

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи
УДК 523.36, 523.951

Морозова Татьяна Игоревна

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ
ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ И В ПЫЛЕВОЙ
ПЛАЗМЕ В ОКРЕСТНОСТЯХ ЛУНЫ И ЗЕМЛИ**

Специальность 01.04.02 —
«Теоретическая физика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Попель Сергей Игоревич, д.ф.-м.н., проф.

Научный консультант:
Копнин Сергей Игоревич, к.ф.-м.н.

Москва — 2018

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Пылевая плазма в лаборатории и природе	12
1.1 Определение пылевой плазмы и пылевая плазма в лабораторных условиях	12
1.2 Пылевая плазма в космосе	13
1.2.1 Пылевая плазма в ионосфере Земли	16
1.3 Выводы	21
Глава 2. Процессы зарядки частиц в пылевой плазме	23
2.1 Аномальная зарядка частиц под действием жесткого рентгеновского излучения	24
2.1.1 Зарядка пылевых частиц	25
2.1.2 Дробление пылевых частиц	27
2.2 Зарядка частиц под действием высокоэнергетичного пучка электронов	31
2.2.1 Зарядка пылевых частиц	32
2.3 Процессы зарядки и дробления частиц в космической плазме . . .	35
2.4 Выводы	37
Глава 3. Волновые процессы в пылевой плазме приповерхностного слоя Луны	39
3.1 Описание плазменно-пылевой системы у поверхности Луны и история наблюдений лунной пыли	39
3.2 Пылевая плазма у поверхности над освещенной частью Луны в ситуации, когда Луна находится вне магнитосферы Земли	41
3.3 Линейные волны	49
3.4 Пылевые звуковые солитоны	52
3.5 Волновые движения в плазме приповерхностного слоя Луны при её взаимодействии с хвостом магнитосферы Земли	57

3.6	Параметры пылевой плазмы в ситуации, когда Луна находится в хвосте магнитосферы Земли	58
3.7	Линейные неустойчивости	61
3.7.1	Гидродинамическая неустойчивость	61
3.7.2	Кинетическая неустойчивость	64
3.8	Нелинейные процессы	65
3.8.1	Ионно-звуковая турбулентность	68
3.8.2	Пылевая звуковая турбулентность	70
3.9	Выводы	75
Глава 4.	Пылевая плазма в ионосфере Земли	78
4.1	Явления, связанные с проявлением заряженной пыли в ионосфере Земли	78
4.2	Модуляционное возбуждение неоднородностей в плазме запыленной ионосферы Земли	81
4.2.1	Основные уравнения	82
4.2.2	Инкременты модуляционной неустойчивости	85
4.2.3	Неоднородности концентраций электронов и ионов	89
4.2.4	Выводы	94
	Заключение	95
	Список литературы	98
	Список рисунков	117

Введение

Пылевой плазме посвящено множество работ. Впервые она упоминается в работе Ленгмюра в 1924 г. В девяностых годах 20го века наблюдался всплеск количества работ по пылевой плазме в связи с развитием различных приложений в науке, технике и природе. В настоящее время продолжается активное изучение свойств и процессов в пылевой плазме. В год публикуется более 1000 работ по этой теме. Исследования лабораторной пылевой плазмы посвящаются изучению таких процессов, как плазменное травление, плазменное напыления в микроэлектронике, управляемый термоядерный синтез (пылевая плазма была обнаружена в пристеночных областях термоядерных установок с магнитным удержанием [1; 2]). Проводится множество опытов с пылевой плазмой в лабораторных условиях, которые имеют важное значение для фундаментальной физики. Например, в 1994 году впервые был получен плазменно-пылевой кристалл [3-5]. Свойства пылевой плазмы следует учитывать в ракетостроении [2;6] и в особенностях аппаратуры, устанавливаемой на космических кораблях и станциях. Пылевая плазма была обнаружена вблизи искусственных спутников Земли, в атмосфере Земли, в приповерхностном слое Луны, в атмосфере Марса, в кольцах Юпитера и Сатурна [7], в атмосфере Титана, в зодиакальном пылевом облаке и комах комет [8-10]. Это свидетельствует о том, что пылевая плазма широко распространена в Солнечной системе и ее изучение важно для понимания процессов, происходящих в различных космических системах. Исследования также представляют большой интерес и важность для будущих межпланетных миссий. пылевая плазма широко встречается и вне Солнечной системы. Значительная часть пыли в космосе присутствует в темных туманностях, в оболочках вокруг холодных звёзд, в молекулярных облаках [11, с. 54], в протопланетных дисках [12] и многих других астрофизических системах.

Среди работ по пылевой плазме особую важность представляют исследования, посвященные изучению волновых процессов в природный и лабораторной пылевой плазме, а также процессов зарядки пылевых частиц. Данная работа посвящена исследованию свойств заряженной пыли в лабораторных и природных плазменно-пылевых системах, таких как ионосфера Земли и пылевая плазма около лунной поверхности. Во второй главе данной работы приво-

дится описание механизмов зарядки пылевых частиц и примеры астрофизического применения процессов зарядки и дробления частиц (например, в пылевой плазме протопланетных дисков).

Изучение лунной пыли берет свое начало с миссий кораблей “Аполлон” в 1969-1972 годах. Тогда было замечено, в области терминатора солнечный свет рассеивается и появляются так называемые лунные зори (lunar horizon glows) и стримеры над лунной поверхностью. Из этих наблюдений были сделаны предположения, что рассеяние солнечного света может происходить из-за наличия пыли у лунной поверхности, источником которой является поверхность Луны. Также во время этих миссий проводились измерения субмикронной пыли в экзосфере Луны до высот 100 км [13]. Во время работы спускаемых аппаратов “Surveyor” в 1968 году получили данные, на основании которых был сделан вывод, что пылевые частицы с размерами около 5 мкм могут парить примерно в 10 см над поверхностью Луны [14]. Интерес к описанию плазменно-пылевой системы у поверхности Луны резко возрос в 90е годы с подъемом науки о пылевой плазме и развитием методов описания процессов, происходящих в ней [7]. Существенное внимание уделялось исследованиям и экспериментальным методам, моделирующим условия, похожие на условия вблизи поверхности Луны. В настоящее время готовятся будущие российские миссии по изучению Лунной экзосферы “Луна-25” и “Луна-27”, что дает новый толчок к изучению свойств заряженной пыли около лунной поверхности. На посадочных модулях станций “Луна-25” и “Луна-27” предполагается разместить аппаратуру, которая будет как непосредственно детектировать пылевые частицы над поверхностью Луны, так и осуществлять оптические измерения. В недавней американской миссии LADEE (“Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer” – “Исследователь лунной атмосферы и пылевой среды”) [84] лунная пыль изучалась с помощью наблюдений с орбиты.

Интенсивные работы ведутся и в области физики земной ионосферы, в которой пыль присутствует на высотах 80–120 км. С проявлением свойств пыли связаны такие явления, как серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения, представляющие собой облака ледяных частиц нано- и микро-масштабных размеров (см., например, [16; 17]) Токи электронов и ионов, а также солнечное излучение могут приводить к процессам зарядки пылевых частиц. В зависимости от состава и времени суток частицы могут приобретать как по-

ложительные, так и отрицательные заряды. Когда ионосферная плазма содержит заряженные пылевые частицы, говорят о запылённой ионосферной плазме (см., например, [18]). Основным источником пыли в ионосфере на высотах 80 – 120 км – метеорные потоки. Максимум концентрации пылевых частиц метеорного происхождения находится на высотах 80 – 90 км и может составлять более 10^4 см^{-3} [17]). Пыль также попадает в ионосферу Земли в результате конвективного переноса частиц вулканического происхождения и сажи от крупных пожаров [19]). Пылевые частицы могут образовываться в результате конденсации паров воды [17; 19; 20]). Наличие заряженных пылевых частиц влияет на ионизационные свойства нижней ионосферы Земли [17]) и на волновые процессы, протекающие в ионосферной плазме. Одним из важнейших проявлений свойств запылённой ионосферы Земли является возможность существования низкочастотных пылевых звуковых возмущений, существование которых связано с движением заряженных мелкодисперсных пылевых частиц [18; 21]

Область ионосферы Земли в диапазоне высот от 80 до 120 км может быть изучена на данный момент только с помощью экспериментов пролётных ракет. В 1999, 2000, 2001, 2003 годах были проведены эксперименты [22] по наблюдению радиоизлучения ионосферы у поверхности Земли. Данные наблюдения показали, что во время метеорных потоков Персеиды, Леониды, Ориониды, Геминиды на фоне флуктуаций радиошумов наблюдаются устойчивые «пылевые» линии с частотами несколько десятков Гц. Это типичные частоты для пылевой звуковой моды в условиях запылённой ионосферы на высотах 80–120 км. Таким образом, появление флуктуаций радиошумов можно связать с наличием пылевых частиц, образованных пересыщенными парами веществ, попадающих в ионосферу в результате абляции метеорного вещества [21]. В связи с этим актуальной является проблема построения теории пылевых звуковых возмущений в пылевой плазме ионосферы Земли на высотах 80–120 км, определение линейных и нелинейных механизмов их возбуждения, а также выявление эффектов их существования.

Целью данной работы является изучение нелинейных проявлений плазменно-пылевых процессов и формирования пылевой плазмы в ионосфере Земли и окрестностях Луны; описание механизмов зарядки пылевых частиц в лабораторной пылевой плазме и их возможное применение к природным системам; разработка теории, описывающей нелинейные волновые эффекты в пы-

левой плазме приповерхностного слоя Луны, когда она находится вне и внутри хвоста магнитосферы Земли; описание возможности возникновения неоднородностей концентраций электронов и ионов в плазме запыленной ионосферы Земли, возникающих вследствие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевой звуковой модой.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Исследовать процессы зарядки пылевых частиц жестким рентгеновским излучением и найти условия, при которых возможно дробление частиц.
2. Рассмотреть процессы достижения пылевыми частицами аномально высоких зарядов в результате воздействия на них высокоэнергетического пучка электронов.
3. Исследовать волновые процессы и развитие плазменной турбулентности в пылевой плазме приповерхностного слоя Луны в ситуациях, когда Луна находится вне и внутри хвоста магнитосферы Земли.
4. Описать механизм возникновения неоднородностей концентраций электронов и ионов в результате модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевой звуковой модой.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Зарядка пылевых частиц под действием жесткого рентгеновского излучения осуществляется за счет ионного тока, электронного тока, фотоэлектронного тока, а также обратного тока фотоэлектронов с частиц, окружающих пылевую частицу, что может приводить к созданию достаточно высоких величин положительных зарядов на поверхности, при которых происходит разрушение частиц.
2. При зарядке пылевых частиц высокоэнергетичным пучком электронов существенное влияние на величину заряда пылевой частицы оказывает ток автоэлектронной эмиссии. Именно этот ток значительно снижает величину отрицательного заряда на частице. Под воздействием достаточно интенсивного потока электронов пучка, пылевые частицы в плазме могут приобретать предельно высокие заряды, что подтверждается проводимыми экспериментами по аномально высокой зарядке пылевых частиц.

3. Функция распределения фотоэлектронов (по скоростям) у поверхности освещенной части Луны представляется в виде суперпозиции двух функций распределения, характеризующихся различными температурами электронов: электроны с меньшей энергией выбиваются из лунного реголита фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита, тогда как происхождение электронов с большей энергией связано с фотонами, соответствующими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения. Существенное влияние на функцию распределения электронов в приповерхностной лунной плазме оказывает движение солнечного ветра относительно фотоэлектронов и заряженных пылевых частиц. Указанное свойство функции распределения приводит к возможности развития плазменных неустойчивостей и возбуждению высокочастотных волн с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн. Кроме того, оказывается возможным распространение линейных и нелинейных пылевых звуковых волн в приповерхностной лунной плазме. При описании пылевых звуковых солитонов следует учитывать адиабатический захват электронов, что сказывается на их свойствах.
4. При взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны в результате относительного движения плазмы хвоста магнитосферы и окололунной плазмы могут развиваться гидродинамическая и кинетическая линейные неустойчивости. В результате развития кинетической неустойчивости происходит возбуждение пылевых звуковых волн. Развитие гидродинамической неустойчивости приводит к генерации ионно-звуковых колебаний. В силу довольно длительного характера развития неустойчивостей в указанных двух ситуациях успевает установиться развитая плазменная турбулентность. Рассмотрены пылевая-звуковая и ионно-звуковая турбулентности. При развитии ионно-звуковой турбулентности в плазменно-пылевой системе у Луны могут возбуждаться электрические поля, несколько меньшие электрических полей у поверхности Луны, возникающих в процессе зарядки ее поверхности при взаимодействии Луны с солнечным излучением, но, тем не менее, вполне значимые для установления адекватной картины электрических полей над Луной.

5. Предложено объяснение механизма формирования неоднородностей концентраций электронов и ионов в запыленной ионосфере в контексте развития модуляционного взаимодействия электромагнитных волн, связанного с возбуждением возмущений, имеющих частоты в области пылевых звуковых волн. Предложенный механизм показывает, что в результате развития модуляционного взаимодействия на высотах 80 – 120 км возможно возбуждение достаточно интенсивных неоднородностей электронной и ионной концентраций, составляющих несколько процентов от невозмущенных значений.

Научная новизна:

1. Впервые было предложено описание достижения пылевыми частицами аномально высоких зарядов под действием высокоэнергетичного пучка электронов и предложен механизм дробления пылевых частиц под действием жесткого рентгеновского излучения.
2. Впервые было дано описание волновых процессов и неустойчивостей в пылевой плазме около поверхности Луны в случае ее нахождения в хвосте магнитосферы Земли.
3. Было проведено оригинальное исследование линейных и нелинейных волн в плазме приповерхностного слоя Луны в ситуации, когда Луна находится вне хвоста магнитосферы Земли.
4. Впервые было предложено описание механизма формирования неоднородностей плотности электронов и ионов в запыленной ионосфере Земли в результате модуляционного взаимодействия электромагнитных волн, связанного с пылевой звуковой модой.

Научная и практическая значимость

Результаты диссертации могут быть использованы широким кругом специалистов, занимающихся изучением физических свойств пылевой плазмы. Методы, развитые в диссертации, могут быть полезны для дальнейшего развития теории волновых и нелинейных процессов в космической, лабораторной, околоземной и ионосферной пылевой плазме.

Волновые движения в области взаимодействия хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны (или те или иные их проявления) могут повлиять на результаты измерений, осуществляемых с помощью аппаратуры, которую предполагается разместить на спускаемых аппаратах станций

“Луна-25” и “Луна-27”. Возможность возникновения волновых движений в приповерхностной лунной плазме должна быть учтена при обработке и интерпретации полученных данных.

Показанная возможность возбуждения интенсивных неоднородностей электронной и ионной концентраций в ионосфере Земли ($\delta n_{e(i)}/n_{e(i)} \approx 0.05$) на высотах 80 – 120 км в результате развития модуляционного взаимодействия может объяснить пропадание радио сигналов на данных высотах, что может быть полезно специалистам по радиофизике и геолокации.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: Международных (Звенигородских) конференциях по физике плазмы и УТС, Научных конференциях МФТИ, III Научно-технической конференции "Низкотемпературная плазма в процессах получения функциональных покрытий с элементами научной школы (Казань, 2011 г.), Международного colloquium "Ломоносов и Гумбольдт: научное сотрудничество России и Германии - от истоков до наших дней"(Москва, 2011 г.), 5th, 6th and 7th Moscow Solar System Symposium, ежегодных конференциях «Физика плазмы в Солнечной Системе», 13th workshop Complex systems of charged particles and their interaction with electromagnetic radiation, 41st EPS Conference on Plasma Physics, Moscow workshop Non-ideal plasma physics, Международных конференциях по физике плазмы в Солнечной системе (2014, 2015, 2017, 2018 гг.), на Конференциях молодых ученых в ИКИ РАН (2015-2017 гг.) на Всероссийской астрономической конференции (2017) и многих других российских и зарубежных конференциях, а также на научных школах SOMA-14, SPSASHighAstro (San Paolo, Brasil, 2017), The 1st APSCO ISSI-BJ Space Science School (Thailand, 2016), на международных воркшопах International Workshop on Astrophysical Turbulence: from Galaxies to Planets (Dresden, Germany, 2013), Team Meeting: Dusty Plasma Effects in the system Earth-Moon (Bern, Switzerland, 2013, 2014). Был сделан семинар в ИНАСАН.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 8 печатных изданиях [137–144], 8 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [137–144], 46 — в тезисах докладов [145–191].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации состав-

ляет 119 страниц с 20 рисунками и 0 таблицами. Список литературы содержит 191 наименование.

Глава 1. Пылевая плазма в лаборатории и природе

1.1 Определение пылевой плазмы и пылевая плазма в лабораторных условиях

Пылевая плазма – это частично или полностью ионизованный газ, содержащий электроны, ионы, нейтралы и пылевые частицы. Пылевая плазма широко распространена в природе, с ней также проводится много экспериментов в лабораториях. Впервые пылевая плазма была получена Ленгмюром в 1924 году. Пылевая плазма может принимать различные агрегатные состояния: газообразное, жидкое, и даже твёрдое. Плазменно-пылевой кристалл был получен в 1994 году в плазме высокочастотного разряда вблизи границы прикатодной области [3; 4], а в 1994-м году – в положительном столбе тлеющего разряда [5]. Термодинамические свойства пылевой плазмы определяются параметром неидеальности. Он равен отношению потенциальной энергии кулоновского взаимодействия к кинетической энергии теплового движения, которая характеризуется температурой пылевых частиц T_d :

$$\gamma_d = \frac{n_d^{\frac{1}{3}} e^2 Z_d^2}{T_d}, \quad (1.1)$$

где n_d – концентрация пылевых частиц, e – заряд электрона, $q_d = -Z_d e$ – заряд пылевой частицы.

Когда параметр неидеальности имеет значение порядка единицы, это означает, что плазма находится в газообразном, привычном для нас состоянии. В природной плазме все наблюдаемые на данный момент системы имеют параметр неидеальности меньше единицы. Если же значение параметра идеальности превышает 170, то складываются условия для образования плазменно-пылевого кристалла. Он может существовать в различных кристаллических фазах – ОЦК и ГЦК [48]. Эксперименты по созданию плазменно-пылевого кристалла, проведённые на МКС в вакуумной плазменной камере показали, что в плазменно-пылевом кристалле существует зона войда, которая свободна от пылевых частиц. Чечевице-образная форма войда скорее всего обусловлена па-

раметрами установки, в который проводился эксперимент. С увеличением вводимой мощности в плазму размеры войда увеличивались, также увеличение размеров наблюдалось с увеличением давления. Агрегатное состояние пылевой плазмы зависит от параметров самой плазмы. Изменяя их, можно получать желаемое агрегатное состояние.

Методы описания плазменно-пылевых систем активно разрабатывались в 90-е годы прошлого столетия. В частности, Цытовичем была предложена теория, описывающая линейные и нелинейные эффекты в пылевой плазме [24; 76; 80].

1.2 Пылевая плазма в космосе

Космическая пыль играет важную роль в процессах, происходящих в различных астрофизических системах. Она присутствует в межзвёздной среде, галактиках, областях звёздообразования, вблизи планет и космических объектов. Космическая пыль представляет собой преобладающую разновидность вещества наряду с самыми распространёнными газами – водородом и гелием. Значительная часть пыли в космосе присутствует в холодных областях Вселенной, например, в темных туманностях и оболочках вокруг холодных звёзд [11, с. 54]. В межзвёздном пространстве пыль везде встречается вместе с газом. На её долю приходится примерно один процент массы газа, поэтому концентрация пыли везде выше, а прозрачной среды ниже там, где больше газа и пыли. Самые плотные газовые облака межзвёздной среде – это молекулярная облака. Из-за присутствия в них пыли они практически непрозрачные и выглядят на небе как тёмные скопления. Просвечивающие через них звезды кажутся покрасневшими из-за поглощения света пылью. Это происходит из-за того, что красные лучи меньше поглощаются и рассеиваются микроразмерными пылинками, чем синие. Такие туманности называются тёмными туманностями [11]. Космическая пыль широко распространена в Солнечной системе. Большая её часть присутствует в зодиакальном пылевом облаке, которое расположено между Землёй и Солнцем. Содержание пыли в этом облаке уменьшается по мере удаления от Солнца и от плоскости эклиптики. Размеры пылевых частиц варьируется от 1

до 100 мкм. Тогда как в межзвёздной среде размеры пыли находятся главным образом в диапазоне 10 нм – 1 мкм [12].

По составу пылевые частицы главным образом делятся на силикатные и графитовые. Они могут иметь ядро и быть покрытыми оболочкой, содержать разного рода включения и обладать различной геометрической формой. Кристаллическая структура частиц может быть определена по экстинкции излучения. По порядку величины характерный размер частиц равен длине волны взаимодействующего с ними электромагнитного излучения.

Рост пылевых частиц может происходить в результате их слипания (коагуляции) [45] и в результате конденсации вещества. Точный механизмы роста пылевых частиц до конца не изучен. В процессе своего роста пылевые частицы часто приобретают сложную фрактальную структуру и становятся похожими по форме на кочан цветной капусты. При этом, достигнув достаточно больших размеров, частицы могут начинать дробиться и разделяться на фракции за счет приобретения электрических зарядов. Существуют различные барьеры роста пылевых частиц: барьер отскока [41], барьер радиального дрейфа [42], гравитационный барьер, электростатический барьер (когда энергия электростатического взаимодействия больше кинетической энергии столкновений частиц) [43].

Температура пыли T_d может быть получена из наблюдений её собственного излучения в диапазонах ближнего инфракрасного и субмиллиметрового излучения. Вне околозвездных оболочек в областях атомарного и молекулярного водорода и вне зон ионизованного водорода в межзвездной среде $T_d = 10 - 20$ К. Во внутренних частях оболочек около звезд $T_d = 1000 - 1500$ К [7].

В межзвездной среде распределение частиц по размерам описывается MNR-распределением [44], в котором присутствуют три типа пылевых частиц: большие частицы (силикатные) с характерным радиусом $3 \cdot 10^{-5}$ см, маленькие частицы (графитные) с характерным радиусом $3 \cdot 10^{-7}$ см и полиароматические углеводороды с размерами порядка $7 \cdot 10^{-8}$ см.

Пылевые частицы присутствуют в атмосферах многих планет, кольцах Сатурна и Юпитера [7], в атмосфере спутника Сатурна Титана. Зарядка влияет на процессы захвата пыли магнитосферами Юпитера и Сатурна и испускание частиц. В плотную атмосферу Титана, состоящую из азота и метана, проникает в 100 раз меньше солнечного света, чем на Землю, что позволяет провести аналогию между этим спутником и "ранней Землей" [46]. И хотя Титан не об-

ладает собственным магнитным полем, ионы из магнитосферы Сатурна могут проникать во внешние слои атмосферы Титана и выбивать атомы и молекулы за счет столкновений с передачей количества движения и за счет переноса заряда. Поэтому рассмотрение пылевой плазмы в атмосфере Титана также является интересной и актуальной задачей. Были построены модели микрофизических процессов аэрозольной дымки, в которых учитывались процессы фотоэффекта, коагуляции, зарядки частиц под действием электронных и ионных столкновений [23]. Данные моделирования сравнивались с данными, полученными аппаратом Huygens. Было получено, что распределение частиц по размерам определяется главным образом кулоновским взаимодействием коагулирующих частиц.

В атмосфере Марса существует целый ряд явлений, связанных с проявлением свойств заряженной пыли: пылевые бури, пылевые дьяволы (смерчи), большое пылевое облако на высоте 300 км. Проводился длительный мониторинг циклов CO_2 , H_2O и пыли в атмосфере Марса различными приборами КА Mars Express [23] и выявлялись общие закономерности этих циклов. Исследования вертикальных профилей частиц тесно связаны с исследованиями профилей водяного пара, так как частицы часто представляют собой скондерсированные водяные пары. Построена модель оптических свойств частиц, и проводилось численное моделирование микрофизики облаков в марсианской атмосфере, для которой построена одномерная модель конденсационных облаков.

В приповерхностных слоях безатмосферных космических тел, например, Луны также могут присутствовать плазменно-пылевые системы. Поверхность Луны покрыта слоем пыли, состоящей из реголита. Дробление лунной породы и вследствие этого пыль на поверхности Луны образуется в результате метеоритных бомбардировок. Под действием солнечного излучения, электронов и ионов солнечного ветра и электронов и ионов плазмы хвоста магнитосферы Земли частицы пыли заряжаются и из-за электростатического отталкивания могут левитировать над поверхностью Луны. В результате чего на высоте нескольких метров над лунной поверхностью образуется слой пылевой плазмы. С высотой над поверхностью концентрация частиц сильно падает, однако, даже на расстоянии в несколько километров можно обнаружить отдельные пылевые частицы. В зависимости от внешних условий в данной плазменно-пылевой системе при-

поверхностного слоя Луны могут возникать различные волны и турбулентные движения.

Существенное место среди механизмов зарядки занимают столкновения частиц между собой. В случае идентичных частиц по их составу большая частица передает несколько электронов меньшей, что может привести к разделению зарядов в облаке пыли. Если планета имеет собственную атмосферу, то эффект разделения зарядов может усиливаться ветрами. Чем мельче частица, тем легче она может быть захвачена ветром. Вследствие данного процесса более крупные частицы остаются позади мелких, что приводит к разделению зарядов и усилению грозовой активности. Такого рода эффекты встречаются в пылевых бурях на Земле и Марсе [33; 34].

1.2.1 Пылевая плазма в ионосфере Земли

Частицы пыли попадают в ионосферу Земли главным образом в результате сгорания метеорных тел. Пары метеорного вещества в результате конденсации приводят к появлению мелкодисперсных наномасштабных частиц с концентрациями $10 - 10^{-4} \text{ см}^{-3}$. Поток метеорного вещества на Землю составляет несколько тонн в день [49]. Преимущественно падают сантиметровые тела, которые сгорают на высотах 70 – 120 км [50]. Пылевые частицы также могут попадать в ионосферу из нижней атмосферы вследствие конвективного переноса частиц вулканического происхождения и сажки от лесных пожаров. В результате, в нижней ионосфере на высотах 80 – 120 км всегда присутствуют мелкодисперсные частицы с размером несколько нм [7].

В извержениях вулканов могут действовать сильные механизмы разделения зарядов [32]. К ним относятся термоэмиссионный и термоэлектрический механизмы на начальной стадии выброса, механизмы контактной и индукционной зарядки в холодном облаке при взаимодействии частиц и механизм ионной зарядки. Накопление объемных зарядов в пепловых облаках происходит в результате зарядке мелких и крупных частиц зарядами разного знака и их пространственного разделения под действием силы тяжести. При больших объемах извергающегося вещества достигаются напряжения электрического поля

до сотен мегавольт. Частота молний порядка 0.1 с^{-1} . При вулканических извержениях могут наблюдаться ежесекундные крупные молнии, интенсивное коронное свечения в районах извержения и частые мелкие искровые разряды длиной $\sim 10 \text{ м}$ [31]. Усиление грозовой активности в земной атмосфере скажется на таком глобальном эффекте как шумновские резонансы. Это колебания, возникающие в концентрической сферической полости, образованной Землей и нижней ионосферой. Источники этих резонансов – грозовые разряды. Температура околосземного слоя связана с грозовой активностью. Пылевые частицы способствуют разделению зарядов в грозовом облаке, в процессе чего увеличивается количество гроз. Так как грозовая активность является основным источником, возбуждающим колебания в шумновском резонаторе, то при этом увеличивается плотность энергии в полости резонатора и как следствие, увеличивается амплитуда колебаний. При увеличении концентрации пылевых частиц в ионосфере наблюдается понижение средней температуры поверхности Земли в последующие года на десятки долей градуса. Из-за корреляции среднемесячной температуры и основной модой магнитного поля шумновского резонанса ожидаемо уменьшение амплитуды колебаний и плотности энергии в полости резонатора.

Наномасштабные частицы играют важную роль во множестве ионосферных явлений, таких как серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения. В летний полярной мезосфере на высотах 80 – 90 км создаются условия, при которых температура воздуха опускается ниже 150 К и пары воздуха становятся перенасыщенными. В результате на частицах пыли происходит конденсации паров воды, что ведет к росту частиц. То есть, частицы представляют собой твёрдое ядро, покрытое льдом. Достигая определенного размера, выросшие частицы начинают определять ионизационные свойства ионосферы [7]. Серебристые облака представляют собой тонкие пылевые слои, расположенные на высотах 80 – 85 км. Они также появляются в летние месяцы. Их можно наблюдать в полярных и средних широтах. По-видимому, серебристые облака состоят из частиц субмикронных размеров, так что их можно наблюдать на закате невооруженным глазом. Полярные же мезосферные радиоотражения состоят из заряженных наномасштабных частиц, которые оптическими методами не наблюдаются, а проявляются как сильные радиоотражения на радарх, работающих на частотах 50 – 1000 МГц [49].

Информация о составе частиц и их распределению по размерам на высотах 80–120 км может быть получена с полетов метеорологических ракет [7]. Несмотря на такие полеты в течение более, чем 30 лет, полученные данные недостаточны для определения состава частиц в этом диапазоне высот. Распределение частиц по высотам было измерено только в двух экспериментах в летней полярной мезосфере. Так как на этих высотах свойства плазмы зависят от множества факторов, таких как степень ионизации, состав нейтрального газа и пылевых частиц, их температуры, то данные, полученные в экспериментах не могут быть объяснены однозначно. Поэтому, наблюдения явлений, связанных с пылевой плазмой на этих высотах в течение высокоскоростных метеорных дождей имеют большое значение.

Микроскопические токи электронов и ионов окружающей плазмы и их рекомбинация на поверхности наномасштабной пылевой частицы ведут к её зарядке. Солнечное излучение может приводить к фотоэффекту с поверхности пылевых частиц, что также влияет на зарядку пыли.

Пылевые частицы могут влиять на химический состав ионосферы, на содержание в ней металлов [51]. Твёрдые поверхности частиц могут служить катализатором в гетерогенной химии [52]. Особый интерес представляет каталитическое образование молекул воды на поверхности частиц. Этот эффект может привести к повышению концентрации воды в области локализации пыли, что в свою очередь создает условия для роста частиц. Применение плазменно-пылевых методов описания полярных мезосферных радиоотражений и серебристых облаков позволило получить ряд важных результатов, касающихся ионизационных свойств запылённой ионосферы.

К явлением, связанным с проявлением заряженной пыли также относятся различные неустойчивости (модуляционная, пылевая звуковая неустойчивость и другие), зелёное свечение, ионосферные шумы, неоднородности ионосферы [21].

Измерения позволяют идентифицировать характерные особенности спектра радиоизлучения, типичные для ионосферной плазмы [22]. Оборудование может регистрировать радишумы с характерным временем 0.005 с. Оно включает в себя модуляционный радиометр с длиной волны 2 м с низкочастотным усилителем (характерная температура шума: $T_{noise} = 120$) К и антенну (в мет-

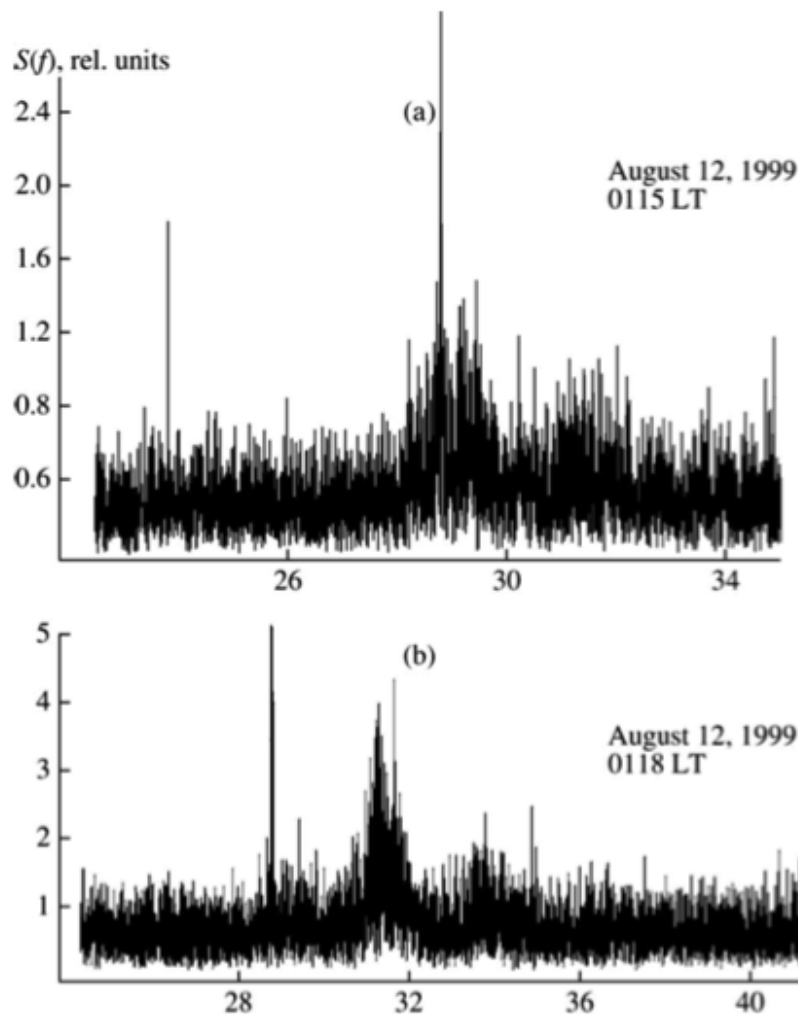


Рисунок 1.1 — Часть спектра Фурье. 12 Августа 1999. Пылевые линии и спутники в диапазоне 26–33 ГГц для (a) $t=0115$ LT и (b) $t=0118$ LT [22]

ровом диапазоне) с измерительным комплексом. Типичный Фурье спектр таких радиосигналов приведен на Рис. 1.1

Максимумы пылевых линий представлены в спектре в дополнение к типичному шуму. Отсюда можно допустить, что компонента пылевой плазмы, которая проявляется в диапазоне частот 12–50 Гц существует в ионосфере в течение метеорных потоков. Согласно [22], этот диапазон частот можно отнести либо к излучению от слоев ионосферы, где плотность заряженных частиц значительно увеличена в течение метеорных потоков, либо к модуляции ионосферного излучения. Вклад излучения от пылевой компоненты в радиощумы может быть выше 30 %.

Во время потоков Персеид, Орионид, Леонид и Генемид, флуктуации низкочастотных радиощумов по существу усиливается модуляционным взаимодействием электромагнитных волн в ионосферной плазме, если присутствуют пы-

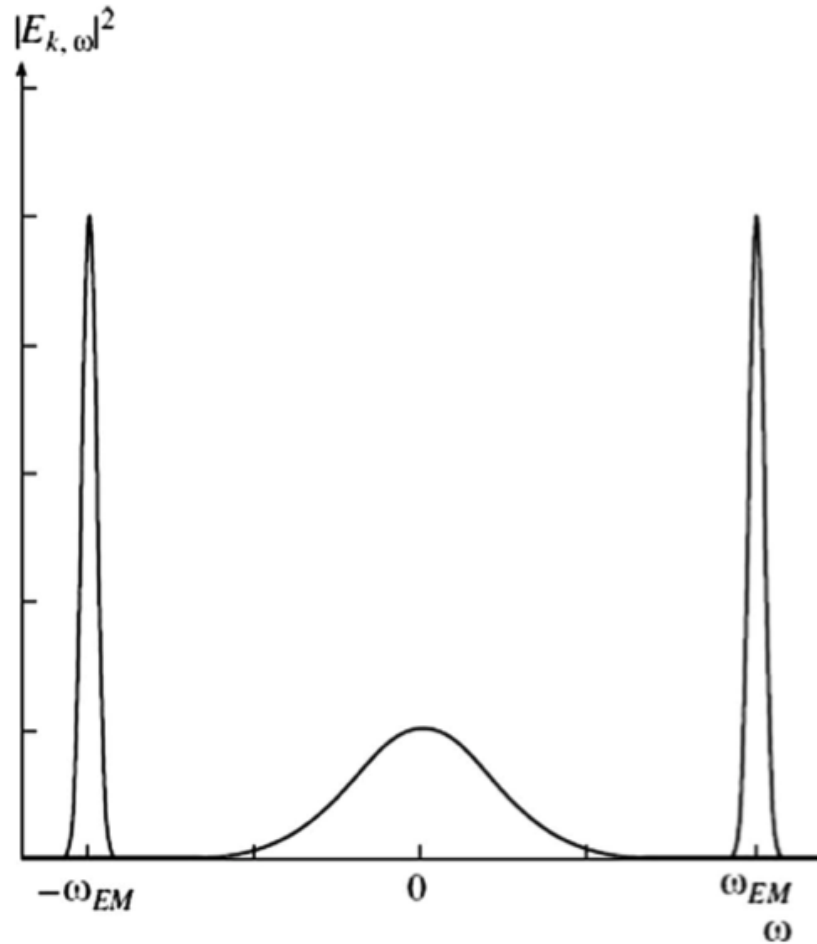


Рисунок 1.2 — Спектр электромагнитных волн с дисперсией $\omega_{EM}(k)$ и виртуальным низкочастотным полем. Солнечное излучение, проходя через ионосферу Земли, существенно меняет свой вид. Часть солнечного излучения поглощается частицами ионосферы.

левые частицы. Предполагается, что наблюдаемые флуктуации радиочастотных шумов (пылевые линии) происходят именно из-за модуляционного взаимодействия. В этом случае флуктуации являются низкочастотным виртуальным электростатическим полем, которые возбуждаются высокочастотным полем, и они не имеют четкого закона дисперсии [1.2](#).

В ионосфере обычная модуляционная неустойчивость, когда возбуждаемые низкочастотные колебания связаны с ионно-звуковой модой, часто бывает подавлена, что связано с сильной амбиполярной диффузией ионосферной плазмы [?]. В запыленной ионосфере появляются новые возможности. Разрешенными оказываются низкочастотные пылевые звуковые колебания, на которые эффект амбиполярной диффузии не оказывает существенного воздействия. Развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с

генерацией низкочастотных шумов на частотах, близких к частотам пылевых звуковых волн, приводит к ряду интересных следствий. Среди них возбуждение пылевого звука в ионосфере, модуляция им электромагнитных волн, приводящая к возможности распространения радишумов на низких частотах вплоть до поверхности Земли, генерация вихрей на высотах 100–110 км, усиление зеленого свечения в ионосфере Земли, генерация инфразвуковых колебаний и так далее.

Для развития модуляционной неустойчивости необходимо, чтобы инкремент модуляционной неустойчивости (имеющий порядок характерной частоты низкочастотных возмущений) существенно превышал величину $\nu_{dn}/2$ (где ν_{dn} – частота столкновений пылевых частиц с нейтралами плазмы), которая определяет порог модуляционной неустойчивости. Для широкого диапазона параметров ионосферной плазмы $\nu_{dn}/2 \sim 0.01 - 0.1 \text{ с}^{-1}$. Отметим хорошее соответствие этой величины с данными, приведенными на рисунке 1.3, где изображен типичный спектр флуктуаций радишумов во время метеорного потока Персеиды в его низкочастотной области [7].

1.3 Выводы

В первой главе представлено описание плазменно-пылевых систем в природе и в лабораторной плазме, а также явлений, связанных с проявлениями заряженной пыли. Приведен краткий обзор работ, посвященных исследованию плазменно-пылевых систем и наблюдению проявлений пылевой плазмы в космосе и ионосфере Земли. Рассматриваются методы изучения пылевой плазмы и показывается специфика данной области науки. Обсуждаются подходы, используемых при теоретических описаниях процессов, происходящих в пылевой плазме. Также выявляются актуальные нерешенные задачи, и процессы, рассмотрение которых имеет фундаментальный и практический интерес.

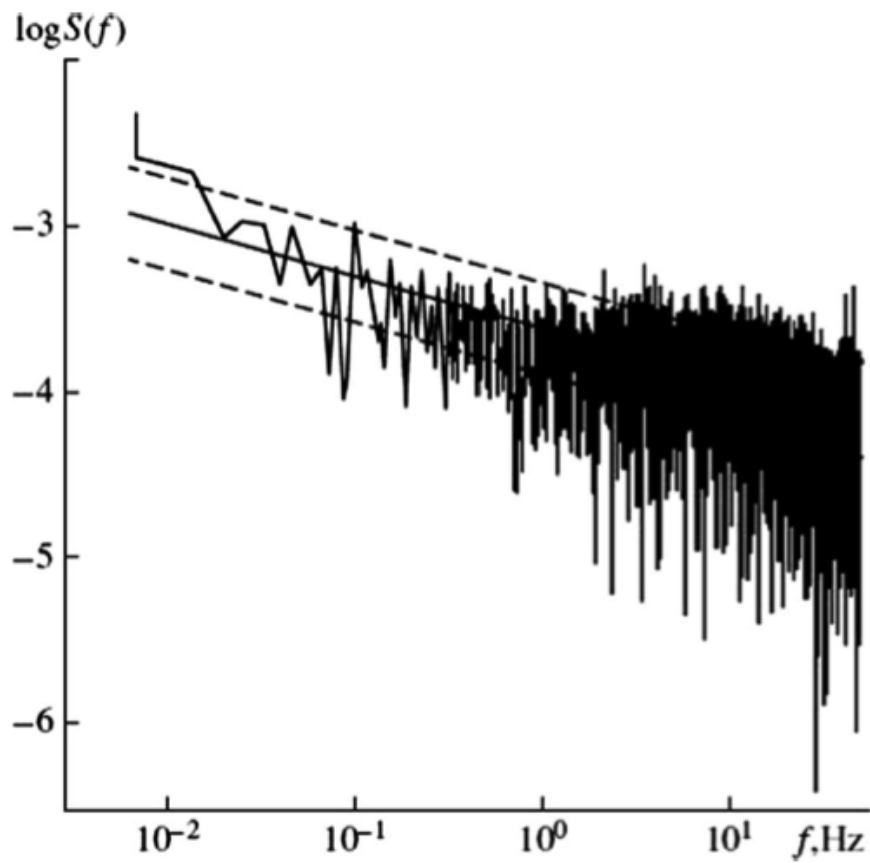


Рисунок 1.3 — Низкочастотная часть типичного спектра радиочастотных флуктуаций в ионосфере согласно данным, измеренным 11-12 августа 1999 в течение метеорного потока Персеид

Глава 2. Процессы зарядки частиц в пылевой плазме

В этой главе рассматривается зарядка пылевых частиц под действием жесткого рентгеновского излучения и под действием высокоэнергетического пучка электронов, рассматривается возможность дробления частиц при достижении критических положительных зарядов, а также обсуждаются возможные астрофизические приложения указанных механизмов. Показано, что следует учитывать нелинейность при описании эффектов зарядки и при достижении частицами высоких зарядов. Результаты базируются на работах [137; 138; 143].

Попадая в плазменную среду, пылевые частицы приобретают электрические заряды. В зависимости от различных условий, заряд пылевой частицы может оказаться положительным, либо отрицательным. В случае, когда частица заряжена отрицательно, силы электростатического давления действуют на носителей отрицательного заряда (электроны или отрицательно заряженные ионы, адсорбированные пылевой частицей). Таким образом, в случае отрицательно заряженных пылевых частиц, силы электростатического давления внутри пылевой частицы оказывают действие непосредственно на электроны. В силу своей мобильности, под действием этой силы электроны будут покидать пылевую частицу и в процессе установления равновесия в пылевой плазме окажется некоторое распределение пылевых частиц по величине отрицательного электрического заряда. Однако с точки зрения разрушения мелкодисперсных частиц данная ситуация не представляет существенного интереса, поскольку если частица заряжена отрицательно, то сила электростатического давления приводит к удалению избыточных электронов с поверхности мелкодисперсной частицы, что в конечном итоге ограничивает ее заряд, и разрушение частицы оказывается невозможным.

2.1 Аномальная зарядка частиц под действием жесткого рентгеновского излучения

Если создать условия для образования положительных зарядов на пылевых частицах (например, воздействовать на пылевые частицы интенсивным потоком фотонов достаточных энергий, приводящим к фотоэффекту), ситуация может кардинальным образом отличаться от предыдущей. Здесь силы электростатического отталкивания будут действовать непосредственно между узлами кристаллической решётки, формирующей пылевую частицу, так как электрические заряды в этих узлах оказываются нескомпенсированными отрицательными зарядами электронов, покинувших частицу в результате фотоэффекта. Когда давление электростатического отталкивания превысит прочностные характеристики материала, формирующего пылевую частицу, может произойти её разрушение. Электрический заряд, соответствующий такому процессу, будем называть критическим. Для создания условий получения критических зарядов на пылевых частицах необходимы источники фотонов (источники жёсткого рентгеновского излучения) высоких интенсивностей. К источникам рентгеновского излучения относятся: твердотельная среда катода сильноточного тлеющего разряда, генерация рентгеновского излучения при рассеянии мощных пикосекундных лазерных импульсов на релятивистских электронах, лазерно-электронные рентгеновские генераторы, тормозное рентгеновское излучение в рентгеновской трубке, тормозное гамма-излучение быстрых электронов ускорителя при их попадании на мишень, синхротронное излучение, рентгеновское излучение, излучение молодых звезд, вспышки сверхновых и пр. [5;21;24;27;89]. Так, например, с помощью синхротронного излучения можно создать поток фотонов с плотностью более 10^{12} фотонов/мм² · с. При этом средняя энергия излучения близка к 20 кэВ [30]. Лазерно-электронные генераторы способны создавать пучки фотонов с энергиями до 33 кэВ [26]. В ситуации положительных зарядов мелкодисперсных частиц указанный эффект ограничения их зарядов не имеет места, поскольку из-за нехватки электронов (отделенных от частицы за счет фотоэффекта) сила электростатического давления воздействует непосредственно на кристаллическую решетку, стремясь разрушить частицу.

В плазменной среде мелкодисперсные частицы могут приобрести достаточно большие электрические заряды. Так, в экспериментах [47] наблюдались заряды порядка $5 \cdot 10^7 e$, где $-e$ – заряд электрона. Из электростатики известно, что если по поверхности частицы радиуса a равномерно распределен заряд $q_d = Z_d e$, то на поверхность частицы изнутри воздействует давление

$$P = \frac{1}{8\pi} \frac{e^2}{a^4} Z_d^2, \quad (2.1)$$

В ситуации, когда давление (2.1) превосходит твердость $\sigma_{проч}$ вещества частицы, возможно ее раскалывание и разделение на фракции (ср. с [29]).

2.1.1 Зарядка пылевых частиц

Динамика заряда пылевой частицы описывается уравнением:

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = \sum_{\alpha} I_{\alpha}(q_d), \quad (2.2)$$

где полный ток $\sum_{\alpha} I_{\alpha}(q_d)$ определяется суммой электронного $I_e(q_d)$ и ионного $I_i(q_d)$ токов, а также тока фотоэлектронов $I_{ph}(q_d)$, образующихся в результате фотоэффекта при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом частицы. Покидая частицу в результате фотоэффекта, фотоэлектроны попадают в плазменную среду, вносят вклад в микроскопический ток электронов на пылевую частицу и тем самым оказывают влияние на процессы зарядки пылевых частиц. Также в полный ток вносит вклад обратный ток фотоэлектронов $I_{eph}(q_d)$, выбитых с соседних пылевых частиц, называемый обратным фототоком.

Выражения для электронного и ионного токов в случае положительного заряда пылевых частиц имеют вид [28]:

$$I_e(q_d) \approx -\pi e a^2 \sqrt{8T_e/\pi m_e} \cdot n_e (1 + eq_d/aT_e), \quad (2.3)$$

$$I_i(q_d) = \pi e a^2 n_i \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \frac{u_{T_i}}{u_i} \left(\frac{u_i + u_0}{u_{T_i}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{u_{T_i}^2}\right) + \frac{u_i - u_0}{u_{T_i}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{u_{T_i}^2}\right) \right) + \pi e a^2 n_i \sqrt{\frac{T_i}{4m_i}} \frac{u_{T_i}}{u_i} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{T_i}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{T_i}}\right) \right) \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{aT_i} + \frac{u_i^2}{u_{T_i}^2} \right), \quad (2.4)$$

где $n_i(e)$ – концентрация ионов (электронов), $T_i(e)$ – температура ионов (электронов), $m_i(e)$ – масса иона (электрона), $u_0 = \sqrt{T_i/m_i} u_{T_i} = \sqrt{2e^2 Z_d / a m_i}$ – тепловая скорость ионов. Из этих выражений видно, что члены, содержащие экспоненты и интегралы ошибок будут приводить к нелинейным эффектам в процессах зарядки.

Образуемый фотоэлектронами ток на пылевую частицу (носящий название обратного тока) имеет вид

$$I_{eph} = -n_d Z_d e \pi a^2 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{aT_e} \right), \quad (2.5)$$

а ток фотоэлектронов, покидающих пылевую частицу, равен

$$I_{ph} = \beta \pi a^2 e \int_{\max[\omega_R + (eq_d/a\hbar), \omega_{min}] }^{\omega_{max}} j_{ph}(\omega) d\omega. \quad (2.6)$$

Здесь n_d – концентрация пылевых частиц, $j_{ph}(\omega)$ – спектральная плотность потока электромагнитного излучения, ω_{max} – верхняя граница спектра излучения, ω_{min} – нижняя граница спектра излучения, ω_R – работа выхода материала, формирующего пылевые частицы, β – вероятность выбить электрон фотоном с поверхности пылевой частицы, $\hbar$ – постоянная Планка. Когда средняя энергия кванта рентгеновского излучения оказывается много больше величины $\omega_R + (eq_d/a\hbar)$ удобно вместо спектральной плотности потока фотонов рентгеновского излучения $j_{ph}(\omega)$ использовать среднюю плотность потока фотонов $\langle j_{ph} \rangle$.

Когда речь идет о критических зарядах, то $n_d \gg n_e, n_i$. Тогда устанавливающийся на частице заряд определяется из стационарного уравнения:

$$I_{ph}(q_d) + I_{eph}(q_d) = 0, \quad (2.7)$$

Такая ситуация может быть также реализована, например, в вакуумной камере, из которой предварительно откачано вещество, и в которую осуществляется впрыскивание (посредством диспенсера) мелкодисперсных частиц. Стенки вакуумной камеры предполагаются прозрачными для жесткого электромагнитного излучения, которое создается источником излучения высокой интенсивности. Частицы седиментируют в камере под действием силы тяжести и облучаются жесткими фотонами, которые выбивают электроны с поверхности мелкодисперсных частиц. В результате образуется плазма, состоящая из электронов и положительно заряженных мелкодисперсных частиц.

С учетом вышеприведенных формул, перепишем уравнение для изменения зарядового числа пылевой частицы:

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} = \pi a^2 \left(\langle j_{ph} \rangle \beta - n_d Z_d \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_e} \right) \right) = 0, \quad (2.8)$$

где $\langle j_{ph} \rangle = \int_{\max[\omega_R + (eq_d/a\hbar), \omega_{min}]}^{\omega_{max}} j_{ph}(\omega) d\omega$.

Решением 2.8, соответствующим положительному заряду пылевой частицы, является:

$$Z_d = \frac{1}{2} \left(\frac{a T_e}{e^2} \right) \left(\sqrt{1 + \frac{4(e^2/a T_e) \langle j_{ph} \rangle \beta}{n_d \sqrt{8T_e/\pi m_e}}} - 1 \right) \quad (2.9)$$

2.1.2 Дробление пылевых частиц

Условие раскалывания частицы (совпадающее в случае полиминеральной частицы с условием ее разделения на мономинеральные фракции) находится с помощью 2.1 и 2.9 и имеет вид:

Рисунок 2.1 — Зависимость минимальной плотности потока фотонов, необходимой для разлома мелкодисперсных частиц от их радиуса для различных значений концентраций пылевых частиц

$$a^3 n_d < \frac{\langle j_{ph} \rangle \beta \sqrt{T_e m_e}}{16 \sqrt{2\pi} \sigma_{проч}} \quad (2.10)$$

Здесь учтен тот факт, что, когда частица раскалывается, ее заряды являются достаточно большими, так что второе слагаемое в подкоренном выражении в правой части 2.8 оказывается много больше единицы. Дальнейшие вычисления производим в предположении, что основным веществом, составляющим частицу, является кварц. Данное рассмотрение представляет практический интерес для работы с золотоносными рудами конкретных месторождений [29]. Для таких частиц твердость вещества $\sigma_{проч} \approx 90 \text{ кбар}$.

Рис. 2.1 иллюстрирует минимальные плотности потока электромагнитного излучения, необходимые для раскалывания частиц, от их размеров, вычисленные при $T_e = 1$ эВ (типичная температура фотоэлектронов), $\beta = 0.1$, $\sigma_{проч} \approx 90 \text{ кбар}$.

Оценим на основе 2.10 возможность раскалывания частицы и разделения полиминеральной частицы на мономинеральные фракции в поле синхротронного излучения, образованного на установке ВЭПП-3 в Институте ядерной физики им. Будкера СО РАН и использующегося, в частности, для изучения структуры вещества. На ВЭПП-3 плотность потока синхротронного излучения из вигглера с полем 2 Т при энергии электронов 2 ГэВ и токе 100 мА на расстоянии 20 м от источника составляет более 10^{12} фотонов/мм²·с с учетом поглощения в выходном Ве окне толщиной 2 мм [30]. При этом средняя энергия излучения близка к 20 кэВ. Соответственно на меньших расстояниях от источника можно ожидать еще больших плотностей потока излучения. Так, на расстоянии 20 см от источника плотность потока синхротронного излучения из вигглера может достигать и даже превосходить значение 10^{16} фотонов/мм²·с, которое и используется в дальнейших вычислениях. Остальные параметры выбираются следующими: $T_e = 1$ эВ, $\beta = 0.1$, $\sigma_{проч}$.

Из условия 2.10 находим, что дробление частиц с размерами, меньшими или порядка 1 мкм, происходит при $n_d < 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, меньшими или порядка

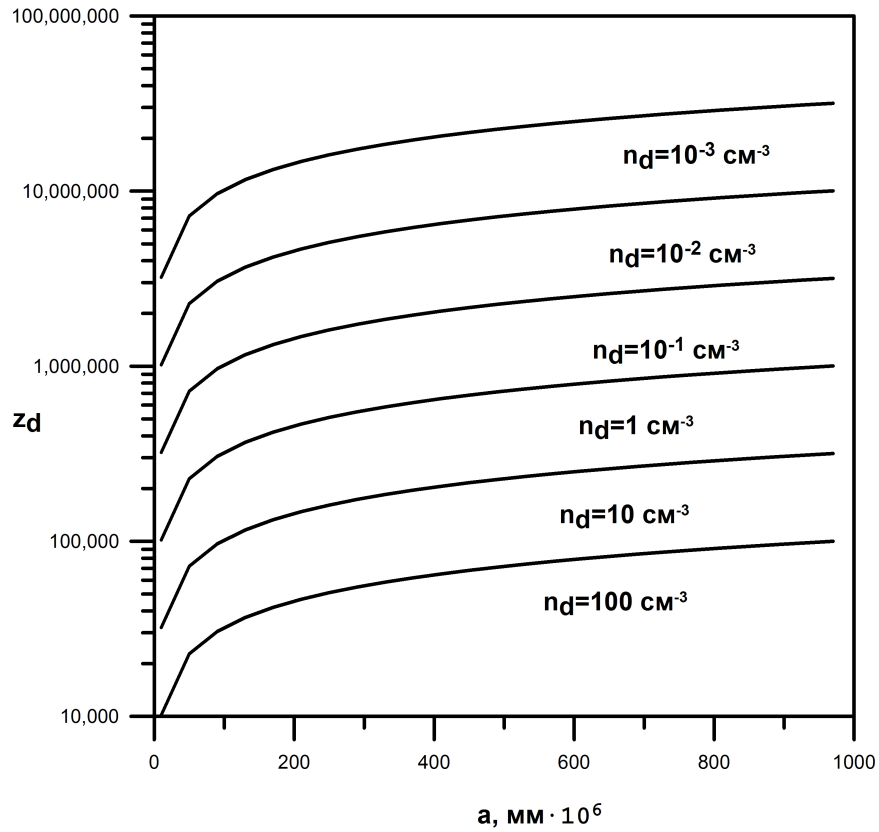


Рисунок 2.2 — Зависимость зарядового числа Z_d от размера мелкодисперсных частиц при плотности потока 10^{16} фотонов/мм² · с

100 нм — при $n_d < 1 \text{ см}^{-3}$, меньшими или порядка 10 нм — при $n_d < 10^3 \text{ см}^{-3}$, что указывает на принципиальную возможность дробления мелкодисперсных частиц и разделения полиминеральных частиц на мономинеральные фракции. Рис. 2.2 иллюстрирует заряды мелкодисперсных частиц для различных значений концентраций пылевых частиц в поле синхротронного излучения с плотностью потока 10^{16} фотонов/мм²·с. Видно, что заряды микронных частиц в поле такого излучения могут достигать величин, превосходящих 10^7 величины элементарного заряда.

Отметим, что столь значительные заряды достигаются при небольших концентрациях пыли. Данный факт обусловлен тем, что именно в случае небольших концентраций мелкодисперсных частиц количество электронов, образующихся в плазме вакуумной камеры оказывается невелико, и их воздействие (обратный ток), приводящий к уменьшению зарядов мелкодисперсных частиц, минимизируется. Аналогичного эффекта можно достигнуть и при больших концентрациях мелкодисперсных частиц, если удастся предложить механизм устранения фотоэлектронов из вакуумной камеры. Отметим, что подоб-

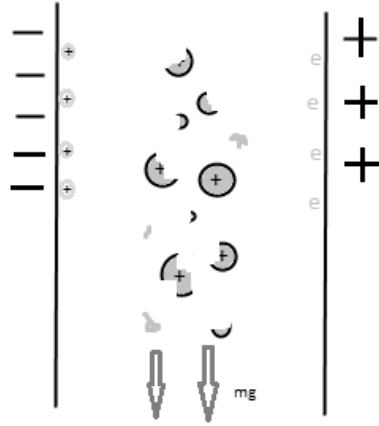


Рисунок 2.3 — Модель эксперимента по устранению фотоэлектронов

ный механизм был предложен для устранения свободных электронов из плазмы [47].

Если устранить ток фотоэлектронов, то частица будет принимать более высокие положительные заряды. Для осуществления этого процесса предложена схема экспериментальной установки (рис. 2.3), в которой облучаемые частицы помещены между положительно и отрицательно заряженными пластинами. В процессе зарядки эмитирующие с частиц электроны будут притягиваться к положительно заряженной пластине. Таким образом, ток фотоэлектронов на частицу будет равен нулю. Когда частицы начнут разламываться при некотором критическом заряде, их обломки под действием силы тяжести будут падать вниз, а мелкие фракции, которые требовалось отделить, притянутся к отрицательно заряженной пластине.

Для общности рассмотрим как эволюционирует заряд пылевых частиц в отсутствии обратного тока фотоэлектронов на частицы:

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = I_{ph}(q_d), \quad (2.11)$$

где выражение для фототока дается уравнением 2.6.

Решая уравнение 2.11 с учетом 2.6 для энергетического спектра СИ из 5-полюсного вигглера с полем 1.3 Т на ВЭПП-4М при энергии пучка 4 ГэВ [?], получаем поведение заряда от времени (2.4).

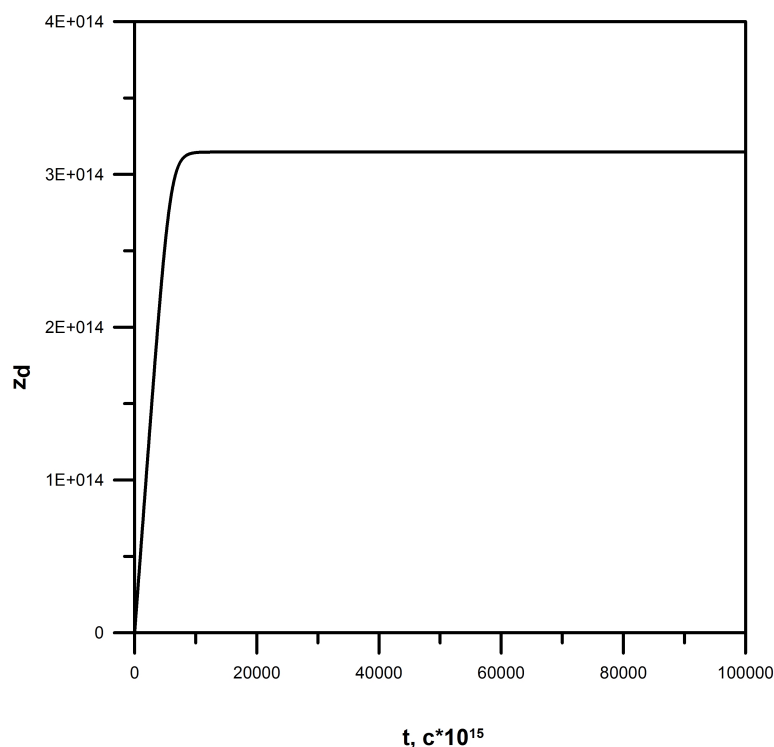


Рисунок 2.4 — Зависимость зарядового числа от времени в отсутствие фототока

2.2 Зарядка частиц под действием высокоэнергетичного пучка электронов

В последние годы пылевая плазма, содержащая частицы с размерами от нескольких десятков нанометров до нескольких сот микрометров вызывает особый интерес в научных исследованиях [53;89;90]. Заряженные пылевые частицы могут влиять (или даже существенно влияют) на физико-химические процессы в пылевой плазме. Таким образом, проблемы зарядки нано- и микромасштабных пылевых частиц в пылевой плазме представляют значительный интерес.

В данном разделе рассматриваются процессы достижения пылевыми частицами аномально высоких зарядов под действием пучка электронов с характерной энергией в несколько десятков кэВ. Оказывается, что под воздействием достаточно интенсивного потока электронов пучка, пылевые частицы в плазме могут приобретать аномально высокий заряд. В работе установлено, что помимо тока электронного пучка, а также потоков электронов и ионов окружающей плазмы на пылевую частицу (описываемых в рамках зондовой модели), важнейшим током, влияющим на величину заряда пылевой частицы, является

ток автоэлектронной эмиссии. Именно этот ток значительно снижает величину отрицательного заряда на пылевой частице. Ток автоэлектронной эмиссии, модифицированный эффектом Шоттки понижает величину максимально возможного зарядового числа пылевой частицы и в конечном счете определяет зарядку частиц в пылевой плазме под воздействием электронного пучка.

Проводится сравнение полученных результатов с экспериментом [47], в котором пылевые частицы заряжались под воздействием потока электронов пучка с характерной энергией около 25 кэВ. Установленный в диссертации результат качественно подтверждается проводимыми экспериментами по аномально высокой зарядке пылевых частиц.

2.2.1 Зарядка пылевых частиц

Изменение заряда пылевых частиц q_d описывается выражением

$$dq_d/dt = \sum_{\alpha} I_{\alpha}(q_d), \quad (2.12)$$

где $I_{\alpha}(q_d)$ описывает различные токи на пылевую частицу. Среди них значимыми являются микроскопические токи на пылевую частицу электронов ($I_e(q_d)$) и ионов ($I_i(q_d)$), ток электронного пучка ($I_{eb}(q_d)$), ток термоэлектронной эмиссии ($I_T(q_d)$), ток автоэлектронной эмиссии ($I_A(q_d)$), токи вторичной электронной эмиссии упругого и неупругого отражения соответственно ($I_{RI}(q_d)$) и ($I_{RII}(q_d)$).

Можно оценить ток пучка электронов для параметров [47], а именно, для общего тока электронного пучка $I_{eb0} = 10$ мА и радиуса пучка $R = 3$ мм, находим

$$I_{eb}(q_d) \approx I_{eb0} (a/R)^2 \approx 1.74 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}, \quad (2.13)$$

где a радиус пылевой частицы. Микроскопический ток электронов на пылевую частицу $I_e(q_d)$ экспоненциально мал по сравнению с $I_{eb}(q_d)$. Микроскопический ток ионов $I_i(q_d)$ также пренебрежимо мал из-за меньшей мобильности ионов по

сравнению с электронами. Ток термоэлектронной эмиссии

$$I_T(q_d) = \frac{4\pi m_e |e|}{(2\pi\hbar)^3} T^2 \exp(-\chi/T), \quad (2.14)$$

где T – температура материала пылевой частицы, m_e – масса электрона, e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, χ – работа выхода материала пылевых частиц. Для типичной температуры пыли $T \sim 500$ К (см., напр., [47]), ток термоэлектронной эмиссии много меньше тока электронного пучка. Ток вторичной электронной эмиссии может быть представлен как $I_R(q_d) \approx \sigma(W_e)I_{eb}$, где $\sigma(W_e) \ll 1$ для бомбардировки электронами с энергиями порядка несколько десятков эВ [54]. Таким образом, током вторичной электронной эмиссии можно пренебречь.

Наиболее интересный ток, который следует принимать во внимание и который существенным образом влияет на протекание процессов в данной системе, это ток автоэлектронной эмиссии. Благодаря воздействию пучка электронов на частицы в плазме, они приобретают высокие отрицательные заряды. На рис. 2.5 показана схема автоэлектронной эмиссии, возникающей в пылевой плазме в случае высоких зарядов пылевых частиц. Пылевая частица, приобретая высокий заряд, создает сильное электрическое поле, так что потенциальная энергия электрона на поверхности частицы $q_d e/a$ превышает работу выхода χ материала частицы. Большие электрические поля могут приводить к появлению тока автоэлектронной эмиссии с поверхности пылевых частиц, который будет приводить к уменьшению отрицательного заряда частиц. Фактически, отрицательный заряд, приобретаемый частицами, уменьшает потенциальный барьер, связанный с работой выхода материала. В этих условиях туннельный эффект [55] для электронов на поверхности частиц, которые могут проходить через барьер, может быть эффективным.

Плотность тока автоэлектронной эмиссии для проводящих сферически-симметричных частиц

$$j_A = \frac{16\pi m_e}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{D(E) E dE}{\exp((E - \mu)/T) + 1}, \quad (2.15)$$

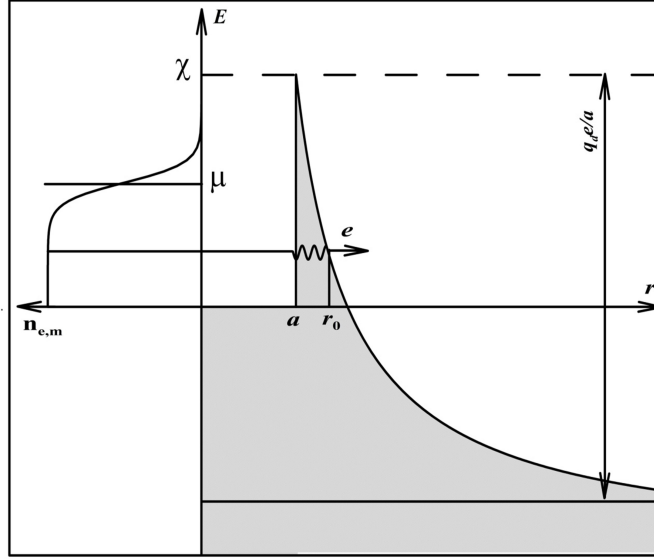


Рисунок 2.5 — Схема автоэлектронной эмиссии, возникающей в пылевой плазме в случае высоких зарядов пылевых частиц. Ось ординат показывает полную энергию электронов E . Правая сторона рисунка показывает потенциальный барьер и проникновение электронов e через барьер. Левая сторона рисунка показывает распределение плотности электронов Ферми-Дирака.

где E суммарная энергия электронов, μ — энергия Ферми, $D(E)$ — проникаемость потенциального барьера,

$$D(E) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m_e} \int_a^{r_0} \sqrt{U(r) - E} dr \right\}, \quad (2.16)$$

где $r_0 = Z_d e^2 / (E - \chi + Z_d e^2 / a)$ показан на Рис. 2.5, $q_d = e Z_d$, $U(r)$ — потенциальная энергия,

$$U(r) = \chi - \frac{Z_d e^2}{a} + \frac{Z_d e^2}{r} - \frac{e^2 a^3}{2r^2(r^2 - a^2)}. \quad (2.17)$$

Четвертый член в правой стороне выражения (2.17) должен учитываться, если принимается во внимание эффект Шоттки [56], понижающий потенциальный барьер и увеличивающий эмиссионный ток в присутствии электрического поля. Отметим, что данная постановка применима в условиях, когда пылевые частицы состоят из проводящих материалов, внутри объема которых имеет место электронный ферми-газ. В случае диэлектриков надо аккуратно рассматривать

процессы, происходящие непосредственно на поверхностях пылевых частиц, что является достаточно нетривиальной задачей.

Чтобы определить равновесный заряд пылевых частиц, то есть заряд, при котором суммарный ток на пылевую частицу исчезает, нужно решить уравнение

$$\sum_{\alpha} I_{\alpha}(q_d) = 0. \quad (2.18)$$

Найдем зависимость равновесного заряда частицы для алюминиевых частиц ($\chi \approx 4.18$ эВ) для условий эксперимента [47] ($T = 500$ К, $I_{eb0} = 10$ мА, $R = 3$ мм). В этом случае наиболее существенными токами являются ток автоэлектронной эмиссии и ток электронного пучка. Результаты вычислений представлены на Рис. 2.6. Можно увидеть нелинейный характер зависимости заряда пылевых частиц от их размера для типичной для пылевой плазмы ситуации, когда равновесный заряд частиц пропорционален их радиусу [90]. Более того, зарядовые числа пылевых частиц с размерами $a \leq 300$ мкм, представленные на Рис. 2.6, много меньше зарядовых чисел ($\sim 10^9$), определенных из условий равенства потенциальной энергии электрона в электростатическом поле заряженной пылевой частицы и кинетической энергии электронов в пучке. Это означает, что в рассматриваемой ситуации 1) потенциальная энергия электрона в электростатическом поле частицы много меньше энергии электронов в пучке и 2) автоэлектронная эмиссия уменьшает рост абсолютного значения заряда пылевых частиц.

2.3 Процессы зарядки и дробления частиц в космической плазме

Пыль присутствует в большом количестве в космосе. Особенно важны ее свойства в протопланетных дисках, где концентрация пыли может достигать нескольких сот частиц на кубический сантиметр. Согласно современным теориям именно плазменно-пылевые неустойчивости должны приводить к формированию планетезималей, а затем и планет. Современные наблюдения позволяют измерить распределение частичек пыли по размерам в протопланетных дисках [?; ?]. Согласно этим исследованиям в середине протопланетного диска

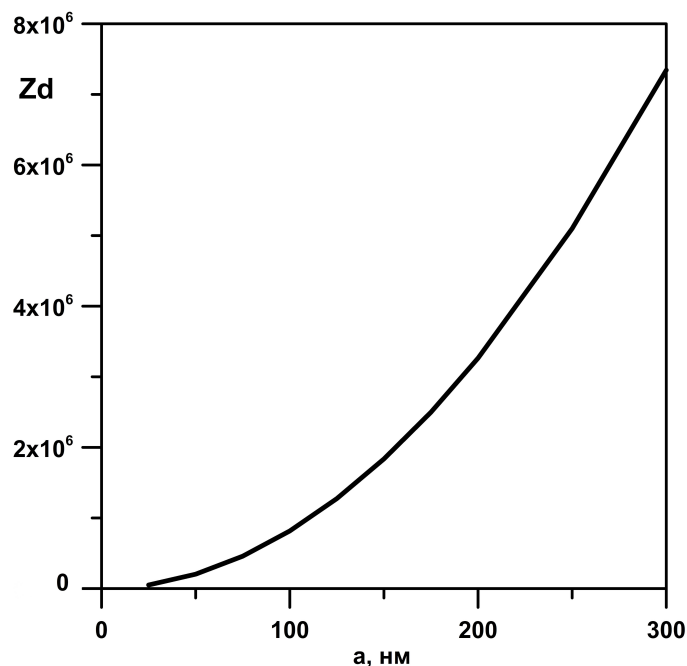


Рисунок 2.6 — Зависимости заряда пылевых частиц от их размера для алюминиевых частиц

могут находиться пылевые конгломераты размером до 1 сантиметра из-за коагуляции более мелкой пыли, в то время как на периферии диска пыль имеет существенно более мелкие размеры – менее 1 мкм. Состав пыли – силикатные и графитовые частицы. Характерный размер силикатных частиц $= 0.3$ мкм, отношение массы газа к массе пыли порядка 100. Графитовые частицы подразделяются на очень мелкие частицы и полиароматические углеводороды, размеры которых достигают 10^{-3} мкм, отношение массы газа к массе двух указанных компонент пыли 10^5 и 10^4 соответственно.

Для объяснения данного распределения пыли по размерам предлагается следующий механизм. В центре пылевого диска находится мощный источник рентгеновского излучения. Под действием него пыль начинает заряжаться. Фотоны выбивают с поверхности пылевых частиц электроны вследствие фотоэффекта. В результате возникает фототок с пылевых частиц и обратный ток выбитых фотоэлектронов с соседних частиц на другие частицы. Токи электронов и ионов оказываются на 5 порядков меньше фототока для данных параметров пылевой плазмы и не вносят значимого вклада в зарядку пылевых частиц. В результате частицы приобретают положительный заряд. Когда давление электрического поля вследствие зарядки частицы и образования нескомпенсированного положительного заряда на поверхности превышает прочностные характеристики частицы, частица может разломаться. Данный механизм дробления частиц

вследствие аномальной зарядки может приводить к образованию более мелких пылевых частиц и их переносу на периферию диска.

В дальнейшем планируется всесторонне проанализировать и развить данный механизм, а также провести ряд численных симуляций процессов зарядки, слипания и дробления пылевых частиц в протопланетных дисках. Результаты будущего исследования позволят прояснить особенности распределения пылевых частиц по размерам в протопланетных дисках, что может помочь в построении детальных теорий формирования планетных систем.

2.4 Выводы

Исследованы процессы зарядки пылевых частиц в плазме под действием жесткого рентгеновского излучения и под действием высокоэнергетичного пучка электронов.

Рассмотрена возможность разрушения полиминеральных микрочастиц вследствие аномально высокой зарядки микрочастиц в пылевой плазме. В результате воздействия интенсивного рентгеновского излучения частицы в плазме приобретают аномально высокие положительные заряды. Получено выражение, описывающее этот процесс. Показано, что электростатическое давление на поверхности заряженных пылевых частиц может оказывать влияние на прочностные характеристики этих частиц, и даже приводить к их полному или частичному разрушению. Определены минимальные размеры жизнеспособных пылевых частиц, находящихся под воздействием интенсивного рентгеновского излучения. Оказывается, что если для получения интенсивных потоков фотонов использовать современные источники синхротронного излучения, то можно создать условия, при которых жизнеспособными могут оказаться частицы с размерами, не превышающими несколько сот нанометров. Таким образом, для разрушения полиминеральных микрочастиц необходимо создание условий, приводящих к их положительной зарядке, например, с помощью синхротронного излучения.

Разработана модель, описывающая процессы зарядки пылевых частиц, находящихся под воздействием потока электронов пучка с характерной энерги-

ей около 25 кэВ. Оказывается, что под воздействием достаточно интенсивного потока электронов пучка, пылевые частицы в плазме могут приобретать аномально высокий заряд. Установлено, что помимо тока электронного пучка, а также потоков электронов и ионов окружающей плазмы на пылевую частицу (описываемых в рамках зондовой модели), важнейшим током, влияющим на величину заряда пылевой частицы, является ток автоэлектронной эмиссии. Именно этот ток значительно снижает величину отрицательного заряда на пылевой частице. Установленный результат качественно подтверждается проводимыми экспериментами по аномально высокой зарядке пылевых частиц.

Глава 3. Волновые процессы в пылевой плазме приповерхностного слоя Луны

В данной главе рассматриваются волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Луны в ситуациях, когда Луна находится вне и внутри хвоста магнитосферы Земли.

3.1 Описание плазменно-пылевой системы у поверхности Луны и история наблюдений лунной пыли

В настоящее время немаловажная роль в космических исследованиях принадлежит выявлению свойств и проявлений заряженной пыли у поверхности Луны и в лунной экзосфере. В России готовятся миссии “Луна-25” и “Луна-27”. На посадочных модулях станций “Луна-25” и “Луна-27” предполагается разместить аппаратуру, которая будет как непосредственно детектировать пылевые частицы над поверхностью Луны, так и осуществлять оптические измерения. В недавней американской миссии LADEE (“Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer” – “Исследователь лунной атмосферы и пылевой среды”) [84] лунная пыль изучалась с помощью наблюдений с орбиты.

Наблюдения лунной пыли имеют довольно давнюю историю. Астронавты, побывавшие на Луне, выяснили, что слой пыли на лунной поверхности составляет несколько сантиметров. Во время космических миссий кораблей Аполлон к Луне было замечено, что солнечный свет рассеивается в области терминатора, что, в свою очередь, приводит к формированию лунных зорь (“lunar horizon glow”) и стримеров над лунной поверхностью [85]. Последующие наблюдения показали, что при этом рассеяние солнечного света наиболее вероятно происходит на заряженных пылевых частицах, источником которых служит поверхность Луны [86]. На основе данных спускаемых космических аппаратов Surveyor был сделан вывод, что пылевые частицы с размерами около 5 мкм могут подниматься над поверхностью Луны на высоты порядка 10 см. В миссиях Аполлон проводились наблюдения субмикронной пыли в лунной экзосфере на высотах

вплоть до (примерно) 100 км. Аналогичные выводы можно сделать из наблюдений лунного орбитального аппарата LADEE, в рамках которых было продемонстрировано существование на высотах от 30 до 110 км пылевых частиц со скоростями порядка первой космической скорости для Луны [87]. Тот факт, что пыль может парить над поверхностью Луны, способствует объяснению ряда кратковременных лунных явлений таких, как потемнения, красноватое и голубоватое сияние, смутная видимость, зори, а также теневые и контрастные эффекты.

Фактически общепринятым в настоящее время считается, что пыль над лунной поверхностью является составной частью плазменно-пылевой системы. Поверхность Луны заряжается под действием электромагнитного излучения Солнца, плазмы солнечного ветра, плазмы хвоста магнитосферы Земли, если Луна находится в хвосте магнитосферы. При взаимодействии с солнечным излучением поверхность Луны испускает электроны вследствие фотоэффекта, что приводит к формированию над поверхностью слоя фотоэлектронов. К появлению фотоэлектронов приводит также их испускание пылевыми частицами, парящими над поверхностью Луны, вследствие взаимодействия последних с электромагнитным излучением Солнца. Пылевые частицы, находящиеся на поверхности Луны или в приповерхностном слое, поглощают фотоэлектроны, фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра, а если Луна находится в хвосте магнитосферы Земли, то электроны и ионы плазмы магнитосферы. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью Луны, подъему и движению пыли.

Интерес к описанию плазменно-пылевой системы в окрестности Луны резко возрос в конце 1990-х годов, что было связано с разработкой к этому времени методов исследования пылевой плазмы, в том числе, и в природных системах [88–91]. Существенное внимание уделялось экспериментальным методам исследований, моделирующим условия вблизи поверхности Луны [92–98]. Что касается теоретических исследований плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое Луны, то сначала они осуществлялись, главным образом, на основе рассмотрения движения единичных заряженных пылевых частиц [99–102]. При этом пренебрегалось влиянием фотоэлектронов от парящих пылевых частиц, поскольку для описания этого эффекта необходимо иметь данные о приповерхностной концентрации пыли на Луне. Однако для того, чтобы дать адек-

ватное теоретическое описание концентраций заряженной пыли над Луной, необходимо проводить учет влияния фотоэлектронов от пылевых частиц, которые воздействуют на заряды (и, соответственно, траектории) последних. Такой учет был осуществлен в работах [57; 59]. Анализ плазменно-пылевого слоя, образующегося вблизи освещенной части поверхности Луны, проводился также в работах [103–106]. В результате были определены характерные параметры плазменно-пылевой системы над поверхностью освещенной части Луны, что представляется важным [107] с точки зрения развития экспериментальных методов анализа частиц лунной пыли, выявления свойств плазмы над Луной, измерения электрических полей у лунной поверхности в рамках будущих лунных миссий и т.д.

Важное место в исследованиях свойств плазмы занимает изучение волновых процессов. В пылевой плазме у поверхности Луны могут возникать условия для существования линейных и нелинейных волн, развития неустойчивостей и плазменных турбулентностей.

В данной главе в начале будет приведено описание процессов в пылевой плазме у поверхности Луны, в случае, когда она находится вне хвоста магнитосферы Земли. Далее будут рассмотрены неустойчивости и турбулентные движения в плазме приповерхностного слоя Луны во время ее нахождения в хвосте магнитосферы Земли.

3.2 Пылевая плазма у поверхности над освещенной частью Луны в ситуации, когда Луна находится вне магнитосферы Земли

Перечислим основные свойства плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над освещенной частью Луны в ситуации, когда Луна не находится в хвосте магнитосферы Земли, и, соответственно, влияние плазмы хвоста магнитосферы на освещенную сторону Луны несущественно. В этой ситуации составными частями плазменно-пылевой системы являются нейтралы разреженной лунной атмосферы, электроны и ионы солнечного ветра, заряженные частицы пыли, фотоэлектроны, образующиеся при взаимодействии с солнечным излучением поверхности Луны и пылевых частиц, парящих над поверхностью

Луны. Химические составляющие разреженной лунной атмосферы, полученные в рамках LACE (Lunar Atmospheric Composition Experiment), приведены в табл. 1 [108].

Таблица 1. Химические составляющие лунной атмосферы

Вещество	He	Ar	CH ₄	N ₂	CO	CO ₂
Концентрация, см ⁻³	2 · 10 ³ (днем) 4 · 10 ⁴ (ночью)	1 · 10 ⁵ (днем) 4 · 10 ⁴ (ночью)	1 · 10 ⁴ (перед восходом Солнца)	8 · 10 ² (перед восходом Солнца)	1 · 10 ³ (перед восходом Солнца)	1 · 10 ³ (перед восходом Солнца)

Несмотря на существование нейтралов в лунной атмосфере над освещенной частью Луны с концентрацией порядка 10⁵ см⁻³, фотоионизацией нейтралов и, соответственно, возникновением электронов и ионов в результате фотоионизации можно пренебречь, поскольку значительные временные масштабы фотоионизации (порядка 10–100 земных дней) и быстрый (~ 1 с) захват ионов солнечным ветром ограничивают концентрации электронов и ионов, образующихся в результате фотоионизации нейтралов, величинами по порядку ~ 1 см⁻³ [109], что существенно меньше, чем концентрации электронов и ионов солнечного ветра ~ 10 см⁻³.

Вычисление распределений пыли и электронов в приповерхностном слое освещенной части Луны производится на основе теоретической модели [59], в которой зарядка пылевых частиц над поверхностью Луны вычисляется на основе зондовой модели с учетом влияния фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также солнечного излучения. Не учитывается воздействие светового давления на динамику пылевых частиц, поскольку, как показывают оценки, указанное воздействие сказывается лишь для частиц с размерами, заведомо не превышающими 1 нм. Производится учет фотоэлектронов как от лунной поверхности, так и от поверхностей парящих над Луной пылевых частиц. Рассмотрение фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц требует самосогласованного описания, поскольку фотоэлектроны влияют на распределения пылевых частиц, в то время как распределения пылевых частиц определяют количество фотоэлектронов. Ввиду самосогласованного характера задачи решить ее удастся только численными методами, использующими итерации. В нулевом

приближении пренебрегается эффектами фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц. При этом определяются распределения пыли над поверхностью Луны. После чего вычисляются распределения фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц для тех распределений пыли, которые были рассчитаны на предыдущем шаге. Далее, вычисляются распределения пыли, но уже с новыми распределениями фотоэлектронов над поверхностью Луны. Затем для так вычисленных распределений пыли определяются распределения фотоэлектронов и т.д.

Для определения распределений (по размерам и высотам) пылевых частиц над поверхностью Луны вычисляется вероятность присутствия частицы на определенной высоте (обратно пропорциональная времени присутствия частицы на этой высоте). Указанная вероятность умножается на нормировочный множитель, который вычисляется таким образом, чтобы обеспечить адекватное описание распределения (по размерам) лунной пыли, находящейся на поверхности Луны. Для определения нормировочного множителя использовались данные [97] в диапазоне размеров частиц пыли на поверхности Луны от 20 до 500 мкм. Эти данные позволяют построить распределение пылевых частиц на поверхности Луны (рис. 1), находящееся в хорошем согласии с распределением Колмогорова [110], которое характеризует распределение частиц по размерам для случая многократного дробления. Указанный факт согласуется с выводами [97] о том, что лунная поверхность представляет собой реголит, эволюционирующий в результате многократного дробления в результате ударов метеороидов. Естественно, что в реголите представлены как микрометровые, так и нанометровые частицы. В [110] показано, что для случая многократного дробления распределение Колмогорова остается справедливым, по крайней мере, для размеров частиц, больших или порядка 100 нм, что позволяет нам продлить полученное на основе данных [97] распределение пылевых частиц лунной поверхности в сторону меньших размеров вплоть до размеров порядка 100 нм.

Важным параметром, необходимым для расчетов, является концентрация фотоэлектронов непосредственно у поверхности Луны, которые возникают, главным образом, от ее поверхности (но не от поверхностей парящих пылевых частиц) при взаимодействии с солнечным излучением [105; 106]. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям определяется стандартным обра-

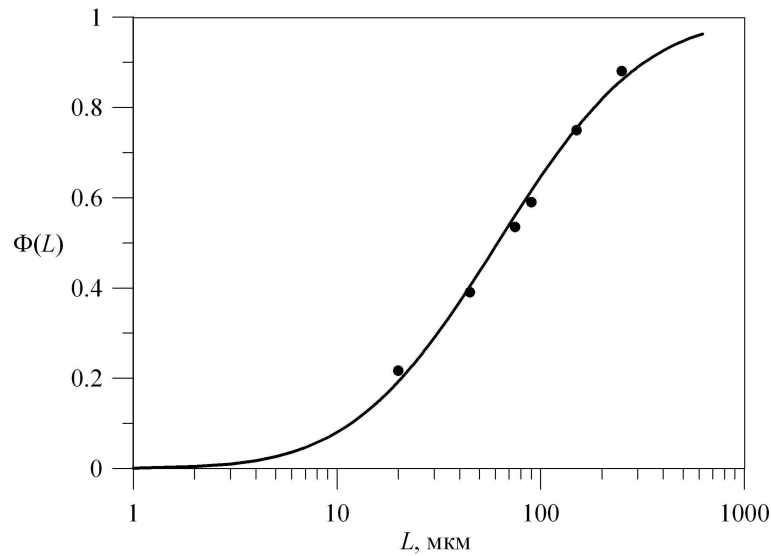


Рисунок 3.1 — Теоретическое распределение Колмогорова [110], описывающее данные наблюдений пылевых частиц на поверхности Луны (сплошная кривая). Точки соответствуют данным, приведенным в работе [97].

зом [111] на основе расчета плотности потока фотоэлектронов, испускаемых твердым телом под действием излучения. Полученная таким образом функция распределения может быть использована для нахождения концентрации N_0 и температуры T_e фотоэлектронов в приповерхностном слое Луны. При вычислении функции распределения фотоэлектронов, их концентрации и температуры важными параметрами являются квантовый выход и работа выхода лунного реголита. Несмотря на существенные вариации количества энергии, излучаемой Солнцем в ультрафиолетовом диапазоне (основном с точки зрения испускания фотоэлектронов), эти вариации не приводят к существенным (на порядки величины) изменениям значений N_0 и T_e [105]. Типичные значения работы выхода W для лунного реголита, как полагают [112], варьируются в пределах $5 \div 6$ эВ.

Квантовый выход, определяющий число электронов, выбиваемых с поверхности одним фотоном, является весьма важным параметром, требующим дальнейших уточнений. Действительно, в работах, посвященных исследованию плазменно-пылевой системы и/или фотоэлектронам у поверхности Луны, как правило, используются зависимости значения квантового выхода, приведенные в работах [111] и [74]. Наиболее вероятный квантовый выход вещества лунной поверхности, приведенный в [111] (Рис. 11), может быть аппроксимирован сле-

дующим образом:

$$\begin{aligned} Y(E_{ph}) &= 0, & E_{ph} < 6, \\ Y(E_{ph}) &\approx 0.02 + 0.06(E_{ph} - 6), & 6 \leq E_{ph} \leq 9, \\ Y(E_{ph}) &\approx 0.2, & E_{ph} \geq 9. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь энергия фотона E_{ph} выражается в эВ; подразумевается, что работа выхода $W = 6$ эВ. Квантовый выход, полученный в [74], является результатом экспериментального исследования, выполненного на образцах лунной пыли, доставленных на Землю в миссиях Аполлон-14 и 15. Зависимость квантового выхода [74] существенным образом отличается от теоретической (полуэмпирической) зависимости (3.1). Прежде всего, максимальное значение квантового выхода [74], приблизительно равное 0.09 ± 0.003 , достигается при длине электромагнитной волны, приблизительно равной $900 \text{ \AA}$, что, в свою очередь, соответствует $E_{ph} \approx 13.7$ эВ. При значениях E_{ph} больших и меньших 13.7 эВ, величина квантового выхода существенным образом уменьшается (на несколько порядков величины). Так при $E_{ph} \approx 7$ эВ $Y(E_{ph})$ падает до значения $\sim 10^{-6}$, при приближении E_{ph} к работе выхода квантовый выход уменьшается еще на 1-2 порядка величины.

В табл. 2 приведены параметры фотоэлектронов (N_0 , T_e), рассчитанные [105] при $\cos \theta = 1$ (здесь θ – угол между местной нормалью и направлением на Солнце), в приповерхностном слое освещенной части Луны для различной солнечной активности, соответствующей солнечной вспышке класса X28 (столбец I), солнечному максимуму (столбец II) и солнечному минимуму (столбец III), и различных значений квантового выхода (строки, характеризующие индексом “Y1” в N_0 и T_e соответствуют квантовому выходу (3.1), а индексом “Y2” – квантовому выходу из работы [74]). Из табл. 2 видно, что существенная разница в значениях квантового выхода [111] и [74] приводит к совершенно различным характеристикам фотоэлектронов у поверхности Луны, полученным в расчетах. Зависимость параметров N_0 и T_e от солнечной активности не столь существенная. Различия в квантовом выходе [111] и [74] также существенно более сильно сказываются на расчетах, чем вариации работы выхода ($5 \div 6$ эВ). Значения N_0 при $\cos \theta \neq 1$ получаются умножением данных табл. 2 на значение $\cos \theta$. Электронная температура T_e не зависит от $\cos \theta$.

Таблица 2. Параметры фотоэлектронов в приповерхностном слое освещенной части Луны для различной солнечной активности и различных значений квантового выхода

	I	II	III
$N_{0Y1}, \text{ cm}^{-3}$	$2.2 \cdot 10^5$	$2.1 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^5$
$T_{eY1}, \text{ eV}$	0.2	0.1	0.1
	I	II	III
$N_{0Y2}, \text{ cm}^{-3}$	$8.6 \cdot 10^2$	$2.9 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$
$T_{eY2}, \text{ eV}$	2.1	1.9	1.3

Разница в расчетах с квантовыми выходами [111] и [74] обусловлена тем, что в первом случае существенный вклад вносят фотоны с энергиями, близкими к работе выхода. Именно эти фотоны, число которых велико, приводят к испусканию основной части фотоэлектронов. Во втором случае квантовый выход для энергий, достаточно близких к работе выхода, чрезвычайно мал, и генерация фотоэлектронов обусловлена, в основном, фотонами, соответствующими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения, связанного с линией H Лайман-альфа (H Lyman-alpha) в спектре солнечного излучения. Соответственно, во втором случае число фотоэлектронов оказывается существенно меньшим, чем в первом, а температура – существенно большей.

Следует отметить, что несмотря на то, что средняя энергия фотоэлектронов (и, соответственно, их температура) в первом случае оказывается существенно меньшей, чем во втором, в первом случае также присутствует значительное число фотоэлектронов с энергиями порядка 1 эВ. Функции распределения фотоэлектронов в этом случае отличаются от максвелловских [105]. Отличие вызвано тем, что в эти функции распределения существенный вклад вносят фотоэлектроны (с энергиями, меньшими 0.1 эВ), выбитые с поверхности лунного реголита фотонами с энергиями, близкими к работе выхода. Кроме того, распределение фотоэлектронов с энергиями 1–2 эВ, чье происхождение связано с фотонами, соответствующими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения, оказывается на 1–3 порядка величины больше соответствующего максвелловского распределения. Суммарная функция распределения в первом случае является суперпозицией функции распределения фотоэлектронов, выбитых фотонами с энергиями, близкими к работе выхода, и имеющих температуру

порядка 0.1 – 0.2 эВ, а также функции распределения фотоэлектронов, связанных с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения и имеющих температуру порядка 1 эВ. Хотя количество электронов с энергиями порядка 1 эВ на 2-3 порядка меньше числа фотоэлектронов с меньшими энергиями, фотоэлектроны с энергиями порядка 1 эВ должны наблюдаться при проведении соответствующих измерений.

Отличие от максвелловского распределения еще более существенно для функций распределения, вычисленных для значений квантового выхода из работы [74] [105]. При этом относительное количество электронов с энергиями порядка 1 эВ оказывается существенно большим, чем в первом случае, характеризуемым квантовым выходом (3.1). Кроме того, относительное число электронов с энергиями меньше или порядка 0.1 эВ также достаточно велико. Таким образом, и в этом случае (когда квантовый выход определяется экспериментальной зависимостью [74]) наблюдаться должны фотоэлектроны как с энергиями порядка 1 эВ, так и с энергиями порядка 0.1 эВ. Абсолютное значение концентрации фотоэлектронов с энергиями порядка 1 эВ в первом случае, характеризуемом квантовым выходом (3.1), оказывается даже больше, чем эта величина во втором случае. Причиной являются значения квантового выхода, которые даже в максимуме кривой, представленной в [74], не превосходят значений, определяемых выражением (3.1) для соответствующих энергий фотонов.

К сожалению, значения квантового выхода в работах [111] и [74] недостаточно обоснованы, что, в частности, обусловлено существенной сложностью обеспечить доставку лунного грунта так, чтобы избежать его взаимодействия с земной атмосферой. В этой связи, существенный интерес представляет использование возможности измерения квантового выхода и работы выхода лунного реголита непосредственно на поверхности Луны в рамках будущих лунных миссий. Схема соответствующих экспериментов приведена в работе [105].

Зависимость концентрации фотоэлектронов $n_{e,ph}$ как функции высоты h исследовалась численными методами в диапазоне углов θ от 0° до 89° [59]. Оказалось, что эта зависимость с хорошей точностью может быть описана формулой

$$n_{e,ph}(h) \approx N_0 \frac{\cos \theta}{[1 + \sqrt{\cos \theta/2}(h/\lambda_D)]^2} + N_e (h/h_1)^p, \quad (3.2)$$

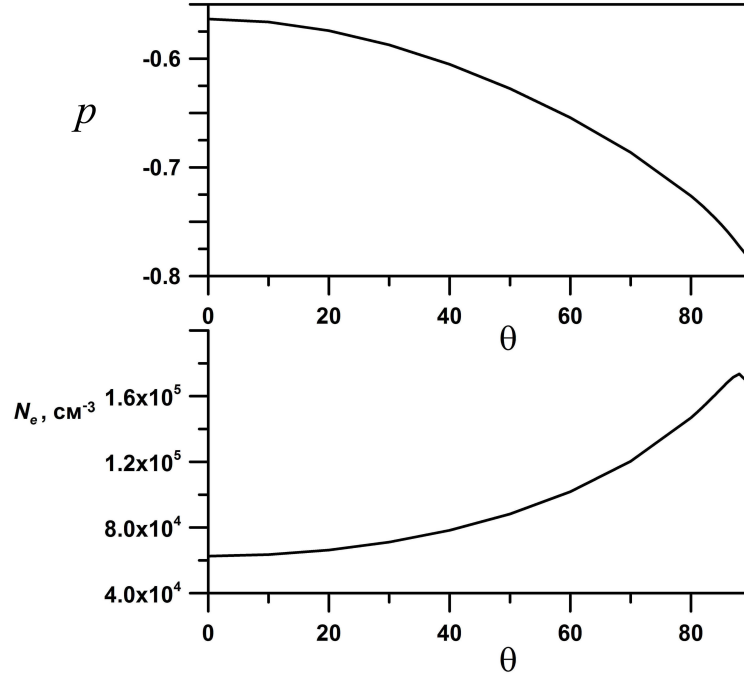


Рисунок 3.2 — Величины p и N_e в зависимости от угла θ для участков лунного реголита.

где $h_1 = 1$ см, $\lambda_D = \sqrt{T_e/4\pi N_0 e^2}$, e – элементарный заряд, величины p и N_e зависят от работы выхода вещества лунного грунта и представлены на рис. 3.6 для участков лунного реголита, характеризуемого работой выхода $W = 6$ эВ и квантовым выходом (3.1). Анализ соотношения (3.2)) для этих данных показывает, что уже на высотах в несколько сантиметров и выше над поверхностью Луны фотоэлектроны от поверхностей парящих пылевых частиц (описываемые вторым слагаемым в правой части (3.2)) превалируют над фотоэлектронами от поверхности Луны (описываемыми первым слагаемым в правой части этого соотношения). Выражение (3.2) оказывается справедливым вплоть до высот порядка нескольких десятков метров, когда либо нарушается квазинейтральность в солнечном ветре (что происходит на высотах $h > h_{max} \sim (u_S/v_{Te,ph})^2 \lambda_{DS}$, где u_S – скорость солнечного ветра, $v_{Te,ph}$ – тепловая скорость фотоэлектронов, λ_{DS} – дебаевский радиус электронов в солнечном ветре), либо определяемая выражением (3.2) концентрация фотоэлектронов сравнивается с концентрацией электронов солнечного ветра. Образование фотоэлектронов в приповерхностном слое Луны – важный эффект, связанный с формированием плазменно-пылевой системы.

Данные, характеризующие распределения пылевых частиц для условий, соответствующих участкам лунного реголита ($W = 6$ эВ, квантовый выход

(3.1)), полученные на основе метода, развитого в [59] приведены на рис. 3 для данных $N_0 = 2.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.15 \text{ эВ}$. На рис. 3 (a)–(c) представлены гистограммы, описывающие результаты расчетов концентраций пылевых частиц над поверхностью Луны для углов θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равных 77, 82 и 87. Длина одноцветного горизонтального участка на каждом из этих графиков характеризует концентрацию частиц (в см^{-3}) на соответствующих высотах h с размерами в соответствующем интервале (указанном на шкале в верхней правой части графика). Общая длина горизонтального участка на графике соответствует общей концентрации частиц с размерами, представленными на этом графике. Рис. 3 (d)–(f) представляют соответственно результаты вычислений максимально возможных высот подъема пылевых частиц различных размеров, высотных распределений зарядовых чисел Z_d пылевых частиц ($q_d = Z_d e$, q_d – заряд пылевой частицы) и концентраций фотоэлектронов для различных значений угла θ . Ниже приведенные в данном разделе данные используются для анализа волновых процессов в приповерхностной лунной плазме и расчета нелинейных волновых структур.

3.3 Линейные волны

Как уже отмечалось в предыдущем разделе, функция распределения фотоэлектронов может быть представлена в виде суперпозиции двух функций распределения, характеризующихся различными температурами электронов: $T_{e1} \sim 0.1 - 0.2 \text{ эВ}$ (электроны, выбитые фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита) и $T_{e2} \sim 1 \text{ эВ}$ (фотоэлектроны, связанные с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения). Обозначим концентрации этих фотоэлектронов как N_{01} и N_{02} . Функции распределения указанных фотоэлектронов изотропны в пространстве скоростей [105]. Таким образом, не следует ожидать развития каких-либо неустойчивостей только за счет присутствия этих двух типов фотоэлектронов. Однако в дневное время поверхность Луны подвержена воздействию солнечного ветра, имеющего следующие характерные параметры: концентрации электронов и ионов (протонов) $n_{eS} \approx n_{iS} = 8.7 \text{ см}^{-3}$,

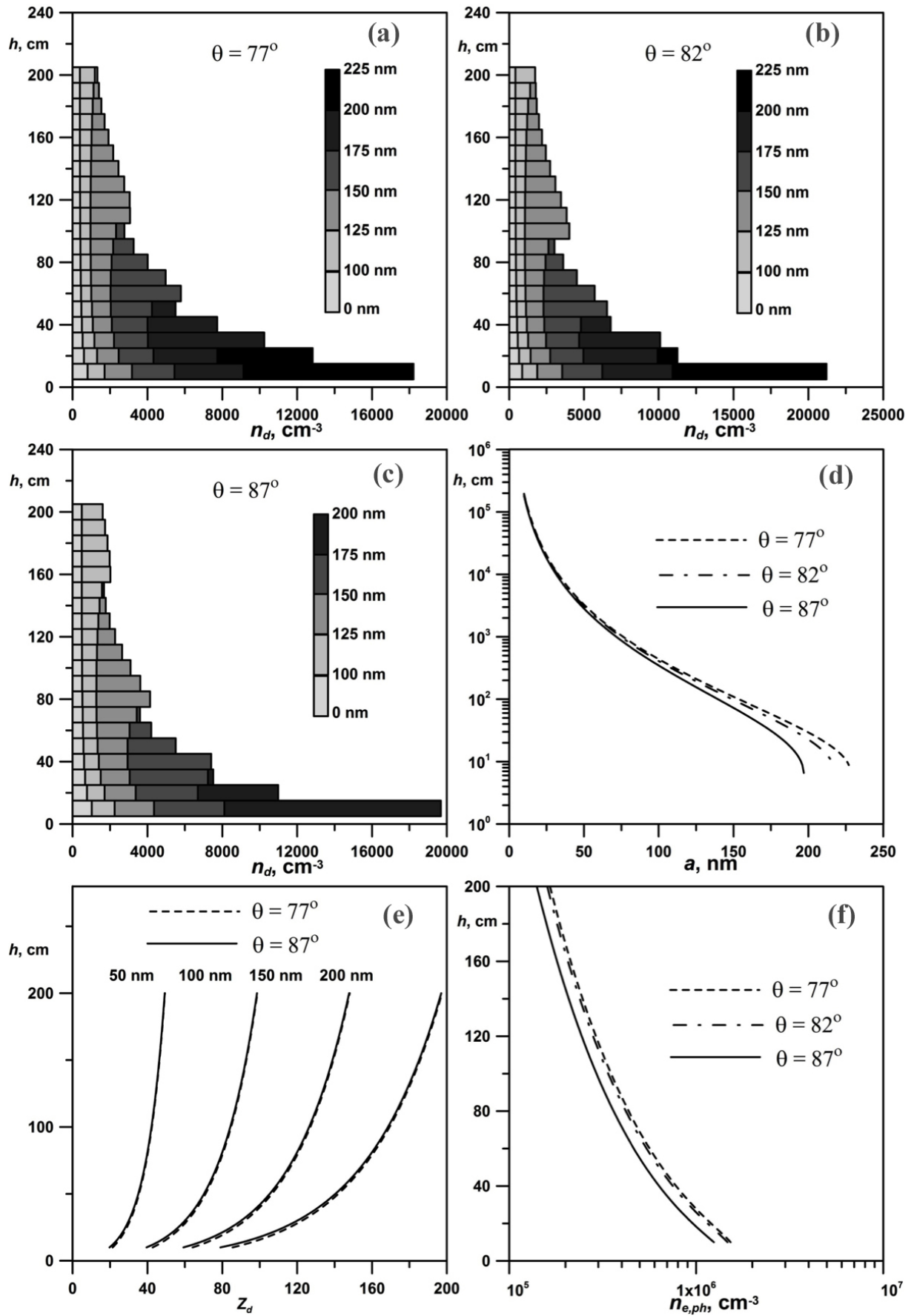


Рисунок 3.3 — Распределения пылевых частиц над поверхностью Луны для значений $\theta = 77^\circ$ (a), 82° (b), 87° (c), а также максимально возможные высоты подъема пылевых частиц (d), высотные распределения зарядовых чисел Z_d пылевых частиц (e) и концентраций фотоэлектронов (f) для условий, соответствующих участкам лунного реголита.

температура электронов $T_{eS} = 12$ эВ, температура ионов $T_{iS} = 6$ эВ, скорость солнечного ветра $u_S = 400 \cdot 10^5$ см/с. Движение солнечного ветра относительно фотоэлектронов и заряженных пылевых частиц приводит к возбуждению волн в приповерхностной лунной плазме.

Рассмотрим случай высокочастотных волн, когда выполнены соотношения $kv_{TiS} \ll kv_{Te1} \ll \omega \ll kv_{Te2} \ll kv_{TeS}$. Здесь, $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $k = |\mathbf{k}|$, ω – частота волны, $v_{Te(i)S}$ – тепловая скорость электронов (ионов) солнечного ветра, $v_{Te1(2)}$ – тепловая скорость фотоэлектронов, выбитых фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита, (фотоэлектронов, связанных с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения). В этом случае (с учетом характерных параметров пылевой плазмы, приведенных в предыдущем разделе) линейное дисперсионное уравнение имеет вид:

$$1 - \frac{\omega_{pe1}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De2}^2} - \frac{\omega_{piS}^2}{(\omega - ku_S)^2} = 0, \quad (3.3)$$

где $\omega_{pe(i)}$ – электронная (ионная) плазменная частота, λ_{De} – электронный дебаевский радиус, индекс S характеризует величины, относящиеся к солнечному ветру, индексы 1 и 2 характеризуют фотоэлектроны, соответственно выбитые фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита, и связанные с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения.

Условием развития неустойчивости является существование, по меньшей мере, двух комплексных корней дисперсионного уравнения (3.3), что оказывается возможным при $ku_S < \omega_{pe1}$. Неустойчивое решение этого уравнения имеет вид:

$$\omega = ku_S \left(1 + i\omega_{piS} / \sqrt{\omega_{pe1}^2 - k^2 u_S^2} \right). \quad (3.4)$$

Волновой вектор и инкремент γ , соответствующие наиболее быстрому развитию неустойчивости, приблизительно равны: $k_{\max} \approx \omega_{pe1}/u_S$; $\gamma_{\max} \approx \omega_{pe1}v_{Te2}/u_S$. Таким образом, относительное движение солнечного ветра и фотоэлектронов приводит к возбуждению высокочастотных волн с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн в приповерхностной лунной плазме.

Существование волн в пылевой плазме у поверхности Луны также возможно в ситуации $kv_{Td} \ll \omega \ll kv_{TiS}$. В этой ситуации (с учетом характерных параметров пылевой плазмы, приведенных в предыдущем разделе) линейное

дисперсионное уравнение имеет вид:

$$1 + (1/k^2 \lambda_{De1}^2) - (\omega_{pd}^2/\omega^2) = 0, \quad (3.5)$$

и имеет решения, соответствующие пылевым звуковым волнам [113]. Здесь v_{Td} – тепловая скорость пылевых частиц, ω_{pd} – ленгмюровская частота пылевых частиц. У дисперсионного уравнения (3.5) нет неустойчивых решений. Возбуждение пылевых звуковых волн может происходить, например, в окрестности лунного терминатора. Скорость лунного терминатора (несколько сот см/с) в разы превосходит скорость пылевого звука. Соответственно, может развиваться неустойчивость, приводящая к возбуждению пылевых звуковых волн.

3.4 Пылевые звуковые солитоны

Важным видом нелинейных волн, свойственных плазменным средам, являются солитоны. Их исследования проводятся интенсивно для самых разнообразных видов плазменных сред (см., например, [114–118]). Для пылевой плазмы типичным видом колебаний являются пылевые плазменные волны. Их удается визуально исследовать в лабораторных установках (см., например, [119]). Рассмотрим пылевые звуковые солитоны, которые могут существовать в приповерхностной лунной плазме и распространяться вдоль поверхности Луны, в зависимости от высоты над лунной поверхностью.

Одномерное распространение пылевых звуковых возмущений вдоль поверхности Луны описывается системой уравнений, включающей в себя, в частности, уравнение непрерывности и уравнение Эйлера для пылевой компоненты, уравнение Пуассона:

$$\begin{aligned} \partial_t n_d + \partial_x (n_d v_d) &= 0, \quad \partial_t v_d + v_d \partial_x v_d = -\frac{Z_d e}{m_d} \partial_x \varphi, \\ \partial_x^2 \varphi &= 4\pi e (n_e - Z_d n_d - n_i), \end{aligned} \quad (3.6)$$

где φ – электростатический потенциал; x и t – пространственная (вдоль поверхности Луны) и временная переменные; n_α ($\alpha = e, i, d$) – концентрация электро-

нов, ионов и пылевых частиц; m_d , v_d – соответственно масса пылевой частицы и направленная скорость движения пылевых частиц.

Кроме того, необходимо учесть распределения ионов и электронов, которые успевают установиться на пылевых звуковых временных масштабах. Обычно рассматриваются распределения Больцмана для электронов и ионов. Однако пылевые звуковые солитоны в рассматриваемых условиях индуцируют положительный электростатический потенциал [?], который представляет собой потенциальные стенки для электронов. Распределение Больцмана для электронов можно применять в случае, когда электроны не захватываются этими потенциальными стенками. Данное условие нарушается, если выполнено следующее неравенство [?]:

$$t_{\text{sol}} \gtrsim L_{\text{sol}}/v_{T_e}, \quad (3.7)$$

где t_{sol} – характерное время формирования солитона, L_{sol} – ширина солитона, v_{T_e} – тепловая скорость электронов. Значение t_{sol} порядка ω_{pd}^{-1} (где ω_{pd} – пылевая плазменная частота), пространственный масштаб L_{sol} порядка дебаевского радиуса электронов λ_{De} . Таким образом, $L_{\text{sol}}/v_{T_e} \sim \omega_{pe}^{-1}$ (где ω_{pe} – плазменная частота электронов). Поэтому неравенство выполнено (3.7) практически всегда. В этом случае распределение электронов модифицируется благодаря адиабатическому захвату [?] и описывается формулой Гуревича:

$$\frac{n_e}{n_{e0}} = \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{e\varphi}{T_e}}\right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\varphi}{T_e}}, \quad (3.8)$$

где $\operatorname{erfc}(\zeta) \equiv 1 - \operatorname{erf}(\zeta)$ – дополнительная функция ошибок. Первое слагаемое в (3.8) соответствует свободным электронам, тогда как захваченные электроны представлены вторым слагаемым. Для ионов подобного не происходит, и оказывается возможным считать распределение ионов больцмановским:

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_i}\right). \quad (3.9)$$

Здесь $n_{\alpha 0}$ ($\alpha = e, i, d$) – невозмущенная концентрация электронов, ионов и пылевых частиц; $T_{e(i)}$ температура электронов (ионов). Система уравнений (3.6), (3.8), (3.9) позволяет исследовать пылевые звуковые солитоны и применима, когда характерная скорость описываемого ей процесса существенно больше, чем тепловая скорость пылевых частиц, и меньше тепловой скорости ионов.

Основной вклад в слагаемые системы уравнений (3.6), содержащие параметры электронов, вносится фотоэлектронами. Расчеты производятся при $N_0 = 2.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.15 \text{ эВ}$. В свою очередь, параметры, содержащие параметры ионов, определяются характеристиками протонов солнечного ветра. При этом (ввиду малости концентрации протонов солнечного ветра по сравнению с концентрацией фотоэлектронов) роль ионов солнечного ветра при формировании пылевых звуковых возмущений пренебрежимо мала. Поэтому ниже вкладом ионов пренебрегают. Кроме того, аналогично ситуации в запыленной мезосфере Земли (см., например, [117]) возможным оказывается пренебречь изменениями зарядов пылевых частиц в солитоне.

Решения системы уравнений (3.6) ищутся в виде локализованного волнового возмущения, движущегося с постоянной скоростью M вдоль оси Ox . Таким образом, все параметры задачи должны зависеть от координаты x и времени t посредством только переменной $\xi = x - Mt$. Кроме того, предполагается, что все возмущения исчезают при $\xi \rightarrow \pm\infty$. Далее, используется стандартный подход, основанный на нахождении Сагдеевского потенциала $V(\varphi)$. При этом систему уравнений (3.6) можно свести к уравнению, формально совпадающему с законом сохранения энергии:

$$\frac{1}{2}(\varphi_\xi)^2 + V(\varphi) = 0, \quad (3.10)$$

$$V(\varphi) = 1 - \exp(\varphi) \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\varphi}} \exp(-u^2) du \right) - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \varphi^{3/2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varphi} + |M|d \left(|M| - \sqrt{M^2 - 2Z_d \varphi} \right). \quad (3.11)$$

Здесь использованы безразмерные величины, полученные в соответствии с заменами $e\varphi/T_e \rightarrow \varphi$; $M/c_d \rightarrow M$; $\xi/\lambda_{De0} \rightarrow \xi$; $c_d = \sqrt{T_e/m_d}$, $d = n_{d0}/n_{e0}$, $\lambda_{De0} = \sqrt{T_e/4\pi n_{e0}e^2}$; $Z_d > 0$.

Для существования локализованных пылевых звуковых структур Сагдеевский потенциал $V(\varphi)$ должен иметь локальный максимум в точке $\varphi = 0$. Кроме того, у уравнения $V(\varphi) = 0$ должно быть, по крайней мере, одно действительное решение $\varphi_0 \neq 0$. Локальный максимум Сагдеевского потенциала $V(\varphi) = 0$

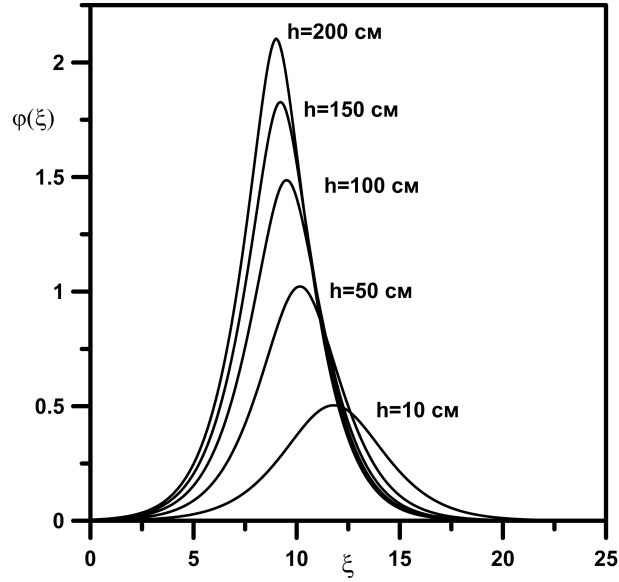


Рисунок 3.4 — Профили $\varphi(\xi)$, характеризующие пылевые звуковые солитоны на различных высотах h при $\theta = 82^\circ$, $M = 9$ и параметрах плазменно-пылевой системы, вычисленных при $N_0 = 2.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.15 \text{ эВ}$.

в точке $\varphi_0 \neq 0$ существует, если выполнено условие

$$M^2 > Z_d^2 d / (1 + Z_d d), \quad (3.12)$$

являющееся условием существования пылевых звуковых солитонов. Профили $\varphi(\xi)$, характеризующие пылевые звуковые солитоны на различных высотах h при $\theta = 82^\circ$, $M = 9$, приведены на рис. 2. Отметим довольно большие амплитуды солитонов ($\varphi \sim 2T_e/e \sim 0.3 \text{ В}$). Следует иметь в виду, что, в целом, учет захваченных электронов (и, соответственно, использование формулы Гуревича вместо распределения Больцмана для электронов) увеличивает область определения возможных чисел Маха в сторону б́льших их значений и приводит к несколько б́льшим возможным амплитудам солитонов, чем в ситуации, когда распределение электронов описывается формулой Больцмана [?]. На рис. 3 изображены высотные зависимости значений числа Маха M и амплитуды пылевого звукового солитона $\varphi_{\max}$ для разных значений угла θ . Данные, приведенные на рис. 2 и 3, получены для параметров плазменно-пылевой системы, вычисленных при $N_0 = 2.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.15 \text{ эВ}$ (см. рис. 3.3).

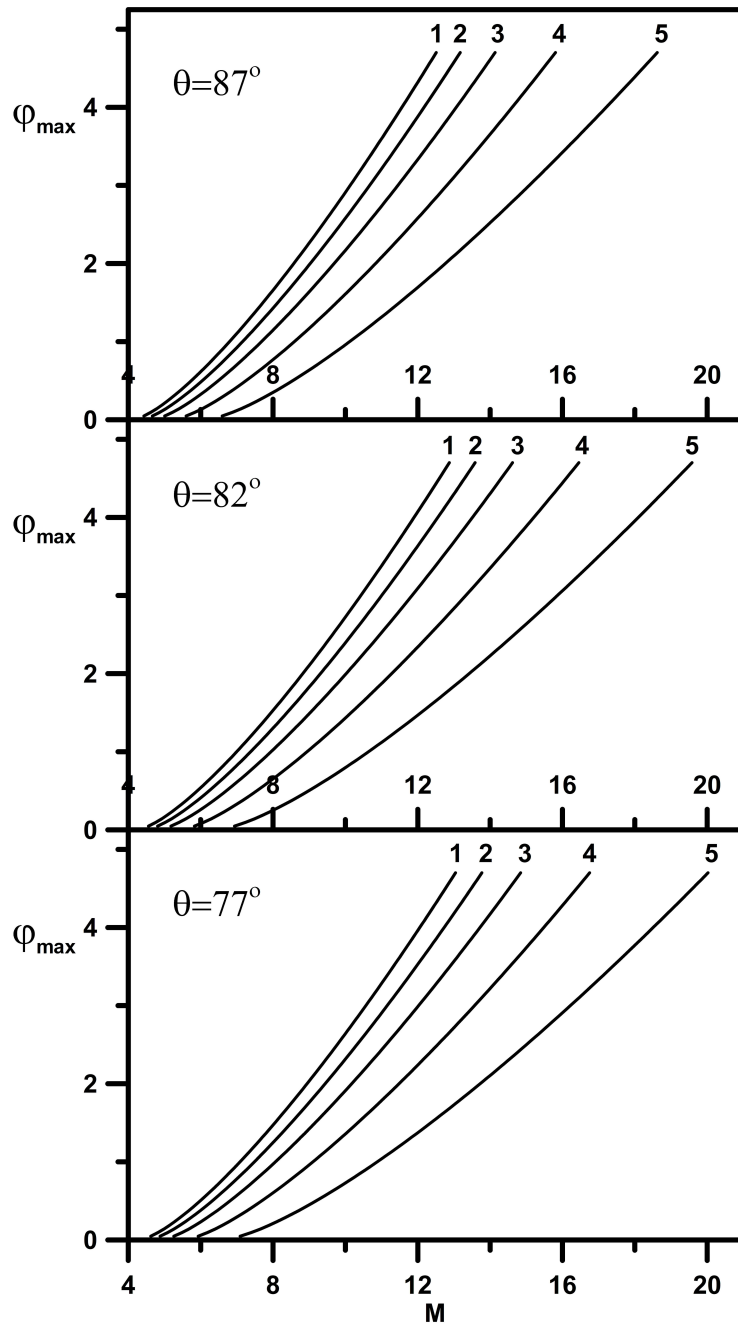


Рисунок 3.5 — Высотные зависимости значений числа Маха M и амплитуды пылевого звукового солитона $\phi_{\max}$ при $\theta = 87^\circ, 82^\circ, 77^\circ$ и параметрах плазменно-пылевой системы, вычисленных при $N_0 = 2.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.15 \text{ эВ}$.

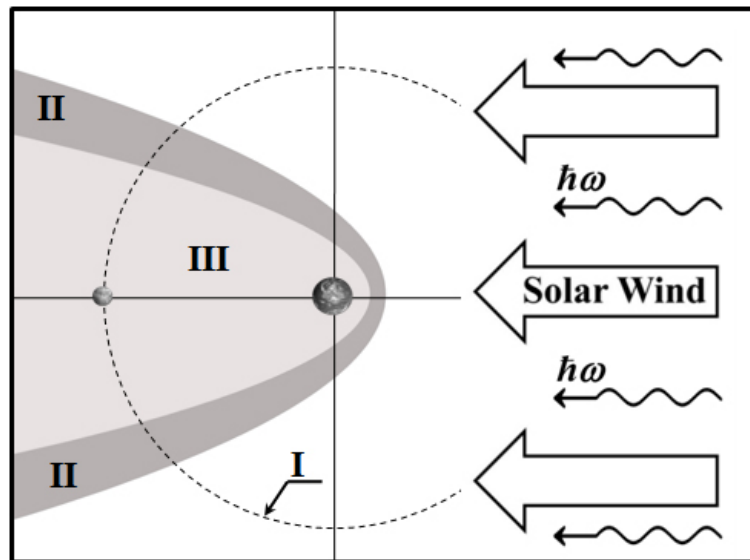


Рисунок 3.6 — Луна в хвосте магнитосферы Земли. Римские цифры характеризуют орбиту Луны (I), магнитный переходный и/или пограничный слои магнитосферы (II), внутреннюю часть хвоста магнитосферы (III), включающую плазменный слой. Отмечены фотоны солнечного излучения ($\hbar\omega$) и солнечный ветер.

3.5 Волновые движения в плазме приповерхностного слоя Луны при её взаимодействии с хвостом магнитосферы Земли

Важное место в исследованиях свойств плазменно-пылевой системы у поверхности Луны занимает изучение волновых процессов [68; 104]. В настоящем разделе исследуются возможные волновые процессы при взаимодействии пылевой плазмы над лунной поверхностью с плазмой хвоста магнитосферы Земли. До сих пор исследование плазменно-пылевой системы у Луны проводилось, в основном, для ситуации, когда влияние плазмы хвоста магнитосферы Земли не существенно. Достаточно подробное обсуждение окололунной пылевой плазмы в областях взаимодействия лунной поверхности с плазмой хвоста магнитосферы проведено лишь в недавней работе [69]. Хвост магнитосферы, внутри которого Луна проводит около четверти своей орбиты (см. рис. 3.6), содержит очень разреженную плазму в долях геомагнитного хвоста и более плотную и горячую плазму плазменного слоя. Движение Луны, а вместе с ней и окололунной плазмы, относительно плазмы хвоста магнитосферы происходит со скоростью порядка 1 км/с. Более того, во время геомагнитных бурь и суббурь

частицы с энергиями порядка 10 кэВ, захваченные в радиационных поясах, могут проникать в хвост магнитосферы [70; 71] и, тем самым, формировать потоки заряженных частиц в хвосте магнитосферы. Все это указывает на возможность развития плазменных неустойчивостей в областях взаимодействия лунной поверхности с плазмой хвоста магнитосферы и, таким образом, говорит о важности волновых процессов в этих областях.

3.6 Параметры пылевой плазмы в ситуации, когда Луна находится в хвосте магнитосферы Земли

Составляющими плазмы в рассматриваемой ситуации являются электроны и ионы магнитосферы, электроны и ионы солнечного ветра, заряженные пылевые частицы, а также фотоэлектроны, образующиеся вследствие фотоэффекта на поверхности Луны и поверхностях парящих над ней пылевых частиц. Приведем характерные параметры пылевой плазмы, которые используются для вычислений в последующем изложении.

Для определения концентрации и температуры плазмы в солнечном ветре и магнитосфере у Луны используем данные, полученные при прохождении хвоста магнитосферы с 22 по 31 января 2013 г. космическим аппаратом ARTEMIS P2, находящимся на орбите Луны с 2011 года [69; 72]. На рис. 3.7 приведены профили температур электронов T_{eS} , T_{eM} и ионов T_{iS} , T_{iM} в плазме солнечного ветра и магнитосферы, а также концентраций электронов n_{eS} , n_{eM} и ионов n_{iS} , n_{iM} . Здесь индекс S относится к плазме солнечного ветра (области I на рис. 3.7), а M – к плазме магнитосферы (области II и III на рис. 3.7). Как видно из рисунка, электронные и ионные концентрации падают в хвосте магнитосферы на 2–3 порядка величины по сравнению с данными солнечного ветра ($n_{eS} \approx n_{iS} \sim 10 \text{ см}^{-3}$), тогда как температура ионов возрастает с нескольких десятков эВ до примерно 1000 эВ, а температура электронов – примерно с 10 эВ до нескольких сот эВ в данном конкретном прохождении космического аппарата. При этом возможно наблюдение более высоких значений температуры электронов (вплоть до 2 кэВ) в плазменном слое и более низких значений температуры ионов в солнечном ветре вплоть до $T_{iS} \approx 6 \text{ эВ}$. В ситуации, когда

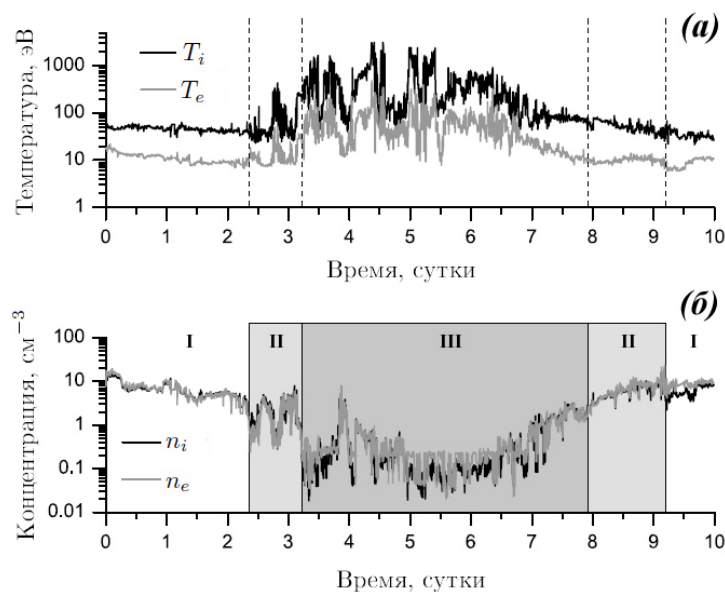


Рисунок 3.7 — Температуры (а) и концентрации (б) электронов и ионов солнечного ветра и магнитосферы на орбите Луны, полученные на основе измерений космического аппарата ARTEMIS P2 при прохождении хвоста магнитосферы с 22 по 31 января 2013 г. [69]. Римские цифры характеризуют области солнечного ветра (I), магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы (II), внутренней части хвоста магнитосферы (III), включающей плазменный слой. Границы между указанными областями обозначены на верхней (а) и нижней (б) панелях вертикальными линиями.

скорость потока $\mathbf{u}$ пылевой плазмы у поверхности Луны относительно плазмы хвоста магнитосферы определяется скоростью движения Луны (относительно хвоста магнитосферы), ее значение $u = |\mathbf{u}|$ составляет примерно 1 км/с. Однако, следует иметь в виду, что, например, в плазменном слое магнитосферы значения u потоковой скорости могут быть гораздо выше (порядка 10 км/с) [73]. Скорость солнечного ветра (в системе отсчета, связанной с плазмой магнитосферы) $u_S \approx 400 \cdot 10^5$ см/с.

Концентрации фотоэлектронов и их температуры подробно приводились в параграфе 3.2. Из табл. 2 можно взять значения концентрации $n_{e(ph)}$ и температуры $T_{e(ph)}$ фотоэлектронов, рассчитанные [105] при $\cos \theta = 1$ (здесь θ – угол между местной нормалью и направлением на Солнце), в приповерхностном слое освещенной части Луны для различной солнечной активности, соответствующей солнечной вспышке класса X28 (столбец А), солнечному максимуму (столбец В) и солнечному минимуму (столбец С), и различных значений квантового выхода (строки, характеризующие индексом “Y1” в $n_{e(ph)}$ и $T_{e(ph)}$ соответствуют квантовому выходу из работы [111], а индексом “Y2” – квантовому выходу [74]).

Что касается параметров заряженной пыли, согласно результатам исследований [59] характерный размер a и характерная концентрация n_d заряженных пылевых частиц в приповерхностном слое освещенной части Луны определяются, соответственно, значениями порядка 100 нм и 10^3 см $^{-3}$. Столь высокая концентрация пыли возникает в связи со значительной концентрацией фотоэлектронов над Луной (в том числе, и фотоэлектронов, выбиваемых фотонами солнечного излучения с поверхностей парящих пылевых частиц). Над темной частью Луны фотоэлектроны отсутствуют. Концентрация заряженной пыли оценивается при этом из соотношения

$$n_d \sim n_{eS}/|Z_d|, \quad (3.13)$$

где n_{eS} – концентрация фотоэлектронов солнечного ветра, Z_d – зарядовое число пылевой частицы ($q_d = -Z_d e$ – заряд пылевой частицы, $-e$ – заряд электрона). Для пылевых частиц с размерами порядка 100 нм оценка их концентрации над темной частью Луны дает $n_d \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ см $^{-3}$ [66].

Отметим, что в работе [59] рассматривалась ситуация, в которой квантовый выход лунного реголита определялся данными [111], т.е. параметры фотоэлектронов характеризовались значениями, приведенными в верхней части

табл. 1. В случае, когда квантовый выход лунного реголита определяется данными [74], для оценки концентрации пыли можно использовать формулу, аналогичную (3.13):

$$n_d \sim n_{e(ph)}/|Z_d|. \quad (3.14)$$

Учитывая, что для положительно заряженных пылевых частиц с размерами порядка 100 нм в условиях пылевой плазмы в приповерхностной части Луны $|Z_d| \sim 10$, получаем в этом случае $n_d \sim 10 \text{ см}^{-3}$.

3.7 Линейные неустойчивости

Рассмотрим линейные плазменные неустойчивости, возбуждение которых обусловлено движением пылевой плазмы у поверхности Луны относительно плазмы хвоста магнитосферы.

3.7.1 Гидродинамическая неустойчивость

Простейшая неустойчивость – это гидродинамическая неустойчивость типа неустойчивости Бунемана [75]. Ее развитие реализуется при $kv_{Td} \ll (kv_{TiM}, kv_{TiS}) \ll \omega \ll (kv_{Te(ph)}, kv_{TeS}, kv_{TeM})$. Здесь, $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $k = |\mathbf{k}|$, ω – частота волны, v_{Td} – тепловая скорость частиц заряженной пыли, $v_{Te(i)M}$ – тепловая скорость электронов (ионов) магнитосферы, $v_{Te(i)S}$ – тепловая скорость электронов (ионов) солнечного ветра, $v_{Te(ph)}$ – тепловая скорость фотоэлектронов. В этом случае линейное дисперсионное уравнение (в системе отсчета, связанной с плазмой магнитосферы) имеет вид:

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{DeM}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{DeS}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De(ph)}^2} - \frac{\omega_{piM}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{piS}^2}{(\omega - ku_S)^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{(\omega - ku)^2} = 0, \quad (3.15)$$

где $\omega_{pi(d)}$ – плазменная частота ионов (пыли), λ_{De} – электронный дебаевский радиус, индексы S , M , (ph) характеризует величины, относящиеся соответственно к солнечному ветру, магнитосфере и фотоэлектронам.

Оказывается, что для характерных параметров пылевой плазмы, приведенных в предыдущем разделе, слагаемым в дисперсионном уравнении (3.15), содержащим $\omega_{piS}^2/(\omega - ku_S)^2$, можно пренебречь. Действительно, с учетом условия $\omega \ll kv_{Te(ph)}$, соотношения $v_{Te(ph)} \lesssim u_S$ (при $T_{e(ph)} \lesssim 2$ эВ имеем $v_{Te(ph)} \lesssim 600 \cdot 10^5$ см/с), а также неравенства $\omega_{piS}^2/(ku_S)^2 \ll 1/k^2\lambda_{De(ph)}^2$ оказывается выполненным неравенство $\omega_{piS}^2/(\omega - ku_S)^2 \ll 1/k^2\lambda_{De(ph)}^2$. Таким образом, дисперсионное уравнение (3.15) принимает вид:

$$1 + \frac{1}{k^2\lambda_D^2} - \frac{\omega_{piM}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{(\omega - ku)^2} = 0, \quad (3.16)$$

где введено обозначение

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{DeM}^2} + \frac{1}{\lambda_{DeS}^2} + \frac{1}{\lambda_{De(ph)}^2}. \quad (3.17)$$

Рассматриваемая ситуация соответствует случаю, когда исходные функции распределения ионов магнитосферы и пылевых частиц имеют вид двух δ -функций, сдвинутых друг относительно друга на величину средней скорости u . Неустойчивость представляет собой раскачку продольных электростатических колебаний плазмы со скоростью нарастания порядка плазменной частоты пыли. Действительно, перепишем дисперсионное уравнение (3.16) в виде:

$$1 - \frac{\omega_{piM}^2}{(1 + 1/k^2\lambda_D^2)\omega^2} - \frac{\omega_{piM}^2}{(1 + 1/k^2\lambda_D^2)(\omega - ku)^2} \frac{n_d Z_d}{n_{iM}} \frac{Z_d m_i}{m_d} = 0, \quad (3.18)$$

где $m_{i(d)}$ – масса иона (пылевой частицы). Поскольку $n_d Z_d^2 m_i / n_{iM} m_d \ll 1$, третье слагаемое в левой части (3.18) вносит существенный вклад лишь при значениях ku , достаточно близких к ω . Максимальное значение инкремента неустойчивости определяется с помощью метода, описанного в книге [76], согласно которому

$$\omega = \frac{\omega_{piM}}{\sqrt{1 + 1/k^2\lambda_D^2}} + \delta\omega, \quad \delta\omega \ll \omega_{piM}, \quad (3.19)$$

$$\omega = ku + \delta\omega, \quad \delta\omega \ll ku. \quad (3.20)$$

Таким образом, полагая что

$$\frac{\omega_{piM}}{\sqrt{1 + 1/k^2\lambda_D^2}} \approx ku, \quad (3.21)$$

получаем кубическое уравнение

$$\frac{2\delta\omega}{\omega_{piM}\sqrt{1 - u^2/\omega_{piM}^2\lambda_D^2}} + \frac{\omega_{piM}^2 (1 - u^2/\omega_{piM}^2\lambda_D^2)}{(\delta\omega)^2} \frac{n_d Z_d}{n_{iM}} \frac{Z_d m_i}{m_d} = 0, \quad (3.22)$$

неустойчивое решение которого характеризуется инкрементом:

$$\gamma_{\max}^{Hydro} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \omega_{piM} \sqrt{1 - \frac{u^2}{\omega_{piM}^2\lambda_D^2}} \left(\frac{n_d Z_d}{n_{iM}} \frac{Z_d m_i}{m_d} \right)^{1/3} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \omega_{pd} \sqrt{1 - \frac{u^2}{\omega_{piM}^2\lambda_D^2}} \left(\frac{n_{iM}}{n_d Z_d} \frac{m_d}{Z_d m_i} \right) \quad (3.23)$$

Закон дисперсии (3.19) свойственен для ионно-звуковых электростатических колебаний плазмы. Ввиду присутствия показателя степени $1/6$ в последнем множителе правой части (3.23), можно считать, что для типичных параметров пылевой плазмы в области взаимодействия Луна–магнитосфера Земли раскачка указанных колебаний осуществляется со скоростью нарастания порядка плазменной частоты пыли ω_{pd} .

Условие развития неустойчивости имеет вид:

$$u < \omega_{piM}\lambda_D. \quad (3.24)$$

Анализ параметров в различных областях хвоста магнитосферы и пылевой плазмы у Луны показывает, что выполнение условия (3.24) возможно в областях магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы (области II на рис. 3.7) при $u \sim 1$ км/с и параметрах фотоэлектронов, характеризуемых данными из нижней части табл. 1, т.е. для случая квантового выхода лунного реголита из работы [74]. При этом $a \sim 100$ нм, $|Z_d| \sim 10$, $n_d \sim 10$ см $^{-3}$, $n_{iM} \sim 10$ см $^{-3}$, $m_d \sim 10^{-14}$ г, $T_{e(ph)} \sim 1$ эВ, $n_{e(ph)} \sim 10^2$ см $^{-3}$, а характерное время развития неустойчивости $\tau = (\gamma_{\max}^{Hydro})^{-1}$ составляет порядка 0.1 с. Таким образом, времени $t_{II} \sim 24$ часов (см. рис. 3.7), в течение которого происходит взаимодействие пылевой плазмы с областями магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы, вполне достаточно для того, чтобы

произошла генерация волн за счет гидродинамической неустойчивости. Более того, поскольку $t_{II} \gg \tau$, следует ожидать эффективного развития нелинейных процессов.

3.7.2 Кинетическая неустойчивость

Другой пример неустойчивости, которая может приводить к возбуждению электростатических волн, – это кинетическая пылевая звуковая (по аналогии с ионно-звуковой) неустойчивость. Ее развитие реализуется при $kv_{Td} \ll \omega \ll (kv_{TiM}, kv_{TiS})$. Дисперсионное уравнение в этом случае имеет вид:

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{DeM}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{DeS}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De(ph)}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{DiM}^2} \left(1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega - ku}{kv_{TiM}} \right) + \frac{1}{k^2 \lambda_{DiS}^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} = 0. \quad (3.25)$$

В левой части (3.25) пренебрегается вкладом ионов солнечного ветра в мнимую часть диэлектрической проницаемости, что обусловлено выполнением неравенств $\omega \ll kv_{TiS} \ll ku_S$ в рассматриваемой ситуации.

Линейная дисперсия волн в данном случае соответствует пылевым звуковым волнам и имеет вид:

$$\omega_k = \frac{\omega_{pd} \tilde{\lambda}_D k}{\sqrt{1 + k^2 \tilde{\lambda}_D^2}}, \quad (3.26)$$

где

$$\frac{1}{\tilde{\lambda}_D^2} = \frac{1}{\lambda_{DeM}^2} + \frac{1}{\lambda_{DeS}^2} + \frac{1}{\lambda_{De(ph)}^2} + \frac{1}{\lambda_{DiM}^2} + \frac{1}{\lambda_{DiS}^2}. \quad (3.27)$$

Инкремент неустойчивости определяется выражением:

$$\gamma_k = \frac{\omega_k^3}{k^2 \lambda_{DiM}^2 \omega_{pd}^2} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{ku - \omega_k}{kv_{TiM}}. \quad (3.28)$$

Характерное значение инкремента (с учетом того, что среди дебаевских радиусов, входящих в правую часть (3.27), для рассматриваемых параметров плазмы

наименьшим является $\lambda_{De(ph)}$) имеет вид:

$$\gamma \sim \omega_{pd} \frac{T_{e(ph)}}{T_{iM}} \frac{n_{iM}}{n_{e(ph)}} \frac{u}{v_{TiM}}. \quad (3.29)$$

Условие развития неустойчивости:

$$u > \omega_{pd} \tilde{\lambda}_D \quad (3.30)$$

достаточно легко реализуется в условиях плазмы в области взаимодействия хвоста магнитосферы с Луной. Для этого потоковая скорость u должна превосходить величины, составляющие от нескольких см/с до нескольких десятков см/с для разных параметров задачи. Наибольшие значения инкремента в рассматриваемой ситуации достигаются в условиях, когда фотоэлектроны, характеризуются данными из нижней части табл. 1, т.е. в случае квантового выхода лунного реголита из работы [74]. В этом случае можно ожидать характерных времен развития неустойчивости $\tau \sim (\gamma_k)^{-1}$ порядка одного часа. Таким образом, в период взаимодействия хвоста магнитосферы с Луной, которое продолжается около семи земных суток (см. рис. 3.7), возможно развитие пылевой звуковой турбулентности за счет рассматриваемого здесь эффекта. В случае, когда фотоэлектроны характеризуются данными из верхней части табл. 1, что соответствует квантовому выходу лунного реголита из работы [111], развитие рассматриваемой здесь пылевой звуковой неустойчивости существенно менее вероятно.

3.8 Нелинейные процессы

Как видно из дисперсионных соотношений (3.16) и (3.25), развитие и гидродинамической и кинетической неустойчивостей обусловлено относительным движением ионов магнитосферы и заряженных пылевых частиц. Таким образом, предполагается следующая схема развития плазменной турбулентности. Ионы плазмы магнитосферы раскачивают колебания (или волны) вследствие гидродинамической или кинетической неустойчивости. Вследствие этого (ана-

логично задаче об аномальном сопротивлении плазмы [77]) имеет место аномальная потеря импульса ионов (передача колебаниям, т. е. коллективным движениям пылевых частиц). В стационарном состоянии насыщения, достигаемого, когда рост неустойчивости ограничивается нелинейными процессами, имеет место турбулентный нагрев плазмы, природу которого определяет турбулентность, вызванная неустойчивостью. Турбулентный нагрев неодинаков для ионной и пылевой компонент.

Для нахождения эффективной частоты столкновений ν_{eff} , характеризующей аномальную потерю импульса ионов, воспользуемся законом сохранения количества движения в системе “ионы магнитосферы + волны”. Средняя потеря импульса ионами в единицу времени равна:

$$\nu_{\text{eff}} m_i n_{iM} \mathbf{u} \approx -\mathbf{F}. \quad (3.31)$$

Здесь $\mathbf{F}$ – сила трения, действующая на ионы за счет их взаимодействия с волнами. Если импульс (3.31) передается волнам, характеризваемым плотностью энергии W , то изменение количества движения волн равно:

$$\int \gamma_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} \frac{\mathbf{k}}{\omega_{\mathbf{k}}} d\mathbf{k}, \quad (3.32)$$

где $\gamma_{\mathbf{k}} (\omega_{\mathbf{k}})$ – мнимая (действительная) часть частоты, $W_{\mathbf{k}}$ характеризует спектр волн в $\mathbf{k}$ -пространстве,

$$W = \int W_{\mathbf{k}} d\mathbf{k}. \quad (3.33)$$

Приравнявая (3.31) и (3.32), получаем:

$$\nu_{\text{eff}} m_i n_{iM} \mathbf{u} \approx \int \gamma_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} \frac{\mathbf{k}}{\omega_{\mathbf{k}}} d\mathbf{k}. \quad (3.34)$$

Таким образом, находим:

$$\nu_{\text{eff}} \approx \frac{1}{m_i n_{iM} u} \left| \int \gamma_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} \frac{\mathbf{k}}{\omega_{\mathbf{k}}} d\mathbf{k} \right|. \quad (3.35)$$

Итак, зная $\gamma_{\mathbf{k}}$ и $\omega_{\mathbf{k}}$, для нахождения ν_{eff} требуется определить $W_{\mathbf{k}}$, для чего следует рассмотреть нелинейные процессы.

Знание ν_{eff} позволяет определить проводимость плазмы, характерные электрические поля, возникающие при распространении волн, записать гидродинамические уравнения для ионов с учетом турбулентного нагрева плазмы. Условием, когда эффекты, обусловленные турбулентным нагревом плазмы, являются преобладающими (над эффектами, вызванными взаимодействием электронов и ионов плазмы с пылевыми частицами) с точки зрения описания диссипативных свойств системы является следующее неравенство:

$$\nu_{\text{eff}} \gg \tilde{\nu}, \quad (3.36)$$

где $\tilde{\nu}$ характеризует диссипативные процессы, обусловленные взаимодействием частиц плазмы с заряженными пылевыми частицами, в гидродинамическом уравнении для ионов, описывающем перенос импульса. Для случая отрицательно заряженных пылевых частиц $\tilde{\nu}$ имеет вид [78]:

$$\tilde{\nu} = \nu_q \frac{Z_d n_d / n_e}{(1 + Z_d n_d / n_e) z [1 + (T_i / T_e) + z]} \left(z + \frac{4T_i / T_e}{3} + \frac{2z^2}{3T_i / T_e} \Lambda \right), \quad (3.37)$$

где ν_q – частота зарядки пылевых частиц:

$$\nu_q = \frac{\omega_{pi}^2 a [1 + (T_i / T_e) + z]}{\sqrt{2\pi} v_{Ti}}, \quad (3.38)$$

$z = Z_d e^2 / a T_e$, $\Lambda = \ln(\lambda_{Di} / \max\{a, b\})$ – кулоновский логарифм, $b \approx Z_d e^2 / T_i$. В ситуации, когда заряды пылевых частиц положительные, диссипативные процессы, обусловленные взаимодействием положительных ионов с заряженными пылевыми частицами, существенно слабее, чем в случае отрицательно заряженных пылевых частиц [79], т.е. значение $\tilde{\nu}$ в этой ситуации меньше величины, определяемой (3.37).

Плазма, как система многих частиц, имеет большое число степеней свободы и большое число возможных коллективных движений [82]. При малых амплитудах для этих коллективных движений справедлив принцип суперпозиции. Если же в результате развития неустойчивостей амплитуды становятся достаточно большими и конечными, то нелинейные эффекты приводят к взаимодействию этих движений друг с другом, и тогда плазму можно считать турбулентной. Критерием перехода от слабой к сильной турбулентности можно

считать порог модуляционной неустойчивости. В сильной турбулентности фазы волн коррелируют.

В задаче, рассмотренной в данном разделе, кинетическая неустойчивость связана с медленным ростом волн и ее можно рассматривать с позиции слабой турбулентности. Гидродинамическая же неустойчивость порождает большие инкременты неустойчивости, и её нужно рассматривать с позиции сильной турбулентности. Уравнения теории слабой турбулентности можно вывести с помощью разложения исходных уравнений по малому параметру – отношению энергии колебаний к полной энергии плазмы.

3.8.1 Ионно-звуковая турбулентность

Случай, когда в результате развития гидродинамической неустойчивости происходит возбуждение ионно-звуковых волн, следует рассматривать с позиций сильной турбулентности. Существующие теории сильной турбулентности могут претендовать лишь на оценки по порядку величины. В случае рассматриваемой гидродинамической неустойчивости такую оценку можно осуществить следующим образом.

Из (3.35) с учетом (3.23) находим

$$\nu_{\text{eff}} \sim \frac{1}{m_i n_{iM} u} \omega_{pd} \left(\frac{n_{iM}}{n_d Z_d} \frac{m_d}{Z_d m_i} \right)^{1/6} \frac{W}{[\omega/k]_{\text{ch}}}, \quad (3.39)$$

где $[\omega/k]_{\text{ch}}$ – характерное значение ω/k в спектре волн. Для плотности энергии колебаний справедливо соотношение $W \lesssim \epsilon_d$, где ϵ_d – плотность кинетической энергии пылевых частиц.

В процессе турбулентного нагрева быстрее увеличивается температура ионов, чем пылевых частиц. Определим связь между плотностью энергии ионов ϵ_i и ϵ_d , основываясь на законах сохранения количества движения и энергии при взаимодействии ионов и пылевых частиц с колебаниями. Работа силы трения $\mathbf{F} \approx -\nu_{\text{eff}} m_i n_{iM} \mathbf{u}$ затрачивается на нагрев ионов плазмы:

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} \sim \nu_{\text{eff}} m_i n_{iM} u^2 \approx \int \gamma_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u})}{\omega_{\mathbf{k}}} d\mathbf{k}. \quad (3.40)$$

В стационарном состоянии насыщения, достигаемого, когда рост неустойчивости ограничивается нелинейными эффектами, количество движения колебаний, а вместе с тем и их энергия, передаются заряженным пылевым частицам. Таким образом, в состоянии насыщения пылевые частицы поглощают энергию колебаний со скоростью

$$\frac{d\epsilon_d}{dt} \sim \int \gamma_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} d\mathbf{k}. \quad (3.41)$$

Из (3.40) и (3.41) находим:

$$\frac{d\epsilon_i}{d\epsilon_d} \sim \int \gamma_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u})}{\omega_{\mathbf{k}}} d\mathbf{k} / \int \gamma_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} d\mathbf{k} \sim \frac{u}{[\omega/k]_{\text{ch}}}. \quad (3.42)$$

Основываясь на (3.42), получаем следующую оценку для ϵ_d :

$$\epsilon_d \sim \frac{\epsilon_i}{u} \left[\frac{\omega}{k} \right]_{\text{ch}}. \quad (3.43)$$

Заменяя в (3.39) W на ϵ_d и используя (3.39), а также $\epsilon_i \sim m_i n_{iM} v_{TiM}^2 / 2$, в итоге находим:

$$\nu_{\text{eff}} \sim \frac{\lambda_{DiM}}{\lambda_D} \frac{v_{TiM}}{u} \omega_{pd} \left(\frac{n_{iM}}{n_d Z_d} \frac{m_d}{Z_d m_i} \right)^{1/6}. \quad (3.44)$$

В условиях областей магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы ($a \sim 100$ нм, $u \sim 1$ км/с, $|Z_d| \sim 10$, $n_d \sim 10$ см $^{-3}$, $n_{iM} \sim 10$ см $^{-3}$, $m_d \sim 10^{-14}$ г, $T_{iM} \sim 100$ эВ, $T_{e(ph)} \sim 1$ эВ, $n_{e(ph)} \sim 10^2$ см $^{-3}$), где возможно развитие ионно-звуковой турбулентности за счет гидродинамической неустойчивости, условие (3.36) с легкостью выполняется. Таким образом, в рассматриваемой ситуации эффекты, обусловленные турбулентным нагревом плазмы, превалируют над эффектами, вызванными взаимодействием ионов плазмы с пылевыми частицами, и основная частота, характеризующая диссипативные свойства системы в уравнении для переноса импульса ионов, — ν_{eff} .

Оценим характерную напряженность электрического поля E , возникающего в пылевой плазме при развитии ионно-звуковой турбулентности, из условия $eE \sim \nu_{\text{eff}} m_i u$:

$$E \sim \frac{\lambda_{DiM}}{\lambda_D} \frac{m_i v_{TiM}}{e} \omega_{pd} \left(\frac{n_{iM}}{n_d Z_d} \frac{m_d}{Z_d m_i} \right)^{1/6}. \quad (3.45)$$

Вычисление по формуле (3.45) при $a \sim 100$ нм, $u \sim 1$ км/с, $|Z_d| \sim 10$, $n_d \sim 10$ см⁻³, $n_{iM} \sim 10$ см⁻³, $m_d \sim 10^{-14}$ г, $T_{iM} \sim 100$ эВ, $T_{e(ph)} \sim 1$ эВ, $n_{e(ph)} \sim 10^2$ см⁻³ показывает, что при развитии ионно-звуковой турбулентности в плазменно-пылевой системы у Луны могут возбуждаться электрические поля $E \sim 0.3$ В/м, что несколько меньше ожидаемых электрических полей у поверхности Луны $E \sim 2T_{e(ph)}/e\lambda_{De(ph)}$ [59], имеющих порядок 1 В/м и возникающих в процессе зарядки поверхности Луны при ее взаимодействии с солнечным излучением. Тем не менее, эффекты возбуждения электрических полей при развитии ионно-звуковой турбулентности могут вносить определенный вклад особенно над поверхностью Луны, поскольку с высотой электрические поля, возникающие при взаимодействии солнечного излучения с поверхностью Луны, уменьшаются.

3.8.2 Пылевая звуковая турбулентность

Для пылевой звуковой неустойчивости полезно привести выражение (3.35) к более наглядному виду:

$$\nu_{\text{eff}} \sim \omega_{piM} \frac{\tilde{\lambda}_D}{\lambda_{DiM}} \frac{W}{n_{iM} T_{iM}}. \quad (3.46)$$

Здесь учтено, что максимум инкремента кинетической неустойчивости достигается при $k \sim \tilde{\lambda}_D^{-1}$.

Пылевая звуковая неустойчивость представляет собой удобный пример исследования с помощью теории слабой турбулентности [76; 80]. Мнимая часть частоты в данной ситуации значительно меньше, чем ее действительная часть, поскольку скорость u может быть существенно меньше тепловой скорости ионов магнитосферы $v_{TiM} \gtrsim 50$ км/с. Плотность энергии $W_{\mathbf{k}}$ моды колебания с волновым вектором $\mathbf{k}$ нарастает при малых амплитудах экспоненциально. При больших амплитудах включаются эффекты нелинейного насыщения и, возможно, возникает установившееся или квазистационарное состояние [77]. В такой ситуации спектр $W_{\mathbf{k}}$ можно определить из условия баланса линейных и нелинейных эффектов при рассмотрении динамики волнового спектра. Распадные взаимодействия пылевых звуковых волн на две пылевые звуковые волны запрещены

законами сохранения. Поэтому в рассматриваемом случае пылевой звуковой турбулентности основным нелинейным процессом в рамках теории слабой турбулентности является индуцированное рассеяние на пылевых частицах [81]. Таким образом, уравнение для стационарного спектра пылевых звуковых волн имеет вид (ср. с [76], стр. 187):

$$\gamma_k + \frac{1}{2} \int \frac{W_{\mathbf{k}'}}{\omega_{k'}} w_{\mathbf{p}}^{(d)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \left([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \frac{\partial \Phi_{\mathbf{p}}^{(d)}}{\partial \mathbf{p}} \right) \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} d\mathbf{k}' = 0, \quad (3.47)$$

где

$$w_{\mathbf{p}}^{(d)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{4(2\pi)^3 Z_d^4 e^4 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}')^2}{m_d^2 \omega_{pd}^4} \frac{1}{k^2 k'^2} \delta(\omega_k - \omega_{k'} - ([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \mathbf{v})) \quad (3.48)$$

– вероятность рассеяния пылевых звуковых волн на заряженных пылевых частицах (см. [81]; ср. с формулой (6.64) из [76]), $\Phi_{\mathbf{p}}^{(d)}$ – функция распределения пылевых частиц по импульсам $\mathbf{p} = m_d \mathbf{v}$, нормированная следующим образом:

$$\int \Phi_{\mathbf{p}}^{(d)} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} = n_d. \quad (3.49)$$

Дальнейшие вычисления проводятся по методике, приведенной в [76], в следующих предположениях: (1) функция распределения $\Phi_{\mathbf{p}}^{(d)}$ – максвелловская; (2) пылевая звуковая турбулентность – изотропная; (3) шаги в каскаде, характеризующем перекачку энергии волн по спектру, – физически бесконечно малые. Последнее предположение полезно для упрощения выражения для вероятности (3.48). Введем компоненты вектора скорости $\mathbf{v}$, параллельную и перпендикулярную вектору $\mathbf{k} - \mathbf{k}'$. Поскольку спектр волн предполагается изотропным, в подынтегральном выражении (3.47) можно заменить квадрат выражения $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})$ на сумму квадратов $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\parallel})$ и $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\perp})$. В свою очередь, $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\parallel})^2$ можно выразить через квадрат разности частот взаимодействующих волн:

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\parallel})^2 \rightarrow \frac{(\mathbf{k} \cdot [\mathbf{k} - \mathbf{k}'])^2 ([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \mathbf{v})^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^4} = \frac{(\mathbf{k} \cdot [\mathbf{k} - \mathbf{k}'])^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^4} (\omega_k - \omega_{k'})^2. \quad (3.50)$$

Поскольку шаги в каскаде предполагаются бесконечно малыми, разность частот в (3.50) мала, и, соответственно, выражением (3.50) можно пренебречь. Квадрат $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\perp})$ входит во второе слагаемое выражения (3.47) только в комби-

нации с функцией распределения пылевых частиц. В результате усреднения с использованием максвелловской функции распределения получаем следующую замену:

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_\perp)^2 \rightarrow \frac{[\mathbf{k} \times (\mathbf{k} - \mathbf{k}')]^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2} v_{Td}^2 = \frac{[\mathbf{k} \times \mathbf{k}']^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2} v_{Td}^2. \quad (3.51)$$

Учтем теперь, что в первом приближении при $|\omega_k - \omega_{k'}| \rightarrow 0$ дельта-функцию в выражении (3.48) для вероятности можно представить в виде:

$$\delta(\omega_k - \omega_{k'} - ([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \mathbf{v})) \rightarrow \delta(\omega_k - \omega_{k'}) - ([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \mathbf{v}) \delta'(\omega_k - \omega_{k'}). \quad (3.52)$$

Оказывается, что в вероятность (3.48) основной вклад вносит второе слагаемое правой части (3.52):

$$w_{\mathbf{p}}^{(d)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \rightarrow -\frac{4(2\pi)^3 Z_d^4 e^4 [\mathbf{k} \times \mathbf{k}']^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}')^2 ([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \mathbf{v})}{m_d^3 \omega_{pd}^4 k^2 k'^2 |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2} \delta'(\omega_k - \omega_{k'}) T_d. \quad (3.53)$$

Производная функции распределения пылевых частиц,

$$\left([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \frac{\partial \Phi_{\mathbf{p}}^{(d)}}{\partial \mathbf{p}} \right) = -\frac{([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \mathbf{v})}{T_d} \Phi_{\mathbf{p}}^{(d)}, \quad (3.54)$$

содержит так же, как и выражение (3.54), множитель $([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \mathbf{v})$. Таким образом, при вычислении слагаемого в (3.47), ответственного за нелинейные эффекты, можно использовать замену:

$$([\mathbf{k} - \mathbf{k}'] \cdot \mathbf{v})^2 \rightarrow |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2 v_{Td}^2. \quad (3.55)$$

Кроме того, поскольку имеется предположение об изотропном характере турбулентности, можно произвести усреднение по угловым переменным, что позволяет использовать следующую замену:

$$\frac{[\mathbf{k} \times \mathbf{k}']^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}')^2}{k^4 k'^4} \rightarrow \frac{2}{15}. \quad (3.56)$$

В итоге, учитывая все упомянутые выше замены, а также вводя функцию $\tilde{W}_k$, зависящую только от модуля волнового вектора, так, что $\int \tilde{W}_k dk =$

$\int W_{\mathbf{k}} d\mathbf{k} = W$, переписываем уравнение (3.47) в виде:

$$\gamma_k + \frac{2\pi v_{Td}^2}{15n_d m_d} \int \frac{\tilde{W}_{k'}}{\omega_{k'}} k^2 k'^2 \delta'(\omega_k - \omega_{k'}) dk' = 0. \quad (3.57)$$

Используя соотношения

$$\delta'(\omega_k - \omega_{k'}) = -\frac{\partial}{\partial \omega_{k'}} \delta(\omega_k - \omega_{k'}) = -\left[\frac{d\omega_{k'}}{dk'}\right]^{-1} \frac{\partial}{\partial k'} \left[\frac{\delta(k - k')}{d\omega_k/dk}\right], \quad (3.58)$$

можно переписать уравнение (3.57) в виде:

$$\gamma_k + \frac{2\pi v_{Td}^2}{15n_d m_d} k^2 \left[\frac{d\omega_k}{dk}\right]^{-1} \frac{\partial}{\partial k} \left[\frac{\tilde{W}_k}{\omega_k} \frac{k^2}{d\omega_k/dk}\right] \equiv \gamma_k + \gamma_k^{\text{Nl}} = 0. \quad (3.59)$$

Уравнение (3.59) по своей структуре схоже с уравнением, используемым при описании аномального сопротивления плазмы (см. формулу (7.43) в [76]). При этом для нахождения плотности энергии волн W важно определить поведение функции $\tilde{W}_k$ в длинноволновой области спектра (в рассматриваемом здесь случае при $k \ll \tilde{\lambda}_D^{-1}$). Предполагая, что $\omega_{pd} \tilde{\lambda}_D \ll u$ (что, например, имеет место при $u \sim 1$ км/с в условиях плазмы в области взаимодействия хвоста магнитосферы с Луной), а также используя закон дисперсии пылевых звуковых волн (3.26) и выражение для инкремента кинетической неустойчивости (3.28), в случае $k \ll \tilde{\lambda}_D^{-1}$ переписываем уравнение (3.59) в виде:

$$\frac{\tilde{\lambda}_D^2}{\lambda_{DiM}^2} \frac{u}{k v_{TiM}} + \frac{4\sqrt{2}\pi}{15} \frac{T_d}{n_d m_d^2 (\omega_{pd} \tilde{\lambda}_D)^4} \frac{\partial}{\partial k} (\tilde{W}_k k) = 0. \quad (3.60)$$

Решение уравнения (3.60) имеет вид:

$$\tilde{W}_k = \frac{15}{4\sqrt{2}\pi} \frac{u}{v_{TiM}} \frac{\tilde{\lambda}_D^2}{\lambda_{DiM}^2} \frac{n_d m_d^2 (\omega_{pd} \tilde{\lambda}_D)^4}{T_d k} \ln \left(\frac{k_0}{k} \right), \quad (3.61)$$

где k_0 – некая константа. Поскольку инкремент кинетической неустойчивости γ_k резко уменьшается при $k \gg \tilde{\lambda}_D^{-1}$, значение $\tilde{W}_k$ (формально) стремится к нулю при больших значениях k , а также величина k_0 входит в выражение (3.61) только под знаком логарифма, не являющегося быстро меняющейся функцией,

можно считать, что $k_0 \sim \lambda_D^{-1}$. Итак,

$$\tilde{W}_k \sim \frac{u}{v_{TiM}} \frac{\tilde{\lambda}_D^2}{\lambda_{DiM}^2} \frac{n_d m_d^2 (\omega_{pd} \tilde{\lambda}_D)^4}{T_d k} \ln \left(\frac{1}{k \tilde{\lambda}_D} \right). \quad (3.62)$$

Выражение (3.62) позволяет оценить плотность энергии пылевых звуковых волн $W = \int \tilde{W}_k dk$:

$$W \sim \frac{u}{v_{TiM}} \frac{\tilde{\lambda}_D^2}{\lambda_{DiM}^2} \frac{n_d m_d^2 (\omega_{pd} \tilde{\lambda}_D)^4}{T_d} \left(\ln [k_{\min} \tilde{\lambda}_D] \right)^2, \quad (3.63)$$

где $k_{\min}$ – наименьшее значение волнового вектора в спектре пылевых звуковых волн, обусловленное, например, процессами вязкого затухания [82;83], конкурирующими при малых значениях k с кинетической пылевой звуковой неустойчивостью. В дальнейших оценках (аналогично [76]) величину квадрата логарифма будем опускать. Таким образом, используя (3.46), получаем:

$$\nu_{\text{eff}} \sim \omega_{piM} \left(\frac{\tilde{\lambda}_D}{\lambda_{DiM}} \right)^3 \frac{u}{v_{TiM}} \frac{n_d}{n_{iM}} \frac{m_d^2 (\omega_{pd} \tilde{\lambda}_D)^4}{T_d T_{iM}}. \quad (3.64)$$

Как уже отмечалось, для типичных параметров плазмы, при которых реализуется развитие кинетической пылевой звуковой неустойчивости в области взаимодействия хвоста земной магнитосферы с Луной, среди дебаевских радиусов, входящих в правую часть (3.27), наименьшим является $\lambda_{De(ph)}$. В этом случае выражение для ν_{eff} принимает вид:

$$\nu_{\text{eff}} \sim \frac{u |Z_d|}{\lambda_{DiM}} \frac{T_{e(ph)}^{7/2}}{T_{iM}^{5/2} T_d} \left(\frac{n_{iM}}{n_{e(ph)}} \right)^{1/2}. \quad (3.65)$$

Характерная напряженность электрического поля E , возникающего в пылевой плазме при развитии пылевой звуковой турбулентности, таким образом, имеет вид:

$$E \sim \frac{\nu_{\text{eff}} m_i u}{e} \sim \frac{m_i u^2 |Z_d|}{e \lambda_{DiM}} \frac{T_{e(ph)}^{7/2}}{T_{iM}^{5/2} T_d} \left(\frac{n_{iM}}{n_{e(ph)}} \right)^{1/2}. \quad (3.66)$$

Вычисление по формуле (3.66) при $a \sim 100$ нм, $u \sim 1$ км/с, $|Z_d| \sim 10$, $n_d \sim 10$ см⁻³, $n_{iM} \sim 10$ см⁻³, $m_d \sim 10^{-14}$ г, $T_{iM} \sim 100$ эВ, $T_{e(ph)} \sim 1$ эВ, $n_{e(ph)} \sim 10^2$ см⁻³, $T_d \sim 10^{-2}$ эВ показывает, что электрические поля $E \sim 10^{-6}$ В/м, возбуждаемые при развитии пылевой звуковой турбулентности в плазменно-пылевой системы у Луны, существенно меньше электрических полей, возбуждаемых при развитии ионно-звуковой турбулентности.

3.9 Выводы

Рассмотрены линейные и нелинейные волны в приповерхностной лунной пылевой плазме. Отмечается, что функция распределения фотоэлектронов (по скоростям) представляется в виде суперпозиции двух функций распределения, характеризующихся различными температурами электронов: электроны с меньшей энергией выбиваются из лунного реголита фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита, тогда как происхождение электронов с большей энергией связано с фотонами, соответствующими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения. Нарушение изотропии функции распределения электронов в приповерхностной лунной плазме связано с движением солнечного ветра относительно фотоэлектронов и заряженных пылевых частиц, что приводит к развитию неустойчивости и возбуждению высокочастотных волн с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн.

Рассмотрена возможность распространения пылевых звуковых солитонов в приповерхностной лунной плазме. Показано, что при их описании следует учитывать эффект захвата электронов потенциальными стенками, существование которых обусловлено положительным электростатическим потенциалом солитона. Функция распределения электронов в этом случае модифицируется благодаря адиабатическому захвату и описывается формулой Гуревича [Ландау]. Определены области возможных чисел Маха и амплитуд солитонов. Найдены солитонные решения для различных высот над лунной поверхностью. Показано, что солитоны у поверхности Луны могут обладать довольно большими амплитудами. Их возбуждение может, например, происходить в окрестности лунного терминатора.

Также рассмотрены волновые процессы при взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны. Картина волновых процессов существенным образом зависит от параметров плазменно-пылевой системы. Так, например, возбуждение ионно-звуковых волн возможно в областях магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы для параметров фотоэлектронов, характеризуемых квантовым выходом лунного реголита из работы [74], в которой генерация фотоэлектронов осуществлялась фотонами с энергиями, соответствующими пику солнечной активности. Для таких же параметров фотоэлектронов возможно возбуждение пылевых звуковых волн во всей области взаимодействия хвоста магнитосферы с пылевой плазмой у Луны. В обеих ситуациях развитие неустойчивостей обусловлено относительным движением ионов магнитосферы и заряженных пылевых частиц. Оказывается, что в силу довольно длительного характера развития неустойчивостей в указанных двух ситуациях успевает установиться развитая плазменная турбулентность. Ионно-звуковая турбулентность рассматривается с позиций сильной турбулентности. Тогда как для описания пылевой звуковой турбулентности следует использовать теорию слабой турбулентности. Для случаев ионно-звуковой и пылевой звуковой турбулентности определены эффективные частоты столкновений, характеризующие аномальную потерю импульса ионов вследствие их взаимодействия с волнами, а также определены возникающие в системе электрические поля. Оказывается, что при развитии ионно-звуковой турбулентности в плазменно-пылевой системы у Луны могут возбуждаться электрические поля, несколько меньшие электрических полей у поверхности Луны, возникающих в процессе зарядки ее поверхности при взаимодействии Луны с солнечным излучением, но, тем не менее, вполне значимые для установления адекватной картины электрических полей над Луной. Полученные эффективные частоты столкновений следует учитывать при записи гидродинамических уравнений для ионов пылевой плазмы с учетом ее турбулентного нагрева. Волновые движения в области взаимодействия хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны (или те или иные их проявления) могут быть зафиксированы с помощью аппаратуры, которую предполагается разместить на спускаемых аппаратах станций “Луна-25” и “Луна-27”. Так, в состав выносных датчиков на станции “Луна-27”, входит зонд Ленгмюра, с помощью которого возможны локальные измерения флуктуаций концентрации и потенциала в плазме. С другой

стороны возможность возникновения волновых движений в приповерхностной лунной плазме должна быть учтена при обработке вольт-амперной характеристики зонда Ленгмюра и интерпретации данных наблюдений.

Глава 4. Пылевая плазма в ионосфере Земли

4.1 Явления, связанные с проявлением заряженной пыли в ионосфере Земли

Основные результаты, изложенные в этой главе опубликованы в работе [139].

Исследование пылевых частиц в пылевой плазме ионосферы Земли представляет большой научный и практический интерес. Пылевые частицы могут приводить к различным физическим эффектам в ионосфере, не происходящим в отсутствие пыли [18-25diploma]. Их можно выявить из наблюдений уникальных природных явлений, таких как серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения [26]. В результате бомбардировки Земли метеорными потоками, в ионосферу попадает большое число пылевых частиц. Абляция метеоров на высотах 80–120 км и ниже приводит к появлению перенасыщенных паров таких металлов как натрий, кальций, магний, [28] которые конденсируются в небольшие песчинки с характерными размерами от нескольких нанометров до десятков микрометров. Более крупномасштабные частицы также могут присутствовать в ионосфере после бомбардировки метеороидами в результате их неполного сгорания [28]. Другой важный источник околоземного метеорного вещества, на которое приходится 90–99 % от его общего числа, [29] – это выбросы из ядер короткопериодических комет. Во время потоков Персеид, Орионид, Леонид и Геминид происходят значительные выбросы пылевых частиц в атмосферу Земли. Пылевые частицы также могут являться результатом конденсации водных паров. Более того, пыль от извержений вулканов может подниматься в атмосфере и достигать больших высот ионосферы (порядка 40 км и выше) из-за конвекции. Так, яркое проявление серебристых облаков в 1885 году приписывается извержению вулкана Кракатау в 1883 году [én]. Именно это событие было первым зафиксированным наблюдением серебристых облаков.

Как отмечалось в предыдущих главах, пылевые частицы в плазме могут приобретать электрический заряд вследствие присоединения к ним электронов и ионов. Если не наблюдается существенной фотоэмиссии, то пылевые части-

цы заряжаются отрицательно, так как электроны обладают гораздо большей мобильностью, чем тяжелые ионы. При нормальных условиях заряд пыли принимает значение десятка зарядов электрона. Более точное число определяется как из размера и формы пылинок, так и из параметров плазмы. В присутствии фотоэмиссии ситуация радикально меняется – солнечное излучение, попадая на пылевые частицы, выбивает с их поверхности электроны, вследствие чего частицы приобретают положительный заряд. Проходя атмосферу, не весь спектр солнечного излучения достигает высот 80–120 км, а только та часть, где энергии фотонов имеют энергию порядка 7.3 эВ [30] 4.2. Поэтому, если материал пылевых частиц имеет работу выхода выше, чем 7.3 эВ, то фотоэмиссии под воздействием солнечного излучения на высотах 80–120 км не наблюдается. Эта ситуация типична для частиц, состоящих из чистого льда. Однако наиболее часто встречающиеся в атмосфере частицы имеют металлический состав. Работа выхода пыли, состоящей преимущественно из щелочно-земельных металлов может быть ниже 2–4 эВ. Фотоэмиссия электронов в связи с этим играет важную роль в процессе зарядки таких частиц. Заряд частиц определяется как их размером и параметрами плазмы, так и интенсивностью солнечного излучения. Результирующий заряд пылевых частиц может достигать от десятков до сотен электрических зарядов по абсолютной величине. Пока плазма остается нейтральной, плотность ионов оказывается пренебрежимо малой по сравнению с плотностью электронов, а пылевые частицы в этом случае выполняют роль тяжелых ионов с большими зарядами. Ионосферная пылевая плазма состоит из электронов, нескольких видов ионов, нейтралов, положительно и отрицательно заряженных пылевых частиц. Частицы могут оказывать значительный эффект на волновые [31] и физико-химические процессы, протекающие в ионосфере.

На графике 4.1 представлен спектр солнечного излучения в зависимости от длины волны. Спектр сделан с помощью моделирования в SMARTS2 (version 2.9.2) по данным наблюдений атмосферных трансмиссий сияния Гумард [40].

Для наглядного пояснения ниже приведено изображение спектра солнечного излучения, прошедшего ионосферу (Рис. 4.2). Изображение создано с помощью спектрометра, делающего преобразование Фурье (спектрометр расположен в Национальной Обсерватории Аризоны).

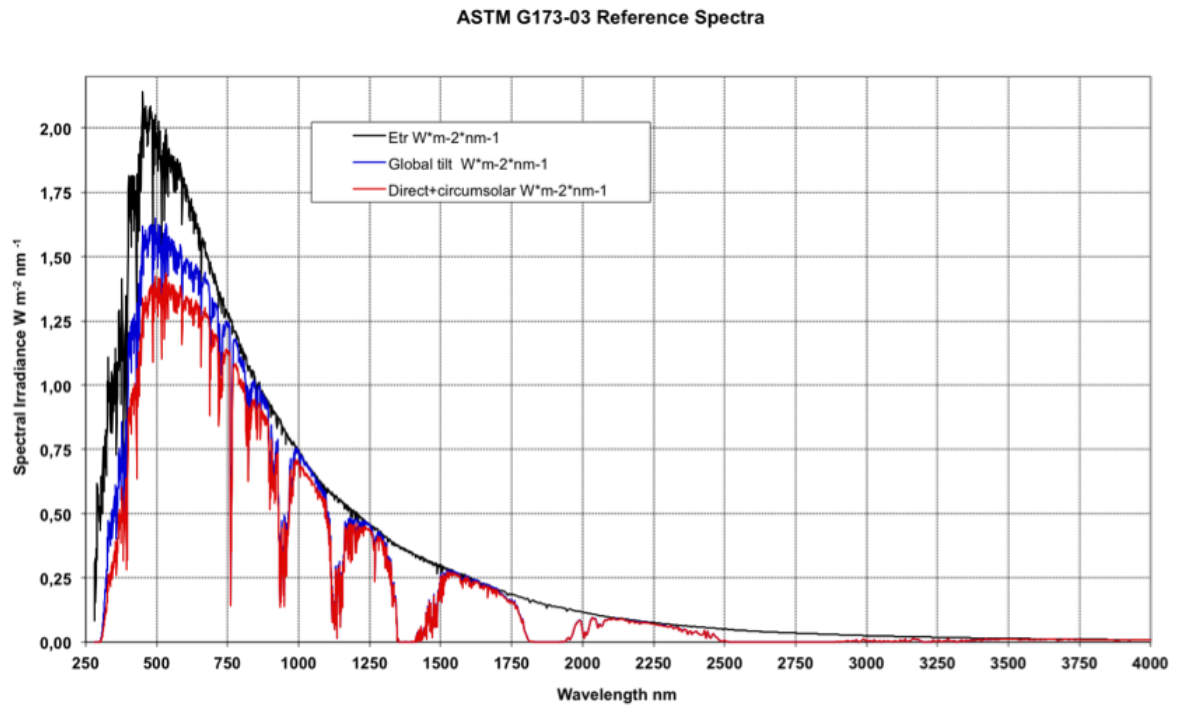


Рисунок 4.1 — Спектр солнечного излучения на различных высотах: красная кривая показывает спектр на уровне Земли, синяя – в ионосфере, черная – за пределами атмосферы. [Credit: American Society for Testing and Materials (ASTM) Terrestrial Reference Spectra for Photovoltaic Performance Evaluation]

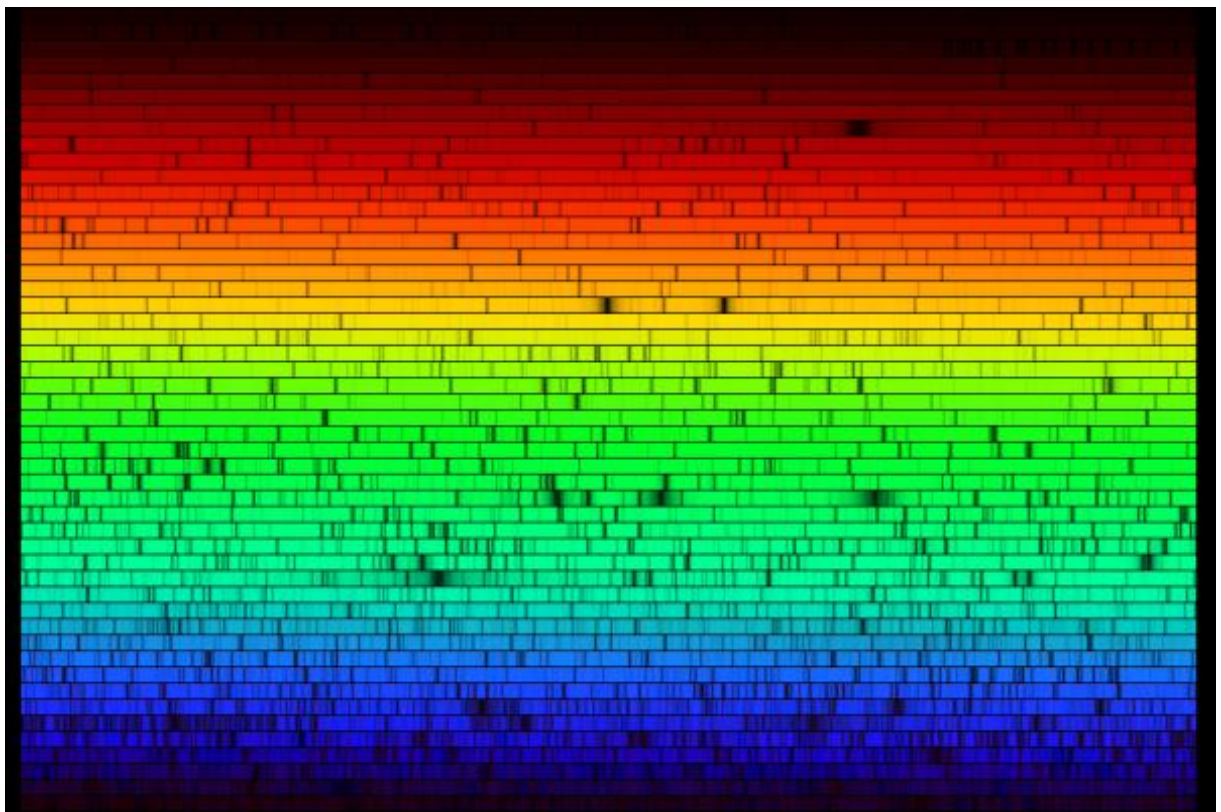


Рисунок 4.2 — Изображение солнечного спектра высокого разрешения. [Credit: N.A.Sharp, NOAO/NSO/Kitt Peak FTS/AURA/NSF]

Имея данные значения спектров солнечного излучения, можно провести вычисления для расчета неоднородностей, возбуждаемых модуляционным взаимодействием в запыленной плазме ионосферы на высотах 80–120 км.

На протяжении многих лет в физике ионосферы существенное место занимает проблема формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций при воздействии на ионосферу электромагнитного излучения от мощных нагревных стендов [121]. В нижней ионосфере на высотах 80 – 120 км существуют области, где присутствуют заряженные нано- и микромасштабные частицы, образующиеся при возникновении метеорных потоков. Частицы могут также образовываться в результате конденсации перенасыщенных паров воды в летней полярной мезосфере и т.д. Отличие таких запыленных областей ионосферы от других областей, в которых не содержатся пылевые частицы, состоит в появлении новых пространственно-временных масштабов связанных, например, с распространением пылевых звуковых волн [122]. В данной главе обсуждается механизм возникновения неоднородностей концентрации электронов и ионов в запыленной ионосферной плазме, связанный с развитием нелинейных модуляционных процессов (при распространении мощных электромагнитных сигналов от нагревных стендов), в которых участвуют пылевые звуковые возмущения.

4.2 Модуляционное возбуждение неоднородностей в плазме запыленной ионосферы Земли

Модуляционное взаимодействие является важным механизмом, приводящим к образованию неоднородностей плотности в плазме [123]. В результате развития линейной стадии модуляционного взаимодействия (модуляционной неустойчивости) образуются области в пространстве, в которых присутствуют достаточно интенсивные электромагнитные поля, сопровождаемые локальными изменениями плотности плазмы (флуктуациями концентраций электронов и ионов). Вопросы развития модуляционной неустойчивости в ионосферной плазме при воздействии мощного радиоизлучения исследуются уже несколько десятков лет (см. например, [124; 125]). Однако эти работы посвящены иссле-

дованиям верхней ионосферы, где пылевые частицы имеют ничтожные концентрации. В нижней ионосфере на высотах 80 – 120 км концентрации заряженных пылевых частиц могут быть довольно значительными ($\sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$), и, как следствие, их учет необходим при описании модуляционного взаимодействия [126]. Детальное исследование модуляционной неустойчивости для случая запыленной ионосферы проводилось в [20; 127]. Данная работа является продолжением указанных исследований запыленной ионосферной плазмы на высотах 80 – 120 км. При этом внимание акцентируется на определении характерных возмущений электронной и ионной концентрации. На настоящем этапе развитыми оказываются методы исследования в плазме запыленной ионосферы модуляционной неустойчивости монохроматической электромагнитной волны, которые в первом приближении могут применяться и для описания неустойчивости спектров волн, когда характерные пространственные масштабы возмущения концентрации оказываются значительно меньшими характерной длины волны в спектре. При этом следует учитывать, что конечная ширина волнового спектра (см., например, [128; 129]) может приводить к заметному отличию характера развития модуляционного взаимодействия. Поэтому в будущем предполагается рассмотрение модуляционной неустойчивости широких спектров электромагнитных волн в плазме запыленной ионосферы. Здесь же рассмотрение проводится для монохроматических волн накачки, генерируемых нагревными стендами.

4.2.1 Основные уравнения

Для описания модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме используется стандартный подход. В условиях диффузионного равновесия система основных уравнений имеет вид (ср. с [20; 127]):

$$en_{e0} \nabla \varphi - T_{e0} \nabla n_{e1} - n_{e0} \nabla T_{e1} - \frac{n_{e0}e^2}{2m_e\omega_0^2} \cdot \nabla |\mathbf{E}|^2, \quad (4.1)$$

$$en_{i0} \nabla \varphi - \kappa T_{i0} \nabla n_{i1} - n_{i0}\kappa \nabla T_{i1} = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial^2 n_{d1}}{\partial t^2} + \nu_{dn} \frac{\partial n_{d1}}{\partial t} = \frac{n_{d0}q_{d0}\Delta\varphi_1}{m_d}, \quad (4.3)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T_{e1}}{\partial t} - \frac{\chi_e}{2} \Delta T_{e1} + \tilde{\nu}_e(T_{e1} - T_{i1}) - \frac{T_{e0}}{n_{e0}} \frac{\partial n_{e1}}{\partial t} = \frac{2\nu_e e^2 |\mathbf{E}|^2}{m_e \omega_0^2}, \quad (4.4)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T_{i1}}{\partial t} - \frac{\chi_i}{2} \Delta T_{i1} + \tilde{\nu}_i(T_{i1} - T_{e1}) - \frac{T_{i0}}{n_{i0}} \frac{\partial n_{i1}}{\partial t} = 0, \quad (4.5)$$

$$\Delta\varphi_1 = 4\pi(n_{e1}e - n_{i1}e - q_{d0}n_{d1} - n_{d0}q_{d1}). \quad (4.6)$$

При выводе системы уравнений 4.1 – 4.6 использовались уравнения Брагинского, модифицированные присутствием заряженной пылевой компоненты (ср. с [20]).

Здесь и далее использованы все формулы и величины в СГС, m_ξ – масса частиц сорта ξ ; n_ξ – концентрация частиц сорта ξ ; $\xi = e, i, d$ для электронов ионов и пылевых частиц, соответственно. $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов), измеряемая в единицах энергии (так как температуру ионов и нейтралов на высотах 80 – 120 км можно считать одинаковой, (см. например, [130], стр. 15-16), то в уравнениях 4.4 – 4.5 не имеет смысла отдельно выделять температуру нейтралов, а следует использовать единое обозначение T_i); $-e$ – заряд электрона, ионы предполагаются однозарядными, q_d – заряд пылевых частиц, φ_1 – потенциал низкочастотного возмущения, $\mathbf{E}$ – электрическое поле электромагнитной волны накачки, ω_0 – частота этой волны, κ – показатель адиабаты, в случае изотермического процесса $\kappa = 1$, в случае адиабатического процесса $\kappa = 3$. Индекс “0” соответствует невозмущенным параметрам, индекс “1” – возмущенным величинам первого порядка малости; эффективная частота столкновений $\tilde{\nu}_{e(i)} = \sum_{\xi=i(e), n, d} 3(m_{e(i)}/m_\xi)\nu_{e(i)\xi}$, $\nu_{\xi\eta}$ – частота столкновений частиц сорта $\xi = e, i, n, d$ с частицами сорта $\eta = e, i, n, d$; характеризующая скорость выравнивания температур электронов и ионов; $\chi_e = 3.16T_e/(m_e\nu_e)$, $\chi_i = 3.9T_i/(m_i\nu_i)$ – электронный и ионный коэффициенты температуропроводности соответственно, здесь $\nu_{e(i)} = \sum_{\xi=i(e), n, d} \nu_{e(i)\xi}$, $\nu_{\xi\eta}$, Δ – оператор Лапласа. Числовые коэффициенты, указанные в коэффициентах переноса, взяты для случая плазмы с односортными ионами [131]. Для реальной ионосферы этот случай является

упрощенной моделью и берется в качестве базовых вычислений за неимением других данных для многокомпонентной плазмы с ионами разного сорта.

Изменение заряда пылевых частиц в ионосферной плазме происходит в соответствии с уравнением [132]:

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = I(q_d), \quad (4.7)$$

где полный ток $I(q_d) = I_e(q_d) + I_i(q_d) + I_{ph}(q_d)$ определяется суммой электронного $I_e(q_d)$ и ионного $I_i(q_d)$ токов, а также тока фотоэлектронов (фототока) $I_{ph}(q_d)$. Фототок может возникать только в дневное время под действием солнечного излучения [132]. Однако фотоэффекту подвержены не все пылевые частицы, что обусловлено их составом. На высотах 80–120 км спектр солнечного излучения резко обрывается на длинах волн, порядка 170 нм, что соответствует энергии 7.3 эВ. Если, при этом, вещество, составляющее пылевую частицу, имеет работу выхода большую 7.3 эВ, то фотоэффект не происходит. Например, работа выхода чистого льда составляет около 8.9 эВ. Таким образом, пылевая частица, состоящая из чистого льда, не будет подвергаться фотоэффекту ни в дневное, ни, тем более, в ночное время. Для малых вариаций возмущений заряда пылевых частиц в случае их положительного заряда справедливо соотношение [20]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{ch}\right)q_{d1} = I_{e0}^{eq}\left(\frac{n_{e1}}{n_{e0}} + \frac{1-z}{1+z}\frac{T_{e1}}{2T_{e0}}\right), \quad (4.8)$$

где $\nu_{ch} = -(\partial I / \partial q)^{eq}$; $z = -eq_{d0}/aT_{e0}$, a – характерный размер пылевых частиц, I_{e0}^{eq} – равновесный ток электронов на пылевую частицу (см., например, [20]). При этом частота зарядки имеет вид:

$$\nu_{ch} = -\frac{\partial I}{\partial q_d}\bigg|_{q_d=q_{d0}} = \frac{\omega_{pe}^2 a}{\sqrt{2\pi} V_{Te}} + \frac{\pi \beta a c e^2}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{2\pi^2 c^3} \frac{\hbar \omega^2}{\exp(\hbar \omega / T_s) - 1} \bigg|_{\omega=\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}, \quad (4.9)$$

В случае отрицательного заряда пылевых частиц q_{d1} определяется из выражения 4.7:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{ch}\right)q_{d1} = -|I_{e0}^{eq}|\left(\frac{n_{e1}}{n_{e0}} - \frac{n_{i1}}{n_{i0}} + (1+2z)\frac{T_{e1}}{2T_{e0}} + \frac{\tau-z}{\tau+z}\frac{T_{i1}}{2T_{i0}}\right), \quad (4.10)$$

где $\tau = T_{e0}/T_{i0}$. При этом частота зарядки имеет вид:

$$\nu_{ch} = -\frac{\partial I}{\partial q_d}|_{q_d=q_{d0}} = \frac{\omega_{pi}^2 a}{\sqrt{2\pi} V_{Ti}} (1 + \tau + z). \quad (4.11)$$

Для описания модуляционной неустойчивости электромагнитной волны и сопровождающих ее процессов в ионосферной плазме необходимо рассматривать два случая: прохождение электромагнитной волны через слой пылевой плазмы, содержащей положительно или отрицательно заряженные нано- и микромасштабные пылевые частицы. Когда пылевые частицы заряжены положительно, они несут на себе основной положительный заряд плазменной компоненты. В этом случае роль ионов становится пренебрежимо малой. Когда фотоэффект отсутствует, заряд пылевых частиц отрицательный, и роль ионов становится существенной. Предполагая, что низкочастотные возмущения в плазме меняются как $\exp(-i\Omega t + i\mathbf{K}\mathbf{r})$ (где Ω и $\mathbf{K}$ – частота и волновой вектор, связанные с низкочастотными возмущениями), уравнения, описывающие эволюцию высокочастотного электромагнитного поля, можно записать в виде:

$$\varepsilon_{\pm} \mathbf{E}_{\pm} - \frac{c^2}{\omega_{\pm}^2} \mathbf{k}_{\pm} \times (\mathbf{k}_{\pm} \times \mathbf{E}_{\pm}) = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{\pm}^2} \mathbf{E}_{0\pm}, \quad (4.12)$$

где $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$, $\mathbf{k}_{\pm} = \mathbf{K} \pm \mathbf{k}_0$; ω_0 , $\mathbf{k}_0$ – частота и волновой вектор, соответствующие волне накачки; $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_{e0} e^2 / m_e}$ – электронная плазменная частота; $\varepsilon_{\pm} = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega_{\pm}^2$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы; $\mathbf{E}_+ = \mathbf{E}$, $\mathbf{E}_- = \mathbf{E}^*$, $\mathbf{E}_{0+} = \mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_{0-} = \mathbf{E}_0$.

4.2.2 Инкременты модуляционной неустойчивости

Закон дисперсии пылевых звуковых волн $\omega_S(K)$ определяется системой уравнений 4.1 – 4.12 и имеет вид:

$$\omega_S(K) = \sqrt{\omega_d^2 / A - (\nu_{dn} / 2)^2} - i\nu_{dn} / 2, \quad (4.13)$$

где в случае $q_d > 0$

$$A = 1 + \frac{1}{K^2 \lambda_{de}^2} \left(1 + \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1-z}{1+z} \frac{2\omega_S}{3\omega_S + i\omega_\chi} \right) / \left(1 + \frac{2\omega_S}{3\omega_S + i\omega_\chi} \right) \frac{i\tilde{\nu}_e}{\omega_S + i\nu_{ch}} \right), \quad (4.14)$$

а в случае $q_d < 0$:

$$A = 1 + \frac{1}{K^2 \lambda_{de}^2} \left(1 + \frac{1+\tau}{\tau} \frac{i\tilde{\nu}_e}{\omega_S + i\nu_{ch}} \right) + \frac{1}{K^2 \lambda_{di}^2}. \quad (4.15)$$

Здесь $\omega_{de} = \sqrt{4\pi n_{d0} q_d^2 / m_d}$ – пылевая плазменная частота. Затухание пылевых звуковых волн в запылённой ионосферной плазме обусловлено частотой столкновений пылевых частиц с нейтральной компонентой ионосферы. Для широкого диапазона параметров нижней запылённой ионосферы: температуры нейтралов $T_n \approx 130 - 155$ К, их концентрации $n_n \approx 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, характерного размера пылевых частиц [133; 134] $a \sim 10 - 10^3$ нм и их концентраций $n_d \approx 10 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ получаем $\omega_{de} \approx 0.01 - 100$ рад/с и $\nu_{dn} \sim 0.01 - 0.1 \text{ с}^{-1}$.

Ввиду достаточно сложных соотношений между параметрами, входящими в 4.13, закон дисперсии пылевых звуковых волн достаточно сложен, и его явный вид может быть получен только с помощью численных расчетов. Однако для ситуации $\omega_c h i \gg \omega$, характерной для длин волн λ 1 – 10 см и ионосферной плазмы на высотах 80-120 км ввиду больших значений теплопроводности χ_e , которая варьируется от $10^{10} - 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^2/\text{с}$, а также под действием фотоэффекта, можно получить достаточно простое дисперсионное соотношение:

$$\omega = kc_s \sqrt{\frac{1}{k^2 \lambda_D^2} - \frac{\nu_{dn}^2}{4k^2 c_s^2}} - \frac{i\nu_{dn}}{2}, \quad (4.16)$$

где $\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$, $c_s = \omega_d / \lambda_D$.

В линейном приближении из уравнений 4.1 - 4.6 можно получить вариации для фурье-компонент электронной и ионной температур. В случае сильностолкновительной плазмы ($\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_i \gg \Omega, \omega_{\chi_i}, \omega_{\chi_e}$), что соответствует условиям нижней ионосферы, выражения температуры электронов и ионов могут быть преобразованы к виду:

$$T_{i1} = T_{e1} = \frac{\Omega}{3\Omega + i\omega_\chi} \left(\frac{T_{i0}}{n_{i0}} n_{i1} + \frac{T_{e0}}{n_{e0}} n_{e1} \right), \quad (4.17)$$

где $\omega_\chi = \omega_{\chi_e} + \omega_{\chi_i}$, $\omega_{\chi_e} = \chi_e K^2/2$, $\omega_{\chi_i} = \chi_i K^2/2$. Например, когда для электронов и ионов справедливо распределение Больцмана:

$$n_{e1}/n_{e0} = e\varphi/T_{e0}, \quad (4.18)$$

$$n_{i1}/n_{i0} = -e\varphi/T_{i0}, \quad (4.19)$$

в условиях диффузионного равновесия в сильностолкновительной ионосферной плазме из 4.17 следует, что вариации температур $T_{e1} = T_{i1} = 0$. Как уже отмечалось, масштаб неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной ионосферной плазме в результате развития модуляционной неустойчивости определяется амплитудой φ_0 электростатического потенциала, связанного с пылевыми звуковыми возмущениями. Из уравнений Максвелла следует, что Фурье компонента φ_0 имеет вид:

$$\varphi_{k,\omega} \approx \frac{4\pi\omega}{k^2 c^3} j_{k,\omega}^N, \quad (4.20)$$

где $j_{k,\omega}^N$ – плотность нелинейного тока, вызванная возмущениями второго порядка малости функций распределения электрически заряженных компонент запылённой ионосферной плазмы. Плотность нелинейного тока имеет вид:

$$j_{k,\omega}^N = \sum_{\alpha=e,i,d} \frac{q_\alpha^3}{m_\alpha} \int \frac{\mathbf{p}}{\omega - \frac{(\mathbf{k}\mathbf{p})}{m_\alpha}} (\mathbf{E}_1 \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}) \left(\frac{\mathbf{E}_2}{\omega_2 - \frac{(\mathbf{k}_2\mathbf{p})}{m_\alpha}} \right) \times \\ \times \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) d\omega_1 d\omega_2 d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{p}. \quad (4.21)$$

Здесь $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{\omega_1, \mathbf{k}_1}$, $\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{\omega_2, \mathbf{k}_2}$ – Фурье-компоненты напряжённости электрического поля в электромагнитной волне накачки, $f_{0,\alpha}$ – функция распределения частиц сорта α , удовлетворяющая условию нормировки $n_{0,\alpha} = \int f_{0,\alpha}(\mathbf{p}) d\mathbf{p}$. Полагая в 4.21 в качестве функции распределения максвелловскую функцию распределения, из 4.20 находим, что максимально возможное значение амплитуды возмущений электростатического потенциала имеет вид:

$$\varphi_0 = 8\pi q_d K \frac{n_{e0}}{K^3} \left(\frac{C_{sd}}{c} \right)^2 \frac{\Omega}{\omega_0} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}}. \quad (4.22)$$

Характерная частота в спектре низкочастотных волновых возмущений Ω и его ширина определяются максимальным инкрементом Γ модуляционной

неустойчивости. Когда фотоэффект отсутствует, частицы приобретают отрицательный электрический заряд, и в результате имеет место следующее соотношение между интенсивностью электромагнитной волны накачки и частотой пылевых звуковых возмущений:

$$\Omega \sim \Gamma \sim \left(\frac{\nu_e c^2}{\chi} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^6}{\omega_0^5} \frac{1}{\nu_e} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}}. \quad (4.23)$$

В случае положительного заряда пылевых частиц частота низкочастотных возмущений, возбуждаемых в процессе развития модуляционной неустойчивости при условии $\Omega \gg \omega_{\chi_e} \gg C_{Sd}K$, имеет вид:

$$\Omega \sim \Gamma \sim \left(\nu_e \omega_{pe}^2 \left(\frac{\omega_{pe} C_{Sd}}{\omega_0 c} \right)^2 \right)^{1/3} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/3}, \quad (4.24)$$

а в случае $\omega_{\chi_e} \gg \Omega \gg C_{Sd}K$ закон дисперсии имеет приближённый вид:

$$\Omega \sim \Gamma \sim \left(\omega_0 \frac{C_{Sd}^2 \omega_{pe}^4}{\chi_e \omega_0^4} \right)^{1/2} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}. \quad (4.25)$$

Таким образом, на основе, 4.22–4.25 для широкого диапазона параметров нижней запылённой ионосферы: температуры нейтралов $T_n = 130 - 200$ К, их концентрации $n_n = 10^{12} - 10^{15}$ см⁻³, характерного размера пылевых частиц $a \sim 10 - 10^3$ нм и их концентрации $n_d = 10 - 10^3$ см⁻³, концентрации электронов $n_e = 10^2 - 10^5$ см⁻³, концентрации ионов $n_i = 10^2 - 10^5$ см⁻³, находим, что величина $|\mathbf{E}_0|^2/4\pi n_{e0} T_{e0}$ не превосходит единицы, что соответствует приближению, используемому при исследовании модуляционной неустойчивости. При этом, неоднородности электронов и ионов в ионосферной плазме определяются выражениями 4.18, 4.19 и 4.22 и обусловлены пылевой звуковой модой, возникающей в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме.

При рассмотрении высот $h > 80$ км плазменная частота пылевых частиц ω_d превосходит частоту $\nu_{dn} = 4/3 m_n / m_d n_n \pi a^2 \sqrt{8T_n / \pi m_n}$, характеризующую передачу энергии от пылевой частицы нейтралам в результате столкновений. В этом случае рассмотрение задачи осуществляется в предположении, что нейтралы, участвующие в процессах ионизации и рекомбинации в нулевом при-

ближении, не сказываются в более высоких приближениях. В этой связи, единственным процессом, влияющим на концентрацию электронов (ионов), является рекомбинация электронов (ионов) на поверхности пылевых частиц. Таким образом, в уравнениях непрерывности не фигурируют слагаемые, содержащие характеристики нейтралов, но присутствуют члены, ответственные за рекомбинацию электронов (ионов) на пылевых частицах. В уравнениях Брагинского, характеризующих передачу импульса, ввиду пренебрежимо малой инертности частота ω_d на высотах $h < 80$ оказывается меньше ν_{dn} .

Отметим, что система уравнений 4.1 – 4.6 выведена из более общих уравнений, которые учитывают вклад нейтральной компоненты. Однако, из-за большой концентрации нейтралов, поскольку $\nu_{en} > \nu_{ei}$, и $\nu_{in} > \nu_{ei}$, где $\nu_{e(i)n}$ - частота столкновений электронов (ионов) с нейтрами, температуры ионов и электронов сравниваются с температурами нейтралов за время, много меньшее характерного времени, рассматриваемого в задаче.

4.2.3 Неоднородности концентраций электронов и ионов

Параметры запыленной ионосферы представлены на рисунке 4.3. Будем использовать их для расчетов неоднородностей концентрации плотности, вызванной модуляционной неустойчивостью электромагнитной волны накачки с пылевой звуковой модой колебаний, типичной для запыленной ионосферы Земли.

Антропогенные источники излучения электромагнитных волн в ионосфере, например, передатчики мощного электромагнитного излучения такие, как нагревные стенды, можно рассматривать, как источники монохроматического излучения, с некоторой шириной спектра $\Delta\omega$, $\Delta K \ll \omega_0$, k_0 , где ω_0 , k_0 - частота и волновой вектор излучения. В этом случае

$$\begin{aligned}
 |\mathbf{E}_0|_{\omega\mathbf{k}}^2 = \int \mathbf{E}_{\omega_1\mathbf{k}_1} \mathbf{E}_{\omega_2\mathbf{k}_2} \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta(\omega_{01} - \omega_1) \delta(\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_1) \times \\
 \times \delta(\omega_{02} - \omega_2) \delta(\mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}_2) d\omega_1 d\omega_2 d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2
 \end{aligned}
 \tag{4.26}$$

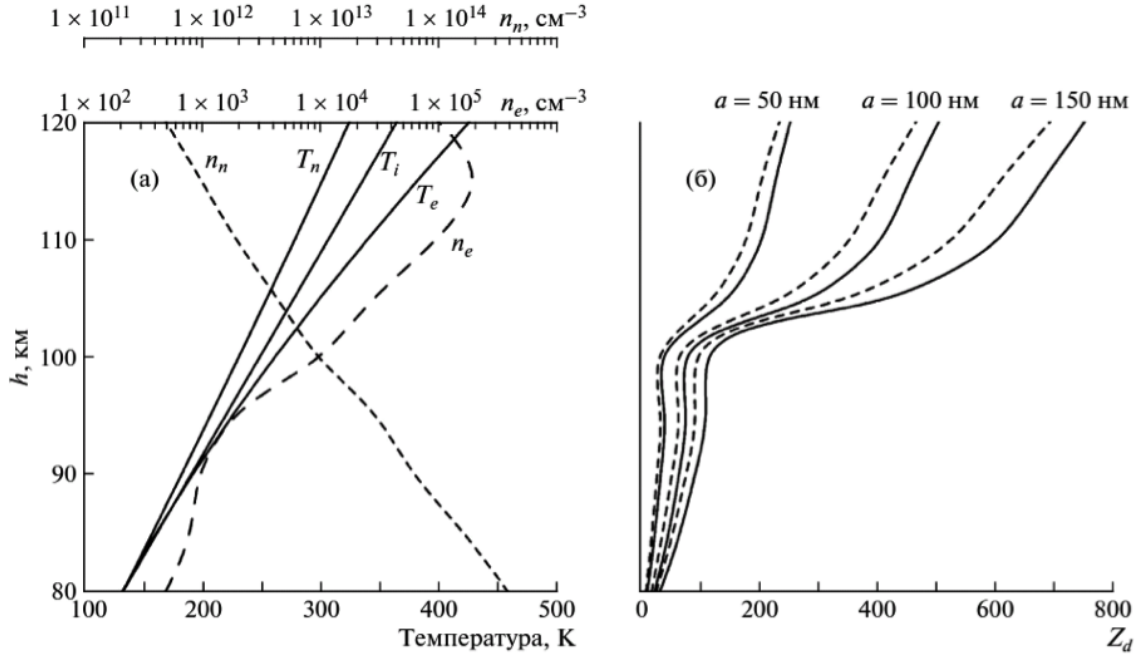


Рисунок 4.3 — Параметры запыленной ионосферы для концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, размеров пыли a , температуры электронов, ионов и нейтралов T_e , T_i , T_n , концентрации электронов и нейтралов n_e , n_n и зарядового числа z_d в зависимости от высоты

Здесь $\mathbf{E}_{\omega_1 \mathbf{k}_1} = \mathbf{E}_{\omega_2 \mathbf{k}_2} = \mathbf{E}_0$ - амплитуда монохроматического излучения; $\omega_{01}, \omega_{02}, \mathbf{k}_{01}, \mathbf{k}_{02}$ - частоты и волновые векторы спектральных компонент излучения, близких ω_0, k_0 и лежащих в интервале $\Delta\omega, \Delta K$. В указанном приближении из 4.1 – 4.12 легко получить неоднородности электронной и ионной концентраций, возникающих в результате модуляционного возбуждения пылевых звуковых возмущений в запыленной ионосферной плазме. При этом можно рассмотреть следующие случаи: а) заряды пылевых частиц положительные ($q_d > 0$):

1) $\Omega \gg \omega_\chi \gg C_S K$:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \frac{4\nu_e \tilde{\nu}_e}{3\Omega \left(\Omega + i \left(\nu_{ch} + \frac{2}{3} \frac{z+2}{z+1} \tilde{\nu}_e \right) \right)} \frac{1 - z \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2}{1 + z \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (4.27)$$

2) $\omega_\chi \gg \Omega \gg C_S K$:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left(1 + \frac{4\nu_e}{\omega_\chi} \right) \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + i\nu_{dn} \Omega - C_S^2 K^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (4.28)$$

3) $\omega_\chi \gg C_S K \gg \Omega$:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left(1 + \frac{4\nu_e}{\omega_\chi}\right) \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}; \quad (4.29)$$

б) случай, отсутствия фотоэффекта, когда нано- и микромасштабные частицы заряжены отрицательно ($q_d < 0$). В этом случае рассматриваются следующие ситуации: 4) $\Omega \gg \omega_\chi \gg C_S K$:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \mu \frac{\Omega((1+\gamma)4\nu_e/\Omega - (4\gamma+1)/\gamma) + i\nu_{ch}(4\nu_e/\Omega - (4\gamma+1)/\gamma)}{\Omega(1+5\gamma+\mu) + i\nu_{ch}(4\gamma+1+\mu(5-\beta-4\gamma\beta))} \times \\ \times \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}; \quad (4.30)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \times \frac{\left(1 + \frac{(3\beta+1)}{3}\mu \frac{\nu_{ch}}{(-i\Omega+\nu_{ch})}\right) - \frac{4\nu_e\nu_{ch}\mu}{\Omega(\Omega+i\nu_{ch})} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}}{\left(1 + \mu + \frac{(3\beta-\tau)}{3}\mu \frac{\nu_{ch}}{(-i\Omega+\nu_{ch})}\right)}; \quad (4.31)$$

когда $\nu_e \gg \Omega$

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = 4\mu \frac{\nu_e(1+\gamma+i4\nu_{ch}/\Omega)}{\Omega(1+5\gamma)+i\nu_{ch}(1+4\gamma)} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (4.32)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = 4\mu\nu_e \left(\frac{(1+\gamma+i4\nu_{ch}/\Omega)}{\Omega(1+5\gamma)+i\nu_{ch}(1+4\gamma)} - \frac{\nu_{ch}}{3\Omega(\Omega+i\nu_{ch})} \right) \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (4.33)$$

2) $\omega_\chi \gg \Omega \gg C_S K$:

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left(1 + \frac{4\nu_e}{\omega_\chi}\right) \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}} \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + i\nu_{dn}\Omega - C_S^2 K^2}, \quad (4.34)$$

3) $\omega_\chi \gg C_{Sd} K \gg \Omega$

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = - \left(1 + \frac{4\nu_e}{\omega_\chi} \right) \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (4.35)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{4\nu_e}{\omega_\chi} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}} \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + i\nu_{dn}\Omega - C_S^2 K^2}. \quad (4.36)$$

Из 4.27–4.36 для монохроматической волны накачки 4.27 следует, что $n_{e1}/n_{e0} \sim n_{i1}/n_{i0} \sim (\omega_{pe}/\omega_0)^2 |\mathbf{E}_0|^2 / 8\pi n_{e0} T_{e0}$. Отметим, что условие $(\omega_{pe}/\omega_0)^2 |\mathbf{E}_0|^2 / 8\pi n_{e0} T_{e0} < 1$ является критерием применимости полученных выражений 4.27–4.36. Также следует отметить, что порог модуляционной неустойчивости определяется из условия $\Gamma > \nu_{dn}$, т.е. инкремент модуляционной неустойчивости обязан быть большим декремента затухания пылевых звуковых возмущений. Опираясь на указанные соотношения можно получить области существования решений. На Рис. 4.4 такие области представлены, для высоты $h = 80$ км (когда $n_n \approx 5.56 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $n_{e0} \approx n_{i0} \approx 200 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx T_i \approx 150 \text{ К}$, $n_d \approx 100 \text{ см}^{-3}$, $a \approx 100 \text{ нм}$) и для высоты $h = 100$ км (когда $n_{e0} \approx n_{i0} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $n_n \approx 1.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 650 \text{ К}$, $a \approx 50 \text{ нм}$, $n_d \approx 100 \text{ см}^{-3}$). В рамках сделанных предположений решения 4.27–4.36 справедливы, в случае, когда амплитудно-частотные характеристики монохроматических волн накачки лежат ниже кривых «1». Кривые «2», «3», «4» соответствуют порогам модуляционной неустойчивости в случае отрицательно заряженных пылевых частиц (кривые «2»), а также положительного заряда пылевых частиц в двух ситуациях $\omega_{\chi_e} \gg \Omega \gg C_{sd}K$ (кривые «3») и $\Omega \gg \omega_{\chi_e} \gg C_{sd}K$ (кривые «4»). Как известно, например, установка НААРП обладает следующими характеристиками [135;136]: диапазон рабочих частот $2.8 - 10 \text{ МГц}$, эквивалентная излучаемая мощность в центре диаграммы направленности 250 МВт на 2.8 МГц и 4200 МВт на 10 МГц , облучаемая площадь на высоте 350 км составляет 12250 км^2 . На рис. 1 изображены точки «А» и «В», соответствующие параметрам установки НААРП: 250 МВт на 2.8 МГц (точка «А») и 4200 МВт на 10 МГц (точка «В»). Видно, что при распространении этих волн возможно развитие модуляционной неустойчивости в рамках предложенной модели.

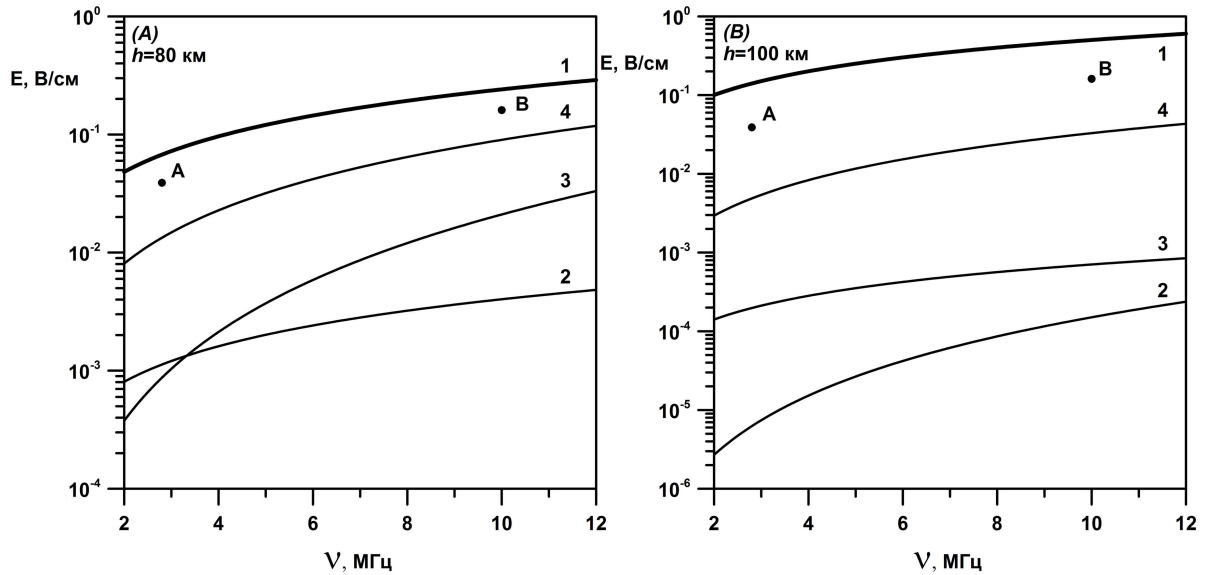


Рисунок 4.4 — Амплитуды E и частоты $\nu = \omega_0/2\pi$ волны накачки, характеризующие области развития модуляционных процессов, приводящих к формированию неоднородностей запыленной ионосферной плазмы на высотах 80 км (а) и 100 км (б). Кривые «1» ограничивают сверху область применимости используемого в работе подхода. Кривые «2», «3», «4» соответствуют порогам модуляционной неустойчивости в случае отрицательно заряженных пылевых частиц (кривые «2»), а также положительного заряда пылевых частиц в двух ситуациях $\omega_{\chi_e} \gg \Omega \gg C_{sd}K$ (кривые «3») и $\Omega \gg \omega_{\chi_e} \gg C_{sd}K$ (кривые «4»). Таким образом, кривые «2», «3», «4» ограничивают снизу область развития модуляционных процессов в соответствующих ситуациях.

При этом в случае положительного заряда пылевых частиц, например, для высоты $h = 100$ км, можно в случае 4.28 и 4.29 оценить величины неоднородности концентрации электронов: $n_{e1}/n_{e0} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ для излучения на частоте 2.8 МГц, и $n_{e1}/n_{e0} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ для частоты 10 МГц; для высоты $h = 80$ км: $n_{e1}/n_{e0} \approx 0.027$ для излучения на частоте 2.8 МГц, и $n_{e1}/n_{e0} \approx 0.035$ для частоты 10 МГц. В случае 4.27 заметного формирования неоднородностей не происходит. Характерные пространственно-временные масштабы этих неоднородностей соответствуют пространственно-временным масштабам пылевых звуковых возмущений и составляют, как правило, несколько десятков сантиметров при длительности порядка нескольких десятых секунды.

4.2.4 Выводы

Описан механизм формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной ионосфере в результате развития модуляционного взаимодействия электромагнитных волн, связанного с возбуждением возмущений, имеющих частоты в области пылевых звуковых волн. Определены инкременты и пороги развития модуляционной неустойчивости, при которых происходит эффективное формирование неоднородностей компонент запыленной ионосферной плазмы. В рамках предложенного метода в качестве примера определены масштабы неоднородностей электронной концентрации в запыленной ионосфере, возникающей в результате развития модуляционной неустойчивости в случае монохроматических электромагнитных волн от нагревного стенда НААРР для положительно заряженных пылевых частиц в мезосфере Земли. Показана возможность возбуждения достаточно интенсивных неоднородностей электронной и ионной концентраций ($\delta n_{e(i)}/n_{e(i)} \approx 0.05$) на высотах 80 и 100 км в результате развития модуляционного взаимодействия.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Исследованы процессы достижения высоких зарядов на пылевых частицах в пылевой плазме под действием жесткого рентгеновского излучения и под действием высокоэнергетичного пучка электронов. В первом случае пылевые частицы в плазме могут приобретать аномально высокие положительные заряды. Показано, что электростатическое давление на поверхности заряженных пылевых частиц может приводить к их полному или частичному разрушению. Определены минимальные размеры неразрушающихся пылевых частиц, находящихся под воздействием интенсивного рентгеновского излучения. Разработана модель, описывающая процессы зарядки пылевых частиц, находящихся под воздействием высокоэнергетичного пучка электронов и учитывающая нелинейные эффекты. Показано, что в этом случае пылевые частицы в плазме могут приобретать аномально высокие заряды вплоть до $5 \cdot 10^7$ зарядов электрона для частиц размером 100 мкм. Установлено, что помимо тока электронного пучка, а также микроскопических токов электронов и ионов окружающей плазмы на частицу важным током, влияющим на величину заряда пылевой частицы, является ток автоэлектронной эмиссии. Именно этот ток приводит к значительному снижению величины отрицательного заряда на пылевой частице. Установленный результат качественно подтверждается проводимыми экспериментами по аномально высокой зарядке пылевых частиц.
2. Рассмотрены волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Луны. Показано, что функция распределения фотоэлектронов (по скоростям) представляется в виде суперпозиции двух функций распределения, характеризующихся различными температурами электронов: электроны с меньшей энергией выбиваются из лунного реголита фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита, тогда как происхождение электронов с большей энергией связано с фотонами, соответствующими пику в спектрах солнечного излучения, связанного с линией Н Лайман-альфа. Нарушение изотропии функции распре-

ления электронов в приповерхностной лунной плазме связано с движением солнечного ветра относительно фотоэлектронов и заряженных пылевых частиц, что приводит к развитию неустойчивости и возбуждению высокочастотных волн с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн. Получены законы дисперсии, характеризующие распространение линейных волн, инкременты развития неустойчивостей, приводящих к их генерации. Показано, что в ситуации, когда пылевая плазма у поверхности Луны взаимодействует с хвостом магнитосферы Земли, оказывается возможным развитие гидродинамической и кинетической неустойчивостей, в результате развития которых возбуждаются ионно-звуковые и пылевые звуковые волны. Показано, что возбуждение ионно-звуковых волн возможно в областях магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы. Возбуждение пылевых звуковых волн возможно во всей области взаимодействия хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой в приповерхностном слое Луны.

3. Установлено, что в силу довольно длительного характера развития гидродинамической и кинетической неустойчивостей при взаимодействии пылевой плазмы у поверхности Луны с плазмой хвоста магнитосферы Земли успевают установиться развитая ионно-звуковая и пылевая звуковая плазменная турбулентности соответственно. Ионно-звуковая турбулентность рассматривается с позиций сильной турбулентности. Тогда как для описания пылевой звуковой турбулентности следует использовать теорию слабой турбулентности. Для случаев ионно-звуковой и пылевой звуковой турбулентности определены эффективные частоты столкновений, характеризующие аномальную потерю импульса ионов вследствие их взаимодействия с волнами, а также определены возникающие в системе электрические поля. В ситуации, когда Луна находится вне хвоста магнитосферы Земли показана возможность распространения пылевых звуковых солитонов в приповерхностной лунной пылевой плазме. Продемонстрировано, что при их описании следует учитывать эффект захвата электронов потенциальными стенками, существование которых обусловлено положительным электростатическим потенциалом солитона. Определены области возможных чисел Маха и амплитуд,

для которых возможно распространение солитонов. Найдены солитонные решения для различных высот над лунной поверхностью.

4. Описан механизм формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной ионосфере в результате развития модуляционного взаимодействия электромагнитных волн, связанного с возбуждением возмущений, имеющих частоты в области пылевых звуковых волн. Определены инкременты и пороги развития модуляционной неустойчивости, при которых происходит эффективное формирование неоднородностей компонент запыленной ионосферной плазмы. В рамках предложенного подхода определены масштабы неоднородностей электронной концентрации в запыленной ионосфере, возникающей в случае воздействия электромагнитных волн от нагревного стенда НААРР в ситуации, когда присутствуют заряженные пылевые частицы в мезосфере Земли. Показана возможность возбуждения достаточно интенсивных неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной мезосфере Земли в результате развития модуляционного взаимодействия.

Список литературы

1. Цытович В.Н., Винтер Дж. Пыль в установках управляемого термоядерного синтеза // УФН. – 1998. – Т. 168, № 8. – С. 899–907.
2. Winter J., Gebauer G. *Dust in Magnetic Confinement Fusion Devices and its Impact on Plasma Operation* // Journal of Nuclear Materials. – 1999. – V. 266–269. – P. 228–233.
3. Chu J.H., I Lin. *Direct observation of Coulumb crystals and liquids in strongly coupled plasmas* // Phys. ref. lett. – 1994. – V. 72, – No. 25, pp. 4009-4012.
4. Thomas H.M., Morfill G.E., Demmel V. et al. *Plasma crystal: Coulumb crystallization in a dusty plasma* // Phys. ref. lett. – 1994. – V. 73, – No. 5, pp. 652-655.
5. Фортов В.Е., Нефедов А.П., Торчинский В.М, и др. Кристаллизация пылевой плазмы в положительном столбе тлеющего разряда // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Том 64, № 2. – С. 86-91.
6. Shipple E.C. *Potentials of surfaces in space* // Rep. Prog. Phys. – 1981. – V. 44, No 11.
7. Попель, С. И. *Лекции по физике пылевой плазмы*. Москва. МФТИ. 2012. 160 стр.
8. Gueymard, C. *The sun's total and spectral irradiance for solar energy applications and solar radiation models* // Solar Energy, V. 76, Issue 4, April 2004, Pages 423-453.
9. Альвен Х., Аррениус Г. *Эволюция солнечной системы*. – 1979. – М.: Мир. – 511 с.
10. Goertz C.K. *Dusty Plasmas in the Solar System* // Reviews of Geophysics – 1989. – V. 27, No. 2. – P. 271–292.
11. Засов, М. С. and Кононович, Э.В. *Астрономия*. Москва. Физматлит. 2008. 254 стр.

12. *Drain B.T. Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium.* PRINCETON UNIVERSITY PRESS. PRINCETON SERIES IN ASTROPHYSICS. 2011. 540 p.
13. *Zook H., McCoy J. Large scale lunar horizon glow and a high altitude lunar dust exosphere // Geophys. Res. Lett. – 1991. – V.18, No. 11. – P. 2117-2120.*
14. *Rennilson J.J., Criswell D.R. Syrveyour's observations of Lunar horizon glow. The Moon. – 1974. No. 10. – P. 121-142*
15. *Elphic R. C., Delory G. T., Hine B. P., Mahaffy P. R., Horanyi M., Colaprete A., Benna M., Noble S. K. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 3.*
16. *V. A. Bronshtén and N. I. Grishin. Noctilucent Clouds // Moscow. Nauka. 1970.*
17. *Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. Формирование структур в запылённой ионосфере // ЖЭТФ. – 2005. – Т. 127, № 1. – С. 171–185.*
18. *Hunten D.M., Turco R.P., Toon O.B. Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and thermosphere // Journal of the Atmospheric Science. – 1980. – V.37. – P. 1342–1357.*
19. *Rao N.N., Shukla P.K., Yu. M.Y., Dust–Acoustic Waves in Dusty Plasmas // Planetary and Space Science. – 1990. – V. 35, No. 4. – P. 543–546.*
20. *Копнин С.И., Попель С.И., Ю Минг Модуляционное возбуждение низкочастотных пылевых звуковых колебаний в нижней ионосфере // Физика плазмы. – 2007. – Т. 33, № 4. – С. 323–336.*
21. *Копнин С.И. Диссертация на тему "ПЫЛЕВЫЕ ЗВУКОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ЗАПЫЛЁННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ И ИХ ПРОЯВЛЕНИЯ*
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО – ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ), 2008, Москва.
22. *Мусатенко С.И., Мусатенко Ю.С., Курочка Е.В., Ласточкин А.В., Чолий В.Я., Максименко О.И., Слипченко А.С. Пылевая плазма в среднеширотной*

- ионосфере в периоды метеорных потоков // Геомагнетизм и аэрономия. – 2006. – Т. 46, № 2. – С. 182–192.
23. Кораблев и др. Российские исследования планетных атмосфер // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 48. № 3. С. 346–370.
 24. Tsytovich V. N., Morfill G. E., Vladimirov S. V., Thomas H. *Elementary Physics of Complex Plasmas*. Berlin. Springer. 2008.
 25. Фортон В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т. *Физика неидеальной плазмы*. Москва. Физматлит. 2004.
 26. Артюков И. А., Бессонов Е.Г., Виноградов А.В. и др. *Лазерно-электронный генератор рентгеновского излучения* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2007. № 8. С. 3–11.
 27. Popel S. I., Gisko A. A. *Charged dust and shock phenomena in the Solar system* // Nonlinear Processes in Geophysics. – 2006. – No. 13. – Pp. 223–229.
 28. Popel S. I., Kopnin S. I., Yu M. Y., et al. *The effect of microscopic charged particulates in space weather* // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2011. – V. 44 – Pp. 174036.
 29. Адушкин В. В., Андреев С. Н., Попель С. И. *Кавитационное выделение нано- и микромасштабных мономинеральных фракций из полиминеральных микрочастиц* // Геология рудных месторождений. 2013. – Т. 49. – № 3. – С. 227–234.
 30. Аульченко В. М., Евдоков О.Л., Жогин И.Л. и др. *Детектор для изучения взрывных процессов на пучке синхротронного излучения* // Приборы и техника эксперимента. – 2010. – № 3. – С. 20–35.
 31. Руленко О.П. *Электризация вулканических облаков*// Вулканология и сейсмология. 1985. № 2. С. 71–83.
 32. Беседина Ю.Н., Попель С.И. *Нано- и микромасштабные частицы и глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля-Ионосфера* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 3. С. 159–167.

33. Krauss C.E., Horanyi M., Robertson S. *Dusty plasmas in the new millenium* . Melville: AIP. – 2002. – Pp. 309-312.
34. Horanyi M. *Dusty plasmas in the new millenium* // Melville: AIP. – 2002 – Pp. 22-31.
35. William J. McNeil. *Differential ablation of cosmic dust and implications for the relative abundance of atmospheric metals* // Journal of Geophysical Research. – 1998. –V. 103, № D9, – P. 10,899 – 10,911.
36. Попова О.П. // *Нано- и микромасштабные частицы в геофизических процессах*. В сб. Нано- и микромасштабные частицы в геофизических процессах / Под ред.: В.В. Адуткина и С.И. Попеля, М.: МФТИ, 2006. – С. 95–103.
37. Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. *Формирование структур в запылённой ионосфере* // ЖЭТФ. – 2005. – Т. 127, № 1. – С. 171–185.
38. Клумов Б.А., Попель С.И., Бингхам Р. *Зарядка пылевых частиц и формирование пылевых структур в верхней атмосфере* // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т. 72, № 7. – С. 524–529.
39. Kopnin S.I., Kosarev I.N., Popel S.I., and Yu M.Y. *Localized Structures of Nanosize Charged Dust Grains in Earth's Middle Atmosphere* // Planetary and Space Science. – 2004. – V. 52. – P. 1187–1194.
40. Gueymard, C., Myers, D., Emery, K. *Proposed reference irradiance spectra for solar energy systems testing* // Solar Energy, V. 73, Issue 6, December 2002, Pages 443-467.
41. Zsom A., Ormel C. W., Gu ttler C., Blum J., Dullemond C. P. *The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals* // Astronomy Astrophysics. – 2010. – No. 513/A57.
42. Weidenschilling S. J., *Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula* // MNRAS. – 1977. –
43. Okuzumi S. *Electric charging of dust aggregates and its effect on dust coagulation in protoplanetary disks* // Astrophysical Journal. – 2009. – No. 698. – Pp. 1122.

44. Weingartner J. C., Draine B. T. *Dust Grain Size Distributions and Extinction in the Milky Way, LMC, and SMC* // *ApJs.* – 2001. – No. 296. – Pp. 269-309.
45. Akimkin V.V. *Possible Mechanism for Overcoming the Electrostatic Barrier Against Dust Growth in Protoplanetary disks* // *Astronomy Reports.* – 2015. No. 59. – Pp. 747-761.
46. Шематович В.И. *Стохастические модели горячих планетных и спутниковых корон: надтепловой азот в верхней атмосфере Титана* // *Астрономический вестник.* — 2004. — Том 38, № 383. — С. 207-217.
47. M. N. Vasil'ev, N. A. Vorona, A. V. Gavrikov, O. F. Petrov, V. S. Sidorov, V. E. Fortov. *Anomalously high charging of dispersed particles by 25-keV electron beam* // *Techn. Phys. Lett.* – 2010, № 36, pp. 1143-1145.
48. Hamaguchi S, Farouki R.T., Dubin D.H.E. *Trippe point of Yukawa systems* // *Phys. Rev. E.* – 1997. – V.56, No. 4. – P. 4671-4682
49. Love S., Brownlee D. *A direct measurement of the terrestrial dust accretion rate of cosmic dust* // *Science.* – 1993. – V. 262. – No. 5130. – p. 54
50. Z. et al. *Meteor phenomena and bodies* // *Space Sci. Rev.* – 1998. – V. 84. No. 3-4. – pp. 327-471
51. Plane J.M.C. *Surface recombination of O and H₂ on meteoric dust as a source of mesospheric water vapour* // *Atmospheric Chemistry and Physics.* – 2004. – V.4. – No. 3. – pp. 585-874
52. Summers M.E., Siskind D.E. *Meteor phenomena and bodies*, *Geophys. Res. Lett.*, 1999, V. 96, No.1, pp. 1837-1840
53. S. I. Popel, S. I. Kopnin, M. Y. Yu, J. X. Ma, and Feng Huang, “The effect of microscopic charged particulates in space weather,” *J. Phys. D: Applied Phys.*, vol. 44, 174036, 2011.
54. B. Walch, M. Horányi, and S. Robertson, “Charging of dust grains in plasma with energetic electrons”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 3, pp. 838-842, 1995.
55. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics. Non-Relativistic Theory*, 3rd ed. Oxford, New York: Pergamon Press, 1977, p. 179.

56. J. Orloff, "Schottky emission". *Handbook of Charged Particle Optics*, 2nd ed. Boca Raton, Florida: CRC Press, 2008.
57. Popel S.I., Zelenyi L.M. // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. No. 4. P. 405.
58. Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н., Копнин С.И., Попель С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. № 4. С. 198.
59. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрономический вестник. 2013. Т. 47. № 6. Р. 455.
60. Лисин Е.А., Тараканов В.П., Петров О.Ф., Попель С.И., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Фортов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. № 11. С. 755.
61. Буринская Т.М. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 1. С. 17.
62. Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. № 3. С. 131.
63. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M. // The European Physical Journal D. 2014. V. 68. No. 9. P. 245.
64. Burinskaya T.M. // Planetary and Space Science. 2015. V. 115. P. 64.
65. Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. No. 12. P. 123701.
66. Попель С.И., Зеленый Л.М., Атаманюк Б. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 5. С. 555.
67. Попель С.И., Голубь А.П., Лисин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманюк Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 9. С. 641.
68. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 10. С. 867.

69. Vaverka J., Richterová I., Pavlů J., Šafránková J., Němeček Z. // The Astrophysical Journal. 2016. V. 825. No. 2. P. 133.
70. Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., Robertson S., Sture S. // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006.
71. Asano Y., Shinohara I., Retinò A., Daly P.W., Kronberg E.A., Takada T., Nakamura R., Khotyaintsev Y.V., Vaivads A., Nagai T., Baumjohann W., Fazakerley A.N., Owen C.J., Miyashita Y., Lucek E.A., Rème H. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. No. A5. P. 05215.
72. Angelopoulos V. // Space Science Reviews. 2011. V. 165. No. 1. P. 3.
73. Сондерс М. // Космическая магнитная гидродинамика: Под ред. Э. Приста и А. Худа. М.: Мир, 1995. С. 366-409.
74. Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B. // Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space, ed. by R.J.L. Grard, D.Reidel, Dordrecht (1973), p. 389.
75. Buneman O. // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 603.
76. Tsytovich V.N. // Lectures on Non-linear Plasma Kinetics. Berlin: Springer-Verlag, 1995. P. 223.
77. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы. Вып. 7: Под ред. М.А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 1973. С. 3.
78. Попель С.И., Андреев С.Н., Гиско А.А., Голубь А.П., Лосева Т.В. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 4. С. 314.
79. Попель С.И., Гиско А.А., Голубь А.П., Лосева Т.В., Бингхэм Р. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 9. С. 831.
80. Цытович В.Н. // Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
81. Болдырев С.А. // Акустическая турбулентность в многокомпонентной плазме: Дисс. на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. М.: ИОФ РАН, 1996.

82. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. // Основы физики плазмы. Дополнение к второму тому: Под ред. А.А. Галеева, Р. Судана, М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 5.
83. Кадомцев Б.Б. // Вопросы теории плазмы. Вып. 4: Под ред. М.А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 1964. С. 258.
84. Elphic R. C., Delory G. T., Hine B. P. et al. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 3.
85. Rennilson J.J., Criswell D.R. // The Moon. 1974. V. 10. P. 121.
86. Zook H., McCoy J. // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. No. 11. P. 2117.
87. Elphic R., Stubbs T., LADEE Science PI Team // 40th COSPAR Scientific Assembly (Moscow, 2014). 2014. P. B0.1-0011-14.
88. Verheest F. Waves in Dusty Space Plasmas. Dordrecht: Kluwer, 2000.
89. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to Dusty Plasmas Physics. Bristol/Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2002.
90. Tsytovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H. Elementary Physics of Complex Plasmas. Berlin/Heidelberg: Springer, 2008.
91. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., et al. // Phys. Reports. 2005. V. 421. Nos. 1–2. P. 1.
92. Arnas C., Mikikian M., Doveil F. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 7420.
93. Arnas C., Mikikian M., Bachet G., Doveil F. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 4418.
94. Sickafoose A.A., Colwell J.E., Horányi M., Robertson S. // J. Geophys. Res. 2001. V. 105. P. 8343.
95. Sickafoose A.A., Colwell J.E., Horányi M., and Robertson S. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. No. A11. P. 1408.
96. Sternovsky Z., Sickafoose A.A., Colwell J.E., et al. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. No. E11. P. 5105.

97. *Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., et al.* // *Rev. Geophys.* 2007. V. 45. P. RG2006.
98. *Colwell J.E., Robertson S., Horányi M., et al.* // *J. Aerospace Engineering.* 2009. V. 22. No. 1. P. 2.
99. *Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M.* // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 59.
100. *Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M., Collier M.R.* // *J. Astronautics.* 2007. V. 28. P. 166.
101. *Sternovsky Z., Chamberlin P., Horányi M., et al.* // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A10104.
102. *Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2012. Т. 95. № 4. С. 198.
103. *Лисин Е.А., Тараканов В.П., Петров О.Ф. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2013. Т. 98. № 11. С. 755.
104. *Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H.* // *J. Plasma Phys.* 2013 V. 79. No. 6. P. 1071.
105. *Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2014. Т. 99. № 3. С. 131.
106. *Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M.* // *The European Physical Journal D.* 2014. V. 68. No. 9. P. 245.
107. *Popel S.I., Zelenyi L.M.* // *J. Plasma Phys.* 2014. V. 80. No. 6. P. 885.
108. *Stern S.A.* // *Rev. Geophys.* 1999. V. 37. No. 4. P. 453.
109. *Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., et al.* // *Planet. Space. Sci.* 2011. V. 59. P. 1659.
110. *Адушкин В.В., Перник Л.М., Попель С.И.* // *ДАН.* 2007. Т. 415. № 2. С. 247.
111. *Walbridge E.* // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 3668.

112. Vondrak R. // Private Communication. 2013.
113. Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y. // Planet. Space Sci. 1990. V. 38. P. 543.
114. Srinivas J., Popel S.I., Shukla P.K. // Journal of Plasma Physics. 1996. V. 55. P. 209.
115. Попель С.И. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С.475.
116. Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И., Ю Минг // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С.224.
117. Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y. // Advances in Space Research. 2006. V. 37. No. 2. P. 414.
118. Lu G., Liu Y., Wang Y., et al. // Journal of Plasma Physics. 2010. V. 76. P. 267.
119. Barkan A., Merlino R.L., D'Angelo N. // Physics of Plasmas. 1995. V. 2. P. 3563.
120. Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964. С. 20.
121. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. «Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей». Институт прикладной физики РАН, 1999, ISBN:5-8048-0005-1, 151 стр.
122. S.I. Kopnin and S.I. Popel, «Dust Acoustic Mode Manifestations in Earth's Dusty Ionosphere» AIP Conf. Proceedings. – 2005. – V. 799. – P. 161 – 164.
123. Vladimirov S.V., Tsytovich V.N., Popel S.I., and Khakimov F.Kh., “Modulational Interactions in Plasmas” (Astrophysics and Space Science Library; Vol. 201), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht – Boston – London (1995), ISBN 0-7923-3487-6, 544 pages.
124. Payne G. L., Nicholson D. R., Downie R. M., Sheerin J. P. Modulational instability and soliton formation during ionospheric heating // Journal of Geophysical Research: Space Physics .- 1984. - V. 89, -No. A12.- P. 10921–10928.

125. Keskinen M. J., Rodriguez P. *Modulation instability at the upper hybrid layer in high-power radio wave ionospheric heating* // Radio Science. – 1998. – V. 33.- No. 1, P. 143–148.
126. S. I. Kopnin, S. I. Popel , and M. Y. Yu “Phenomena associated with complex (dusty) plasmas in the ionosphere during high-speed meteor showers” // Phys. Plasmas 16, 063705 (2009) (7 pages)
127. Копнин С.И., Попель С.И. Генерация инфразвуковых колебаний низкочастотными пылевыми звуковыми возмущениями в нижней ионосфере Земли // Физика плазмы. – 2008. – Т. 34, № 6. – С. 517–526.
128. S.I. Popel, V.N. Tsytovich, and S.V. Vladimirov, “Modulational Instability of Langmuir Wave Packets” // Physics of Plasmas V. 1, No. 7 (1994) 2176-2188.
129. С.И. Попель. Модуляционная неустойчивость широких спектров нижнегибридных волн // Физика плазмы, Т. 24, № 12, стр. 1093-1108 (1998).
130. А.В. Гуревич, А.Б. Шварцбург "Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере". М.:Наука, 1973, 267 стр.
131. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. Вып. 1.- М., 1963. С.183-272.
132. С.И. Копнин А.А. Моржакова, С.И. Попель, П.К. Шукла «О некоторых процессах, сопровождающих зарядку пылевых частиц в ионосферной плазме» // Физика плазмы 37, № 8 (2011) 745 – 755.
133. Gabrielli P., Barbante C., Plane J., Varga A., Hong S., Cozzi G., Gaspari V., Planchon F., Cairns W., Ferrari C., Crutzen P., Cescon P., Boutron C. *Meteoric smoke fallout over the Holocene revealed by iridium and platinum in Greenland ice* Nature // – 2004. – V. 432. – P. 1011–1014.
134. Kalashnikova O., Horányi M., Thomas G.E., Toon O.B. *Meteoric Smoke Production in the Atmosphere* // Geophysical Research Letters. – 2000. – V.27, No. 20. – P. 3293–3296.
135. ГОСТ Р 25645.162-95. Антропогенное низкочастотное волновое воздействие на ионосферу и магнитосферу Земли. Пространственно-временные и спектральные характеристики. ГОССТАНДАРТ России. Москва. 1995.

136. Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Каган Л.М. и др., Исследование атмосферы Земли методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы // Вестник РФФИ, № 3 (53) май–июнь 2007.
137. Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I. *Destruction of Microparticles Related to Dusty Plasma Processes and Possible Technological Applications* // Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics. 2012. №6 (82), pp. 84-86.
138. Т.И. Морозова, С.И. Копнин, С.И. Попель. *О возможности управляемого разрушения микрочастиц плазменно-пылевыми методами* // Труды МФТИ. — 2013. — Том 5, № 2. — С. 120-125.
139. С.И. Копнин, С.И. Попель, Т.И. Морозова. *К вопросу о модуляционном возбуждении неоднородностей в плазме запыленной ионосферы* // Физика плазмы. — 2015. — Т. 41, № 2. — С. 188–194.
140. Т.И. Морозова, С.И. Копнин, С.И. Попель. *Волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Луны* // Физика плазмы. — 2015, Т. 41, № 10, с. 867–876.
141. С.И. Попель, Т.И. Морозова. *Волновые процессы при взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны* // Физика плазмы. — 2017, Т. , № 5 , с. 474– 484).
142. С.И. Копнин, Т.И. Морозова., С.И. Попель. *Пылевые звуковые солитоны у поверхности Луны* // Труды МФТИ. — 2017, Т. 9, № 4, с. 867– 876.
143. Kopnin S.I., Morozova T.I., Popel S.I. , *Electron Beam Action and High Charging of Dust Particles* // IEEE Transactions on Plasma Science, Issue 99, Date of Publication: 12 September 2017, 3 pages. DOI: 10.1109/TPS.2017.2748378
144. Izvekova Yu.N., Popel S.I. , Morozova T.I. *Interaction of the Earth's Magnetotail with Dusty Plasma near the Lunar Surface: Wave Processes and Turbulent Magnetic Reconnection* // IEEE Transactions on Plasma

Science, Issue 99, Date of Publication: 20 September 2017, 6 pages. DOI: 10.1109/TPS.2017.2752084

145. *S. I. Kopnin, T. I. Morozova, and S. I. Popel. On Limiting Values of Dust Charges in Complex Plasmas// AIP Conference Proceedings, Dusty/Complex Plasmas: Basic and Interdisciplinary Research*", Edited by V.Yu. Nosenko, P.K. Shukla, M.H. Thoma, H.M. Thomas, American Institute of Physics, Melville, New York (2011), ISBN 978-0-7354-0967-5, pp. 249-250.
146. *С.И. Копнин, Т.И. Морозова, С.И. Попель, О минимальном размере капель жидкости в комплексной плазме в присутствии электромагнитного излучения. Тезисы докладов XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, Россия, 2011), стр. 216, Москва, 2011.*
147. *S. I. Kopnin, T. I. Morozova, and S. I. Popel, On Limiting Values of Dust Charges in Complex Plasmas. Sixth Intl. Conf. on the Physics of Dusty Plasmas (Garmisch-Paternkirchen, Germany, 2011). Book of Abstracts, p. 78.*
148. *С.И. Копнин, Т.И. Морозова, С.И. Попель, К вопросу об аномально высокой зарядке пылевых частиц в комплексной (пылевой) плазме, Физика низко-температурной плазмы - 2011: материалы Всероссийской (с международным участием) конференции (21-27 июня 2011 г.): в 2 т. Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 2011. - Т. 2. - С. 165-168.*
149. *S.I. Kopnin, T.I. Morozova, S.I. Popel, and P.K. Shukla, Abnormally High Dust Particle Charges in Complex Plasmas and Quantum Schottky Effect, International Topical Conference on Plasma Science: Strongly Coupled Ultra-Cold and Quantum Plasmas (Lisbon, Portugal, 2011). Book of Abstracts, p. 45.*
150. *S.I. Kopnin, T.I. Morozova, and S.I. Popel, On Minimum Size of Liquid Droplets in Ionospheric Plasma in the Presence of Solar Radiation, Abstracts of XII Conference of Young Scientists "Interaction of Fields and Radiation with the Matter"(Irkutsk, Russia, 2011). Programm and Abstracts, p. 49.*
151. *С.И. Копнин, Т.И. Морозова, С.И. Попель, О возможности разрушения полиминеральных микрочастиц вследствие аномально высокой зарядки мик-*

- рочастиц в комплексной (пылевой) плазме // Труды 54-й научной конференции МФТИ. Проблемы фундаментальных и прикладных естественных и технических наук в современном информационном обществе. Аэрофизика и космические исследования. Москва-Долгопрудный, 2011, стр. 161-162.
152. С.И. Копнин, Т.И. Морозова, С.И. Попель, *О предельных значениях зарядов нано- и микромасштабных частиц в комплексной (пылевой) плазме*, III Научно-техническая конференция "Низкотемпературная плазма в процессах получения функциональных покрытий", с элементами научной школы (Казань, Россия, 2011).
 153. Т.И. Морозова, *Аномально высокие заряды пылевых частиц в комплексной плазме, квантовый подход*, Международный коллоквиум "Ломоносов и Гумбольдт: научное сотрудничество России и Германии - от истоков до наших дней" (МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, 2011).
 154. Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И. *Некоторые эффекты, сопровождающие аномально высокую зарядку полиминеральных нано- и микромасштабных частиц* // Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 2012, Москва. - С. 204.
 155. Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I. *Destruction of Microparticles Related to Dusty Plasma Processes and Possible Technological Applications* // Alushta-2012. International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and Micro-Sized Structures in Plasmas". Book of Abstracts (Alushta (Crimea), Ukraine, 2012), p. 220.
 156. S.I. Popel, V.V. Adushkin, A.P. Golub', T.I. Morozova, *Cavitation Mechanism of Formation and Disintegration of Fine Particles of Different Mineral and Chemical Nature*, Humboldt Conference "Chemistry and Life" (Poltava, Ukraine, 2013), P. 55.
 157. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. *О возможности управляемого дробления микрочастиц плазменно-пылевыми методами* // XL Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов (Звенигород, 2013). С. 180.

158. Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И. О возможности существования пылевой звуковой моды в экзосфере Луны // Международная байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике. XIII Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» (Иркутск, 2013), Москва. – С. 43-44.
159. Popel S.I., Adushkin V.V., Golub' A.P., Morozova T.I. *Nanoscale Particles in Technological Processes of Benefication* // Humboldt-Kolleg Symposium “NANO-2013. Knowledge Society: mutual influence and interference of science and society” (Chisinau, Moldova, 2013), p. 42.
160. Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I. *On propagation of dust acoustic solitons in the lunar exosphere*, International Workshop on Astrophysical Turbulence: from Galaxies to Planets (Dresden, Germany, 2013).
161. Morozova T.I. *On propagation of dust acoustic solitons in the lunar exosphere*, Team Meeting “Dusty Plasma Effects in the system Earth-Moon” (Bern, Switzerland, 2013).
162. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. Модуляционная неустойчивость широких спектров волн и возможность генерации плазменных неоднородностей в запыленной ионосфере // Труды 56-й научной конференции МФТИ: “Всероссийской научной конференции. Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в современном информационном обществе”. Аэрофизика и космические исследования. Москва-Долгопрудный-Жуковский, 2013, стр. 121-122.
163. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. Пылевые звуковые солитоны в приповерхностном слое Луны // Сборник тезисов девятой ежегодной конференции “Физика плазмы в Солнечной Системе”, Москва, 2014, стр. 98.
164. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. Модуляционная неустойчивость широких спектров волн и возможность генерации плазменных неоднородностей в запыленной ионосфере // Сборник тезисов девятой ежегодной конференции “Физика плазмы в Солнечной Системе”, Москва, 2014, стр. 73.
165. Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I. *Modulational excitation of density perturbations in dusty ionosphere*. Proceedings of the 41st EPS Conference on

Plasma Physics, Berlin, Germany, Europhysics Conference Abstracts. Vol.38F, O4.J104, ISBN: 2-914771-90-8 (2014).

166. *Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I. Localized structures of nanosize charged dust grains in the lunar exosphere.* Proceedings of the 41st EPS Conference on Plasma Physics, Berlin, Germany, Europhysics Conference Abstracts. Vol.38F, P1.147. ISBN: 2-914771-90-8 (2014).
167. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. Модуляционная неустойчивость и возбуждение неоднородностей концентрации в плазме запыленной ионосферы // Труды 57-й научной конференции МФТИ: “Всероссийской научной конференции. Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в современном информационном обществе”. Аэрофизика и космические исследования. Москва-Долгопрудный-Жуковский, 2014, стр.
168. *T. I. Morozova, S. I. Kopnin, and S. I. Popel, Dust acoustic solitons in a dusty exosphere of the Moon being under the action of solar radiation,* Book of Abstracts. X International Conference "Problems of Geocosmos" (Sankt-Petersburg, Petrodvorets, Russia, 2014), p. 178.
169. *T. I. Morozova, S. I. Kopnin, and S. I. Popel, Formation of inhomogeneities of dusty ionospheric plasmas as a result of modulational instability development of electromagnetic waves of solar radiation,* Book of Abstracts. X International Conference "Problems of Geocosmos" (Sankt-Petersburg, Petrodvorets, Russia, 2014), pp. 178-179.
170. *T. I. Morozova, S. I. Kopnin, and S. I. Popel, Nonlinear dust acoustic waves in a dusty plasma over the Moon,* The Fifth Moscow Solar System Symposium (Moscow, Russia, 2014), 5MS3-PS-42, pp. 182-183.
171. *T. I. Morozova, S. I. Kopnin, and S. I. Popel, Linear and non-linear waves in the lunar exosphere,* The International Conference Mode Conversion, coherent structures and turbulence. Moscow, 24 - 27 November, 2014
172. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. Плазменные волны у поверхности Луны Тезисы конференции молодых ученых, 13-15 апреля 2015, Москва.

173. T. I. Morozova, S. I. Kopnin, and S. I. Popel, *Modulational excitation of density perturbations in dusty ionosphere*, 13th Workshop “Complex systems of charged particles and their interaction with electromagnetic radiation”, April 8-9, Moscow, 2015
174. T. I. Morozova and S. I. Popel, *Dust-Acoustic Shocks in Plasmas Containing Variable-Charge Impurities*, 42st EPS Conference on Plasma Physics (Lisbon, Portugal, 2015), P5.401.
175. T. Morozova and S. Popel, *Linear waves in the near-surface plasma layer of the illuminated part of the Moon*, Bulletin of The American Physical Society, Vol. 60 (2015), Abstract. YP12.00068 (57th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Savannah, Georgia, USA, 2015).
176. Морозова Т. И. *Линейные и нелинейные волны и неустойчивости в приповерхностном слое освещенной части Луны*, Физика космоса, Труды 45-й Международной студенческой научной конференции, Екатеринбург 1—5 февраля 2016 г.
177. Т.И. Морозова, С.И. Попель, *Волны и неустойчивости в плазме приповерхностного слоя Луны при её взаимодействии с магнитосферой Земли*, Одиннадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной Системе», 1519 февраля 2016, ИКИ РАН, Сборник тезисов
178. Т.И. Морозова, Ю.Н. Извекова, С.И. Попель, *Пылевая плазма в атмосфере Марса*, Одиннадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной Системе», 1519 февраля 2016, ИКИ РАН, Сборник тезисов
179. Морозова Т.И., Попель С.И. *Электростатические волны и неустойчивости в плазме приповерхностного слоя Луны при её взаимодействии с магнитосферой Земли*. Тезисы XLIII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 8-12 февраля 2016 г., г. Звенигород
180. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. *Модуляционная неустойчивость электромагнитных волн и возбуждение неоднородностей в запыленной ионосфере*. Сборник тезисов XIII Конференции молодых ученых, посвященной Дню Космонавтики, г. Москва 13-15 апреля 2016

181. Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I. *Adiabatic trapping of electrons and localized wave structures in lunar dusty plasmas and Earth's mesosphere*, 7th Moscow Solar System Symposium, October 2016, Moscow, Russia
182. Morozova T.I., Popel S.I. *Waves in the region of interaction between Earth's magnetosphere and lunar dusty plasma*, 7th Moscow Solar System Symposium, October 2016, Moscow, Russia
183. Morozova T.I., Popel S.I. *Wave processes in dust plasma near the surface of the Moon*, the 1st APSCO ISSI-BJ Space science school "How to design a space science mission". Tailand, Chon Buri Province, 17-26 October 2016
184. Morozova T.I., Popel S.I. *Plasma wave processes at the Moon: case of interaction of a lunar dusty plasma with Earth magnetotail*. Annual Moscow workshop Non-ideal plasma physics. December 7-8, 2016, Moscow, Russia
185. Морозова Т.И., Попель С.И. *Волновые плазменные процессы у поверхности Луны при ее взаимодействии с хвостом магнитосферы Земли*. Сборник тезисов XIV Конференции молодых ученых, посвященной Дню Космонавтики, г. Москва 12-14 апреля 2017
186. Морозова Т.И., Попель С.И. *Нелинейные волновые процессы при взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны*. Сборник тезисов XLIV Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, с.202, 13-17 февраля 2017 г., г. Звенигород, Россия
187. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. *Солитоны в плазме приповерхностного слоя Луны и пылевой околоземной плазме с учетом адиабатического захвата электронов*. Двенадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной Системе», 6-10 февраля 2017, ИКИ РАН, Сборник тезисов
188. Морозова Т.И., Попель С.И. *Волновые процессы у поверхности Луны при ее взаимодействии с хвостом магнитосферы Земли*. Двенадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной Системе», 6-10 февраля 2017, ИКИ РАН, Сборник тезисов

189. Морозова Т.И., Попель С.И. Неустойчивости и турбулентные движения в пылевой плазме у поверхности Луны при ее взаимодействии с плазмой хвоста магнитосферы Земли. Всероссийская астрономическая конференция “Астрономия: познание без границ”, 17-22 сентября 2017.
190. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. Модуляционное взаимодействие и генерация неоднородностей концентраций запыленной ионосферной плазмы. Тринадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной Системе», 12-16 февраля 2018, ИКИ РАН, Сборник тезисов, стр. 108
191. Извекова Ю.Н., Морозова Т.И., Попель С.И. Генерация нижнегибридных волн в плазме при взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с Луной. Тринадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной Системе», 12-16 февраля 2018, ИКИ РАН, Сборник тезисов, стр. 39

Список рисунков

1.1	Часть спектра Фурье. 12 Августа 1999. Пылевые линии и спутники в диапазоне 26-33 ГГц для (а) $t=0115$ LT и (b) $t=0118$ LT [22]	19
1.2	Спектр электромагнитных волн с дисперсией $\omega_{EM}(k)$ и виртуальным низкочастотным полем. Солнечное излучение, проходя через ионосферу Земли, существенно меняет свой вид. Часть солнечного излучения поглощается частицами ионосферы.	20
1.3	Низкочастотная часть типичного спектра радиочастотных флуктуаций в ионосфере согласно данным, измеренным 11-12 августа 1999 в течение метеорного потока Персеид	22
2.1	Зависимость минимальной плотности потока фотонов, необходимой для разлома мелкодисперсных частиц от их радиуса для различных значений концентраций пылевых частиц .	28
2.2	Зависимость зарядового числа Z_d от размера мелкодисперсных частиц при плотности потока 10^{16} фотонов/мм ² · с	29
2.3	Модель эксперимента по устранению фотоэлектронов	30
2.4	Зависимость зарядового числа от времени в отсутствие фототока	31
2.5	Схема автоэлектронной эмиссии, возникающей в пылевой плазме в случае высоких зарядов пылевых частиц. Ось ординат показывает полную энергию электронов E . Правая сторона рисунка показывает потенциальный барьер и проникновение электронов e через барьер. Левая сторона рисунка показывает распределение плотности электронов Ферми-Дирака.	34
2.6	Зависимости заряда пылевых частиц от их размера для алюминиевых частиц	36
3.1	Теоретическое распределение Колмогорова [110], описывающее данные наблюдений пылевых частиц на поверхности Луны (сплошная кривая). Точки соответствуют данным, приведенным в работе [97].	44

- 3.2 Величины p и N_e в зависимости от угла θ для участков лунного реголита. 48
- 3.3 Распределения пылевых частиц над поверхностью Луны для значений $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б), 87° (с), а также максимально возможные высоты подъема пылевых частиц (д), высотные распределения зарядовых чисел Z_d пылевых частиц (е) и концентраций фотоэлектронов (ф) для условий, соответствующих участкам лунного реголита. 50
- 3.4 Профили $\varphi(\xi)$, характеризующие пылевые звуковые солитоны на различных высотах h при $\theta = 82^\circ$, $M = 9$ и параметрах плазменно-пылевой системы, вычисленных при $N_0 = 2.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.15 \text{ эВ}$ 55
- 3.5 Высотные зависимости значений числа Маха M и амплитуды пылевого звукового солитона $\varphi_{\max}$ при $\theta = 87^\circ$, 82° , 77° и параметрах плазменно-пылевой системы, вычисленных при $N_0 = 2.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.15 \text{ эВ}$ 56
- 3.6 Луна в хвосте магнитосферы Земли. Римские цифры характеризуют орбиту Луны (I), магнитный переходный и/или пограничный слои магнитосферы (II), внутреннюю часть хвоста магнитосферы (III), включающую плазменный слой. Отмечены фотоны солнечного излучения ($\hbar\omega$) и солнечный ветер. 57
- 3.7 Температуры (а) и концентрации (б) электронов и ионов солнечного ветра и магнитосферы на орбите Луны, полученные на основе измерений космического аппарата ARTEMIS P2 при прохождении хвоста магнитосферы с 22 по 31 января 2013 г. [69]. Римские цифры характеризуют области солнечного ветра (I), магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы (II), внутренней части хвоста магнитосферы (III), включающей плазменный слой. Границы между указанными областями обозначены на верхней (а) и нижней (б) панелях вертикальными линиями. 59

- 4.1 Спектр солнечного излучения на различных высотах: красная кривая показывает спектр на уровне Земли, синяя – в ионосфере, черная – за пределами атмосферы. [Credit: American Society for Testing and Materials (ASTM) Terrestrial Reference Spectra for Photovoltaic Performance Evaluation] 80
- 4.2 Изображение солнечного спектра высокого разрешения. [Credit: N.A.Sharp, NOAO/NSO/Kitt Peak FTS/AURA/NSF] 80
- 4.3 Параметры запыленной ионосферы для концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, размеров пыли a , температуры электронов, ионов и нейтралов T_e, T_i, T_n , концентрации электронов и нейтралов n_e, n_n и зарядового числа z_d в зависимости от высоты 90
- 4.4 Амплитуды $\mathbf{E}$ и частоты $\nu = \omega_0/2\pi$ волны накачки, характеризующие области развития модуляционных процессов, приводящих к формированию неоднородностей запыленной ионосферной плазмы на высотах 80 км (а) и 100 км (б). Кривые «1» ограничивают сверху область применимости используемого в работе подхода. Кривые «2», «3», «4» соответствуют порогам модуляционной неустойчивости в случае отрицательно заряженных пылевых частиц (кривые «2»), а также положительного заряда пылевых частиц в двух ситуациях $\omega_{\chi_e} \gg \Omega \gg C_{sd}K$ (кривые «3») и $\Omega \gg \omega_{\chi_e} \gg C_{sd}K$ (кривые «4»). Таким образом, кривые «2», «3», «4» ограничивают снизу область развития модуляционных процессов в соответствующих ситуациях. 93