямы), то решение системы окажется периодическим и будет описывать нелинейную волну. Границы $\varphi_{\min}$ и $\varphi_{\max}$ такой волны являются решениями уравнения $V(\varphi) = C$.

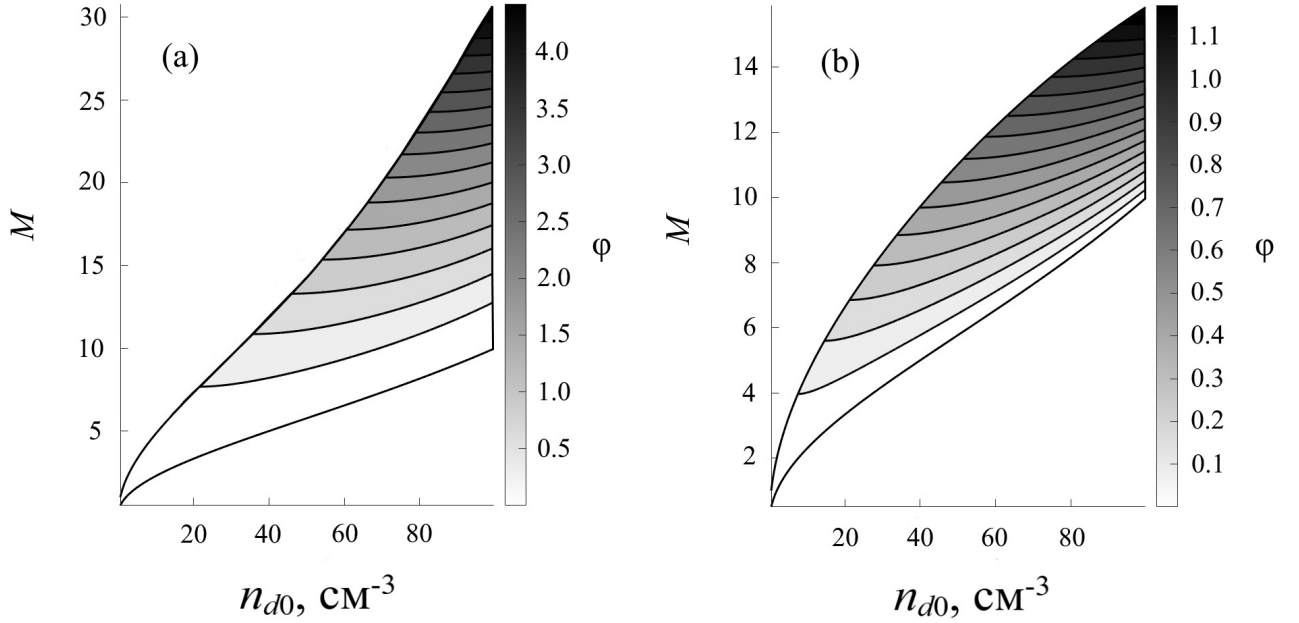


Рисунок 4.6 – Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае дневной плазмы с фотоэффектом при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$. Левая панель (а) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата электронов плазмы, правая панель (б) – амплитудам, полученным в случае, когда электроны считаются распределенными по Больцману.

На Рисунках 4.7 – 4.9 представлены профили нелинейных волн, построенных для значений $C = 0.1 \times V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (штриховая кривая), где $V_{\min}$ – глубина потенциальной ямы. Как и в предыдущем разделе, первый из трех рисунков относится к случаю ночной плазмы, второй и третий – к случаям дневной плазмы без фотоэффекта и с фотоэффектом соответственно. Видно, что пространственный период волны, по порядку составляющий 5 – 15 дебаевских радиусов электрона λ_{De} , растет с увеличением константы C . Характерная величина λ_{De} для значений параметров марсианской ионосферы составляет несколько сантиметров (ночью $\lambda_{De} \simeq 0.6 - 2$ см, днем $\lambda_{De} \simeq 0.2 - 0.6$ см), поэтому можно подобрать значение C таким образом, чтобы расстояние между пиками волны было около 10 – 20 см. Физические проявления структуры с такими характеристиками вполне могут регистрироваться измерительными аппаратами, и, в частности, можно предполагать наличие на

Марсе явлений, схожих с полярными дюнами земной ионосферы (см., например, [118]).

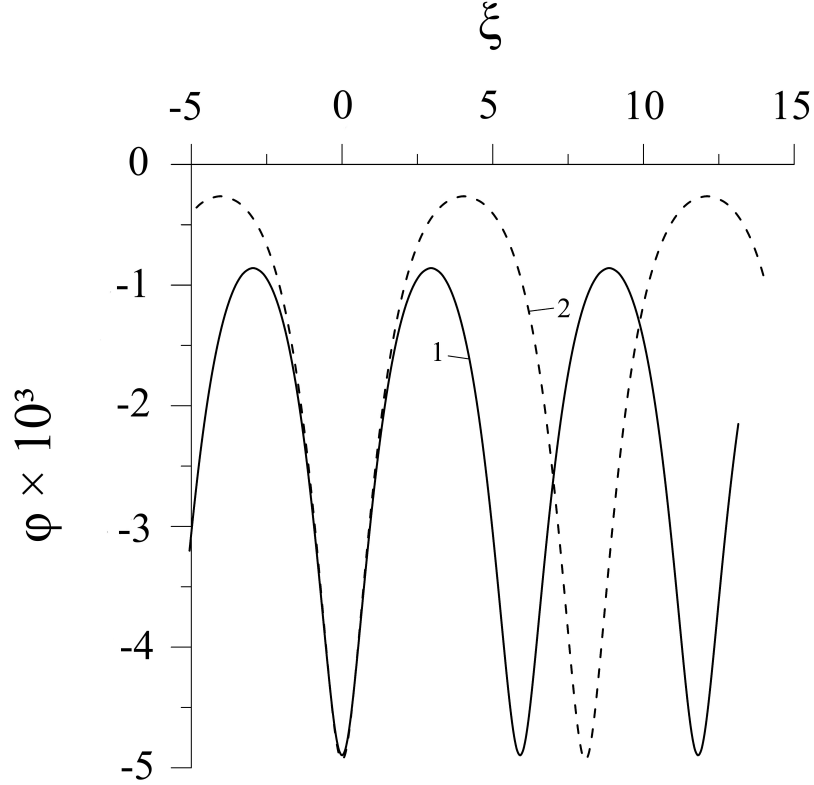


Рисунок 4.7 – Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (штриховая кривая) в случае ночной плазмы ($T_e = T_i = 85$ K, $n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$). Глубина ямы $V_{\min} = -3.78 \times 10^{-6}$.

4.3 Выводы

Итак, в пылевой плазме ионосферы Марса в результате развития пылевой звуковой турбулентности оказывается возможной генерация пылевых звуковых волн. Горизонтальные ветры, возникающие в ионосфере Марса вследствие вращения планеты и её нагрева солнечным излучением, на начальном этапе их взаимодействия с плазменно-пылевыми облаками могут приводить к появлению условий для возбуждения линейных волн за счет развития кинетической неустойчивости. Более того, время генерации пыле-акустических волн, порож-

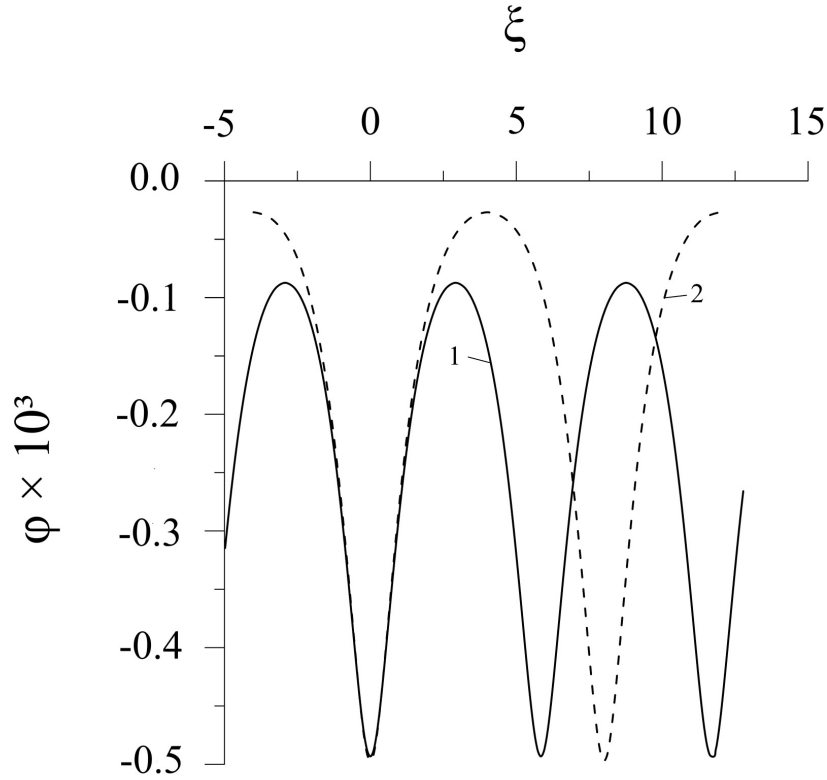


Рисунок 4.8 – Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (штриховая кривая) в случае дневной плазмы в отсутствие фотоэффекта ($T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$). Глубина ямы $V_{\min} = -3.92 \times 10^{-8}$.

даемых действием неустойчивости, оказывается достаточно большим, для того чтобы было возможно формирование нелинейных структур, в частности, солитонов и нелинейных периодических волн.

Свойства солитонов существенным образом зависят от параметров пылевой плазмы. Так, рост заряда пылевых частиц или же уменьшение концентрации электронов плазмы приводят к росту амплитуды солитона. Кроме того, важным фактором, влияющим на параметры солитона, является адиабатический захват одной из заряженных компонент плазмы: учет адиабатического захвата увеличивает область существования солитонов, снижает значение солитонной амплитуды при фиксированной величине числа Маха и, с другой стороны, увеличивает предельное значение амплитуды солитона в расширенной области его существования.

В условиях ионосферы Марса также оказывается возможным распространение нелинейных периодических волн. При определенных условиях простран-

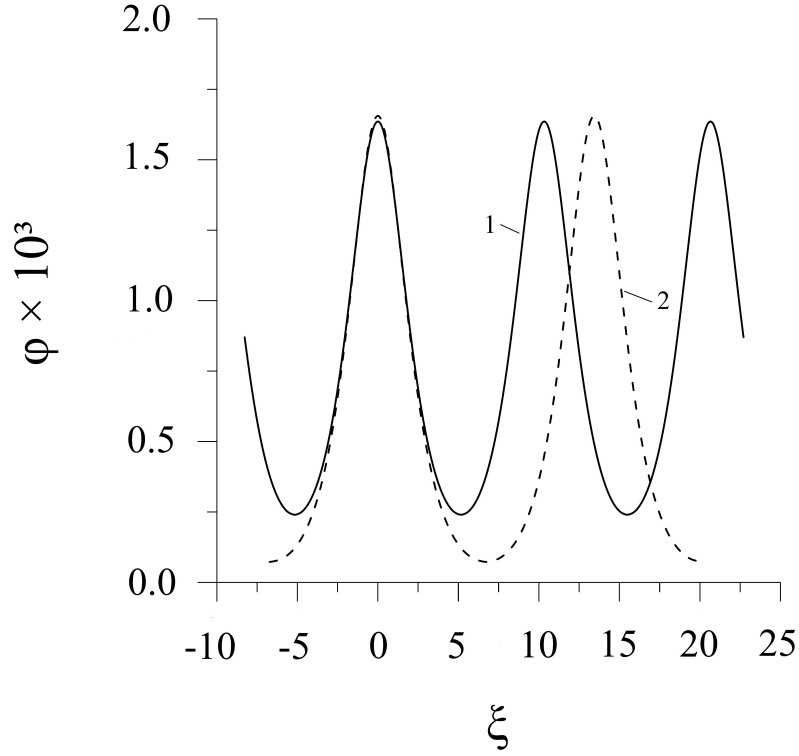


Рисунок 4.9 – Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (штриховая кривая) в случае дневной плазмы при наличии фотоэффекта ($T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$). Глубина ямы $V_{\min} = -1.37 \times 10^{-7}$.

ственный период волны может оказаться достаточно большим, для того чтобы волны и/или их физические проявления могли быть зафиксированы космическими аппаратами. В частности, одним из предполагаемых проявлений нелинейных волн на Марсе, которые должны учитываться при анализе результатов измерений, могут быть явления, схожие с полярными дюнами земной ионосферы.

Заключение

Настоящая работа посвящена исследованию плазменно-пылевой системы ионосферы Марса. В ходе исследования были получены следующие результаты:

1. На основе методов физической кинетики и теории неравновесных систем разработана самосогласованная теоретическая модель плазменно-пылевой ионосферы Марса на высотах около 100 км. Модель включает в себя кинетическое описание пылевой компоненты плазмы, а также описание динамики электрон-ионной составляющей ионосферы, зарядки пылевых микрочастиц и процессов конденсации пересыщенного углекислого газа. В отличие от аналогичной модели серебристых облаков мезосферы Земли разработанная модель учитывает ряд особенностей, специфических для марсианской ионосферы, в т.ч. взаимодействие пылевой компоненты с молекулами конденсата CO_2 в условиях атмосферы Марса, а также эффективное снижение силы вязкого кнудсеновского трения в зоне пересыщенных паров углекислого газа.
2. Показано, что в рамках разработанной модели оказывается возможным формирование слоистого плазменно-пылевого облака с характерной резкой нижней границей. Формирование облака происходит в результате перемешивания пылевых слоев первичного облака зародышей, скорость эволюции которых существенным образом зависит от начального расположения в атмосфере. Характерное время формирования такого облака определяется временем седиментации пылевых микрочастиц сквозь зону пересыщенных паров углекислого газа и составляет, согласно расчетам, около нескольких минут. Аналогичное имеет место и на Земле, где в результате расщепления (декомпозиции) первичного пылевого облака происходит формирование таких плазменно-пылевых слоистых структур, как серебристые облака (NLC) и образования, ответственные за полярные мезосферные радиоотражения (PMSE). Процесс формирования слоистого облака сопровождается ростом пылевых частиц в пересыщенных парах углекислого газа и их зарядкой, что, в свою очередь, оказывает влияние на динамику электрон-ионной подсистемы ионосферы, т.к. в конечном итоге интегральный заряд пылевой

компоненты становится соизмеримым с интегральным зарядом электронов (ионов) плазмы.

3. Существенное влияние на процесс формирования слоистой структуры облака оказывает развитие в газопылевой системе марсианской ионосферы неустойчивости Рэлея-Тейлора. Развитие неустойчивости может происходить на нижней (резкой) границе облака, ниже которой значение концентрации микрочастиц пыли пренебрежимо мало по сравнению с аналогичным значением в облаке. Расчеты показывают, что инкремент неустойчивости, начиная с некоторого значения волнового числа, асимптотически выходит на свое максимальное значение, величина которого растет с увеличением концентраций и размеров пылевых частиц плазмы. Таким образом, в случае крупных микрочастиц процессы разрушения слоистой структуры облака вследствие турбулизации газа атмосферы, возникающей за счет развития неустойчивости Рэлея-Тейлора, оказываются эффективнее процессов, приводящих к образованию слоистой структуры, что, в свою очередь, влечет за собой существование ограничения (сверху) на размер пылевой частицы облака. Иными словами, принципиально невозможным оказывается существование пылевых облаков, составленных частицами крупной моды, что согласуется с данными наблюдений. Аналогичное имеет место и в случае серебристых облаков атмосферы Земли.
4. Рассмотрено развитие пылевой звуковой турбулентности в условиях, типичных для пылевых облаков марсианской ионосферы на высотах около 100 км. Показано, что действие горизонтальных ветров может приводить к развитию кинетической неустойчивости, что, в свою очередь, порождает возбуждение пылевых звуковых возмущений, в т.ч. нелинейных. Найдены закон дисперсии и инкремент раскачки линейных волн, исследованы такие типы нелинейных возмущений, как солитоны и нелинейные периодические волны. Показано, что в условиях ионосферы Марса необходимо учитывать адиабатический захват одной из заряженных компонент плазмы ионосферы стенками солитона. Действие захвата расширяет область существования солитона и вместе с этим существенно образом изменяет величину амплитуды солитона при фиксированных значениях плазменных параметров.

Кроме того, показано, что в условиях ионосферы Марса оказывается возможной генерация нелинейных периодических волн с достаточно большими пространственными периодами.

В дальнейшем планируется более подробное изучение описанных процессов запыленной ионосферы Марса, которое позволило бы, в частности, проанализировать динамику пересыщенного углекислого газа, учесть распределение частиц первоначального облака зародышей по скоростям и размерам, усовершенствовать исследование электрон-ионной подсистемы ионосферы за счет учета более детального ионного состава и т.д.

Список публикаций автора

- [1] Дубинский А.Ю., Резниченко Ю.С., Попель С.И. К вопросу о формировании и эволюции плазменно-пылевых структур в ионосферах Земли и Марса // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 10. С. 913-921.
- [2] Извекова Ю.Н., Резниченко Ю.С., Попель С.И. О возможности существования пылевых звуковых возмущений в ионосфере Марса // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1119-1124.
- [3] Yu S Reznichenko, A Yu Dubinskii and S I Popel On dusty plasma formation in Martian ionosphere // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1556. 012072.
- [4] Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И. Плазменно-пылевая система в марсианской ионосфере // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 1. С. 57-66.
- [5] Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И. К вопросу о формировании облаков в запыленной ионосфере Марса // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2023. Т. 117. № 6. С. 420-427.
- [6] Дубинский А.Ю., Резниченко Ю.С., Попель С.И. О кинетических особенностях седиментации пылевых частиц в атмосфере Марса // Астрономический вестник. 2023. Т. 57. № 3. С. 225-231.
- [7] Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И. Ионосферные плазменно-пылевые облака: влияние неустойчивости Рэля-Тейлора // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2024. Т. 166. № 3(9). С. 422-433.
- [8] Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И. О влиянии неустойчивости Рэля-Тейлора на формирование пылевых облаков в мезосфере Марса // Астрономический вестник. 2024. Т. 58. № 3. С. 269-275.
- [9] Резниченко Ю.С., Извекова Ю.Н., Попель С.И. К вопросу о нелинейных пылевых звуковых возмущениях в ионосфере Марса // Физика плазмы. 2024. Т. 50. № 11. С. 1388-1397.

Список литературы

- [1] *Попель С.И.* Пыль и пылевая плазма в Солнечной системе // Природа. 2015. № 9. С. 48-56.
- [2] *Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev, Yu M.Y.* Solitons in Earth's dusty mesosphere // Advances in Space Research. 2006. V. 37. P. 414-419.
- [3] *Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П.* Волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Меркурия // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 695-702.
- [4] *Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П.* Нелинейные пылевые звуковые волны в экзосфере Меркурия // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1010-1015.
- [5] *Фортов В.Е., Батулин Ю.М., Морфилл Г.О., Петров О.Ф.* Плазменный кристалл. Космические эксперименты // М., Физматлит. 2015.
- [6] *Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* Dust dynamics in the lunar dusty plasmas: Effects of magnetic fields and dust charge variations. // Physics of Plasmas. 2022. V. 29. 013701.
- [7] *Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu.* Lunar dust and dusty plasmas: Recent developments, advances, and unsolved problems // Planetary and Space Science. 2018. V. 156. P. 71-84.
- [8] *Popel S.I., Gisko A.A.* Charged dust and shock phenomena in the Solar System // Nonlinear Processes in Geophysics. 2006. V. 13 P. 223-229.
- [9] *Klumov B.A., Popel S.I., Bingham R.* Dust Particle Charging and Formation of Dust Structures in the Upper Atmosphere // JETP Letters. 2000. V. 72. P. 524-529.
- [10] *Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Владимиров С.В.* Особенности пылевых структур в верхней атмосфере Земли // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 2005. Т. 82. С. 714-719.

- [11] Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. Формирование структур в запыленной ионосфере // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2005. Т. 127. С. 171-185.
- [12] Дубинский А.Ю., Попель С.И. Формирование и эволюция плазменно-пылевых структур в ионосфере // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 96. С. 22-28.
- [13] Popel S.I., Kopnin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Huang F. The effect of microscopic charged particulates in space weather // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. 174036.
- [14] Борисов Н.Д., Захаров А.В. Электризация и движение пыли вблизи поверхности астероида // Астрономический вестник. 2014. Т. 48. С. 24-34.
- [15] Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. Complex (Dusty) Plasmas: Current Status, Open Issues, Perspectives // Physics Reports. 2005. V. 421. P. 1-103.
- [16] Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. С. 495-544.
- [17] Фортов В.Е., Якубов И.Т., Храпак А.Г. Физика неидеальной плазмы. // М., Физматлит. 2010.
- [18] Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to Dusty Plasmas Physics // Bristol/Philadelphia, Institute of Physics Publishing. 2002.
- [19] Цытович В.Н. Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // Успехи физических наук. 1997. Т. 167. С. 57-99.
- [20] Tsytovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H. Elementary Physics of Complex Plasmas. // Berlin/Heidelberg, Springer. 2008.
- [21] von Zahn U., Baumgarten G., Berger U., Fiedler J., Hartogh P. Noctilucent clouds and the mesospheric water vapour: the past decade // Atmospheric Chemistry and Physics. 2004. V. 4. P. 2449-2464.

- [22] *Cho J.Y.N., Röttger J.* An updated review of polar mesosphere summer echoes: Observation, theory, and their relationship to noctilucent clouds and subvisible aerosols // *Journal of Geophysicl. Research.* 1997. V. 102. P. 2001-2020.
- [23] *Gadsden M., Schröder W.* Noctilucent Clouds. // Berlin, Springer-Verlag. 1989.
- [24] *Далин П.А., Перцев Н.Н., Ромейко В.А.* Открытие серебристых облаков: факты и домыслы // *Пространство и Время.* 2013. Т. 12. С. 183-195.
- [25] *Thomas H., Morfill G.E.* Melting dynamics of a plasma crystal // *Nature.* 1996. V. 379. P. 806-809.
- [26] *Montmessin F., Bertaux J.L., Quémerais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussend D., Lebonnoisc S., Rébéraca A.* Subvisible CO₂ ice clouds detected in the mesosphere of Mars // *Icarus.* 2006. V. 183. P. 403-410.
- [27] *Montmessin F., Gondet B., Bibring J. P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T.* Hyperspectral imaging of convective CO₂ ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars // *Journal of Geophysical Research.* 2007. V. 112. E11S90.
- [28] *Whiteway J.A., Komguem L., Dickinson C., Cook C., Illnicki M., Seabrook J., Popovici V., Duck T.J., Davy R., Taylor P.A., Pathak J., Fisher D., Carswell A.I., Daly M., Hipkin V., Zent A.P., Hecht M.H., Wood S.E., Tamppari L.K., Renno N., Moores J.E., Lemmon M.T., Daerden F., Smith P.* Mars water-ice clouds and precipitation // *Science.* 2009. V. 325. P. 68-70.
- [29] *Hayne P.O., Paige D.A., Schofield J.T., Kass D.M., Kleinböhl A., Heavens N.G., McCleese D.J.* Carbon dioxide snow clouds on Mars: South polar winterobservations by the Mars Climate Sounder // *Journal of Geophysical Research.* 2012. V. 117. E08014.
- [30] NASA's Curiosity Rover Captures Shining Clouds on Mars. NASA. Jet Propulsion Laboratiry: [сайт]. URL: <https://www.jpl.nasa.gov/news/nasas-curiosity-rover-captures-shining-clouds-on-mars/>

- [31] NASA's Curiosity Rover Captures Colorful Clouds Drifting Over Mars. NASA. Jet Propulsion Laboratory: [сайт]. URL: <https://www.nasa.gov/missions/mars-science-laboratory/nasas-curiosity-rover-captures-colorful-clouds-drifting-over-mars/>
- [32] *Fedorova A.A., Montmessin F., Rodin A.V., Korablev O.I., Määttänen A., Maltagliati L., Bertaux J.-L.* Evidence for a bimodal size distribution for the suspended aerosol particles on Mars // *Icarus*. 2014. V. 231. P. 239-260.
- [33] *Määttänen A., Listowski C., Montmessin F., Maltagliati L., Reberac A., Joly L., Bertaux J.-L.* A complete climatology of the aerosol vertical distribution on Mars from MEx/SPICAM UV solar occultations // *Icarus*. 2013. V. 223. P. 892-941.
- [34] *Flimon Z., Erwin J., Robert S., Neary L., Piccialli A., Trompet L., Willame Y., Vanhellemont F., Daerden F., Bauduin S., Wolff M., Thomas I.R., Ristic B., Mason J.P., Depiesse C., Patel M.R., Bellucci G., Lopez-Moreno J.-J., Vandaele A.C.* Aerosol Climatology on Mars as Observed by NOMAD UVIS on ExoMars TGO // *Journal of Geophysical Research: Planets*. 2025. V. 130. e2024JE008303.
- [35] *Fedorova A.A., Korablev O.I., Montmessin F., Bertaux J.-L., Betsis D.S., Lefèvre F.* Distribution of atmospheric aerosols during the 2007 Mars dust storm (MY 28): Solar infrared occultation observations by SPICAM // *Icarus*. 2024. V. 415. 116030.
- [36] *Luginin M., Fedorova A.A., Ignatiev N., Trokhimovskiy A., Shakun A., Grigoriev A., Patrakeev A., Montmessin F., Korablev O.* Properties of Water Ice and Dust Particles in the Atmosphere of Mars During the 2018 Global Dust Storm as Inferred From the Atmospheric Chemistry Suite // *Journal of Geophysical Research: Planets*. 2020. V. 130. e2020JE006419.
- [37] *Chassefière E., Blamont J.E., Krasnopolsky V.A., Korablev O.I., Atreya S.A., Wesr R.A.* Vertical Structure and Size Distributions of Martian Aerosols from Solar Occultation Measurements // *Icarus*. 1992. V. 97. P. 46-69.

- [38] *Neumann G.A., Smith D.E., Zuber M.T.* Two Mars years of clouds detected by the Mars Orbiter Laser Altimeter // *Journal of Geophysical Research*. 2003. V. 108. E4. 5023.
- [39] *Lemmon M.T., Vicente-Retortillo A., Guzewich S.D., de la Torre Juárez M., Innanen A.C., Campbell C.L., Maki J.N., Malin M.C., Moores J.E.* Iridescence Reveals the Formation and Growth of Ice Aerosols in Martian Noctilucent Clouds // *Geophysical Research Letters*. 2024. V. 51. e2024GL111183.
- [40] *Luginin M., Trokhimovskiy A., Fedorova A., Belyaev D., Ignatiev N., Korablev O., Montmessin F., Grigoriev A.* Unambiguous detection of mesospheric CO₂ clouds on Mars using 2.7 μm absorption band from the ACS/TGO solar occultations // *Icarus*. 2024. V. 423. 116271.
- [41] *Turco R.P., Toon O.B., Whitten R.C., Keesee R.G., Hollenbach D.* Noctilucent clouds: Simulation studies of their genesis, properties and global influences // *Planetary and Space Science*. 1982. V. 30. P. 1147-1181.
- [42] *Haberle R.M., Clancy R.T., Forget F., Smith M.D., Zurek R.* The Atmosphere and Climate of Mars // Cambridge, Cambridge University Press Assessment. 2017.
- [43] *Forget F., Montmessin F., Bertaux J.L., González-Galindo F., Lebonnois S., Quémerais E., Reberac A., Dimarellis E., López-Valverde M.A.* Density and temperatures of the upper Martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM // *Journal of Geophysical Research*. 2009. V. 114. E01004.
- [44] *Jakosky B.M.* The seasonal cycle of water on Mars // *Space Science Reviews*. 1985. V. 41. P. 131-200.
- [45] *Heavens N.G., Kass D.M., Shirley J.H.* Dusty Deep Convection in the Mars Year 34 Planet-Encircling Dust Event // *Journal of Geophysical Research: Planets*. 2019. V. 124. P. 2863-2892.

- [46] *Fox J.L., Benna M., Mahaffy P.R., Jakosky B.M.* Water and water ions in the Martian thermosphere/ionosphere // *Geophysical Research Letters*. 2015. V. 42. P. 8977-8985.
- [47] *Belyaev D.A., Fedorova A.A., Trokhimovskiy A., Alday J., Korablev O.I., Montmessin F., Starichenko E.D., Olsen K.S., 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.
- [48] *Nair H., Allen M., Anbar A.D., Yung Yu.L., Clancy R.T.* A Photochemical Model of the Martian Atmosphere // *Icarus*. 1994. V. 111. P. 124-150.
- [49] *González-Galindo F., López-Valverde M.A., Angelats i Coll M., Forget F.* Extension of a Martian general circulation model to thermospheric altitudes: UV heating and photochemical models // *Journal of Geophysical Research*. 2005. V. 110. E09008.
- [50] *Peter K., Sánchez-Cano B., Němec F., González-Galindo F., Kopf A.J., Lester M., Pätzold M., Regan C.E., Holmström M.* The Ionosphere of Mars After 20 Years of Mars Express Contributions // *Space Science Review*. 2024. V. 220. 41 p.
- [51] *Mayyasi M., Withers P., Fallows K.* A Sporadic Topside Layer in the Ionosphere of Mars From Analysis of MGS Radio Occultation Data // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. V. 123. P. 883-900.
- [52] *Withers P.* A review of observed variability in the dayside ionosphere of Mars // *Advances in Space Research*. 2009. V. 44. P. 277-307.
- [53] *Withers P., Fillingim M.O., Lillis R.J., Häusler B., Hinson D.P., Tyler G.L., Pätzold M., Peter K., Tellmann S., Witasse O.* Observations of the nightside ionosphere of Mars by the Mars Express Radio Science Experiment (MaRS) // *Journal of Geophysical Research*. 2012. V. 117. A12307.

- [54] *Withers P.* Are Sporadic Plasma Layers at 90 km in the Mars Ionosphere Produced by Solar Energetic Particle Events // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2020. V. 125. e2020JA028120.
- [55] *Withers P., Mendillo M., Hinson D.P., Cahoy K.* Physical characteristics and occurrence rates of meteoric plasma layers detected in the Martian ionosphere by the Mars Global Surveyor Radio Science Experiment // Journal of Geophysical Research. 2008. V. 113. A12314.
- [56] *Plane J.M.C., Flynn G.J., Määttänen A., Moores J.E., Poppe A.R., Carrillo-Sanchez J.D., Listowski C.* Impacts of Cosmic Dust on Planetary Atmospheres and Surfaces // Space Science Review. 2018. V. 214. 23.
- [57] *Peter K., Pätzold M., Molina-Cuberos G.J., González-Galindo F., Witasse O., Tellmann S., Häusler B., Bird M.K.* The lower dayside ionosphere of Mars from 14 years of MaRS radio science observations // Icarus. 2021. V. 359. 114213.
- [58] *Mangold M., Baratoux D., Witasse O., Encrenaz T., Sotin C.* Mars: a small terrestrial planet // The Astronomy and Astrophysics Review. 2016. V. 24. No. 15. 107 p.
- [59] Dayside Ionosphere of Mars. European Space Agency: [сайт]. URL: <https://sci.esa.int/web/mars-express/-/51107-dayside-ionosphere-of-mars>
- [60] Nightside Ionosphere of Mars. European Space Agency: [сайт]. URL: <https://sci.esa.int/web/mars-express/-/51108-night-side-ionosphere-of-mars>
- [61] *Fox J.L., Dalgarno A.* Ionization, Luminosity, and Heating of the Upper Atmosphere of Mars // Journal of Geophysical Research. 1979. V. 84. A127315.
- [62] *Benna M., Mahaffy P.R., Grebowsky J.M., Fox J.L., Yelle R.V., Jakosky B.M.* First measurements of composition and dynamics of the Martian ionosphere by MAVEN's Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer // Geophysical Research Letters. 2015. V. 42. P. 8958-8965.
- [63] *Plane J.M.C., Carrillo-Sanchez J.D., Mangan T.P., Crismani M.M.J., Schneider N.M., Määttänen A.* Meteoric Metal Chemistry in the Martian

- Atmosphere // Journal of Geophysical Research: Planets. 2018. V. 123. P. 695-707.
- [64] *Cui J., Galand M., Zhang S.J., Vigren E., Zou H.* The electron thermal structure in the dayside Martian ionosphere implied by the MGS radio occultation data // Journal of Geophysical Research: Planets. 2015. V. 120. P. 278-286.
- [65] *Bertaux J-L., Korablev O., Perrier S., Quémerais E., Montmessin F., Leblanc F., Lebonnois S., Rannou P., Lefèvre F., Forget F., Fedorova A., Dimarellis E., Reberac A., Fonteyn D., Chaufray J.Y., Guibert S.* SPICAM on Mars Express: Observing modes and overview of UV spectrometer data and scientific results// Journal of Geophysical Research. 2006. V. 111. E10S90.
- [66] *Bertaux J-L., Fonteyn D., Korablev O., Chassefière E., Dimarellis E., Dubois J.P., Hauchecorne A., Lefèvre F., Cabane M., Rannou P., Levasseur-Regourd A.C., Cernogora G., Quémerais E., Hermans C., Kockarts G., Lippens C., De Maziere M., Moreau D., Muller C., Neefs E., Simon P.C., Forget F., Hourdin F., Talagrand O., Moroz V.I., Rodin A., Sandel B., Stern A.* SPICAM: Studying the Global Structure and Composition of Martian Atmosphere // ESA Special Publication. 2004. V. 1240. P. 95-120.
- [67] *Patela M.R., Zarneckia J.C., Catlingb D.C.* Ultraviolet radiation on the surface of Mars and the Beagle 2 UV sensor // Planetary and Space Science. 2002. V. 50. P. 915-917.
- [68] *Vicente-Retortillo A., Valero F., Vazquez L., and Martinez G.M.* A model to calculate solar radiation fluxes on the Martian surface // Journal of Space Weather and Space Climate. 2015. V. 5. A33.
- [69] *Delgado-Bonal A., Zorzano M-P., Martin-Torres F.J.* Martian Top of the Atmosphere 10–420 nm spectral irradiance database and forecast for solar cycle 24 // Solar Energy. 2016. V. 134. P. 228-235.
- [70] *Grebowsky J., Pesnell W.D.* Meteoric magnesium ions in the Martian atmosphere // Journal of Geophysical Research. 2000. V. 105. P. 1695-1707.

- [71] *Gonzalez-Galindo F.* Martian Ionospheric Observation and Modelling // Oxford Research Encyclopedia, Planetary Science. Oxford University Press USA. 2018. 40 p.
- [72] *Delgado-Bonal A., Zorzano M-P., Martin-Torres F.J.* Probing of meteor showers at Mars during the encounter of comet C/2013 A1: predictions for the arrival of MAVEN/Mangalyaan // *Geoscience Letters*. 2015. V. 2. Art. 8.
- [73] *Crismani M.M.J., Schneider N.M., Plane J.M.C., Evans J.S., Jain S.K., Chaffin M.S., Carrillo-Sánchez J.D., Deighan J.I., Yelle R.V., Stewart A. I. F.Zorzano M-P., et al* Detection of a persistent meteoric metal layer in the Martian atmosphere // *Nature Geoscience*. 2017. V. 10. P. 401-404.
- [74] *Benna M., Mahaffy P.R., Grebowsky J.M., Plane J.M.C., Yelle R.V., Jakosky B.M.* Metallic ions in the upper atmosphere of Mars from the passage of comet C/2013 A1 (Siding Spring) // *Geophysical Research Letters*. 2015. V. 42. 2015GL064159.
- [75] *Campbell M. J., Liesegang J., Riley J.D., Jenkin J.G.* Ultraviolet photoelectron spectroscopy of the valence bands of solid NH_3 , H_2O , CO_2 , SO_2 and N_2O_4 // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. 1982. V. 15. P 2549-2558.
- [76] *Леонтович М.А.* Введение в термодинамику // М.-Л., Гос. изд-во технико-теоретической литературы. 1952.
- [77] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Часть 1. // М., Наука. 1976.
- [78] *Алтунин В.В.* Теплофизические свойства двуокиси углерода // М., Издательство стандартов. 1975.
- [79] *Wagner W., Riethmann T., Feistel R., Harvey A.H.* New Equations for the Sublimation Pressure and Melting Pressure of H_2O Ice Ih // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. 2011. V.40. 043103.
- [80] *Chen F.F.* Plasma Diagnostic Techniques, ed. by R.H. Huddleston and S.L. Leonard // New York, Academic. 1965.

- [81] *Barnes M.S., Keller J.H., Forster J.C., O'Neill J.A., Coultas D.K.* Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // *Physical Review Letters*. 1992. V. 68. P. 313-316.
- [82] *Schmitt-Ott A., Schurtenberger P., Siegmann H.C.* Enormous Yield of Photoelectrons from Small Particles // *Physical Review Letters*. 1980. V. 45. P. 1284.
- [83] *Reid G.C.* Ice clouds at the summer polar mesopause // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1975. V. 32. P. 523-535.
- [84] *Kopp E.* A global model of positive and negative ions in the lower ionosphere // *Advances in Space Research*. 2000. V. 25. P. 173-182.
- [85] *Pavlov A.V.* Photochemistry of ions at D-region altitudes of the ionosphere: A review. // *Surveys in Geophysics*. 2014. V. 35. P. 259-334.
- [86] *Филиппов А.В., Дербенев И.Н., Дятко Н.А., Куркин С.А., Лопанцева Г.Б., Паль А.Ф., Старостин А.Н.* Ионный состав плазмы влажного воздуха под действием ионизирующего излучения // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2017. Т. 152. С. 293-314.
- [87] *Атмосфера стандартная. Параметры* // М., ИПК Изд-во стандартов. 2004. ГОСТ 4401-81.
- [88] *Rayleigh, Lord* Investigation of the Character of the Equilibrium of an Incompressible Heavy Fluid of Variable Density // *Proceedings of the London Mathematical Society*. 1883. V. 120. P. 170-177.
- [89] *Мухамедиев Ш.А., Рыжак Е.И., Синюхина С.В.* Об устойчивости двуслойной системы неоднородных тяжелых баротропных жидкостей // *Прикладная математика и механика*. 2016. 80. Т. 80. С. 375-385.
- [90] *Гальцев О.В.* Неустойчивость Рэлея-Тейлора в задаче Маскета со свободной границей // *Прикладная математика & Физика*. 2012. Т. 124. С. 70-87.

- [91] Мешков Е.Е., Невмержицкий Н.В., Сотсков Е.А. Развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора в прочных средах. Двумерные и трехмерные возмущения // Письма в Журнал технической физики. 2002. Т. 28. С. 41-45.
- [92] Sharp D.H. An overview of Rayleigh–Taylor instability // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1984. V. 12. P. 3–18.
- [93] Зайцев С.Г., Кривец В.В., Титов С.Н., Чеботарева Е.И. Развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора в сжимаемых средах // Механика жидкости и газа. 1999. №. 3. P. 16-25.
- [94] Савельев Р.С., Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б., Чивилихин С.А. // Научно-технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. 2011. № 3 (73). С.18-22.
- [95] Цытович В.Н. О перспективах экспериментальных и теоретических исследований самоорганизованных пылевых структур в комплексной плазме в условиях микрогравитации // Успехи физических наук. 2015. Т. 185. С. 161-179.
- [96] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика // М., Наука. 1986.
- [97] Александров Д.В., Зубарев А.Ю., Исакова Л.Ю. Введение в гидродинамику // Екатеринбург, Издательство Уральского университета. 2012.
- [98] Шематович В.И., Бисикало Д.В., Жилкин А.Г. Влияние вариации протяженной водородной короны Марса на эффективность перезарядки с протонами солнечного ветра // Астрономический журнал. 2021. Т. 98. С. 232–238.
- [99] Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Vasilieva E.V. Dust-acoustic soliton breaking and the associated acceleration of charged particles // Physical Review E. 2019. V. 100. 063202.

- [100] *Дубинов А.Е., Китаев И.Н.* Пылевые потоки в нелинейных пыле-акустических волнах в плазме // Теплофизика высоких температур. 2023. Т. 61. С. 11-17.
- [101] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Теоретическая физика. Физическая кинетика // М., Наука. 1979.
- [102] *Фадеева В.Н., Терентьев Н.М.* Таблицы значений интеграла вероятности от комплексного аргумента // М., Гостехиздат. 1954.
- [103] *Bougher S.W., Engel S., Roble R.G., Foster B.* Comparative terrestrial planet thermospheres 2. Solar cycle variation of global structure and winds at equinox // Journal of Geophysical Research. 1999. V. 104. P. 16,591-16,611.
- [104] *Попель С.И., Морозова Т.И.* Волновые процессы при взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474-484.
- [105] *Buneman O.* Dissipation of Currents in Ionized Media // Physical Review Journals. 1959. V. 115. P. 503-517.
- [106] *Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З.* Нелинейные колебания разреженной плазмы // Ядерный синтез. 1961. Т. 1. С. 82-100.
- [107] *Сагдеев Р.З.* Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Вопросы теории плазмы. М., Атомиздат. 1964. Вып. 4. С. 20-187.
- [108] *Sagdeev R.Z.* The 1976 Oppenheimer lectures: critical problems in plasma astrophysics // Reviews of Modern Physics. 1979. V. 51. P. 1-20.
- [109] *Saleem H., Mahmood S.* Shear Alfvén wave density dips in electron-positron-ion plasmas // Physics of Plasmas. 2003. V. 10. P. 2612-2615.
- [110] *Das A., Singh R., Kaw P., Champeaux S.* Nonlinear coupling of whistler wave turbulence with magnetosonic perturbations // Physics of Plasmas. 2002. V. 9. P. 2609-2618.
- [111] *Shamel H.* Kinetic theory of phase space vortices and double layers // Physica Scripta. 1982. V. 1/2. P. 228-237.

- [112] *Shukla P.S., Eliasson B.* Trapping of plasmon in ion holes // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2003. Т. 77. Р. 778-783.
- [113] *Дубинов А.Е., Дубинова И.Д.* Метод псевдопотенциала в теории нелинейных волн в плазме: точный анализ в трех примерах // Вопросы атомной науки и техники: теоретическая и прикладная физика. 2006. № 1. С. 3-11.
- [114] *Копнин С.И., Попель С.И.* Пылевые звуковые солитоны в запыленной ионосферной плазме, содержащей адиабатически захваченные электроны // Письма в Журнал технической физики. 2019. Т. 45. С. 26-29.
- [115] *Гуревич А.В.* Распределение захваченных частиц в потенциальной яме в отсутствии столкновений // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1967. Т. 53. С. 953-964.
- [116] *Srinivas J., Popel S.I., Shukla P.K.* Electrostatic solitons in an electron-positron plasma with two distinct groups of positrons // Journal of Plasma Physics. 1996. V. 55. P. 209-217.
- [117] *Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П.* Ионно-звуковые солитоны в пылевой плазме // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 792-806.
- [118] *Извекова Ю.Н., Попель С.И., Морозова Т.И., Копнин С.И.* Нелинейные периодические волновые структуры в запыленной ионосфере Земли // Физика плазмы. 2024. Т. 50. С. 1249-1257.

Список иллюстраций

1	Серебристые облака мезосферы Земли, город Выборг, Ленинградская область.	6
2	Пылевые облака атмосферы Марса по данным аппарата Mars Science Laboratory Curiosity. Облака расположены выше 60 км и, скорее всего, состоят из частиц сухого льда.	7
1.1	Типичные высотные профили плотности углекислого газа атмосферы Марса по данным ультрафиолетового спектрометра SPICAM, установленного на космическом аппарате Mars Express [43].	17
1.2	Высотные профили плотности углекислого газа, давления и температуры нейтрального газа в атмосфере Марса для случаев летнего (максимум) и зимнего (минимум) солнцестояний в северном полушарии по данным ультрафиолетового спектрометра SPICAM, установленного на космическом аппарате Mars Express [43].	17
1.3	Расчетные высотные профили водорода H_2 , атомарного водорода H и водяного пара H_2O атмосферы Марса на высотах, больших 80 км. Профиль H_2O отображает количество водяного пара, обусловленного химическими реакциями [46].	18
1.4	Качественный высотный профиль температуры нейтрального газа атмосферы Марса в области 60 – 120 км по данным ультрафиолетового спектрометра SPICAM, установленного на космическом аппарате Mars Express [43].	19
1.5	Температурные профили нейтрального газа атмосферы Марса в области высот 70 – 130 км, отвечающие пересыщенному углекислому газу атмосферы, по данным ультрафиолетового спектрометра SPICAM, установленного на космическом аппарате Mars Express [43].	20

- 1.6 Качественный высотный профиль электронов дневной ионосферы Марса [59]. Пиковые электронные концентрации располагаются на высотах около 135–140 км (слой M2), где основная часть электронов плазмы образуется под действием ионизирующего ультрафиолетового излучения. Градиент концентрации электронов над слоем M2 обычно отрицателен. Вторичный пик электронов (слой M1) на высотах $\simeq 120$ км создается мягким рентгеновским излучением и последующей ионизацией электронным ударом. Самый нижний электронный пик традиционно связывался с абляцией вещества метеороидов, однако последние экспериментальные данные ставят под сомнение это утверждение. 22
- 1.7 Качественный высотный профиль электронов ночной ионосферы Марса [60]. Пиковые концентрации, зарегистрированные на высотах около 130 км и выше, обусловлены переносом плазмы с дневной стороны (после захода Солнца концентрации снижались) и высыпанием электронов, движущихся вдоль линий магнитного поля (осаждение электронов). Увеличение электронных концентраций на высотах $\simeq 100$ км связано с воздействием потоков высокоэнергетических частиц от Солнца (наблюдалось в периоды повышенной солнечной активности). Самый нижний электронный пик традиционно связывался с абляцией вещества метеороидов, однако последние экспериментальные данные ставят под сомнение это утверждение. 23
- 1.8 Высотные профили положительных ионов в атмосфере Марса, измеренные масс-спектрометром NGIMS, установленном на борту аппарата MAVEN (профили некоторых ионов не отображены) [74]. Черная кривая соответствует интегральному ионному профилю N_i 24
- 1.9 Коэффициенты пропускания для тангенциальных высот в диапазоне 10 – 150 км, рассчитанные по измерениям, сделанным спектрометром SPICAM в режиме звездного затмения [65, 66]. 25

- 1.10 Эволюция концентрации ионов магния Mg^+ , измеренной спектрометром NGIMS (установлен на борту аппарата MAVEN) в периферии с 18 октября 2014 г. по 23 октября 2014 г. Пунктирной линией отмечено прогнозируемое время максимального пылевого потока от C/2013 A1. 27
- 2.1 Высотные профили температуры нейтрального газа (сплошная кривая), парциального давления паров углекислого газа (штриховая кривая) и давления насыщенных паров углекислого газа (штрихпунктирная кривая) в ионосфере Марса. Пары углекислого газа пересыщены в диапазоне высот 92 – 112 км. 30
- 2.2 Высотные профили температуры нейтрального газа (сплошная кривая), парциального давления паров воды (штриховая кривая) и давления насыщенных паров воды (штрихпунктирная кривая) в ионосфере Марса. Пары воды пересыщены в диапазоне высот 88 – 116 км. 31
- 2.3 Зависимость величины радиуса сферически симметричной пылевой частицы от высоты в ходе седиментации. Сплошные линии соответствуют случаю завышенной силы вязкого трения (без понижающего коэффициента, $k = 1$), штриховые – случаю с $k = 0.05$. Левая панель соответствует начальному радиусу пылевой частицы $a_0 = 20$ нм, правая – начальному радиусу $a_0 = 200$ нм. 34
- 2.4 Зависимость величины модуля скорости сферически симметричной пылевой частицы от высоты в ходе седиментации. Сплошные линии соответствуют случаю завышенной силы вязкого трения (без понижающего коэффициента, $k = 1$), штриховые – случаю с $k = 0.05$. Левая панель соответствует начальному радиусу пылевой частицы $a_0 = 20$ нм, правая – начальному радиусу $a_0 = 200$ нм. 35

- 2.5 Эволюция пылевых слоев (конденсация углекислого газа), составляющих начальный прямоугольный профиль концентраций ($t = 0$ (a), 40 (b), 120 (c), 200 (d), 240 (e), 280 (f) с). Начальный размер пылевых частиц составляет 4.5 нм. Концентрация частиц пыли в каждом слое равна $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Во время седиментации пылевые слои перемешиваются. Первоначально перекрываются два нижних слоя (b), позже перекрываются все слои (c) – (f) (столбцы, характеризующие слои, расширяются вдоль оси абсцисс). . . . 43
- 2.6 Эволюция слоев в ионосфере Марса (конденсация водяных паров), составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации ($t = 0$ (a), 4 (b), 8 (c), 12 (d), 16 (e), 20 (f) ч). Начальный размер пылевых частиц составляет 4.5 нм. Концентрация частиц пыли в каждом слое равна $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Во время седиментации пылевые слои не перемешиваются. 44
- 2.7 Высотное распределение пылевых частиц марсианских мезосферных облаков, формирующихся при седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего прямоугольный профиль концентраций на высотах 110 – 120 км. Начальный размер пылевых частиц облака равен 10 нм. С течением времени происходит скопление увеличившихся в размерах частиц конденсата на границе раздела зон с пересыщенными и ненасыщенными парами углекислого газа. Цифры над кривыми обозначают размеры частиц в микрометрах. 45
- 2.8 Высотный профиль концентраций электронов плазмы в зависимости от времени при седиментации тонкого (~ 0.5 км) пылевого слоя в случае отсутствия фотоэффекта (ночная плазма либо дневная плазма с пылевыми частицами без металлических примесей). Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. . . 46

- 2.9 Высотный профиль концентраций ионов плазмы в зависимости от времени при седиментации тонкого (~ 0.5 км) пылевого слоя в случае отсутствия фотоэффекта (ночная плазма либо дневная плазма с пылевыми частицами без металлических примесей). Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. . . 47
- 2.10 Высотный профиль концентраций электронов плазмы в зависимости от времени при седиментации тонкого (~ 0.5 км) пылевого слоя в случае наличия фотоэффекта (дневная плазма с пылевыми частицами, имеющими металлические примеси). Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. Работа выхода принималась равной 4эВ. 48
- 2.11 Высотный профиль концентраций ионов плазмы в зависимости от времени при седиментации тонкого (~ 0.5 км) пылевого слоя в случае наличия фотоэффекта (дневная плазма с пылевыми частицами, имеющими металлические примеси). Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. Работа выхода принималась равной 4эВ. 49
- 2.12 Высотные профили температуры нейтрального газа (сплошная кривая), парциального давления паров воды (штриховая кривая) и давления насыщенных паров воды (штрихпунктирная кривая) в ионосфере Земли. Пары воды пересыщены в диапазоне высот 77 – 94 км. 50

- 2.13 Эволюция слоев в ионосфере Земли, составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации (конденсация водяного пара), в зависимости от высоты для различных моментов времени ($t = 0$ (a), 2 (b), 4 (c), 6 (d), 8 (e), 10 (f) ч). Начальный размер пылевых частиц составляет 4.5 нм. Концентрация частиц пыли в каждом слое равна $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Видно (f) расщепление первичного облака и скопление в результате эволюции пылевых частиц на высотах выше 90 км и в слое 81 – 85 км, соответствующих PMSE и NLC. 53
- 2.14 Высотное распределение пылевых частиц в полярных мезосферных облаках, формирующихся вследствие седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего модельный профиль концентраций. Начальный размер пылевых частиц облака равен 10 нм. Попадая в зону конденсации, пылевые частицы начинают увеличиваться в размерах за счет десублимации водяного пара. Числа над кривыми обозначают размеры частиц в микрометрах. 54
- 3.1 Зависимость инкремента развития неустойчивости Рэлея-Тейлора $\tilde{\gamma}$ (тонкие линии) и величины $\tilde{\gamma}^{-1}$ (жирные линии) от волнового числа k в ионосфере Марса на высоте $h = 100$ км для концентраций пыли $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые), $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ (штриховые кривые) и $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ (штрихпунктирные кривые). Левая панель (a) соответствует размеру пылевых частиц $a = 100$ нм, правая панель (b) – размеру пылевых частиц $a = 1$ мкм. 61
- 3.2 Зависимость максимального инкремента развития неустойчивости Рэлея-Тейлора γ от высоты h в ионосфере Марса для концентраций пылевых частиц $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые), $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ (штриховые кривые), $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ (штрихпунктирные кривые). Левая панель (a) соответствует размеру пылевых частиц $a = 100$ нм, правая панель (b) – размеру пылевых частиц $a = 1$ мкм. 62

- 3.3 Зависимость характерного времени развития неустойчивости Рэлея-Тейлора и времени седиментации пылевых частиц от их размеров в ионосфере Марса. Представлены результаты вычислений для высот 80 км (a), 90 км (b), 100 км (c), 110 км (d). Тонкие сплошные кривые соответствуют концентрациям пылевых частиц $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$, штриховые – $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$, штрихпунктирные – $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Зависимость времени седиментации пылевых частиц на всех рисунках представлена жирными сплошными линиями. 64
- 3.4 Зависимость инкремента развития неустойчивости Рэлея-Тейлора $\tilde{\gamma}$ (тонкие линии) и величины $\tilde{\gamma}^{-1}$ (жирные линии) от волнового числа k в ионосфере Земли на высоте $h = 85 \text{ км}$ для концентраций пыли $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые), $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ (штриховые кривые) и $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$ (штрихпунктирные кривые). Левая панель (a) соответствует размеру пылевых частиц $a = 20 \text{ нм}$, правая панель (b) – размеру пылевых частиц $a = 100 \text{ нм}$ 65
- 3.5 Зависимость максимального инкремента развития неустойчивости Рэлея-Тейлора γ от высоты h в ионосфере Земли для концентраций пылевых частиц $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые), $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ (штриховые кривые), $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$ (штрихпунктирные кривые). Левая панель (a) соответствует размеру пылевых частиц $a = 20 \text{ нм}$, правая панель (b) – размеру пылевых частиц $a = 100 \text{ нм}$ 66
- 3.6 Зависимость характерного времени развития неустойчивости Рэлея-Тейлора и времени седиментации пылевых частиц от их размеров в ионосфере Земли. Представлены результаты вычислений для высот 80 км (a), 85 км (b), 90 км (c), 100 км (d). Тонкие сплошные кривые соответствуют концентрациям пылевых частиц $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$, штриховые – $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, штрихпунктирные – $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$. Зависимость времени седиментации пылевых частиц на всех рисунках представлена жирными сплошными линиями. 67

- 4.1 Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (a) и сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ (b) в случае ночной плазмы с заведомо отрицательно заряженными пылевыми частицами при $T_e = T_i = 85$ K, $n_{e0} = 10^3$ см⁻³, $n_{d0} = 1$ см⁻³, $Z_d = 10$ 81
- 4.2 Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (a) и сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ (b) в случае дневной плазмы в отсутствие фотоэффекта (отрицательно заряженные пылевые частицы) при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см⁻³, $n_{d0} = 1$ см⁻³, $Z_d = 10$ 82
- 4.3 Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (a) и сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ (b) в случае дневной плазмы при наличии фотоэффекта (положительно заряженные пылевые частицы) при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см⁻³, $n_{d0} = 1$ см⁻³, $Z_d = 100$ 83
- 4.4 Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае ночной плазмы при $T_e = T_i = 85$ K, $n_{e0} = 10^3$ см⁻³, $Z_d = 10$. Левая панель (a) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата ионов плазмы, правая панель (b) – амплитудам, полученным в случае, когда ионы считаются распределенными по Больцману. 85
- 4.5 Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае дневной плазмы без фотоэффекта при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см⁻³, $Z_d = 10$. Левая панель (a) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата ионов плазмы, правая панель (b) – амплитудам, полученным в случае, когда ионы считаются распределенными по Больцману. 86

- 4.6 Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае дневной плазмы с фотоэффектом при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$. Левая панель (а) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата электронов плазмы, правая панель (б) – амплитудам, полученным в случае, когда электроны считаются распределенными по Больцману. 87
- 4.7 Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (штриховая кривая) в случае ночной плазмы ($T_e = T_i = 85$ K, $n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$). Глубина ямы $V_{\min} = -3.78 \times 10^{-6}$ 88
- 4.8 Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (штриховая кривая) в случае дневной плазмы в отсутствие фотоэффекта ($T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$). Глубина ямы $V_{\min} = -3.92 \times 10^{-8}$ 89
- 4.9 Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (штриховая кривая) в случае дневной плазмы при наличии фотоэффекта ($T_e = T_i = 100$ K, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$). Глубина ямы $V_{\min} = -1.37 \times 10^{-7}$ 90

Список таблиц

1.1	Параметры некоторых пылевых облаков углекислого газа в мезосфере Марса по данным спектрометров TIRVIM и MIR, установленных на борту аппарата ExoMars Trace Gas Orbiter [40].	14
1.2	Количественное содержание основных газов, формирующих нейтральную атмосферу Марса. Содержание некоторых газов (озон, водяной пар) может сильно варьироваться в зависимости от времени года и пространственных характеристик [42].	16
2.1	Расчетные коэффициенты давления сублимации водяного пара. .	32
2.2	Параметры седиментации сферически симметричной микрочастицы в зависимости от начального радиуса и величины силы трения.	35
4.1	Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае ночной плазмы при $T_e = T_i = 85$ K, $n_{d0} = 1$ см ⁻³	83
4.2	Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае дневной плазмы без фотоэффекта при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{d0} = 1$ см ⁻³	84
4.3	Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае дневной плазмы с фотоэффектом при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{d0} = 1$ см ⁻³	84