

На правах рукописи

МЕДВЕДЕВ Юрий Васильевич

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАСПАДАХ
РАЗРЫВОВ ПЛОТНОСТИ В
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ**

01.04.08 – физика плазмы

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2015 г.

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Объединенном институте высоких температур Российской академии наук.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Ерохин Николай Сергеевич, Институт космических исследований РАН;

доктор физико-математических наук, профессор Крайнов Владимир Павлович, Московский физико-технический институт (государственный университет);

доктор физико-математических наук Сасоров Павел Васильевич, Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

Защита состоится " ____ " _____ 2016 г. в ____ ч. ____ мин. на заседании диссертационного совета Д 002.110.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук по адресу: 125412, г. Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2, актовый зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИВТ РАН.

Автореферат разослан " ____ " _____ 2016 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета к.ф.-м.н.

М. М. Васильев

© Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, 2016

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследований. Плазма, космическая или лабораторная, как правило, распределена в пространстве неоднородно. Вблизи границ лабораторной плазмы, особенно в начальные моменты времени после её образования, имеются области больших градиентов физических величин. Нередко пространственный размер, на котором происходит резкое изменение той или иной физической величины, оказывается значительно меньшим, чем характерный пространственный размер последующего движения. В таком случае большой градиент величины можно приближенно рассматривать как её разрыв. Разрыв является удобным и во многих случаях вполне допустимым приближением.

Существенной особенностью движения, возникающего при распаде разрыва некоторой величины, является развитие нелинейных явлений. В бесстолкновительной плазме образующееся при этом течение может включать в себя волну разрежения, волну охлаждения, бесстолкновительную ударную волну, устойчиво движущийся разрыв, ионно-звуковой солитон или кавитон. Некоторые процессы сопровождаются появлением ускоренных частиц, образованием многопоточкового движения и развитием неустойчивости. По сути дела, эволюция практически любого произвольного разрыва представляет собой процесс формирования, развития, движения и нередко взаимодействия друг с другом нелинейных структур.

В физике бесстолкновительной плазмы имеется целый ряд важных задач, каждую из которых можно сформулировать как задачу о распаде начального разрыва такой величины как плотность частиц. На практике конкретные задачи могут быть достаточно разнообразными и возникать, например, при исследованиях плазмы в экспериментальных установках для управляемого термоядерного синтеза, в плазме ионных источников, в лазерной и в газоразрядной плазме. В космической плазме могут возникать большие градиенты плотности, например, при сбросе оболочки сверхновой, при обтекании плазмой космических тел или искусственных спутников Земли. Интерпретация проводимых с помощью космических аппаратов измерений параметров плазмы вблизи Луны должна учитывать процесс обтекания Луны солнечным ветром. Решения соответствующих задач позволяет объяснить структуру возникающего следа, возбуждение волн и развитие неустойчивости. Результаты исследования расширения плазмы в плазму могут быть полезными при объяснении процессов, проходящих при вспышках на Солнце.

Актуальность таких задач определяется не только научными, но и практическими приложениями. Так при исследованиях расширения плазмы в вакуум был обнаружен эффект ускорения ионов [1]. Этот эффект можно

наблюдать, например, в лазерной плазме. Эффект послужил основой для развития нового направления в методах получения потоков быстрых частиц. С ростом интенсивности лазеров появилась возможность генерировать потоки частиц с энергиями в десятки мегаэлектронвольт. Оказалось, что лазерная плазма может служить эффективным источником многозарядных ионов. Такие источники могут применяться в инжекторах ускорителей, в экспериментах по инерциальному синтезу, для зондирования плотной плазмы, для ионной имплантации и даже для биологических и медицинских целей.

Большое научное и практическое значение имеет изучение плазмы с отрицательными ионами. В частности, расширение такой плазмы, обусловленное градиентом плотности частиц, может определять время существования плазмы в лабораторной установке. Расширяющаяся плазма, в том числе и плазма с отрицательными ионами, широко используется в процессах обработки материалов. Понимание потоковой динамики и данные об основных параметрах течения весьма важны для оптимизации того или иного процесса. Литературные источники показывают, что всё возрастающий интерес проявляется к ион-ионной, и особенно, к парно-ионной плазме.

Отмеченные примеры научной и практической важности исследований процессов, происходящих при распадах разрывов плотности, а также возникающих при этом нелинейных явлений подтверждают необходимость изучения рассматриваемых ниже задач и их актуальность.

Цель и задачи работы. Целью представленных исследований является нахождение аналитических и численных решений ряда задач о течениях бесстолкновительной плазмы, порождаемых разрывом (разрывами) плотности частиц, и выявление на их основе свойств и закономерностей нелинейных явлений, включая вопросы генерации, эволюции и взаимодействия друг с другом нелинейных структур.

В диссертации изучалась задача о расширении плазмы в вакуум. Исследованы случаи электрон-ионной плазмы, трёхкомпонентной плазмы с отрицательными ионами и ион-ионной плазмы. Рассматривались задача о расширении плазмы в плазму меньшей плотности, задача об обтекании плазмой быстро движущегося тела и задача об эволюции сильного возмущения плотности плазмы. Полученные решения сравнивались с известными экспериментальными данными и с результатами других исследователей.

Научная новизна. В диссертации были предложены новые подходы к решению задач, введены и обоснованы новые определения и понятия, а также получены и обсуждены новые научные результаты.

1. Предложен метод описания движения квазинейтральной плазмы с применением инвариантов Римана. С его помощью получены новые результаты: найдено аналитическое решение для простых волн при любой темпе-

ратуре ионов, выведено линейное уравнение для описания произвольного движения квазинейтральной плазмы, изучена задача Гурса для такой плазмы и найдено её аналитическое решение в случае плазмы с холодными ионами.

2. Описан метод для определения профиля стационарно движущихся нелинейных структур в плазме с произвольной температурой ионов. С помощью этого метода получены новые результаты о движении ионно-звукового солитона и бесстолкновительной ударной волны.

3. Выведено уравнение для определения критических значений величин, характеризующих стационарно движущиеся структуры при конечной температуре ионов и изучена их зависимость от ионной температуры.

4. При исследовании расширения плазмы в вакуум:

а) Получено аналитическое решение задачи в области квазинейтральности при любой температуре ионов.

б) Введено новое понятие — граница области квазинейтральности и уточнено понятие ионного фронта, а также предложены формулы, описывающие их движение во времени, что позволило определить области применимости аналитических решений.

в) Изучена область неквазинейтральности (область положительного пространственного заряда) и найдено её аналитическое описание в случае плазмы с холодными ионами.

г) Введено новое понятие — автомодельная волна охлаждения. Волна развивается в лёгкой компоненте расширяющейся плазмы. Используя это понятие, изучен обмен энергией между электронами и ионами.

д) Предложено при численном моделировании процесса использовать новые граничные условия, учитывающие уход частиц из счётной области.

5. Представлена аналитическая модель, позволяющая оценить основные параметры течения при расширении плазмы в плазму меньшей плотности.

6. Решена в законченном аналитическом виде задача о расширении в вакуум слоя плазмы с холодными ионами.

7. Рассмотрен механизм образования небольших областей пониженной плотности, «кавитонов», на нелинейной стадии двухпоточковой неустойчивости, развивающейся в следе за быстро движущимся в плазме телом.

8. Установлено, что бесстолкновительная ударная волна с течением времени трансформируется в цепочку ионно-звуковых солитонов, которые упорядочены в пространстве по амплитуде.

9. При изучении расширения в вакуум плазмы с отрицательными ионами:

а) Найдено, что в течении может возникать бесстолкновительная ударная волна разрежения, и определены условия её существования.

б) Установлено, что в течении может образовываться ограниченная в

пространстве область неустойчивости, определены условия её возникновения.

в) Изучено расширение слоя плазмы, описаны последовательные стадии процесса и явление опрокидывания, приводящее к образованию областей многопоточкового движения с сильной неоднородностью.

10. Впервые изучена задача о расширении в вакуум ион-ионной плазмы и рассмотрено образование волны охлаждения в расширяющейся плазме.

Научная и практическая значимость работы. Значимость работы определяется тем, что здесь найдены решения ряда важных задач и описаны основные закономерности развития нелинейных явлений. Целесообразность практического использования полученных результатов видна из того, что они хорошо описывают соответствующие эксперименты.

Новый подход к изучению квазинейтрального движения бесстолкновительной плазмы, выведенное линейное уравнение для произвольного движения и полученные решения для простых волн могут быть использованы при изучении других задач. То же самое можно сказать и о предложенном методе определения профиля стационарно движущейся структуры.

Полученные в работе результаты о расширении плазмы в вакуум или в плазму меньшей плотности могут быть полезны для имеющих практическую направленность исследований о сильном ускорении ионов в лазерной плазме, в задачах об обтекании ионосферной плазмой искусственных спутников Земли или солнечным ветром Луны, при изучении таких явлений в космической плазме, как вспышки на Солнце.

Важность задачи о расширении плазмы с отрицательными ионами в вакуум видна, в частности, из того, что при этом трёхкомпонентный состав плазмы может быть нарушен в значительной области пространства, а в другой области может развиваться неустойчивость. Эти явления надо учитывать при работе с такой плазмой.

Изучение нелинейных движений ион-ионной плазмы не только само по себе представляет интерес, но и может быть полезным для понимания явлений, происходящих в электрон-позитронной плазме. Такая плазма может находиться в некоторых астрофизических объектах.

В работе предложен и опробован в численном эксперименте метод диагностики плазмы, основанный на измерениях ряда зависимостей для потока выходящих из плазмы ионов при её расширении. Метод не вносит возмущений в плазму и не сложен для практического применения.

Метод исследования. Основным способом решения рассматриваемых в работе задач является численное моделирование по известному методу частиц в ячейке. Был разработан комплекс программ, реализующий разные модели плазмы, начиная с той, в которой частицами моделируется только один сорт ионов, а электроны предполагаются распределенными по закону

Больцмана, и оканчивая моделью, в которой модельными частицами представлено несколько разных сортов ионов и электронов. Это дает возможность одну и ту же задачу рассматривать в разных приближениях. Кроме того, для уяснения тех или иных особенностей движения нередко физические частицы одного сорта моделировались двумя или тремя сортами модельных частиц, каждый из которых соответствовал выделенной некоторым образом группе физических частиц.

Практическое применение метода частиц в ячейке показало его высокую эффективность для решения нелинейных задач. Его универсальность позволяет изучать разные задачи, сохраняя при этом единые стандарты в отношении точности и степени разрешения по пространству и по скоростям. Имеющиеся аналитические решения некоторых задач были все с высокой точностью подтверждены численными расчётами, что служит дополнительной гарантией достоверности полученных результатов. Универсальность метода даёт возможность корректно проводить сравнение решений разных задач. При таком сравнении можно выделить общие закономерности и важные частные особенности возникающих течений, а также всесторонне рассмотреть нелинейные явления.

Научные положения, выносимые на защиту. На защиту выносятся следующие научные положения.

1. Для описания квазинейтральных течений плазмы с произвольной температурой ионов можно использовать полученные в работе аналитическое решение для простых волн, линейное уравнение второй степени для произвольного движения, а также решение задачи Гурса. В случае плазмы с холодными ионами задача Гурса решается в законченном аналитическом виде.

2. Критические значения величин, характеризующих стационарно движущуюся нелинейную волну типа ионно-звукового солитона или бесстолкновительной ударной волны, существенно зависят от температуры ионов и могут быть рассчитаны по выведенному в работе уравнению. Доля отраженных от волны ионов резко возрастает в относительно небольшом диапазоне амплитуд вблизи критического значения.

3. При расширении плазмы в вакуум образуются области: квазинейтральности, положительного пространственного заряда и электронного облака. Первые две области разделяются границей квазинейтральности, вторая и третья — ионным фронтом. Область квазинейтральности при любой температуре ионов, а также две другие области и разделяющие их границы в случае плазмы с холодными ионами хорошо описываются предложенными в работе аналитическими зависимостями. В электронной компоненте плазмы развивается автомодельная волна охлаждения.

4. Расширение плазмы в плазму меньшей плотности в случае холодных

ионов происходит с образованием волны разрежения, платоподобной области и бесстолкновительной ударной волны. Фронт волны описывается солитонным решением. Если отношение меньшей начальной плотности к большей начальной плотности ниже определённого критического значения, то в течении появляются отражённые ионы. При очень малом отношении плотностей диссипация за счёт отражения ионов способствует тому, что фронт волны принимает вид резкого разрыва, за которым следует однородная область. С ростом ионной температуры происходит переход к монотонному распределению потенциала.

5. Расширение в вакуум слоя плазмы с холодными ионами описывается представленным в работе аналитическим решением. Подобие процессов, происходящих при разных пространственных размерах слоя, позволяет записать универсальное при заданной температуре ионов решение для слоя любого размера.

6. В следе за быстро движущимся в плазме телом за счёт двухпоточковой неустойчивости происходит образование небольших областей пониженной плотности частиц, кавитонов. В результате, образованное телом возмущение плотности плазмы со временем дробится на ряд кавитонов, которые уходят на периферию с дозвуковой скоростью.

7. Возмущение плотности плазмы конечного размера в виде «горба» на однородном фоне со временем трансформируется в два новых возмущения, распространяющихся в противоположных направлениях. В плазме с холодными ионами каждое новое возмущение содержит бесстолкновительную ударную волну, которая со временем трансформируется в цепочку ионно-звуковых солитонов, упорядоченных в пространстве по амплитуде. С ростом температуры ионов амплитуды ионно-звуковых солитонов уменьшаются, и при больших температурах пространственные распределения величин становятся гладкими.

8. Расширение в вакуум плазмы с отрицательными ионами сопровождается возникновением бесстолкновительной ударной волны разрежения при условии, что отношение невозмущённых плотностей отрицательных и положительных ионов превосходит определённое критическое значение, а ионы плазмы — холодные. За фронтом волны образуются осцилляторная структура, небольшая платоподобная область без отрицательных ионов и область волны разрежения. На границе осцилляторной структуры с плато за счёт двухпоточковой неустойчивости возникают коротковолновые осцилляции. Их распространение на фоне движущейся длинноволновой осцилляторной структуры ограничено в пространстве за счёт дисперсии.

9. При расширении в вакуум плоского слоя плазмы с отрицательными ионами за счёт явлений опрокидывания и неустойчивости происходит образо-

вание областей многопоточкового движения с сильной неоднородностью и пиковыми увеличениями ионных плотностей, превышающими начальные значения во много раз. С ростом начальных ионных температур амплитуды пиков плотности уменьшаются, а профили плотностей становятся более гладкими.

10. Ион-ионное приближение при расширении в вакуум плазмы с отрицательными ионами с очень малой долей электронов является справедливым в течение всего процесса, если масса положительного иона превосходит массу отрицательного иона. В ряде случаев расширение ион-ионной плазмы может быть описано формулами для расширяющейся в вакуум системы нейтральных частиц. Процесс сопровождается возникновением автомодельной волны охлаждения в среде легких ионов.

Достоверность результатов. Представленные здесь численные решения с высокой точностью совпадают с соответствующими аналитическими решениями, как найденными ранее другими авторами, так и полученными в этой работе. Проводится сравнение численных и аналитических решений с соответствующими экспериментальными результатами других авторов. Все экспериментальные данные хорошо соответствуют полученным решениям. Это свидетельствует о достоверности представленных результатов.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на XIX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах в г. Белграде в 1989 г., на конференции «Физика и техника плазмы» в г. Минске в 1994 г., на III, IV, V и VI Международных конференциях «Plasma Physics and Plasma Technology» в г. Минске в 2000, 2003, 2006 и 2009 годах, на конференциях по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-95 и ФНТП-98 в г. Петрозаводске в 1995 и 1998 годах, на III Всесоюзной научной конференции «Молекулярная физика неравновесных систем» в г. Иваново в 2001 г., на 6-ой Международной научной конференции «Молекулярная биология, химия и физика неравновесных систем» в г. Иваново в 2002 г., на Международной конференции по физике низкотемпературной плазмы PLTP-03 в г. Киеве в 2003 г., на Международных (Звенигородских) конференциях по физике плазмы и УТС в г. Звенигороде в 2004–2015 годах, на Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП-2014 в г. Казань в 2014 г.

Результаты исследований докладывались на научных семинарах в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова, в Институте космических исследований РАН, в Объединенном институте высоких температур РАН.

Личный вклад автора. Диссертация обобщает результаты, изложенные в научных публикациях автора, написанных как в соавторстве с другими авторами, так и без соавторов. Вклад автора в совместно написанные работы состоит в следующем.

1) Во всех работах автор проводил численные расчёты, включая разработку, отладку и тестирование программ для численного моделирования течений плазмы, проведение конкретных расчетов и обработку результатов.

2) Автор участвовал в совместных обсуждениях постановок задач и результатов расчётов, а также в подготовке рукописей к публикации.

По теме диссертации автором единолично опубликованы 1 монография, 14 статей, 1 препринт и 32 доклада.

Публикации. В представленный в конце автореферата список используемых в диссертации работ автора включены 1 монография (1), 25 статей в реферируемых ведущих научных журналах (2–26), из которых 11 работ (2–12) представлены в отечественных научных журналах, рекомендованных ВАК для публикации результатов докторских диссертаций, а также отдельные препринты (27, 28) и доклады (29–35). Всего автором по теме диссертации было опубликовано 7 препринтов (ИАЭ им. И. В. Курчатова, ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН) и 32 доклада на Всесоюзных, Всероссийских и Международных научных конференциях.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Текст диссертации занимает 297 страниц, включая 138 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 255 наименований.

Краткое содержание работы

Во **введении** подробно обсуждена тема исследований, её актуальность, научное и практическое значение, а также проведен краткий обзор соответствующей научной литературы. Представлена общая характеристика работы, определены цели работы, описаны рассматриваемые задачи и методы их решения, обсуждена новизна проведенных исследований, их достоверность, а также научное и практическое значение полученных результатов. Сформулированы научные положения, выносимые на защиту, и приведены данные о выступлениях и публикациях автора.

Во всей работе рассмотрение ведётся в безразмерном виде, а для физических величин используются стандартные обозначения. Плотность, потоковая скорость, температура и функция распределения частиц сорта α обозначены как n_α , V_α , T_α и f_α , соответственно. Индекс α заменяется на индекс i (j) для положительных (отрицательных) ионов и на индекс e для электронов. Индекс 0 показывает, что соответствующие величины относятся к невозмущённой области. Потенциал обозначается через φ , а для координаты, скорости и времени используются стандартные обозначения x , v и t , соответственно. Последние нормированы на дебаевскую длину,

скорость звука при нулевой температуре ионов и обратную плазменную частоту ионов, соответственно. С этими единицами измерений согласованы единицы измерений всех остальных величин.

Основные уравнения и методы их решения рассматриваются в **главе 1**. Здесь обсуждается применение методов газодинамики к исследованию квазинейтральных течений, анализируются уравнения и решения, описывающие простые волны, произвольное движение плазмы и задачу Гурса. Необходимость рассмотрения таких вопросов обусловлена тем, что некоторые рассматриваемые в диссертации задачи можно приближенно решить в квазинейтральном приближении. В этом приближении пренебрегается разделением зарядов и считается, что плотности положительных и отрицательных зарядов равны ($n_e = Z_i n_i$ в двухкомпонентной плазме; Z_i — зарядовое число ионов) во всей области течения, а не только в невозмущённой области, где они всегда предполагаются равными ($n_{e0} = Z_i n_{i0}$). Характерные пространственные масштабы квазинейтральных течений обычно значительно превышают дебаевскую длину. Это позволяет заметно упростить описание течений. Для этого, в частности, ограничиваясь системой уравнений для моментов функции распределения ионов, удобно использовать такие величины, как инварианты Римана. В квазинейтральной плазме с произвольной температурой ионов T_{i0} (температура нормирована на $Z_i T_{e0}$) их можно определить как

$$p = V_i + u, \quad q = V_i - u,$$

где

$$u = c_i - c_{i0} + \frac{1}{2} \left(\ln \frac{c_i - 1}{c_i + 1} - \ln \frac{c_{i0} - 1}{c_{i0} + 1} \right).$$

Здесь величина $c_i = c_i(n_i)$ представляет собой скорость звука и определяется по формуле:

$$c_i^2 = 1 + 3T_i = 1 + 3T_{i0} \frac{n_i^2}{n_{i0}^2}, \quad c_{i0} = \sqrt{1 + 3T_{i0}}. \quad (1)$$

С помощью инвариантов Римана можно получить решения для простых волн в квазинейтральной плазме. В таких волнах зависимости ионных плотностей и потоковой скорости от координаты и времени при заданной температуре ионов неявны и имеют вид:

$$x = (V_i \pm c_i)t + x_0, \\ V_i - V_{i0} = \pm \left[c_i - c_{i0} + \frac{1}{2} \left(\ln \frac{c_i - 1}{c_i + 1} - \ln \frac{c_{i0} - 1}{c_{i0} + 1} \right) \right]. \quad (2)$$

Кроме того, удаётся найти решения в более общих случаях. Этому способствует то, что произвольное движение квазинейтральной плазмы

может быть описано линейным уравнением второй степени, независимыми переменными которого являются инварианты Римана:

$$\frac{\partial^2 G}{\partial p \partial q} + bG = 0, \quad (3)$$

где

$$b = \frac{7 - 6c_i^2}{16c_i^6}.$$

Решив это уравнение, неявное решение исходной задачи можно выписать, используя следующие соотношения:

$$\begin{aligned} B &= G \exp \left[- \int_0^{p-q} \frac{d\eta}{4c_i^3(\eta)} \right], \\ x &= \frac{1}{2c_i} \left\{ \left[\frac{1}{2}(p+q) + c_i \right] \frac{\partial B}{\partial q} - \left[\frac{1}{2}(p+q) - c_i \right] \frac{\partial B}{\partial p} \right\}, \\ t &= \frac{1}{2c_i} \left(\frac{\partial B}{\partial q} - \frac{\partial B}{\partial p} \right). \end{aligned}$$

Важным примером использования подобного подхода является решение задачи Гурса — задачи с данными на характеристиках

$$\begin{aligned} G(p_0, q) &= \mathcal{Q}(q), & G(p, q_0) &= \mathcal{P}(p), \\ G(p_0, q_0) &= \mathcal{Q}(q_0) = \mathcal{P}(p_0). \end{aligned}$$

Такая задача возникает, например, при изучении расширения плоского слоя плазмы в вакуум. В частности, в случае плазмы с холодными ионами решение может быть записано в виде:

$$G(p, q) = G(p_0, q_0) Y_0(y_1) + \int_{q_0}^q Y_0(y_2) \mathcal{Q}'(\eta) d\eta + \int_{p_0}^p Y_0(y_3) \mathcal{P}'(\xi) d\xi, \quad (4)$$

где в случае $(p - p_0)(q - q_0) \geq 0$ обозначено $Y_0(y) = J_0(y)$ — функция Бесселя нулевого порядка, а также

$$y_1 = \frac{1}{2} \sqrt{(p_0 - p)(q_0 - q)}, \quad y_2 = \frac{1}{2} \sqrt{(p_0 - p)(\eta - q)}, \quad y_3 = \frac{1}{2} \sqrt{(\xi - p)(q_0 - q)}.$$

В противоположном случае $(p - p_0)(q - q_0) < 0$ те же обозначения имеют несколько иной смысл: $Y_0(y) = I_0(y)$ — модифицированная функция Бесселя (функция мнимого аргумента) нулевого порядка, а y_k ($k = 1, 2, 3$) записываются как

$$y_1 = \frac{1}{2} \sqrt{(p - p_0)(q_0 - q)}, \quad y_2 = \frac{1}{2} \sqrt{(p - p_0)(\eta - q)}, \quad y_3 = \frac{1}{2} \sqrt{(\xi - p)(q - q_0)}.$$

В случае произвольной температуры ионов численное решение линейного уравнения (3) не представляет трудностей.

В рассматриваемых задачах движение нередко носит стационарный характер. В главе выведено уравнение для описания стационарного движения в плазме с произвольной температурой ионов и предложен метод для его численного решения. Выведено уравнение для определения критических значений величин, характеризующих такие движения, рассмотрена их зависимость от ионной температуры. При описании стационарно движущейся со скоростью D волны в работе используются безразмерные переменные

$$\psi = \frac{\varphi - \varphi_a}{\kappa}, \quad \theta = \frac{3T_{i0} n_{ia}^2}{2\kappa n_{i0}^2}, \quad \kappa = \frac{1}{2} (D - V_{ia})^2. \quad (5)$$

Здесь индексом a обозначены величины, характеризующие область, в которой рассматривается движение. Для простоты ниже полагается $\varphi_a = 0$, $V_{ia} = 0$.

Имеются две важные особенности стационарного движения. Первая особенность состоит в том, что амплитуда волны ψ_m при заданной температуре ионов T_{i0} однозначно связана со скоростью её движения D (или κ). Найдено, что эта связь может быть записана в виде уравнения

$$\exp(\kappa\psi_m) - 1 - \kappa\mathcal{N}(\psi_m) = 0, \quad (6)$$

где

$$\mathcal{N}(\psi) = \begin{cases} 2 \left[1 + \frac{1}{3}\theta - \frac{1}{3\sqrt{2\theta}} \Upsilon(\psi) \right] & \text{при } T_{i0} \neq 0, \\ 2 (1 - \sqrt{1 - \psi}) & \text{при } T_{i0} = 0, \end{cases}$$

$$\Upsilon(\psi) = \left[1 + \theta - \psi - \sqrt{(1 + \theta - \psi)^2 - 4\theta} \right]^{1/2} \times \\ \times \left[2(1 + \theta - \psi) + \sqrt{(1 + \theta - \psi)^2 - 4\theta} \right].$$

Второй особенностью является то, что амплитуда стационарной волны не может превышать некоторого критического значения, зависящего от T_{i0} . В работе выведено уравнение для определения критических значений величин, характеризующих стационарную волну, и рассмотрена их зависимость от ионной температуры. Уравнение для критического значения κ имеет вид:

$$\exp \left[\kappa_{cr} \left(1 - \sqrt{\frac{3T_{i0}}{2\kappa_{cr}}} \right)^2 \right] - (1 + T_{i0}) - 2\kappa_{cr} \left[1 - \frac{4}{3} \left(\frac{3T_{i0}}{2\kappa_{cr}} \right)^{1/4} \right] = 0. \quad (7)$$

Зная κ_{cr} , нетрудно найти критические значения для всех остальных величин, в том числе и для числа Маха $\mathcal{M}_{cr} = D_{cr}/c_{i0}$.

Зависимости критических значений от ионной температуры представлены на рисунках 1 и 2. Шкала температуры на этих рисунках дана в логарифмическом масштабе. Это связано с тем, что уже при весьма малых значениях $T_{i0} \ll 1$ критические значения потенциала, числа Маха волны и других величин оказываются заметно меньшими, чем в случае полного отсутствия теплового движения ионов $T_{i0} = 0$. Отметим, что последний случай подробно рассмотрен в работе [2].

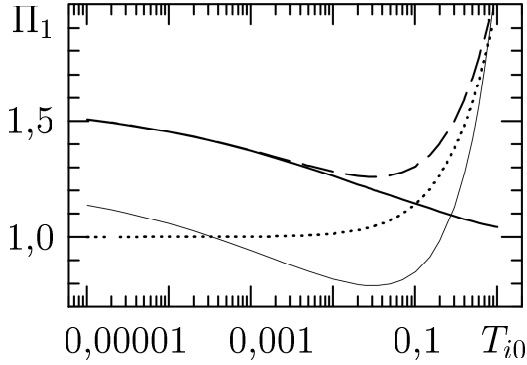


Рисунок 1. Критические значения и невозмущённая скорость звука $\Pi_1 = \{\kappa_{cr}, \mathcal{M}_{cr}, D_{cr}, c_{i0}\}$, показанные, соответственно, тонкой сплошной, сплошной, штриховой и пунктирной кривыми как функции от T_{i0}

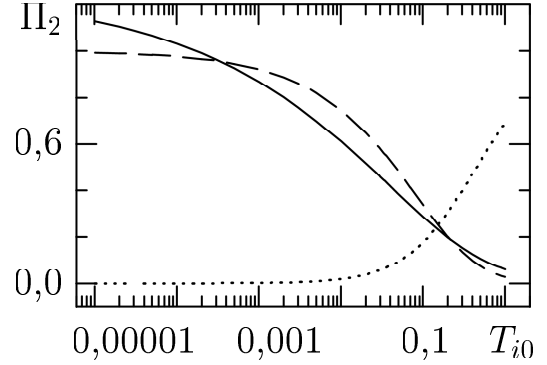


Рисунок 2. Критические значения $\Pi_2 = \{\varphi_{cr}, \psi_{cr}, \theta_{cr}\}$, представленные, соответственно, сплошной, штриховой и пунктирной кривыми как функции от T_{i0}

Решение (7) при $T_{i0} = 0$ даёт следующие критические значения:

$$\varphi_{cr} = \kappa_{cr} = 1,256431, \quad D_{cr} = \mathcal{M}_{cr} = 1,585201. \quad (8)$$

В экспериментальных устройствах, как правило, температура ионов всего лишь на один–два, а не на пять и более порядков, ниже температуры электронов. Поэтому критические значения (8) в таких устройствах недостижимы.

Одной из важнейших нелинейных структур является ионно-звуковой солитон. Поскольку солитонные решения появляются в ряде задач о распаде разрыва, прежде чем переходить к последним, в **главе 2** излагаются основные свойства ионно-звукового солитона и показаны их отличия от свойств солитонов, описываемых уравнением Кортевега – де Вриза. Сравнение численных солитонных решений в плазме с холодными ионами с аналитическими решениями для солитонов Кортевега – де Вриза показало, что с ростом амплитуды последние довольно быстро начинают отклоняться от точных решений. Установлено, что в ионно-звуковом солитоне происходит разделение зарядов, и пространственный размер области положительного

заряда удобно принять за ширину солитона. Характерное для солитонов Кортевега – де Вриза постоянство произведения квадрата ширины на амплитуду не выполняется для ионно-звукового солитона, указанное произведение быстро падает с ростом амплитуды солитона.

Кроме того, в главе дана количественная оценка влияния отражённых ионов, определена их максимальная доля и установлены области их влияния на движение ионно-звукового солитона при разных ионных температурах. Из рисунка 3 видно, что доля отражённых ионов принимает существенные значения в весьма узком диапазоне амплитуд вблизи критического значения амплитуды для данной ионной температуры. В этом диапазоне доля отражённых ионов резко возрастает с ростом амплитуды вплоть до максимального значения ($\sim 0,04$), и отражённые ионы замедляют движение солитона. Вне указанного диапазона амплитуд отражённые ионы практически не влияют на движение солитона.

С помощью численного моделирования установлено, что солитонные решения стационарных уравнений в случае плазмы с холодными ионами действительно соответствуют устойчиво движущимся структурам, сохраняющим свою форму и скорость. В плазме с конечной температурой ионов возможно устойчивое движение медленно меняющейся солитоноподобной волны, если её амплитуда не достигает диапазона значений, в котором резко возрастает доля отражённых ионов. Такое движение сопровождается тем более быстрым изменением амплитуды волны, чем выше ионная температура. При больших амплитудах волны её движение замедляется потоком отражённых

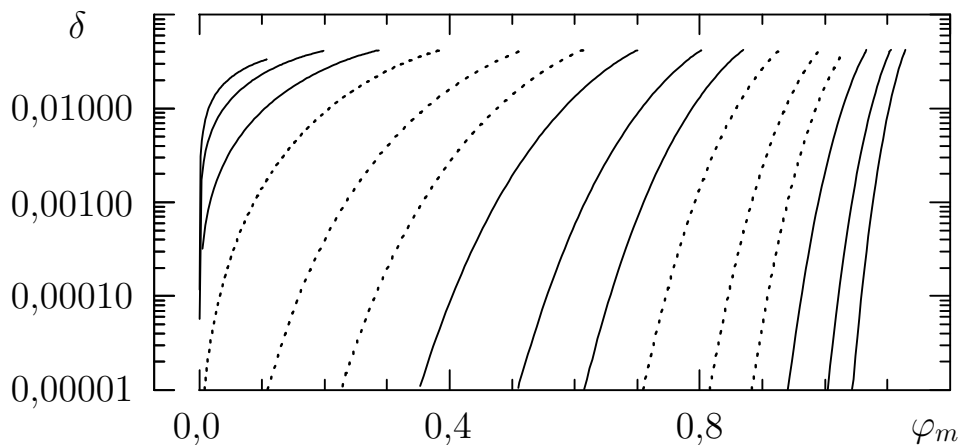


Рисунок 3. Доля отражённых ионов в зависимости от амплитуды солитона φ_m при разных значениях T_{i0} (справа налево): 0,00001, 0,00002, 0,00005, 0,0001, 0,0002, 0,0005, 0,001, 0,002, 0,005, 0,01, 0,02, 0,05, 0,1, 0,2 и 0,5. Для удобства три сплошные кривые для значений T_{i0} одного порядка чередуются с тремя пунктирными кривыми для отличающихся на порядок значений T_{i0}

ионов, со временем уменьшается амплитуда и нарушается форма волны.

Проведенные расчёты и численные эксперименты с ионно-звуковым солитоном показали хорошее соответствие расчётных данных с результатами реальных экспериментов. Это демонстрирует рисунок 4.

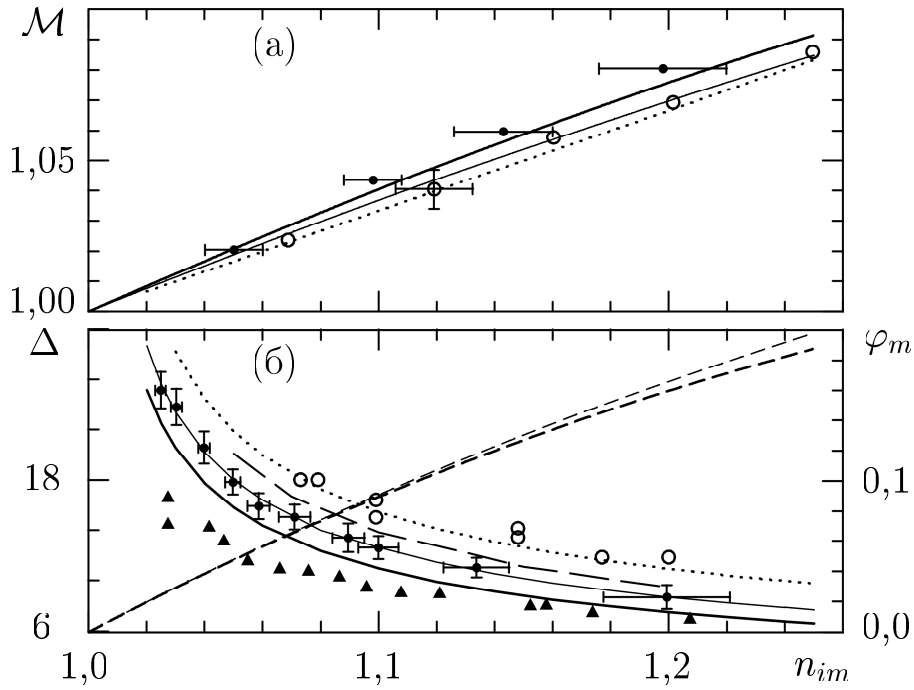


Рисунок 4. Экспериментальные значения (символы) числа Маха M (а), ширины солитона Δ (б) и амплитуды потенциала φ_m ((б), правая ось ординат) как функции от амплитуды плотности ионов n_{im} в сравнении с точными решениями при $T_{i0} = 0,1333$ (сплошные кривые), $T_{i0} = 0,0666$ (тонкие сплошные кривые) и $T_{i0} = 0,025$ (штриховая кривая) и решениями уравнения Кортевега – де Вриза (пунктирные кривые). Темные кружки построены по данным [3], светлые кружки — по [5], а треугольники (внизу) — по [4]. Амплитуда потенциала φ_m показана короткими штрихами при $T_{i0} = 0,1333$ и тонкими короткими штрихами при $T_{i0} = 0,0666$

В главе 3 рассматривается расширение в вакуум двухкомпонентной плазмы. Получено аналитическое решение задачи в квазинейтральном приближении при произвольной температуре ионов и проведено сравнение этого решения с результатами численного моделирования. Введено понятие границы области квазинейтральности и уточнено понятие ионного фронта, а также обоснован способ их описания с помощью определённых характеристик системы квазинейтральных уравнений. Это позволяет сразу установить область применимости квазинейтральных решений и получить ряд важных соотношений для областей с нескомпенсированным пространственным зарядом.

Рисунок 5 иллюстрирует движение границы области квазинейтральности x_b и ионного фронта x_f . При $x < x_b$ располагается область квазинейтральности, которая представляет собой волну разрежения, движущуюся в невозмущённую плазму. Волна описывается аналитическими формулами (2). Область $x_b < x < x_f$ между границей области квазинейтральности и ионным фронтом является областью положительного пространственного заряда. Эта область смещается в сторону вакуума, а её размер линейно увеличивается со временем. В плазме с холодными ионами она достаточно точно описывается аналитическими формулами. Третья область $x > x_f$ представляет собой электронное облако, которое тоже можно описать аналитически.

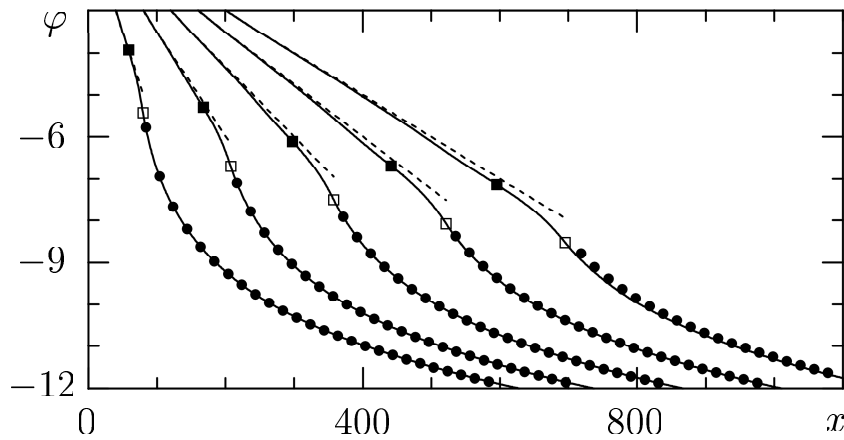


Рисунок 5. Распределение потенциала при $T_{i0} = 0$ в численном эксперименте (сплошные кривые), в волне разрежения (пунктирные кривые) и в электронном облаке (кружки) при $t = 20, 40, 60, 80$ и 100 (слева направо). Значения потенциала в точках $x = x_b$ и $x = x_f$ отмечены, соответственно, тёмными и светлыми квадратами

Пример зависимостей величин в областях пространственного заряда дан на рисунке 6. Видно, что на ионном фронте возникает разрыв плотности ионов, а электрическое поле E принимает максимальное значение. Ионный фронт находится в точке перегиба потенциала (это видно и на рисунке 5).

Процесс сопровождается развитием волны охлаждения в электронной компоненте плазмы. Это хорошо видно из рисунка 7. В невозмущённую плазму распространяется волна с электронной тепловой скоростью, в которой электронные температура T_e и энергия \mathcal{E}_e падают с ростом координаты на протяжении значительной области пространства. Здесь же наблюдается заметный поток энергии Q_e и поток тепла \mathcal{G}_e . В то же время плотность n_e и потоковая скорость V_e электронов в волне сохраняют невозмущённые значения. Энергия электронов уменьшается в области волны охлаждения, а энергия ионов увеличивается в области волны разрежения.

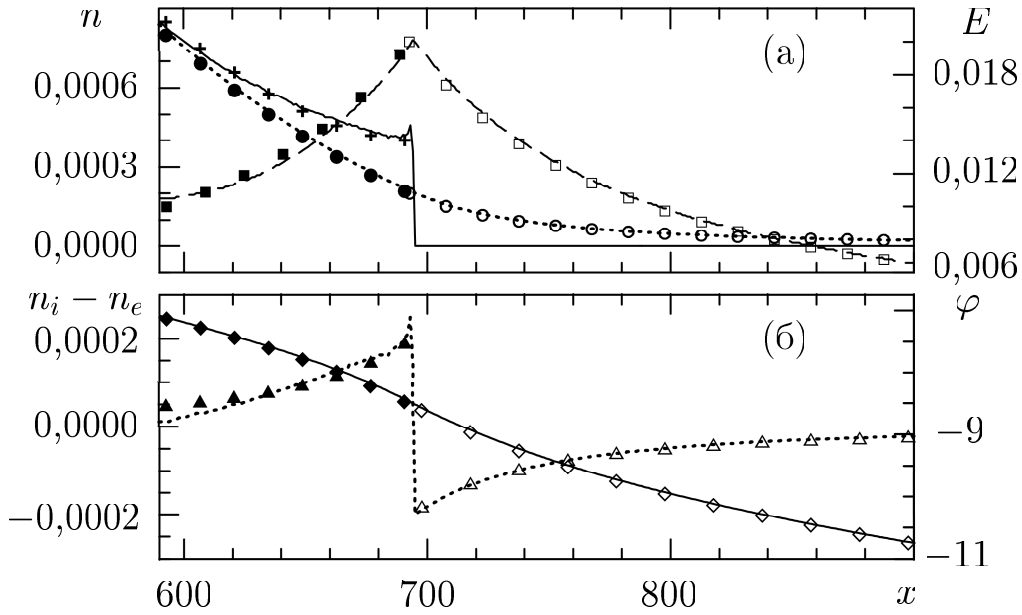


Рисунок 6. Пространственные распределения, полученные в численном эксперименте (кривые) и вычисленные по аналитическим зависимостям при $x_b < x < x_f$ (тёмные символы) и при $x > x_f$ (светлые символы). (а): n_i (сплошная кривая и знаки плюс), n_e (пунктирная кривая и кружки) и E (штриховая кривая и квадраты). (б): $n_i - n_e$ (пунктирная кривая и треугольники) и φ (сплошная кривая и ромбы). $T_{i0} = 0$, $t = 100$

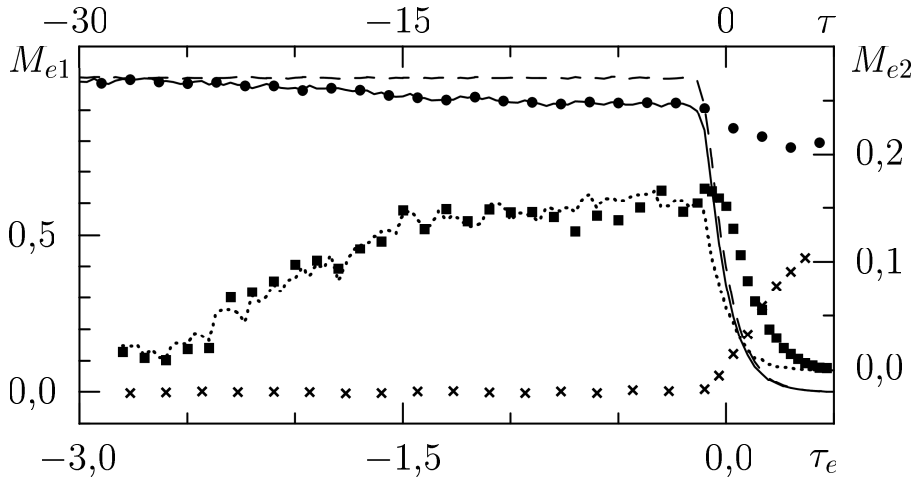


Рисунок 7. Моменты функции распределения электронов $M_{e1} = \{n_e, V_e, \mathcal{E}_e, T_e\}$ и $M_{e2} = \{Q_e, \mathcal{G}_e\}$ в зависимости от автомодельной переменной $\tau_e = \tau(m_e/m_i)^{1/2}$, $\tau = x/t$ для случая $T_{i0} = 0$, $m_i = 100$ при $t = 30$. M_{e1} : n_e — штриховая кривая, V_e — крестики, \mathcal{E}_e — сплошная кривая, T_e — кружки. M_{e2} (правая ось ординат): Q_e — квадраты, \mathcal{G}_e — пунктирная кривая

Пространственный размер волны охлаждения в корень квадратный из отношения масс иона и электрона раз больше пространственного размера

волны разрежения.

Задача о расширении плазмы в плазму меньшей плотности рассматривается в **главе 4**. Дано подробное описание процесса при разных значениях скачка плотности и температуры ионов. Пример пространственных распределений величин показан на рисунке 8. Помимо невозмущенных областей плотной и разреженной плазмы, имеются области волны разрежения, плато и бесстолкновительной ударной волны. На рисунке также представлено сравнение численных результатов с предложенной аналитической моделью, которая позволяет оценить основные параметры течения и рассчитать фронт волны. Её использование дает результаты, хорошо согласующиеся с данными численных экспериментов.

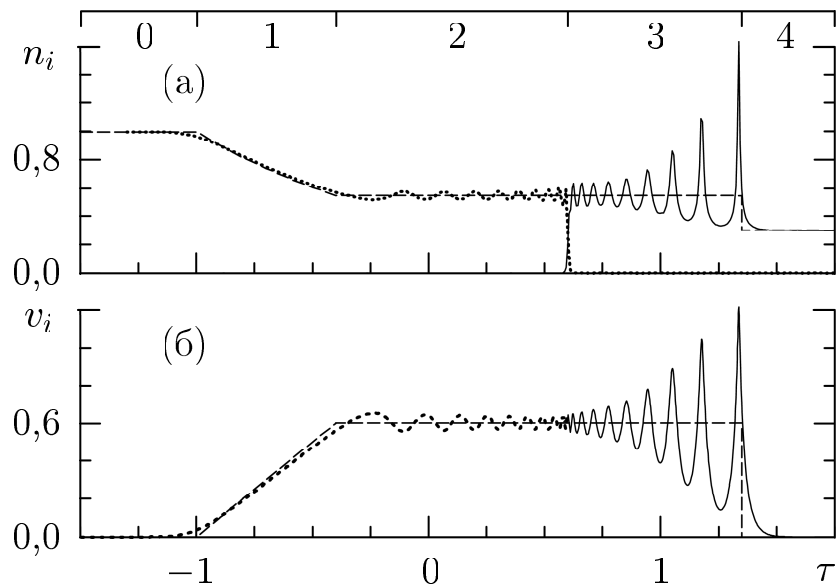


Рисунок 8. (а): плотность ионов как функция от $\tau = x/t$; (б): фазовая плоскость ионов (τ, v_i) . Пунктирные кривые соответствуют ионам более плотной плазмы ($n_{i0} = 1$), сплошные — ионам менее плотной плазмы ($n_{i0} = 0,3$). Штриховыми линиями представлены аналитические решения. Цифрами вверху обозначены характерные области течения. $T_{i0} = 0, t = 80$

В главе обсуждается влияние отражённых от волны ионов. В частности, в плазме с холодными ионами отражаются либо все ионы, либо не отражается ни один. Поэтому при увеличении скачка плотности возникает эффект прерывистого отражения ионов за счет того, что амплитуда волны падает при наличии отражённых ионов и восстанавливается при их отсутствии. При больших скачках плотности непрерывно отражаются все ионы. Это иллюстрирует рисунок 9, на котором также можно видеть диссипативный эффект от ионного отражения: фронт волны становится разрывным, на месте

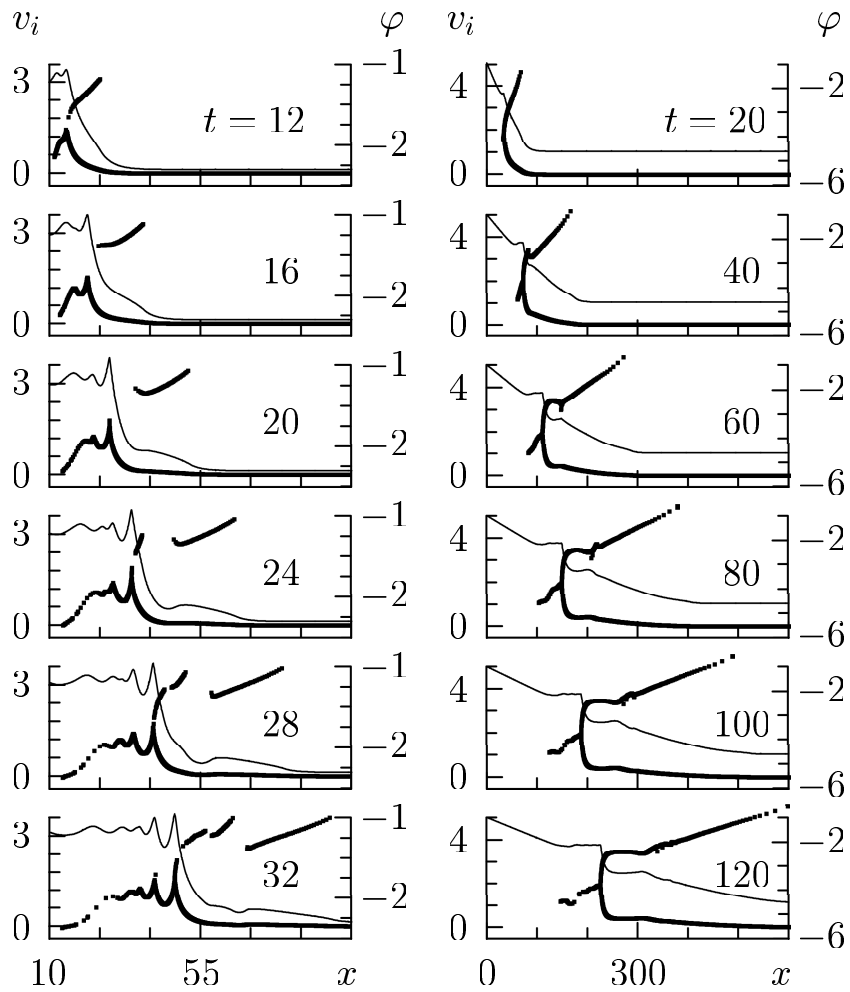


Рисунок 9. Фазовые плоскости ионов (x, v_i) менее плотной плазмы (символы) и распределения $\varphi(x)$ (сплошные тонкие кривые, правые оси ординат) в разные моменты времени при $n_{r0} = 0,1$ (слева) и $n_{r0} = 0,01$ (справа)

осцилляторной структуры возникает хорошо определённое плато.

С ростом ионной температуры осцилляции на плато ослабевают, само плато преобразуется в область с падающим потенциалом, крутизна фронта волны уменьшается и постепенно происходит переход к монотонному распределению потенциала. При больших температурах ионов ($T_{i0} \sim 1$) движение становится автомодельным. Полученные для таких течений решения достаточно хорошо описывают известные эксперименты (рисунки 10 и 11).

В главе 5 рассмотрены три задачи, в каждой из которых имеется два начальных разрыва плотности плазмы. В первой задаче изучается расширение в вакуум слоя плазмы конечной ширины. В квазинейтральном приближении в случае плазмы с холодными ионами найдено решение в законченном аналитическом виде. При этом разные области течения (невозмущенная плазма, волны разрежения и область их взаимодействия) описываются разными решениями. На границах между областями суще-

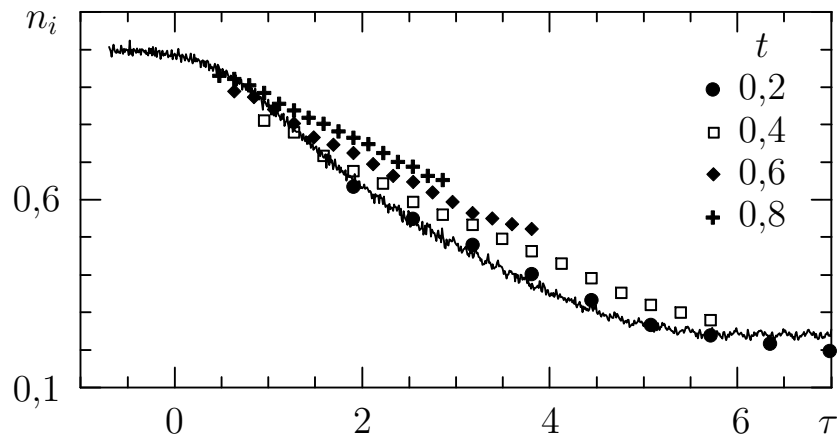


Рисунок 10. Зависимость плотности ионов от τ , полученная в экспериментах [6, 7] для разных моментов времени (символы), в сравнении с зависимостью из численного эксперимента (сплошная кривая) при начальном скачке плотности от 1 до 0,24 и $T_{i0} = 1$

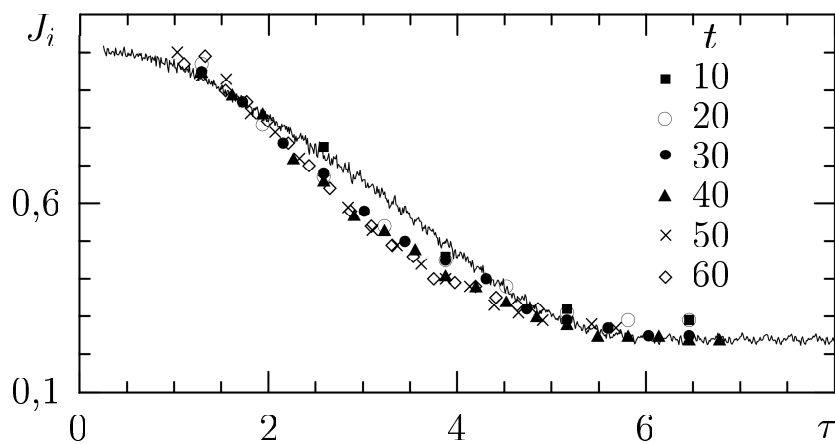


Рисунок 11. Зависимость потока ионов от τ , полученная в эксперименте [8] для разных моментов времени (символы) в сравнении с зависимостью из численного эксперимента (сплошная кривая) при начальном скачке плотности от 1 до 0,24 и $T_{i0} = 1$

ствуют слабые разрывы. Здесь также представлены результаты численного моделирования и проанализировано влияние ионной температуры на процесс.

Рисунок 12 демонстрирует решение задачи для двух значений размера слоя L . Видно, что решения квазинейтральных уравнений с хорошей точностью близки к данным численного эксперимента. Пространственное распределение плотности при разных L , построенное в зависимости от перенормированной координаты $\bar{x} = x/L$, оказывается одним и тем же. Это говорит о подобии таких течений. В этом случае нет необходимости решать задачу многократно. Имея решение для некоторого L , можно использовать подобие и найти решение для любого другого L .

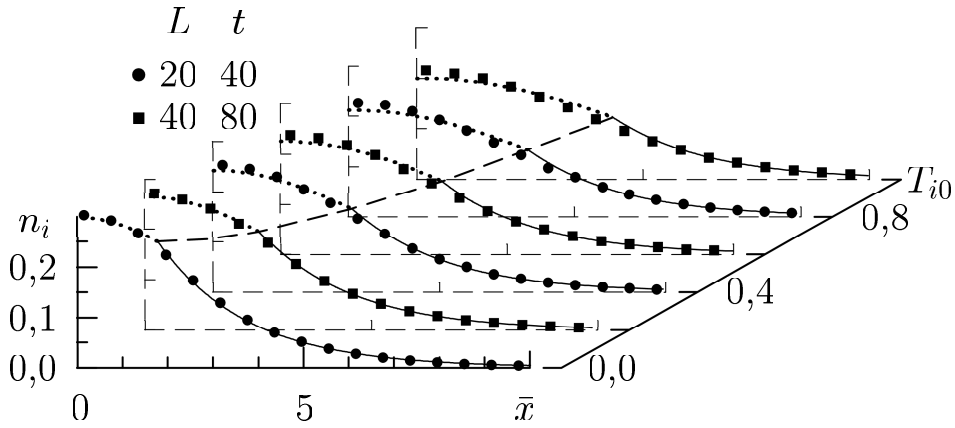


Рисунок 12. Плотность ионов $n_i(\bar{x})$ в момент времени $t = 2L$ для двух значений L при разных T_{i0} . Сплошные кривые — расчёт по формулам волны разрежения, пунктирные кривые — решения задачи Гурса для области взаимодействия волн разрежения. Штриховая кривая — n_i на границе между областями. Символы — данные численных экспериментов

Во второй задаче рассматривается процесс затекания следа за быстро движущимся телом в разреженной плазме. След формируется между фронтами волн разрежения, распространяющимися в невозмущённую плазму. В нём можно выделить область гладкого течения, в которой соблюдается подобие течений за телами разных размеров. В более далёкой от тела области за счёт взаимодействия встречных потоков ионов развивается неустойчивость, которая постепенно приводит к образованию таких нелинейных структур, как «дыры» на фазовой плоскости ионов. «Дырам» соответствуют области пониженной плотности, кавитоны. В результате гладкое большое возмущение плотности при переходе в область неустойчивости дробится на небольшие по размеру кавитоны, которые медленно уходят на периферию, а в центре системы плотность частиц приближается к невозмущённому значению. Картина течения принимает вид, показанный на рисунке 13.

В третьей задаче исследуется эволюция возмущения плотности, сосредоточенного в ограниченной области пространства. Показано, что со временем возмущение распадается на два новых возмущения, распространяющихся в противоположных направлениях от центра начального возмущения. В плазме с холодными ионами каждое новое возмущение содержит платоподобную область и бесстолкновительную ударную волну. Последняя с течением времени превращается в цепочку ионно-звуковых солитонов, упорядоченных в пространстве по амплитуде. На рисунке 14 показана такая цепочка солитонов до и после её отражения от зеркальной стенки. Видно, что при отражении от стенки и прохождении в обратном направлении каждым солитоном всех остальных солитонов, последние полностью восстанавливают свою форму.

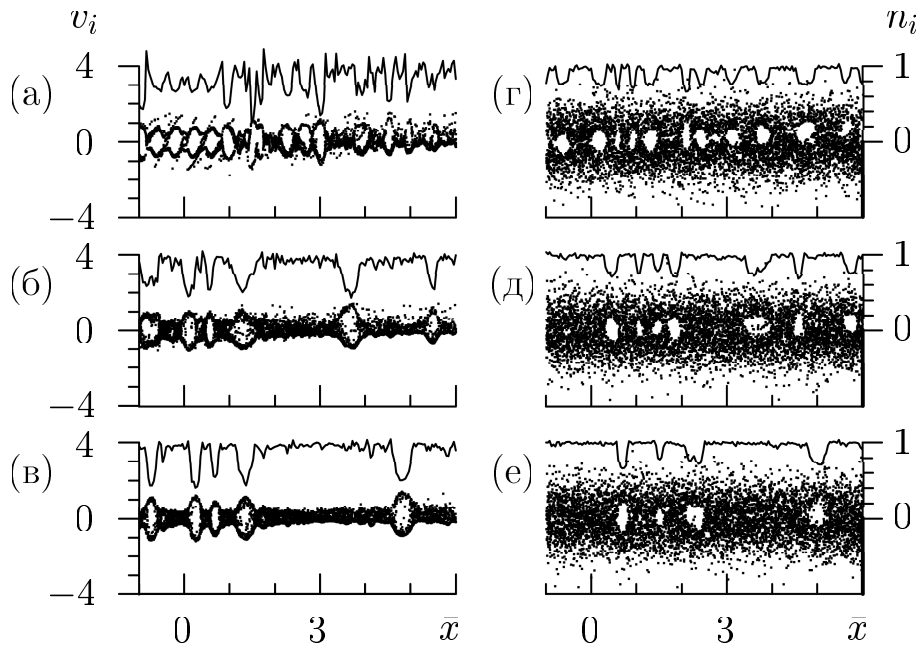


Рисунок 13. Фазовые плоскости (символы) и плотность ионов (сплошные линии) при $L = 25$. Случай $T_{i0} = 0$: (а) $t = 240$, (б) $t = 360$, (в) $t = 480$. Случай $T_{i0} = 1$: (г) $t = 200$, (д) $t = 320$, (е) $t = 440$.

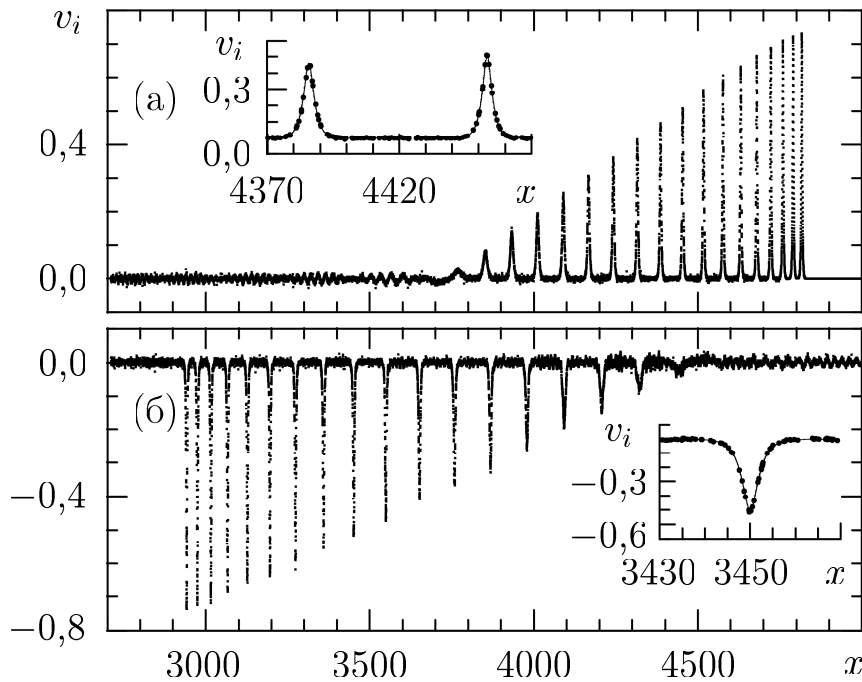


Рисунок 14. Фазовая плоскость ионов (x, v_i) : (а) $t = 3800$, на вставке фазовые плоскости импульсов 9 и 10 (точки) и солитонные решения (сплошные кривые). (б) $t = 5600$, на вставке фазовая плоскость импульса 9 (точки) и солитонное решение (сплошная кривая). $T_{i0} = 0$, $L = 50$

С ростом начальной ионной температуры амплитуды ионно-звуковых

солитонов уменьшаются, и при больших температурах пространственные распределения величин становятся гладкими.

В **главе 6** обсуждаются основные уравнений и типы движения плазмы с отрицательными ионами и изучается её расширение в вакуум. Рассматривается образование бесстолкновительной ударной волны разрежения (разрежение испытывают положительные ионы). Представление о характере течения даёт рисунок 15. Предложена аналитическая модель для оценки основных параметров течения. Обсуждается развитие неустойчивости и её особенности. Неустойчивость порождает коротковолновые осцилляции на фоне движущейся длинноволновой осцилляторной структуры, и дисперсионные эффекты ограничивают пространственную область неустойчивости. Подобная неустойчивость наблюдалась экспериментально в индукционном разряде.

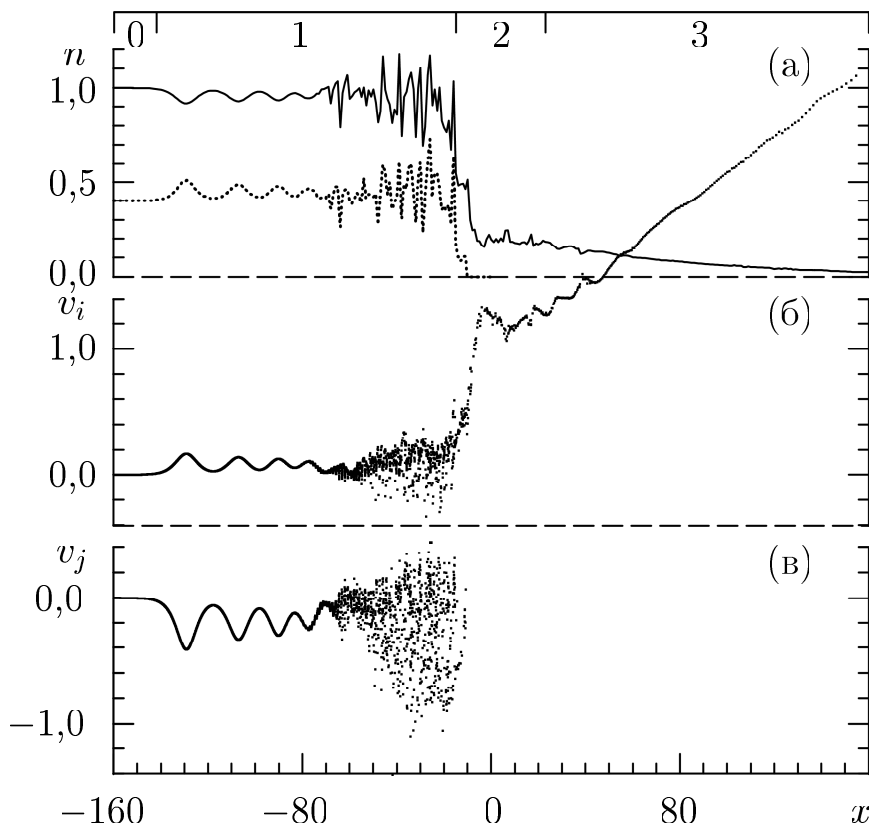


Рисунок 15. (а): плотности ионов n_i и n_j (соответственно сплошная и пунктирная кривые) как функции от координаты; (б): фазовая плоскость положительных ионов; (в): фазовая плоскость отрицательных ионов. Области течения обозначены вверху цифрами. $m_j/m_i = 0,476$, $n_{j0}/n_{i0} = 0,4$, $t = 70$

Данные численных экспериментов хорошо согласуются с оценками, следующими как из дисперсионных соотношений, так и из анализа обмена энергией между волнами с разными знаками энергии (рисунок 16).

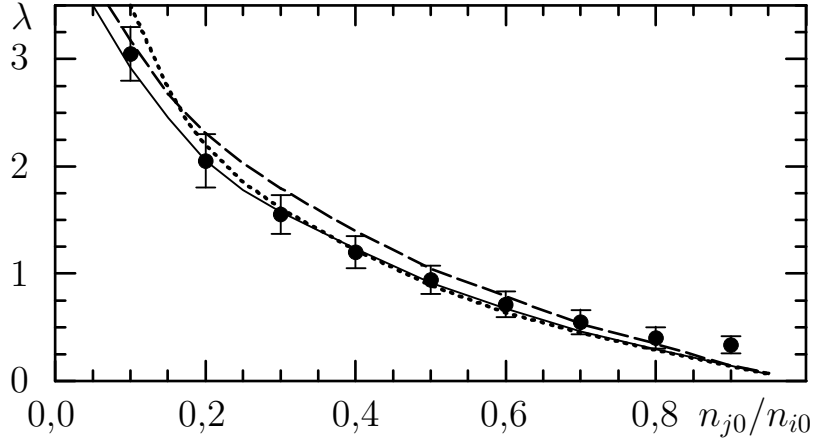


Рисунок 16. Длина волны коротковолновых осцилляций λ как функция от n_{j0}/n_{i0} при $m_j/m_i = 0,476$, полученная в численном эксперименте (кружки) и определённая из приближённой аналитической формулы (сплошная кривая), дисперсионного уравнения (штриховая кривая) и соотношений между энергиями волн с разными знаками энергии (пунктирная кривая)

Изучено расширение конечного слоя плазмы с отрицательными ионами в вакуум. Описано явление опрокидывания, которое приводит к резкому повышению плотностей частиц в узких областях. Рисунок 17 демонстрирует

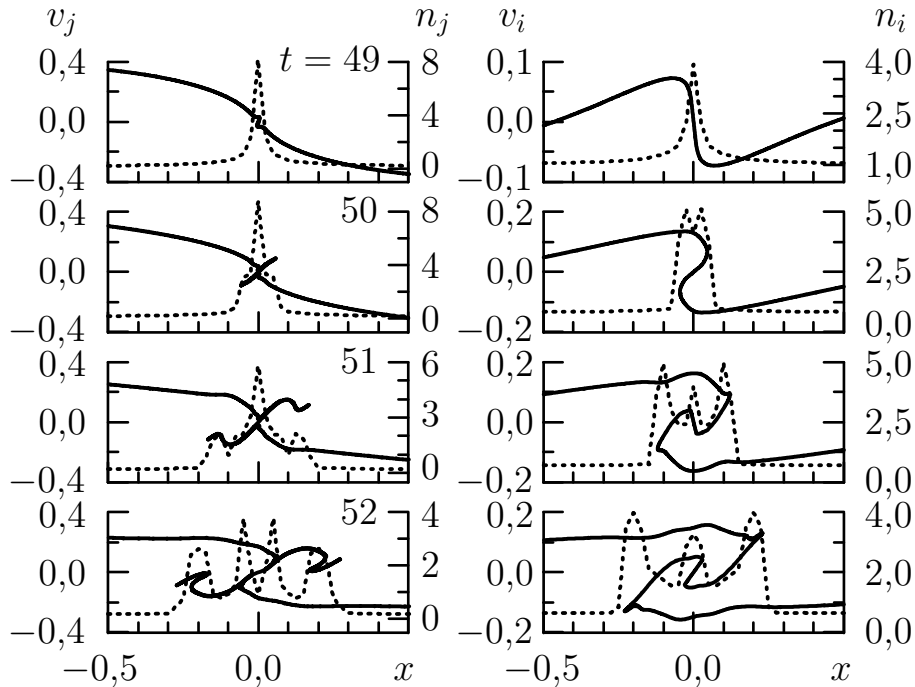


Рисунок 17. Фазовые плоскости (сплошные кривые) и пространственные зависимости плотностей (пунктирные кривые, правые оси ординат) отрицательных (слева) и положительных (справа) ионов в разные моменты времени вблизи центра системы для случая $n_{j0}/n_{i0} = 0,1$, $m_j/m_i = 0,476$, $2L = 100$

развитие спиралеподобных фазовых траекторий и образование пиков плотности.

В главе также рассмотрено расширение ион-ионной плазмы в вакуум. Процесс характеризуется значительно меньшими электрическими полями, чем в случае электрон-ионной плазмы. Поэтому в ряде случаев расширение ион-ионной плазмы может быть описано формулами, полученными для расширяющейся в вакуум системы нейтральных частиц.

Основные результаты работы

В соответствии с указанными во Введении целями, в диссертации получены решения ряда конкретных задач физики бесстолкновительной плазмы, а также выявлены и подробно изложены основные свойства и закономерности нелинейных явлений при распадах разрывов плотности.

В **первой главе** обсуждены исходные уравнения и методы их решений.

1. Найдено аналитическое решение для простых волн в бесстолкновительной квазинейтральной плазме в случае конечной температуры ионов.

2. Выведено линейное уравнение, с помощью которого можно описать произвольное движение квазинейтральной плазмы.

3. В законченном аналитическом виде решена задача Гурса для случая квазинейтральной плазмы с холодными ионами.

4. Выведена система уравнений для описания стационарного движения волны в плазме с произвольной температурой ионов и предложен метод её численного решения.

5. Выведено уравнение для определения критических параметров волны в плазме при конечной температуре ионов. Установлено, что критические потенциал, число Маха, плотности электронов и ионов и потоковая скорость последних падают с ростом ионной температуры, а критическая скорость волны изменяется немонотонно.

Во **второй главе** изучены свойства ионно-звукового солитона.

1. Установлено, что аналитические решения для солитонов Кортевега – де Вриза сильно отклоняются от точных решений при амплитудах потенциала $\varphi_m > 0,15$. Характерное для солитонов Кортевега – де Вриза постоянство произведения квадрата ширины на амплитуду не выполняется для ионно-звукового солитона. Последний характеризуется разделением зарядов, и пространственный размер области положительного заряда предложено принять за ширину солитона.

2. Найдено, что доля отражённых от солитона ионов при любом значении ионной температуры резко возрастает в относительно небольшом диапазоне амплитуд вблизи соответствующего критического значения. При

этом указанная доля ограничена величиной $\sim 0,04$. При меньших амплитудах доля отражённых ионов становится пренебрежимо малой.

3. Показано, что температура ионов влияет на ионно-звуковой солитон двояким образом. Отражение ионов приводит к торможению волны, а тепловое движение — к уменьшению её амплитуды.

4. Продемонстрировано, что такие параметры солитона, как ширина и скорость движения, определённые из численных решений, хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными в пределах экспериментальных погрешностей.

В третьей главе рассмотрено расширение плазмы в вакуум.

1. Показано, что в течении плазмы можно выделить квазинейтральную область, область неквазинейтральности и область электронного облака. Граница между квазинейтральной областью и областью неквазинейтральности совпадает с определённой характеристикой системы квазинейтральных уравнений. Область неквазинейтральности отделена от области электронного облака ионным фронтом, движение которого также происходит по определённой характеристике. Со временем область неквазинейтральности смещается в сторону вакуума, а её размер линейно увеличивается.

2. Представлено аналитическое решение для описания области квазинейтральности при произвольной температуре ионов. Получены формулы, описывающие область неквазинейтральности и ионный фронт. Показано, что на ионном фронте возникает разрыв плотности ионов, а электрическое поле принимает максимальное значение.

3. Продемонстрировано, что процесс сопровождается развитием автономной волны охлаждения в электронной компоненте плазмы. Обмен энергией между электронами и ионами происходит таким образом, что энергия электронов уменьшается в области волны охлаждения, а энергия ионов увеличивается в области волны разрежения. Пространственный размер волны охлаждения в корень квадратный из отношения масс иона и электрона раз больше пространственного размера волны разрежения.

4. Выведены формулы для энергетического распределения выходящих из расширяющейся плазмы ускоренных ионов и для зависимостей их полной энергии и числа от координаты точки измерения и времени измерения. Они могут использоваться для диагностических целей.

Четвёртая глава посвящена изучению свойства и закономерности нелинейных движений плазмы при распаде конечного разрыва плотности.

1. В случае плазмы с холодными ионами установлено, что при расширении плазмы в плазму меньшей плотности можно выделить характерные области движения, представляющие собой волну разрежения, плато и бесстолкновительную ударную волну. Основные параметры течения могут быть оценены

с помощью простой аналитической модели. Найдено критическое значение отношения меньшей начальной плотности к большей начальной плотности. Показано, что при отношении плотностей меньшем критического существенную роль играют отражённые ионы. При очень малом отношении плотностей за счёт отражения ионов фронт волны принимает вид резкого разрыва, за которым следует однородная область. С ростом ионной температуры происходит переход к монотонному распределению потенциала.

2. Проведено сравнение численных решений с результатами реальных экспериментов в случае одинаковых температур ионов и электронов и показано, что экспериментально наблюдаемые распределения параметров плазмы являются автомодельными и хорошо согласуются с данными численных экспериментов.

В **пятой главе** рассмотрены три важные задачи, каждая из которых характеризуется наличием двух разрывов плотности.

1. В квазинейтральном приближении трех моментов найдено аналитическое решение задачи о расширении в вакуум слоя плазмы с холодными ионами. Продемонстрировано, что течения, происходящих при разных пространственных размерах слоя, подобны. Это позволяет получить универсальное решение для любого размера слоя при заданной температуре ионов.

2. Установлено, что в следе за быстро движущимся в плазме телом, образуемом между фронтами волн разрежения, на относительно небольшом расстоянии от тела формируется ламинарная область, характеризующаяся гладкими распределениями параметров и подобием течений для тел разных размеров. В более далёкой от тела области следа за счет взаимодействия встречных потоков ионов развивается неустойчивость, которая приводит к образованию ряда небольших областей пониженной плотности частиц, кавитонов. В результате гладкое возмущение плотности в ламинарной области при переходе в область неустойчивости дробится на кавитоны, которые медленно уходят на периферию, а в центре системы плотность частиц приближается к невозмущенному значению.

3. Показано, что возмущение конечного размера в виде «горба» плотности частиц со временем трансформируется в два новых возмущения конечного размера, распространяющихся в противоположных направлениях от центра начального возмущения. В плазме с холодными ионами каждое новое возмущение содержит платоподобную область и бесстолкновительную ударную волну. Последняя с течением времени трансформируется в цепочку упорядоченных в пространстве по амплитуде ионно-звуковых солитонов. С ростом начальной ионной температуры амплитуды ионно-звуковых солитонов уменьшаются, и при больших температурах пространственные распределения величин становятся гладкими.

В **шестой главе** исследованы возможные типы движения плазмы с отрицательными ионами и основные закономерности её расширения в вакуум.

1. Показано, что характер движения бесстолкновительной плазмы с отрицательными ионами определяется ионным составом и отношением начальных плотностей отрицательных и положительных ионов.

2. Установлено, что расширение плазмы с холодными ионами в вакуум происходит в виде движущейся в невозмущённую область волны, в которой положительные ионы испытывают разрежение, а отрицательные — сжатие. За фронтом волны образуется осцилляторная структура, представляющая, в среднем, платоподобную область. Волна классифицирована как бесстолкновительная ударная волна разрежения и определены условия её существования, которые подтверждены сравнением с реальным экспериментом. Осцилляторная область оканчивается разрывным переходом ко второй небольшой платоподобной области, за которой следует область обычной волны разрежения. В двух последних областях плазма не содержит отрицательных ионов.

3. Представлена аналитическая модель для определения основных параметров течения и профиля фронта бесстолкновительной ударной волны разрежения.

4. Показано, что при расширении плазмы в вакуум в электронной среде развивается волна охлаждения, которая характеризуется возникновением потока тепла и понижением температуры в направлении вакуумной области.

5. В численных экспериментах обнаружена неустойчивость, которая возникает на границе с областью второго плато и постепенно распространяется по осцилляторной области, но в течение наблюдаемого времени не заполняет её полностью. Последнее обстоятельство объясняется тем, что неустойчивость порождает коротковолновые осцилляции на фоне движущейся длинноволновой осцилляторной структуры, и дисперсия ограничивают пространственную область неустойчивости. Подобная неустойчивость наблюдалась экспериментально в индукционном разряде. При высоких ионных температурах неустойчивость не развивается.

6. Изучено расширение в вакуум плоского слоя плазмы. Рассмотрено взаимодействие бесстолкновительных ударных волн разрежения. Описано явление опрокидывания, приводящее к образованию областей многопоточного движения с сильной неоднородностью и пиковыми выбросами ионных плотностей, превышающими начальные значения во много раз. Показано, что число областей многопоточности быстро возрастает со временем, они расширяются, а фазовые кривые ионов в каждой такой области со временем закручиваются в спираль. С ростом начальных ионных температур явление опрокидывания оказывается менее чётко выраженным, процесс расширения слоя плазмы ускоряется, а профили плотностей становятся более гладкими.

7. Установлено, что ион-ионное приближение при расширении в вакуум плазмы с отрицательными ионами с очень малой долей электронов является справедливым, если масса положительного иона превосходит массу отрицательного иона. В противоположном случае плотность положительных ионов, уменьшающаяся с ростом координаты, может оказаться сравнимой с плотностью электронов, и модель ион-ионной плазмы становится неправильной.

8. Показано, что в ряде случаев расширение ион-ионной плазмы может быть описано формулами, полученными для расширяющейся в вакуум системы нейтральных частиц.

9. Найдено, что в процессе расширения ион-ионной плазмы в вакуум возникает автомодельная волна охлаждения, проявляющаяся в постепенном понижении температуры легких ионов по мере увеличения автомодельной переменной. Пространственный масштаб волны охлаждения примерно в корень квадратный из отношения массы тяжелых ионов к массе легких ионов раз больше пространственного масштаба волны разрежения.

Полученные в диссертации аналитические результаты для описания стационарных или квазинейтральных течений (например, уравнение для произвольного течения или решение задачи Гурса) могут быть использованы при рассмотрении других задач с другими начальными условиями. С большими градиентами плотности плазмы исследователи имеют дело при изучении инерциального термоядерного синтеза, лазерной плазмы, ионных источников, газоразрядных устройств, некоторых астрофизических явлений. По таким направлениям ведутся работы в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН, Институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Институте теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Институте прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Институте космических исследований РАН, Объединенном институте высоких температур РАН, НИЦ «Курчатовский институт», ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», ВНИИ автоматики им. Н. Л. Духова и в других научных институтах в России и за рубежом. Во многих случаях для анализа и описания исследуемых явлений можно использовать представленные в диссертации результаты.

Список используемых в диссертации работ автора

- (1) Медведев Ю. В. Нелинейные явления при распадах разрывов в разреженной плазме. — М.: Физматлит, 2012. — 344 с.
- (2) Анисимов С. И., Медведев Ю. В., Питаевский Л. П. Неустойчивость и турбулентность плазмы в следе за быстро движущимся телом //

- Доклады АН СССР. 1978. Т. 241, № 3. С. 563–566.
- (3) Анисимов С. И., Медведев Ю. В. Эволюция разрыва плотности в кинетике разреженной плазмы // ЖЭТФ. 1979. Т. 76, вып. 1. С. 121–129.
 - (4) Анисимов С. И., Медведев Ю. В., Питаевский Л. П. Структура следа при обтекании быстро движущегося тела разреженной плазмой // ПМТФ. 1979. № 3. С. 87–94.
 - (5) Медведев Ю. В. Предельный поток энергии в плазме // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 4. С. 200–203.
 - (6) Анисимов С. И., Иванов М. Ф., Медведев Ю. В., Швец В. Ф. Ускорение примесных ионов при расширении плазмы в вакуум // Физика плазмы. 1982. Т. 8, вып. 5. С. 1045–1048.
 - (7) Анисимов С. И., Медведев Ю. В. Взаимодействие бесстолкновительных ударных волн в плазме // ЖТФ. 1988. Т. 58, вып. 10. С. 1846–1855.
 - (8) Гуревич А. В., Зыбин К. П., Медведев Ю. В. Нелинейная теория джинсовской неустойчивости в холодном бездиссипативном веществе // ЖЭТФ. 1993. Т. 104, вып. 4(10). С. 3369–3386.
 - (9) Медведев Ю. В. Ион-ионная неустойчивость при расширении плазмы с отрицательно заряженными ионами в вакуум // Известия АН, сер. физическая. 1999. Т. 63, № 11. С. 2278–2280.
 - (10) Гуревич А. В., Карлсон Х. С., Медведев Ю. В., Зыбин К. П. Ленгмюровская турбулентность в ионосферной плазме // Физика плазмы. 2004. Т. 30, № 12. С. 1071–1081.
 - (11) Медведев Ю. В. Ионно-звуковой солитон в плазме с конечной температурой ионов // Физика плазмы. 2009. Т. 35, № 1. С. 70–84.
 - (12) Медведев Ю. В. Расширение слоя трёхкомпонентной плазмы с отрицательными ионами в вакуум // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 6. С. 548–565.
 - (13) Berezovskii M. A., Dyachenko A. I., Konkashbaev I. K., Lopatko V. B., Medvedev Yu. V., Petrov I. V., Rubenchik A. M. Interaction of counterstreaming plasmas // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1984. V. 26, № 12B. P. 1477–1488.
 - (14) Gurevich A. V., Sagdeev R. Z., Anisimov S. I., Medvedev Yu. V. Non-linear dynamics and acceleration of ions when a plasma expands into a plasma // Soviet Sci.Rev., A. 1989. V. 13, part 2. P. 1–65.
 - (15) Anisimov S. I., Medvedev Yu. V. Decay of plasma cloud in electric field // Physica Scripta. 1990. V. 42., № 6. P. 719–724.
 - (16) Medvedev Yu. V. Decay of an ion temperature discontinuity in a collisionless plasma // Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 35, № 9. P. 1103–1118.

- (17) Medvedev Yu. V. Decay of an ion density discontinuity in a collisionless plasma // Plasma Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39, № 2. P. 291–300.
- (18) Medvedev Yu. V. Particle and energy transport in the process of plasma expansion into a vacuum // Physica Scripta. 1997. V. 56, № 2. P. 392–395.
- (19) Medvedev Yu. V. Expansion of a plasma with negative ions into a vacuum // Plasma Phys. Control. Fusion. 1999. V. 41, № 2. P. 303–313.
- (20) Gurevich A. V., Carlson H. C., Medvedev Yu. V., Zybin K. P. Generation of electron-positron pairs in runaway breakdown // Phys. Lett. 2000. V. A 275. P. 101–108.
- (21) Medvedev Yu. V. Instability during the expansion of a plasma with negative ions into a vacuum // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44, № 8. P. 1449–1461.
- (22) Medvedev Yu. V. Expansion of an ion-ion plasma into a vacuum // Physica Scripta. 2004. V. 69, № 2. P. 120–125.
- (23) Medvedev Yu. V. Expansion of a finite plasma into a vacuum // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47, № 7. P. 1031–1046.
- (24) Medvedev Yu. V. Similarity and instability in a wake // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. 022001 (6pp).
- (25) Medvedev Yu. V. Ion front in an expanding collisionless plasma // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53, № 12. 125007 (18pp).
- (26) Medvedev Yu. V. Evolution of a density disturbance in a collisionless plasma // Plasma Phys. Control. Fusion. 2014. V. 56, № 2. 025005 (9pp).
- (27) Медведев Ю. В. Перенос энергии в бесстолкновительной плазме. — Препринт / ИАЭ им. И. В. Курчатова. № 3098. — М., 1979. — 27 с.
- (28) Гуревич А. В., Сагдеев Р. З., Анисимов С. И., Медведев Ю. В. Нелинейная динамика и ускорение ионов при расширении разреженной плазмы в плазму. — Препринт / ИТФ им. Л. Д. Ландау. — Черногоровка, 1986. — 71 с.
- (29) Медведев Ю. В. Расчёт течений с ударными волнами в разреженной плазме // Матер. конф.: Физика низкотемпературной плазмы ФНТП-98, Петрозаводск, 22–27 июня 1998 г. Часть первая. — Изд-во Петрозаводского гос. ун-та. 1998. — С. 521–524.
- (30) Медведев Ю. В. Перенос частиц и энергии при расширении плазмы с отрицательно заряженными ионами в вакуум // Матер. конф.: Физика низкотемпературной плазмы ФНТП-98. — Петрозаводск, 22–27 июня 1998 г. Часть первая. Изд-во Петрозаводского гос. ун-та. 1998. — С. 527–530.

- (31) Медведев Ю. В. Влияние состава плазмы с отрицательными ионами на параметры ударной волны разрежения // Матер. III Всероссийской научной конф.: Молекулярная физика неравновесных систем. — Иваново–Плес, 28 мая — 1 июня 2001г. Изд-во Ивановского гос. ун-та. 2001. — С. 57–61.
- (32) Medvedev Yu. V. Electron motion in the process of plasma expansion into a vacuum // IV International Conference "Plasma Physics and Plasma Technology Contr. Papers, V. 1. — Minsk, Belarus, September 15–19, 2003. — P. 206–209.
- (33) Medvedev Yu. V. Types of motion in a negative ion plasma // V International Conference "Plasma Physics and Plasma Technology Contr. Papers, V.1. — Minsk, Belarus, September 18–22, 2006. — P. 228–231.
- (34) Medvedev Yu. V. Kinetic breaking in a negative ion plasma // V International Conference "Plasma Physics and Plasma Technology Contr. Papers, V.1. — Minsk, Belarus, September 18–22, 2006. — P. 232–235.
- (35) Medvedev Yu. V. Expansion of a finite-size plasma with negative ions into a vacuum // VI International Conference "Plasma Physics and Plasma Technology Contr. Papers, V.1. — Minsk, Belarus, September 28 — October 2, 2009. — P. 234–236.

Список литературы

- [1] Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Автомодельные движения разреженной плазмы // ЖЭТФ. 1965. Т. 49, вып. 2(8). С. 647–654.
- [2] Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. — В сб.: Вопросы теории плазмы, вып. 4 / Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1964. С. 20–80.
- [3] Ikezi H. Experiments of ion-acoustic solitary waves // Phys. Fluids. 1973. V. 16, № 10. P. 1668–1675.
- [4] Okutsu E., Nakamura Y. Experiment on ion-acoustic solitons as an initial value problem // Plasma Physics. 1979. V. 21, № 12. P. 1053–1065.
- [5] Pierre T., Bonhomme G., Cussenot J. R., Leclert G. Experimental determination of the velocity and width of plane ion-acoustic solitons propagating in a plasma // Physics Letters. 1983. V. 95A, № 3, 4. P. 159–161.
- [6] Andersen H. K., D'Angelo N., Michelsen P., Nielsen P. Investigation of Landau-damping effects on shock formation // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19, № 4. P. 149–151.

- [7] Andersen H. K., D'Angelo N., Michelsen P., Nielsen P. Experiments on shock formation in a Q -device // Phys. Fluids. 1968. V. 11, № 3. P. 606–610.
- [8] Korn P., Marshall T. C., Schlesinger S. P. Effect of plasma flow on electrostatic disturbances in a Q machine // Phys. Fluids. 1970. V. 13, № 2. P. 517–526.

МЕДВЕДЕВ Юрий Васильевич

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАСПАДАХ РАЗРЫВОВ
ПЛОТНОСТИ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ**

Автореферат диссертации

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Специальность 01.04.08 – физика плазмы.

Подписано в печать 01.01.2016

Формат 60x84/16

Печать офсетная

Уч.-изд.л. 2.0

Усл.-печ.л. 2.0

Тираж 100 экз.

Заказ № А-1234

Бесплатно
