

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институте прикладной физики РАН (г. Нижний Новгород).

На правах рукописи

Грач Вероника Савельевна

**НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ПРОЦЕССЫ ЗАРЯДКИ
В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ
ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ**

01.04.08 — физика плазмы

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород – 2011

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор В.Ю. Трахтенгерц

доктор физико-математических наук
А.Г. Демехов

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор А.И. Смирнов

доктор физико-математических наук,
профессор С.И. Попель

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук
Институт космических исследований РАН
(г. Москва).


Защита состоится « » июня 2011 г. в часов на заседании диссертационного совета Д 002.069.02 в Институте прикладной физики РАН (603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института прикладной физики РАН.

Автореферат разослан « » _____ 2011 г.

Учёный секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук,

профессор

 Ю.В. Чугунов

Общая характеристика диссертации

Предмет исследования и актуальность темы. В настоящее время активно исследуются различные процессы в так называемой пылевой (аэрозольной или комплексной) плазме [1–3]. Пылевая плазма (dusty plasma), в отличие от обычной плазмы, содержит не только молекулы нейтрального газа, электроны и ионы, но и крупные заряженные частицы субмикронного и микронного размера (пылевая, или аэрозольная компонента).

Пылевая плазма широко распространена в космосе: она присутствует в планетных кольцах, хвостах комет, в межпланетных и межзвездных облаках [4]; она также обнаружена вблизи искусственных спутников Земли и космических аппаратов [5].

В мезосфере Земли на высотах $80 \div 95$ км присутствуют частицы метеоритной пыли. Предполагается, что при низкой температуре, характерной для летней мезопаузы, на таких частицах возможен рост ледяных кристаллов, и получившиеся крупные частицы заметно влияют на баланс заряда в этой области [6, 7]. Присутствие заряженных частиц в полярной летней мезопаузе играет важную роль в таком явлении, как летнее полярное мезосферное эхо — сильные отклики радарных сигналов от летней мезопаузы на высотах $80 \div 93$ км [8, 9]. Недавно наличие заряженной «пыли» в мезосфере было подтверждено прямыми измерениями с помощью ракетных зондов [10]; были обнаружены как положительно, так и отрицательно заряженные пылевые частицы.

Среды, подобные пылевой плазме, встречаются и в других областях атмосферы, в частности, в грозовых облаках. Неустойчивости пылевой плазмы могут быть ответственными за формирование тонкой ячеистой структуры электрического поля в грозовом облаке [11] и играть большую роль в подготовительной стадии грозового разряда [12]. При этом пылевая плазма также встречается в молниевом канале разряда облако-земля и в шаровых молниях.

Пылевая плазма также активно изучается в лабораторных условиях, где крупные частицы, как правило, преднамеренно вводятся в плазму.

Зарядка пылевых частиц в плазме происходит вследствие разнообразных физических процессов [13–16], таких как оседание фоновых плазменных электронов и ионов на частице, фотоэлектронная и теплоэлектронная эмиссия, эмиссия вторичных электронов, контактная электрификация и т.д. Зарядка пылевых частиц является дополнительным (в общем случае — нестационарным) процессом, и именно это отличает пылевую плазму от мультиионной плазмы. Пылевая компонента существен-

но увеличивает сложность системы, отсюда и происходит термин «комплексная плазма». Присутствие массивных заряженных пылевых частиц также приводит к коллективным явлениям с новыми пространственными и временными масштабами [1–3]. Одним из примеров является низкочастотная пылезвуковая волна [17], в которой инерцию обеспечивает масса пылевой компоненты, а возвращающую силу — давление ионов и электронов. Новые эффекты, уникальные для пылевой плазмы, появляются благодаря динамике флуктуаций заряда пылевых частиц [18], взаимодействию пылевых частиц между собой [19], распределению пылевых частиц по массе и размеру [20] и т.д. Среди наиболее интересных наблюдаемых эффектов в пылевой плазме следует отметить притяжение одноименно заряженных крупных частиц; активно ведется теоретическое исследование возможных механизмов этого притяжения [1]. В пылевой плазме могут наблюдаться и различные нелинейные явления.

Широкая распространенность плазменно-пылевых систем, а также целый ряд уникальных (простота получения, наблюдения и управления параметрами, возможность измерения на кинетическом уровне) и необычных свойств (открытость системы, динамика заряда частиц, высокая диссипативность, способность к самоорганизации и образованию упорядоченных структур) делают пылевую плазму чрезвычайно привлекательным и интересным объектом для исследования.

Среди современных направлений исследований в области пылевой плазмы можно выделить следующие:

- образование упорядоченных структур, кристаллизация и фазовые переходы в системе пылевых частиц в различных типах плазмы;
- элементарные процессы в пылевой плазме: зарядка пыли, взаимодействие между частицами, внешние силы, действующие на пылевые частицы;
- линейные и нелинейные волны в пылевой плазме, их динамика, затухание и неустойчивости.

Целью настоящей диссертационной работы является теоретическое исследование процессов зарядки в слабоионизованной столкновительной плазме, характерной для различных областей в атмосфере Земли, и влияния этих процессов на взаимодействие частиц между собой и развитие неустойчивостей в пылевой плазме, в первую очередь неустойчивости пылезвуковых колебаний.

Научная новизна

1. Исследован процесс зарядки крупных частиц в слабоионизированной столкновительной плазме под действием внешнего электрического поля с учетом влияния рекомбинации и пространственного заряда. Получены значения заряда на частице, возмущения пространственного заряда в окружающей плазме и условия, при выполнении которых возможно притяжение между двумя одноименно заряженными крупными частицами.

2. Исследованы условия возбуждения и характеристики диссипативной неустойчивости «пылевого звука» в плазмоподобной среде с учетом конечного разброса размеров крупных частиц и процессов их зарядки. Получены количественные оценки для условий развитого грозового облака и земной мезосферы.

3. Показано, что инерционность процессов зарядки приводит к появлению дополнительной низкочастотной «зарядовой» моды в слабоионизированной пылевой плазме. Получено, что в присутствии достаточно сильного постоянного внешнего поля эта мода может быть неустойчивой. Для условий земной мезосферы получены количественные оценки временных и пространственных характеристик неустойчивости.

Научная и практическая ценность. Полученные результаты представляют интерес для изучения процессов формирования тонкой структуры электрического поля в грозовом облаке на предварительной стадии грозового разряда, а также процессов формирования неоднородностей электронной концентрации в мезосфере Земли, вызывающих летнее полярное мезосферное эхо. Полученные результаты могут быть использованы для объяснения наблюдаемого в лабораторных экспериментах притяжения между одноименно заряженными крупными частицами, а также для планирования экспериментов по изучению плазменных процессов в атмосфере Земли.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Абсолютное значение заряда, образующегося на крупной проводящей частице в потоке слабоионизированной столкновительной плазмы под действием внешнего электрического поля, убывает с ростом интенсивности рекомбинационных процессов; при слабой рекомбинации заряд полностью определяется отношением подвижностей заряженных частиц. Структура возмущений пространственного заряда, вызванных присутствием частицы, определяется совместным влиянием эффектов пространственного заряда и рекомбинационных процессов. Общий заряд системы равен нулю.

2. В слабоионизированной столкновительной плазме, находящийся под действием сильного внешнего электрического поля, одноименно заряженные крупные частицы могут притягиваться. Если в плазме присутствуют слабые рекомбинационные процессы, эффекты диффузии достаточно слабы и расстояние между частицами существенно превышает радиус частицы, то эффекты пространственного заряда, совместно с рекомбинационными процессами, приводят к тому, что энергия взаимодействия двух систем «пылевая частица + пространственный заряд» может соответствовать притяжению.

3. Диссипативная неустойчивость «пылевого звука», вызванная относительным движением аэрозольной и ионной компоненты в столкновительной плазме, возбуждается, если стабилизирующий эффект диффузии достаточно мал и заряд на крупных частицах превышает некоторое пороговое значение. Конечный разброс размеров крупных частиц приводит к повышению порога неустойчивости. Процессы зарядки крупных частиц также приводят к повышению порога. Диссипативная неустойчивость «пылевого звука» может развиваться в мезосфере Земли и в условиях развитого грозового облака.

4. Неустойчивость «пылевого звука» может возбуждаться в атмосфере Земли. В условиях развитого грозового облака порог неустойчивости достижим, и данная неустойчивость может генерировать ячейки тонкой структуры электрического поля с размерами порядка 10 м. В условиях земной мезосферы значения зарядов на аэрозолях, необходимые для достижения порога неустойчивости, могут быть обеспечены потоком сверхтепловых фотоэлектронов. Для аэрозолей с радиусом $a < 50$ нм, характерных для данной области, относительная скорость будет достаточной для преодоления стабилизирующего эффекта ионной диффузии в присутствии внешнего электрического поля $0,01 < E_0 < 0,03$ В/см. Если данная неустойчивость развивается в области земной мезосферы, то она генерирует неоднородности электронной концентрации с размером порядка 10 см.

5. Инерционность процессов зарядки приводит к появлению дополнительной низкочастотной «зарядовой» моды в слабоионизированной столкновительной пылевой плазме. В присутствии достаточно сильного постоянного внешнего поля E_0 при низкой температуре фоновых электронов эта мода может быть неустойчивой. В условиях земной мезосферы при $0,001 < E_0 < 0,03$ В/см масштабы неоднородностей, генерируемых данной неустойчивостью, лежат в диапазоне $20 \div 200$ см.

Апробация работы. По теме диссертации опубликовано 5 статей в ведущих российских научных журналах, входящих в список ВАК, 3

доклада в сборниках трудов отечественных и международных конференций, 9 тезисов докладов. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на научных семинарах Института прикладной физики РАН, российских и международных конференциях и научных совещаниях: 8ая научная конференция по радиофизике, посвященная 80-летию со дня рождения Б.Н.Гершмана (6 мая 2004 г., Нижний Новгород, Россия); Effects of Artificial Action on the Earth Ionosphere by Powerful Radio Waves, VI International Suzdal URSI Symposium ISS-04 (19–21 октября 2004 г., Москва, Россия); Девятая научная конференция по радиофизике «Факультет - ровесник Победы» (7 мая 2005 г., Нижний Новгород, Россия); XII Нижегородская сессия молодых ученых, естественнонаучные дисциплины (16–21 апреля 2007 г., Нижний Новгород, Россия); XXIV General Assembly of IUGG (1–13 июня 2007 г., Перуджа, Италия); VI Российская конференция по атмосферному электричеству (1–7 октября 2007, Нижний Новгород, Россия); Modification of Ionosphere by Powerful Radio Waves, VII International Suzdal URSI Symposium ISS-2007 (16–18 октября 2007 г., Москва, Россия); Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные задачи нелинейной физики» (1–7 марта 2008 г., Нижний Новгород, Россия); XIII Нижегородская сессия молодых ученых, естественнонаучные дисциплины (апрель 2008 г., Нижний Новгород, Россия); Plasma-wave processes in the Earth's and planetary magnetospheres, ionospheres, and atmospheres. International Conference (13–17 апреля 2009 г., Нижний Новгород, Россия); 38th COSPAR Scientific Assembly (18–25 июля 2010 г., Бремен, Германия).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы, включающего и работы автора. Общий объем диссертации составляет 157 страниц, включая 38 рисунков и 5 таблиц. Список литературы содержит 148 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении определены предмет исследования и задачи диссертационной работы, обоснована актуальность темы, а также приведены данные по публикациям включенных в диссертацию материалов.

В первой главе охарактеризованы исходные приближения и приведена исходная система уравнений, описывающая взаимодействие всех компонент пылевой плазмы. В общем случае описываемая система состоит из пяти компонент: нейтрального газа, положительных ионов, отрицательных ионов, электронов и крупных частиц (пылевая или аэрозоль-

ная компонента). Ионная и электронная компоненты рассматриваются в гидродинамическом приближении. Тепловой разброс скоростей крупных частиц также полагается несущественным, однако в общем случае для них используется частично кинетическое описание, в котором учитывается разброс размеров частиц, который приводит к разбросу установившихся относительных скоростей аэрозолей и нейтрального газа.

Во второй главе рассматривается зарядка проводящей крупной пылевой частицы в потоке слабоионизованной столкновительной плазмы под действием внешнего электрического поля. Предложена новая приближенная модель зарядки, в рамках которой корректно учитываются эффекты, обусловленные пространственным зарядом и ионизационно-рекомбинационными процессами в плазме.

Условия граничной задачи о зарядке уединенной идеально проводящей частицы (сферы радиуса a) в потоке слабоионизованной столкновительной плазмы под действием внешнего поля E_0 сформулированы в разделе 2.1. Предполагается, что плазма создана сторонними источниками ионизации и в ней присутствуют только два сорта заряженных частиц, с одинаковыми по величине, но противоположными по знаку зарядами; ионизационное равновесие обеспечивается процессами двух-частичной рекомбинации. Взаимодействие плазмы с пылевой частицей описывается уравнениями движения и непрерывности для заряженных частиц плазмы и уравнениями Максвелла в отсутствие магнитного поля. Граничные условия отвечают невозмущенным значениям концентрации плазмы и электрического поля на бесконечности, эквипотенциальности поверхности частицы и отсутствию эмиссии заряженных частиц с нее. Рассматривается предельный случай сильного внешнего поля, когда движение заряженных частиц в плазме целиком определяется их дрейфом в электрическом поле. Подобный подход справедлив при выполнении следующих неравенств:

$$l_0 \gg \lambda_D \gg a, \quad al_0 \gg \lambda_D^2, \quad (1)$$

где $\lambda_D^2 = T/(4\pi e N_0)$ — дебаевский радиус окружающей плазмы, $l_0 = E_0/(4\pi e N_0)$ — электродинамический масштаб задачи. Здесь e — абсолютное значение заряда электрона, T и N_0 — температура и невозмущенная концентрация плазмы соответственно. Для земной атмосферы ($N_0 \sim 10^2 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$) в условиях хорошей погоды ($E_0 \sim 1 \div 2 \text{ В/см}$) приближения (1) выполняются для частиц с радиусами $a \gg 0,03 \text{ см}$, в условиях тумана ($E_0 \sim 10 \text{ В/см}$) — для частиц с радиусами $a \gg 0,003 \text{ см}$, в условиях грозового облака ($E_0 \sim 200 \div 400 \text{ В/см}$) — для частиц с радиусами $a \gg 0,0001 \text{ см}$.

Если приближения (1) выполнены, то стационарное состояние системы описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} \mu_+ \operatorname{div}(N_+ \mathbf{E}) &= J - \alpha N_+ N_-; & \mu_- \operatorname{div}(N_- \mathbf{E}) &= -J + \alpha N_+ N_-; \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi e(N_+ - N_-); & \operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{E} — самосогласованное электрическое поле, μ_+, μ_-, N_+, N_- — концентрации и подвижности частиц плазмы соответственно, J — интенсивность стороннего источника ионизации, α — коэффициент рекомбинации.

В разделе 2.2 найдена структура самосогласованного поля в ближней окрестности частицы и сформулирована граничная задача для структуры трубок тока. При отыскании структуры поля в ближней окрестности частицы поле пространственного заряда считается несущественным. В этом случае удовлетворить граничным условиям на поверхности частицы можно, представляя поле \mathbf{E} вне ее в виде суперпозиции внешнего поля \mathbf{E}_0 и полей точечного диполя $\mathbf{p} = a^3 \mathbf{E}_0$ и неизвестного точечного заряда Q_d , помещенных в центре тела (заряд Q_d находится при дальнейшем решении задачи из условия равенства нулю полного тока, текущего на сферу). Частицы плазмы движутся по силовым линиям поля \mathbf{E} , формируя две осесимметричные (ось сонаправлена с внешним полем) трубки тока. Если внешнее поле \mathbf{E}_0 направлено слева направо, то положительный заряд попадает на частицу из трубки тока, расположенной слева от нее (будем называть соответствующую трубку тока катодной), отрицательный — справа (соответствующую трубку тока будем называть анодной).

Вдали от частицы поля заряда Q_d и дипольного момента \mathbf{p} становятся пренебрежимо малыми, однако влиянием на трубки тока слабого поля пространственного заряда пренебречь нельзя, поскольку оно может накапливаться на длинной трассе. Для описания влияния слабого поля пространственного заряда на трубки тока удобно перейти к уравнениям, описывающим изменение площади трубок тока S и плотности пространственного заряда в трубке ρ_S в зависимости от продольной координаты z (ось z направлена вдоль внешнего поля). Для этого изначальная система уравнений интегрируется по поперечному сечению трубки тока, при этом параметры плазмы считаются однородными по поперечному сечению, а продольная составляющая поля пространственного заряда — малой по сравнению с E_0 . Граничные условия для каждой из трубок тока могут быть сформулированы следующим образом: плотность пространственного заряда на бесконечности равна нулю, на границе ближней зоны катодной трубки тока концентрация отрицательно заряженных

частиц плазмы равна нулю, на границе ближней зоны анодной трубки — концентрация положительных. Площади трубок тока на границах ближней зоны однозначно связаны с зарядом Q_d . Основными безразмерными параметрами, определяющими структуру решения, являются $K_+ = \alpha/(4\pi e\mu_+)$ и $K_- = \alpha/(4\pi e\mu_-)$, где α — коэффициент рекомбинации, μ_+ и μ_- — подвижность отрицательных и положительных частиц плазмы соответственно. Величины K_+ и K_- характеризуют интенсивность рекомбинационных процессов по отношению к влиянию пространственного заряда. При $K_+ > K_-$ ($\mu_+ < \mu_-$) на частице скапливается отрицательный заряд, при $K_+ < K_-$ ($\mu_+ > \mu_-$) — положительный.

Раздел 2.3 посвящен общему анализу граничной задачи о структуре трубок тока. Показано, что задача поставлена корректно, т.е. имеет единственное решение при любых значениях основных параметров K_+ и K_- . Следует также заметить, что корректное решение граничной задачи невозможно при огрублении предлагаемой модели, т.е. при пренебрежении эффектами пространственного заряда или рекомбинацией.

В принятых приближениях структура трубок тока описывается нелинейной системой обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка. Раздел 2.4 посвящен аналитическому решению этой системы в различных предельных случаях. Результаты численного решения приведены в разделе 2.5; они подтверждают основные выводы, сделанные аналитически. Абсолютное значение заряда крупной частицы убывает с ростом интенсивности рекомбинационных процессов; при слабой рекомбинации заряд полностью определяется отношением подвижностей заряженных частиц, как и в рамках баллистической модели, где концентрации заряженных частиц в трубках тока считаются постоянными [21]. Значения концентраций заряженных частиц в окрестности тела существенно зависят от интенсивности рекомбинационных процессов: при слабой рекомбинации концентрации существенно меньше невозмущенных, при сильной — превышают невозмущенное значение. В случае слабой рекомбинации трубки тока, по которым заряженные частицы попадают на частицу, под влиянием пространственного заряда сильно сужаются с удалением от частицы. При сильных рекомбинационных процессах площадь трубок меняется слабо. На бесконечности площади катодной и анодной трубок совпадают, различие площадей в окрестности тела будет существенно при заметном различии в подвижностях заряженных частиц плазмы. Продольный масштаб области пространственного заряда определяется смешанной ионизационно-электродинамической длиной. Общий заряд системы равен нулю, в соответствии с предсказаниями токовой статики.

Справедливость используемых приближений и силы, действующие на частицу, обсуждаются в разделе 2.6. Показано, что возмущение силы трения, возникающее вследствие неупругих столкновений ионов плазмы с крупной частицей, много меньше силы со стороны внешнего электрического поля $Q_d E_0$, действующей на частицу. Получены условия, при которых подвижность крупной частицы много меньше подвижностей ионов плазмы $\mu_d \ll \min\{\mu_+, \mu_-\}$, и показано, что эти условия могут быть выполнены в земной атмосфере. Также получены условия, при которых относительным движением крупной частицы и потока нейтрального газа можно пренебречь по сравнению с дрейфовым движением заряженных частиц плазмы в электрическом поле.

В разделе 2.7 рассчитывается возмущение продольной составляющей электрического поля на оси катодной (положительно заряженной) трубки тока для случая $\mu_- \gg \mu_+$, $K_+, K_- \ll 1$. Показано, что на оси системы на промежуточных расстояниях от частицы существует область, в которой возмущение продольной составляющей электрического поля E_{1z} является отрицательным, т.е. притягивающим для частицы с отрицательным зарядом.

Электростатическое взаимодействие двух систем «частица + пространственный заряд» рассматривается в разделе 2.8. Поскольку каждая из этих систем имеет дипольную структуру и их дипольные моменты ориентированы одинаково (против внешнего поля \mathbf{E}_0), очевидно, что данные системы могут притягиваться. В частности, на большом удалении взаимодействие этих систем аналогично взаимодействию точечных диполей. В разделе 2.8 исследуется более детальная картина этого взаимодействия на конечных расстояниях для случая слабой рекомбинации $K_+, K_- \ll 1$ и «тяжелых» положительных ионов $\mu_+ \ll \mu_-$ (последнее означает, что анодной трубкой тока можно пренебречь).

Предполагается, что частицы находятся достаточно далеко друг от друга, и процессы их зарядки протекают независимо. Таким образом, можно считать, что электростатическое взаимодействие двух таких систем не приводит к изменению распределения заряда в каждой из них, и рассматривать каждую систему как жестко соединенные точечный заряд $Q_d < 0$, точечный диполь $\mathbf{p} = a^3 \mathbf{E}_0$, расположенные в центре частицы, и тонкий заряженный стержень с линейной плотностью заряда $\tau(z) = S(z)\rho_s(z) > 0$, который начинается на некотором расстоянии от центра частицы, много меньшем длины стержня. Здесь $S(z)$ и $\rho_s(s)$ — площадь трубки тока и плотность пространственного заряда в ней соответственно, полученные при решении задачи о зарядке частицы (см. разделы 2.4–2.5).

С помощью численных расчетов в разделе 2.8 показано, что энергия взаимодействия двух частиц, расположенных в точках с координатами $(0, 0)$ и (r_Q, z_Q) , при фиксированном r_Q имеет минимум $W_{\text{int}} = W_{\text{min}}(r_Q) < 0$ при $z_Q = z_{\text{min}}$. Таким образом, возможно такое взаимное расположение частиц ($z_Q > z_{\text{min}}(r_Q)$), при котором их энергия взаимодействия будет соответствовать притяжению. Величина z_{min} возрастает с ростом r_Q при $r_Q > 8a$, а абсолютное значение W_{min} убывает. Это означает, что при $r_Q > 8a$ не существует оптимального расстояния между частицами, на котором потенциал взаимодействия будет минимален; при меньших же значениях r_Q частицы будут влиять на процессы зарядки друг друга и формирование областей пространственного заряда, и используемая оценка энергии взаимодействия будет несправедлива.

Третья и четвертая главы диссертации посвящены анализу диссипативных неустойчивостей в слабоионизованной столкновительной плазме, характерной для атмосферных явлений. Рассматриваемые неустойчивости порождаются потоками крупных частиц.

В третьей главе потоковая диссипативная неустойчивость «пылевого звука» рассматривается в условиях развитого грозового облака.

Во многих натуральных экспериментах проявляется многослойная ячеистая структура в распределении электрических зарядов и электрического поля в грозовом облаке [22, 23]. В свете имеющихся данных вполне можно допустить существование такой электрической мелкомасштабной структуры, в которой значения локальных электрических полей могут существенно превышать величину макроскопического электрического поля.

Для существования таких ячеек есть веские физические основания. Дело в том, что развитое грозовое облако представляет собой плазмopodobную многопотоковую систему. Взаимопроникающие потоки заряженных тяжелой (крупные капли и град) и легкой (кристаллы льда и мелкие капли) компонент возникают в облаке благодаря совместному действию силы тяжести и восходящего конвективного потока воздуха. Крупные частицы оказываются взвешенными в потоке, заполняя в основном нижнюю половину облака, в то время как легкая фракция уносится вместе с потоком в верхнюю часть облака. При достаточно большом заряде на крупных частицах эта система становится неустойчивой по отношению к возбуждению электрических волн пространственного заряда (пылезвуковая волна [1, 2]).

Теоретическая модель описания возникновения электрических ячеек в грозовом облаке, основанная на аналогии с многопотоковыми движениями в плазме, была предложена в работе [11] и получила развитие

в [24] с учетом эффектов коллективной зарядки частиц. В [11, 24] не учитывалась дисперсия размеров крупных частиц и не было проведено детальное исследование зависимости характеристик неустойчивости от некоторых параметров задачи, в частности, от проводимости воздушно-го потока. Актуальность такого анализа обусловлена тем, что во время микроразрядов проводимость в облаке может возрастать на несколько порядков [22]. Разброс крупных частиц по размерам порождает их разброс по скоростям относительно средней скорости воздушного потока, поэтому неустойчивость может иметь кинетический характер, т. е. ее инкремент может существенно отличаться от полученного в гидродинамическом приближении [11, 24]. Детальное исследование указанных вопросов и составляет предмет третьей главы настоящей диссертации.

В разделе 3.1 получено дисперсионное уравнение, характеризующее временную эволюцию спектральной составляющей квазистатического электрического поля с волновым вектором \mathbf{k} на частоте ω . В постановке задачи предполагается, что электрические свойства воздушно-го потока полностью характеризуются проводимостью σ , а равновесие крупных частиц обеспечивается совместным действием силы тяжести и силы трения (стационарное внешнее электрическое поле отсутствует): $M\mathbf{g} = M\nu\mathbf{v}$, где M — масса крупной частицы, g — ускорение свободного падения, \mathbf{v} — относительная скорость, ν — эффективная частота соударений аэрозолей с нейтральным газом. Мы также считаем, что среди крупных частиц присутствует разброс по характерному размеру R , который описывается известной функцией распределения f_R . При этом масса M , заряд Q_d , установившаяся скорость крупных частиц относительно воздушного потока \mathbf{v} и эффективная частота соударений ν однозначно определяются размером R . В системе отсчета, связанной с воздушным потоком, дисперсионное уравнение записывается следующим образом:

$$1 + \frac{4\pi\sigma i}{\omega} - \Omega_p^2 \int_0^\infty \frac{Rf_R dR}{a[\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}(\mathbf{R})][\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}(\mathbf{R}) + i\nu(R)]} = 0, \quad (3)$$

где $\Omega_p^2 = 4\pi N_d^0 (Q_d^0)^2 / M_0$ — квадрат плазменной частоты частиц характерного радиуса a , N_d^0 — равновесная концентрация крупных частиц.

В разделе 3.2 дисперсионное уравнение анализируется в гидродинамическом приближении, когда все частицы являются шарами одного радиуса a . Как было показано в работе [11], неустойчивость в этом случае возбуждается, если отношение Ω_p^2/ν^2 превышает 1. Инкремент неустойчивости имеет максимум в зависимости от волновых чисел, что позволяет говорить об оптимальных масштабах, т.е. размерах ячеек в тонкой структуре грозового облака, генерируемых рассматриваемой неустойчи-

востью. Значения инкремента неустойчивости и оптимального масштаба в зависимости от проводимости воздуха σ были получены аналитически для малой проводимости и численно во всем диапазоне значений σ . Показано, что максимальный (по волновым числам) инкремент неустойчивости возрастает с увеличением проводимости, а соответствующее ему оптимальное волновое число — убывает.

Влияние малого разброса размеров частиц на свойства неустойчивости анализируется в разделе 3.3. Разброс размеров крупных частиц приводит к разбросу установившихся скоростей v ; для исследования выбрана модельная функция распределения частиц по скоростям в форме закона Гаусса.

При наличии разброса размеров частиц условие достижения порога неустойчивости записывается в виде

$$\Omega_p^2/\nu^2 > p^2, \quad (4)$$

где p^2 — пороговое значение Ω_p^2/ν^2 , полученное из решения дисперсионного уравнения при $\text{Im}\omega = 0$. Зависимости порогового значения от волнового числа и параметров задачи получены численно и аналитически (при малой проводимости). Показано, что пороговое значение p^2 имеет минимум p_*^2 в зависимости от волнового числа, а при малых k стремится к бесконечности. Минимальное значение p_*^2 монотонно убывает к 1 при уменьшении разброса размеров; при малой проводимости p_*^2 постоянно и равно 1, затем линейно возрастает с ростом проводимости.

Как и в гидродинамическом пределе, инкремент неустойчивости имеет максимум в зависимости от волнового числа. Максимальное (по волновым числам) значение инкремента возрастает с уменьшением разброса и имеет максимум в зависимости от проводимости. Соответствующее максимуму оптимальное волновое число также имеет максимум в зависимости от проводимости.

Количественные оценки полученных результатов обсуждаются в разделе 3.4. Показано, что порог неустойчивости достижим в реальных условиях грозового облака; инкремент неустойчивости достигает значений $0,02 \div 0,07 \text{ с}^{-1}$, оптимальный масштаб, соответствующий размеру генерируемых ячеек тонкой структуры, лежит в диапазоне $17 \div 35 \text{ м}$.

В четвертой главе рассматриваются неустойчивости аэрозольного потока в мезосферной пылевой плазме. Интерес к этой области вызван в первую очередь таким явлением, как летнее полярное мезосферное эхо — сильные отклики радарных сигналов от мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации в летней мезопаузе на высотах

80–93 км [8, 9]. Неустойчивости мезосферной аэрозольной плазмы могут служить одним из механизмов генерации этих неоднородностей.

Модель, предложенная в [11] и описывающая диссипативную неустойчивость аэрозольного потока в грозовом облаке, в мезосферных условиях была впервые рассмотрена в [25] с учетом диффузии ионов и электронов; было получено, что для достижения порога неустойчивости необходимы достаточно крупные аэрозоли с большим зарядом. В четвертой главе настоящей работы это исследование продолжено с учетом процессов зарядки аэрозольных частиц.

Дисперсионное уравнение, характеризующее временную эволюцию спектральной составляющей квазистатического электрического поля с волновым вектором \mathbf{k} на частоте ω , получено в разделе 4.1. В постановке задачи предполагается, что мезосферная плазма состоит из нейтрального газа, тяжелых положительных ионов, электронов и крупных частиц (аэрозолей). В описании движения аэрозолей учитываются сила тяжести, сила трения со стороны нейтрального газа и электростатическая сила. Аэрозоли считаются шарами одного радиуса a , но заряд аэрозоля Q_d является динамической переменной задачи; зарядка описывается в рамках модели ограниченных орбит [2], учитываются только тепловые потоки ионов и электронов на пылинку. В описании динамики ионов и электронов учитываются столкновения с нейтральным газом, диффузия, сила, действующая со стороны электрического поля, а также потери, связанные с оседанием ионов и электронов на аэрозолях в процессе зарядки. Предполагается, что в мезосфере может присутствовать слабое квазистационарное электрическое поле \mathbf{E}_0 . При этом считается, что рассматриваемая область находится вне области накопления основного пространственного заряда, который формирует поле \mathbf{E}_0 , и рассматриваются малые и мелкомасштабные возмущения поля \mathbf{E}_0 , вызванные развитием неустойчивостей, связанных с аэрозольной компонентой.

В разделе 4.2 обсуждаются характеристики мезосферы и значения основных параметров, входящих в дисперсионное уравнение.

Условия возбуждения и характеристики неустойчивости пылезвуковой волны получены в разделе 4.3. Как и в случае грозового облака, условие развития неустойчивости может быть записано в виде (4). Отношение Ω_p^2/ν^2 определяется плотностью, размером и зарядом аэрозолей, характеристиками нейтрального газа и окружающей плазмы; пороговое значение p^2 в условиях мезосферы определяется в основном ионной диффузией и относительной скоростью движения аэрозолей и заряженных компонент плазмы. В отсутствие стационарного электрического поля эта скорость совпадает с относительной скоростью движения аэрозолей и

нейтрального газа и равна $u = g/\nu$ (ν — эффективная частота соударений, определяемая силой трения), при наличии \mathbf{E}_0 эта скорость может определяться дрейфовой скоростью ионов.

В подразделе 4.3.1 численно и аналитически получены зависимости порогового значения p^2 от спектральных характеристик неоднородностей и параметров среды. Показано, что p^2 имеет минимум p_*^2 в зависимости от волнового числа. Получено, что порог пылезвуковой неустойчивости в условиях мезосферы достигим при выполнении следующих условий: заряд на аэрозолях обеспечивается потоком сверхтепловых фотоэлектронов, ионная компонента состоит из тяжелых ионных кластеров $m_i \simeq 200\text{--}400$ а.е.м. В отсутствие стационарного внешнего поля неустойчивость может развиваться только для тяжелых $\rho_a > 1$ г/см³ и крупных $a = 100\text{--}400$ нм аэрозолей; в присутствии электрического поля $E_0 = 0,01\text{--}0,03$ В/см неустойчивость может развиваться для аэрозолей с меньшими радиусами.

Инкремент и пространственные масштабы неустойчивости анализируются численно в подразделе 4.3.2. Инкремент имеет максимум в зависимости от волновых чисел; масштаб генерируемых неоднородностей определяется оптимальным волновым числом, соответствующим максимальному инкременту. Показано, что инкремент линейно растет с увеличением заряда аэрозолей (потока фотоэлектронов), увеличивается с ростом отношения концентраций ионов и электронов δ и массы ионов m_i и имеет максимум в зависимости от внешнего поля E_0 (электрическое поле E_0 определяет относительную скорость, другого влияния на характеристики пылезвуковой неустойчивости присутствие E_0 не оказывает). Получено, что в оптимальных условиях инкремент достигает значений порядка $0,1\text{--}0,6$ с⁻¹ и масштаб генерируемых неоднородностей лежит в диапазоне $10\text{--}20$ см.

Раздел 4.4 посвящен исследованию неустойчивости дополнительной низкочастотной «зарядовой» моды, к появлению которой приводит инерционность процессов зарядки. В присутствии достаточно сильного постоянного внешнего поля эта мода может быть неустойчивой. С помощью численных расчетов и аналитических оценок показано, что основную роль в развитии неустойчивости играют фоновые электроны и их участие в процессе зарядки. Как и в случае пылезвуковой неустойчивости, инкремент имеет максимум в зависимости от волновых чисел. Получено, что максимальный по волновым числам инкремент неустойчивости «зарядовой» моды уменьшается с ростом отношения концентраций $\delta = N_i/N_e$, линейно растет с увеличением E_0 , увеличивается с ростом массы ионов m_i и уменьшается с ростом радиуса аэрозолей a . Также ин-

кремент уменьшается с ростом температуры фоновых электронов. Оптимальный масштаб возмущений, вызванных «зарядовой» неустойчивостью, уменьшается с увеличением a и E_0 . В условиях земной мезосферы при $0,001 < E_0 < 0,03$ В/см инкремент достигает значений $0,1 \div 0,42$ с⁻¹. В зависимости от конкретных значений a , E_0 и δ , λ_{opt} может достигать значений $20 \div 200$ см.

В Заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

Основные результаты диссертационной работы

1. Найдена структура возмущений пространственного заряда, вызванных присутствием сферической проводящей пылевой частицы в слабоионизованной столкновительной плазме во внешнем электрическом поле. Показано, что абсолютное значение заряда крупной частицы убывает с ростом интенсивности рекомбинационных процессов; при слабой рекомбинации заряд полностью определяется отношением подвижностей заряженных частиц плазмы разного знака. Получено, что продольный масштаб области пространственного заряда определяется смешанной ионизационно-электродинамической длиной. Общий заряд системы равен нулю.

2. Продemonстрировано, что процессы рекомбинации и эффекты пространственного заряда могут приводить к притяжению двух одноименно заряженных крупных частиц в слабоионизованной столкновительной пылевой плазме, находящейся под действием внешнего электрического поля.

3. Исследовано влияние разброса размеров крупных частиц на характеристики диссипативной неустойчивости «пылевого звука», порожаемой относительным движением крупных частиц и ионизированного воздуха в плазмоподобной среде. Получено, что конечный разброс размеров крупных частиц приводит к повышению порогового значения заряда на них, необходимого для развития неустойчивости; порог неустойчивости повышается также при увеличении проводимости воздушного потока σ .

4. Показано, что диссипативная неустойчивость «пылевого звука» может развиваться в условиях развитого грозового облака. Оптимальный масштаб, соответствующий размеру генерируемых ячеек тонкой структуры электрического поля, лежит в диапазоне $17 \div 35$ м, а время нарастания возмущений составляет $14 \div 50$ с.

5. Определены условия возбуждения и характеристики диссипативной неустойчивости «пылевого звука» в слабоионизованной пылевой

плазме с учетом процессов зарядки аэрозольных частиц и ионной диффузии. Показано, что оба этих фактора приводят к повышению порогового значения заряда на крупных частицах.

6. Продemonстрировано, что в условиях земной мезосферы значения зарядов на аэрозолях, необходимые для достижения порога неустойчивости «пылевого звука», могут быть обеспечены потоком сверхтепловых фотоэлектронов. Получено, что для аэрозолей с радиусом $a < 50$ нм, характерных для данной области, относительная скорость будет достаточной для преодоления стабилизирующего эффекта ионной диффузии только при наличии внешнего электрического поля $0,01 < E_0 < < 0,03$ В/см. Масштабы неоднородностей, которые может генерировать неустойчивость пылезвуковой моды в мезосфере, лежат в диапазоне $10 \div 20$ см.

7. Показано, что инерционность процессов зарядки приводит к появлению дополнительной низкочастотной моды в слабоионизованной пылевой плазме. В присутствии достаточно сильного постоянного внешнего поля E_0 при низкой температуре фоновых электронов эта мода может быть неустойчивой. В условиях земной мезосферы при $0,001 < < E_0 < 0,03$ В/см масштабы неоднородностей, генерируемых данной неустойчивостью, лежат в диапазоне $20 \div 200$ см.

Список работ по теме диссертации

- A1. Грач В. С., Семенов В. Е., Трахтенгерц В. Ю. Возмущение столкновительной плазмы сторонними телами в постоянном внешнем электрическом поле // *Физика плазмы*. — 2009. — Т. 35, № 1. — С. 36–47.
- A2. Грач В. С. Притяжение пылевых частиц в столкновительной плазме с током: влияние пространственного заряда и рекомбинационных процессов // *Известия вузов. Радиофизика*. — 2010. — Т. 53, № 11. — С. 712–725.
- A3. Грач В. С., Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. Кинетическая неустойчивость потока заряженных частиц в грозовом облаке // *Известия вузов. Радиофизика*. — 2005. — Т. 48, № 6. — С. 488–501.
- A4. Грач В. С., Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. Диссипативная неустойчивость заряженных аэрозольных потоков в мезосфере // *Известия вузов. Радиофизика*. — 2006. — Т. 49, № 11. — С. 942–957.
- A5. Грач В. С. Диссипативные неустойчивости в мезосферной плазме с учетом эффектов зарядки аэрозольных частиц // *Известия вузов. Радиофизика*. — 2009. — Т. 52, № 12. — С. 945–958.

- A6. *Грач В. С., Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю.* Линейная стадия развития пучково-плазменного разряда в грозовом облаке // Труды (восьмой) научной конференции по радиофизике, посвященной 80-летию со дня рождения Б.Н.Гершмана. — ННГУ, 2004. — С. 25–26.
- A7. *Грач В. С., Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю.* Диссипативная неустойчивость в аэрозольной плазме с учетом эффекта зарядки // Труды (девятой) научной конференции по радиофизике «Факультет - ровесник Победы». — ННГУ, 2005. — С. 68–70.
- A8. *Грач В. С., Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю.* Диссипативная неустойчивость заряженных аэрозольных потоков в мезосфере // VI Российская конференция по атмосферному электричеству, 1-7 октября 2007, Нижний Новгород. Сборник трудов. — Нижний Новгород, 2007. — С. 170.
- A9. *Грач В. С.* Формирование пространственного заряда в следе за проводящей частицей в частично ионизованной плазме с током // XII Нижегородская сессия молодых ученых, естественнонаучные дисциплины. — Нижний Новгород, 2007. — С. 87.
- A10. *Грач В. С., Трахтенгерц В. Ю.* Формирование пространственного заряда в электрически проводящей среде с током // Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные задачи нелинейной физики», 1-7 марта 2008 года. Тезисы докладов. — Нижний Новгород, 2008. — С. 34.
- A11. *Грач В. С., Семенов В. Е., Трахтенгерц В. Ю.* Поляризация металлической сферы в частично ионизованной плазме с током // XIII Нижегородская сессия молодых ученых, естественнонаучные дисциплины. — Нижний Новгород, 2008. — С. 97.
- A12. *Grach V. S., Semenov V. E., Trakhtengerts V. Yu.* The flow of a dust particle by highly collisional drifting plasma // 38th COSPAR Scientific Assembly, Bremen, Germany, 18-25 July 2010. — Pp. C51–0004–10.
- A13. *Grach V. S., Demekhov A. G., Trakhtengerts V. Yu.* Beam-plasma instability in thunderclouds with account of particles size spread // Effects of Artificial Action on the Earth Ionosphere by Powerful Radio Waves. VI International Suzdal URSI Symposium ISS-04, Moscow, October 19-21, 2004. Book of abstracts. — Nizhny Novgorod, 2004. — P. 88.
- A14. *Grach V. S., Demekhov A. G., Trakhtengerts V. Yu.* Instability of charged aerosol flow as a generation mechanism for electron density irregularities in mesosphere // General Assembly of IUGG, Perugia, Italy, June, 1-13, 2007, <http://www.iugg2007perugia.it/webbook/pdf/JA.pdf>. — 2007. — P. 213.
- A15. *Grach V. S., Demekhov A. G., Trakhtengerts V. Yu.* Instability of charged aerosol flow as a generation mechanism for electron density irregularities in mesosphere // Modification of Ionosphere by Powerful Radio Waves, VII International Suzdal URSI Symposium ISS-2007, Moscow, October 16-18, 2007. Book of abstracts. — Troitsk, 2007. — P. 66.
- A16. *Grach V. S.* Dissipative instabilities in mesospheric aerosol plasma // Plasma-wave processes in the Earth's and planetary magnetospheres, ionospheres, and atmospheres. International Conference, Nizhny Novgorod, Russia, 13-17 April, 2009. — Nizhny Novgorod, 2009. — P. 73.
- A17. *Grach V. S.* Influence of charging processes on dissipative instabilities in mesospheric dusty plasma // 38th COSPAR Scientific Assembly, Bremen, Germany, 18-25 July 2010. — Pp. C21–0027–10.

Список цитированной литературы

1. *Shukla P. K., Eliasson B.* // *Reviews of Modern Physics.* — 2009. — Vol. 81, no. 1. — Pp. 25–44.
2. В. Е. Фортвов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др. // *Успехи физических наук.* — 2004. — Т. 174, № 5. — С. 495–544.
3. *Фортвов В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т.* Физика неидеальной плазмы: Учеб.пособие для вузов. — М.: Физматлит, 2004.
4. *Mendis D. A., Rosenberg M.* // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* — 1994. — Vol. 32. — Pp. 419–463.
5. D. A. Gurnett, J. A. Ansher, W. S. Kurth, L. J. Granroth // *Geophysical Research Letters.* — 1997. — dec. — Vol. 24. — Pp. 3125–3128.
6. *Kelley M. C., Alcala C., Cho J. Y. N.* // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* — 1998. — feb. — Vol. 60. — Pp. 359–369.
7. *Havnes O., Sigernes F.* // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* — 2005. — apr. — Vol. 67. — Pp. 659–664.
8. *Cho J. Y. N., Rottger J.* // *Journal of Geophysical Research.* — 1997. — Vol. 102. — Pp. 2001–2020.

9. Rapp M., Lübken F.-J. // *Atmos. Phys. Chem. Discuss.* — 2004. — dec. — Vol. 4. — Pp. 4777–4876.
10. B. Smiley, M. Rapp, T. A. Blix et al. // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* — 2006. — jan. — Vol. 68. — Pp. 114–123.
11. Трахтенгерц В. Ю. // *Доклады Академии наук СССР.* — 1989. — Т. 308, № 3. — С. 584–586.
12. Иудин Д. И., Трахтенгерц В. Ю. // *Известия вузов. Радиофизика.* — 2001. — Т. 44, № 5–6. — С. 419–438.
13. Mott-Smith H. M., Langmuir Irving // *Phys. Rev.* — 1926. — Oct. — Vol. 28, no. 4. — Pp. 727–763.
14. Goertz C. K., Ip W.-H. // *Geophysical Research Letters.* — 1984. — Vol. 11, no. 4. — Pp. 349–352.
15. Rosenberg M., Mendis D. A., Sheehan D. P. // *IEEE Transactions on Plasma Science.* — 1999. — feb. — Vol. 27. — Pp. 239–242.
16. A. A. Sickafoose, J. E. Colwell, M. Horányi, S. Robertson // *Physical Review Letters.* — 2000. — Jun. — Vol. 84, no. 26. — Pp. 6034–6037.
17. Rao N. N., Shukla P. K., Yu M. Y. // *Planetary and Space Science.* — 1990. — apr. — Vol. 38. — Pp. 543–546.
18. Varma R. K., Shukla P. K., Krishan V. // *Physical Review E.* — 1993. — may. — Vol. 47. — Pp. 3612–3616.
19. Kaw P. K., Sen A. // *Physics of Plasmas.* — 1998. — oct. — Vol. 5. — Pp. 3552–3559.
20. Havnes O., Aanesen T. K., Melandso F. // *Journal of Geophysical Research.* — 1990. — may. — Vol. 95. — Pp. 6581–6585.
21. Sorokin A. E. // *European Physical Journal D.* — 2008. — apr. — Vol. 47. — Pp. 83–105.
22. Имянитов И. М., Чубарина Е. В., Шварц Я. М. *Электричество облаков.* — Л.: Гидрометеиздат, 1971.
23. Macgorman D. R., Rust W. D. *The electrical nature of storms.* — Oxford Univ. Press, 1998.
24. Мареев Е. А., Сорокин А. Е., Трахтенгерц В. Ю. // *Физика плазмы.* — 1999. — Т. 25, № 3. — С. 289–300.
25. Trakhtengerts V. Yu. // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics.* — 1994. — Vol. 56, no. 3. — Pp. 337–342.

Оглавление диссертации

ВВЕДЕНИЕ	4
1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ СЛАБОУИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ ПЫЛЕВУЮ (АЭРОЗОЛЬНУЮ) КОМПОНЕНТУ	26
2. ВОЗМУЩЕНИЕ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ СТОРОННИМИ ТЕЛАМИ В ПОСТОЯННОМ ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	30
2.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ	32
2.2. СТРУКТУРА САМОСОГЛАСОВАННОГО ПОЛЯ И ОБЛАСТЕЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА	33
2.3. ОБЩИЙ АНАЛИЗ УРАВНЕНИЙ	38
2.4. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ В РАЗЛИЧНЫХ ПРЕДЕЛЬНЫХ СЛУЧАЯХ	43
2.5. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ	49
2.6. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЧАСТИЦУ	51
2.7. ВОЗМУЩЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОСИ ТРУБКИ ТОКА	58
2.8. ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ	60
2.9. ВЫВОДЫ	70
3. КИНЕТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГРОЗОВОМ ОБЛАКЕ	72
3.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ	73
3.2. АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ	76
3.2.1. ПРИБЛИЖЕННЫЕ РЕШЕНИЯ ПРИ МАЛОЙ ПРОВОДИМОСТИ	77
3.2.2. РАСЧЕТ ИНКРЕМЕНТА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ЗНАЧЕНИИ ПРОВОДИМОСТИ	77
3.3. АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ С УЧЕТОМ РАЗБРОСА ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ	79
3.3.1. УПРОЩЕНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ	79
3.3.2. ПОРОГ НЕУСТОЙЧИВОСТИ	81
3.3.3. РАСЧЕТ ИНКРЕМЕНТА КИНЕТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ	83
3.4. ОБСУЖДЕНИЕ	84
3.5. ВЫВОДЫ	85
4. НЕУСТОЙЧИВОСТИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ПОТОКОВ В МЕЗОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ ЗАРЯДКИ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ	93
4.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ	93
4.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЗОСФЕРЫ	98
4.3. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЫЛЕЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ	101
4.3.1. ПОРОГ НЕУСТОЙЧИВОСТИ	101
4.3.2. ИНКРЕМЕНТ НЕУСТОЙЧИВОСТИ	110
4.4. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ «ЗАРЯДОВОЙ» МОДЫ	127
4.5. ВЫВОДЫ	130
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	141
Список литературы	143

ГРАЧ Вероника Савельевна

**НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ПРОЦЕССЫ ЗАРЯДКИ
В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ
ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ**

Автореферат

Ответственный за выпуск
В. С. Грач

Подписано к печати 27.04.2011
Формат 60 × 90 ¹/₁₆. Бумага офсетная.
Усл. печ. л. 1,5. Тираж 100 экз. Заказ № 42(2011).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики РАН,
603950 г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46