

На правах рукописи

Ковалев Андрей Валентинович

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ
ДРЕЙФОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В НЕОДНОРОДНОЙ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Москва - 2006

Работа выполнена в Московском государственном техническом университете им. Н. Э. Баумана

Научный руководитель: доктор технических наук,
профессор ХВЕСЮК В.И.

Официальные оппоненты: доктор технических наук, профессор
Г.Г. Шишкин,
доктор физико-математических наук
В.И. Ильгисонис

Ведущая организация: Государственный Научный Центр Российской Федерации «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований» (Троицк).

Защита состоится “ 13 ” декабря _____ 2006 г. в 14.00 часов на заседании диссертационного совета Д212.141.08 при Московском государственном техническом университете им. Н.Э. Баумана по адресу: 107005, Москва, Лефортовская наб., д. 1, кор. “Энергомашиностроение”.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба направлять по адресу: 107005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, МГТУ им. Н.Э. Баумана, ученому секретарю диссертационного совета Д212.141.08.

Автореферат разослан “ 24 ” мая _____ 2006 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат технических наук, доцент

КОПОСОВ Е. Б.

Подписано к печати _____. Объем 1.0 п.л. Тираж _____ экз.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Предмет исследования и его актуальность

Идея создания и использования для нужд энергетики термоядерных установок принадлежит отечественным ученым и относится к середине XX века. Однако её техническое воплощение оказалось очень сложной задачей, включающей множество разделов прикладной и фундаментальной науки, разработки качественно новой технической базы, задачей, требующей широкого международного сотрудничества, в котором важную роль играют российские ученые. К настоящему времени, после нескольких десятилетий исследований, разработан проект экспериментального реактора ITER, предшествующего проекту коммерческого реактора. Принято решение о его строительстве. Таким образом, в области ядерного синтеза происходит последовательное продвижение в сторону создания рабочего реактора, причем одним из важнейших направлений исследований является изучение феномена переноса энергии и вещества в плазме термоядерных установок. В простейшем виде требования к удержанию плазмы выражаются в форме критерия Лоусона, представляющего собой произведение концентрации плазмы на время её удержания. Для обеспечения самоподдерживающейся реакции дейтерия и трития нужно достигнуть значений $n\tau \geq 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ сек}$ при температурах порядка 10^8 К . Потеря вещества приводит к падению концентрации, поэтому интенсивность переноса и связанное с ним время удержания служит одним из критериев качества работы установки и непосредственно влияет на экономические характеристики перспективного реактора. Поэтому в мире в настоящее время ведутся многочисленные экспериментальные и теоретические работы по этой проблематике.

Среди процессов, определяющих перенос в высокотемпературной плазме, классический механизм столкновительной диффузии имеет второстепенное значение, так как свободное перемещение заряженных частиц затрудняется магнитным полем, а сами столкновения редки. Крупномасштабные неустойчивости МГД типа, связанные с неблагоприятной геометрией магнитного поля, в настоящее время достаточно успешно подавляются. В этих условиях особо выделяется транспорт, инициируемый мелкомасштабной (по характерной длине волны) турбулентностью. Многочисленные исследования показывают, что микронеустойчивости дрейфового типа являются основным процессом, ответственным за развитие турбулентности в плазме, приводящей к повышенному переносу поперек магнитного поля. Сами дрейфовые неустойчивости развиваются в виде электростатических низкочастотных волн при наличии градиента давления в плазме, вызванного перепадом температур или плотности. И так как неоднородность присуща магнитоудерживаемой плазме, то такие неустойчивости характерны для неё. Однако последовательная теория этих явлений не создана. Даже для существующих

теорий, сложность изучаемых процессов лишает специалистов возможности непосредственно анализировать свойства диффузии на основе результатов теоретических построений. Аналогично, экспериментальные данные требуют предварительного анализа и обработки, только затем они могут быть сверены с теоретическими результатами. Посредником, позволяющим довести до конкретных цифр теоретические разработки и оценить эксперимент, служит численный расчет, который в данном случае дает возможность получить частотный спектр турбулентности и зависимость инкремента нарастания неустойчивости от различных параметров (температура ионов и электронов, их концентрация и градиент этих величин, магнитное поле, его кривизна и т.д.). Располагая такой информацией, можно оценивать коэффициент диффузии.

Объект исследования данной работы – высокотемпературная магнито-удерживаемая плазма установки токамак. Предметом исследования являются характеристики плазменной турбулентности, вызываемой электростатическими неустойчивостями дрейфового типа, а также перенос вещества, сопровождающий развитие подобных неустойчивостей. Методология исследования – теоретический анализ, построение модели и численный расчет в соответствии с ней.

Актуальность данной работы и её практическая востребованность определяются продолжающимися теоретическими и экспериментальными исследованиями, для сопровождения которых и предполагается использовать созданное в процессе диссертационной работы программное обеспечение.

Цель и задачи работы

Для настоящей диссертационной работы ставилась следующая цель: основываясь на существующих giroкинетических теориях плазменной турбулентности, создать физическую и компьютерную модель, предназначенную для оценки характеристик (спектров, пространственных масштабов и др.) турбулентности в высокотемпературной плазме, и продемонстрировать её пригодность для анализа зависимости характеристик дрейфовой турбулентности от параметров плазмы и удерживающего её магнитного поля на основе экспериментальных данных и в рамках теоретических разработок.

Для достижения поставленной цели требовалось:

проанализировать существующие теоретические модели плазменной турбулентности по их информативности, удобству численной реализации и требованиям к компьютерным ресурсам и выбрать наиболее подходящую;

адаптировать выбранную модель для её численной реализации, разработать алгоритм и компьютерный код для расчета дисперсионных соотношений волн различного типа, протестировать созданное программное обеспечение;

продемонстрировать возможность расчета дисперсионных соотношений на примере неустойчивости, возбуждаемой градиентом ионной температуры (ITG-мода); разработать процедуру оценки коэффициента диффузии, связанной с действием указанной неустойчивости;

применить разработанный код для обработки экспериментальных данных, полученных на установке Т-10: оценить зависимость переноса, инициируемого ITG-модой, от плотности плазмы, соотношения электронной и ионной температур, оценить распределение ITG-неустойчивости по малому радиусу тора.

Научная новизна работы

Впервые разработана модель дрейфовой электростатической турбулентности плазмы, в которой расчет частотных спектров $\omega(k)$, включая инкременты нарастания $\gamma(k)$, и пространственных масштабов турбулентности производится при помощи метода фазовых интегралов в сочетании с методом касательных (Ньютона), а также с применением разработанного автором оригинального алгоритма поиска нулей и полюсов функций на комплексной плоскости при помощи логарифмического вычета.

На основе разработанных кодов впервые проанализировано влияние увеличения соотношения электронной и ионной температур (при $\tau > 1$) на устойчивость плазмы установки Т-10 по отношению к модам, возбуждаемым градиентом ионной температуры (ITG).

Впервые оценено распределение инкремента нарастания ITG-мод по малому радиусу для установки Т-10.

Впервые для плазмы установки Т-10 оценено пороговое значение η_i (соотношение градиента ионной температуры и градиента концентрации), при котором начинается развитие ITG-неустойчивости.

Впервые исследована зависимость устойчивости ITG-мод от характерной концентрации плазмы Т-10, в качестве причины увеличения времени удержания с ростом концентрации предложена пространственная локализация мод.

Практическая ценность работы

Созданные методы могут быть использованы для сопровождения теоретических работ по проблематике исследования электростатической дрейфовой турбулентности в плазме, а также для обработки результатов экспериментов по изучению турбулентности в высокотемпературной плазме.

Экспериментальные исследования переноса в высокотемпературной плазме, удерживаемой магнитным полем, ведутся в Институте ядерного синтеза РНЦ «Курчатовский Институт». Для их обеспечения требуется оценка свойств самой волновой турбулентности. Созданные за время диссертационной работы средства могут применяться для этих целей.

Кроме того, разработанный в рамках проведенной работы метод расчета полюсов и нулей функций на комплексной плоскости может использоваться самостоятельно в широком круге задач.

На защиту выносятся:

1. численная реализация расчета дисперсионных соотношений, основанного на методе фазовых интегралов;
2. метод расчета полюсов и нулей функции, определяющей свойства неустойчивости, на комплексной плоскости;
3. зависимости инкремента нарастания ITG-моды от характеристик плазмы и магнитного поля, полученные при помощи численных расчетов;
4. анализ зависимости инкремента нарастания ITG-моды от соотношения электронной и ионной температур для плазмы установки T-10;
5. анализ влияния концентрации плазмы T-10 на инкремент ITG-неустойчивости и перенос в плазме;
6. расчет коэффициента диффузии для плазмы установки T-10.

Апробация работы

Созданный компьютерный код был использован для расчета дисперсионных соотношений неустойчивостей, наблюдавшихся при экспериментальных исследованиях, выполненных на установке T-10 Института ядерного синтеза РНЦ «Курчатовский Институт». Результаты работы были представлены на Международной конференции по физике плазмы и УТС в Алуште в 2002 году и на XXX Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС 2003 года, на 29-й конференции Европейского физического общества по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу в Монре в 2002 году, а также на 2-ой и 3-ей Курчатовской молодежной научной школе (соответственно в 2004 и 2005 году). Разработанные численные средства были использованы для работ по гранту МНТЦ «Theoretical and numerical analysis of anomalous transport in a Field-Reversed Configuration» (проект № 1260), гранту Министерства образования РФ «Моделирование конвективного транспорта в плазме с волновой турбулентностью» (А03-2.9-488) и гранту РФФИ (04-02-17567), посвященному исследованию волновой турбулентности в плазме.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 8 печатных работ.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения. Работа содержит 216 страниц машинописного текста, в том числе 116 рисунков. Библиография насчитывает 102 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность, определена цель работы и её задачи, сформулированы положения, определяющие новизну и практическую ценность разработанных методов и полученных при помощи них результатов, перечислены положения, выносящиеся на защиту.

В первой главе формулируется теоретический подход, на основе которого далее будет строиться модель турбулентности.

В главе сопоставляются особенности турбулентности в полностью ионизованной среде по сравнению с турбулентностью в нейтральных средах, в том числе, её ярко выраженная волновая природа. Приведена история экспериментального наблюдения дрейфовой электростатической турбулентности, которая указывает на её универсальный характер, так как она развивается в плазме различных установок с магнитным удержанием, в широком диапазоне параметров плазмы и магнитного поля.

Для иллюстрации влияния характеристик турбулентности на перенос вещества и энергии в плазме поперёк магнитного поля, проведены расчеты движения тестовой частицы в турбулентных электростатических полях различного типа на фоне магнитного поля, удерживающего плазму. Показана зависимость движения частиц от пространственного распределения турбулентных электростатических полей, инкремента нарастания неустойчивости, возбуждающей турбулентность в плазме, также показано влияние параметров спектров турбулентности на обмен энергией между электростатическими волнами дрейфового типа и тестовой частицей.

Оценена возможность применения дискретных отображений, действующих на координаты частиц, для моделирования диффузии в плазме, в которой развивается электростатическая турбулентность. Показана непригодность такого подхода в условиях ярко выраженной нелинейной зависимости частоты от волнового числа в спектре турбулентности.

Проанализированы различные теоретические подходы к расчету дисперсионных соотношений низкочастотных дрейфовых электростатических волн. На примере магнитогидродинамического (МГД) подхода показан качественный механизм развития неустойчивостей дрейфового типа. Сделан вывод о неэффективности применения МГД-теории для моделирования электростатической турбулентности по причине невозможности учета особенностей распределения частиц по скоростям, резонансов волна-частица.

По результатам анализа кинетических методов расчета дисперсионных соотношений сделан вывод об их неоправданно высокой требовательности к

компьютерным ресурсам, что делает их применение неудобным для расчета низкочастотных процессов: расчет дисперсионных соотношений в рамках кинетической теории включает интегрирование вдоль траекторий частиц в невозмущенных полях (т.е. полях в плазме без учета турбулентных флуктуаций), которое может проводиться аналитически (в простейших случаях) или численно; при этом приходится рассчитывать интегралы по большим временным отрезкам, так как изучаются низкочастотные явления, но использовать малый шаг из-за того, что движение частиц включает высокочастотные гармоники (циклотронное вращение).

По указанной причине после анализа проведенных к настоящему времени исследований по гирокинетическому описанию неустойчивостей в плазме для расчета выбран именно гирокинетический подход, так как, сохраняя полноту кинетического приближения, этот метод позволяет устранить высокочастотные составляющие движения частиц при помощи осреднения по фазе циклотронного вращения, что дает возможность сохранить учет физических эффектов, вносимых циклотронным движением, но снимает ограничения по величине шага по времени, что существенно для низкочастотных процессов.

В ряде случаев, представляющих практический интерес, гирокинетическое описание развития неустойчивостей в плазме может быть сведено к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка в форме:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + Q(\omega, k, x)\varphi = 0 \quad (1)$$

где φ – электрический потенциал волны, x – координата в направлении градиента давления плазмы, ω – комплексная частота (мнимая часть которой представляет собой инкремент нарастания неустойчивости по времени, который положителен, если плазма неустойчива по отношению к исследуемой моде), k – волновое число, Q – функция, описывающая состояние плазмы.

Задача расчета дисперсионных соотношений, сводимая к решению ур. (1), представляет собой задачу на собственные значения частоты ω , в которой волновое число k играет роль параметра. Для расчета дисперсионных соотношений на основе уравнения (1) выбирается метод его решения, а именно метод фазовых интегралов (или метод ВКБ – приближенный метод решения обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка), для чего задача продолжается на комплексную плоскость $z = x + yi$. Потенциал электростатической волны достигает максимума в области, где волна возбуждается (т.е. на резонансной магнитной поверхности), и убывает при отклонении от этой области в направлении градиента давления плазмы. Физическим механизмом затухания в данном случае является затухание Ландау на ионах, а локализация неустойчивости задается широм магнитного поля. Решения уравнения (1) в ВКБ-

приближении хорошо аппроксимируют монотонно убывающий потенциал, и искомая частота играет роль собственного значения, при котором существует решение уравнения (1).

В результате проведенного в первой главе анализа выбран теоретический подход (гирокинетика), в рамках которого далее рассчитываются характеристики дрейфовой турбулентности в плазме, выбран общий способ расчета частотного спектра, а также сформулированы дальнейшие задачи по разработке модели.

Во второй главе обосновано применение метода фазовых интегралов (ВКБ) для расчета спектров дрейфовой электростатической турбулентности в плазме, и разрабатывается непосредственный механизм (порядок расчета и алгоритм) применения указанного метода для расчета параметров турбулентности.

Используется ВКБ-решение уравнения (1) в виде

$$F(z) = \frac{1}{\sqrt[4]{Q(z)}} \cdot \exp(\pm i \int \sqrt{Q(z)} dz) \quad (2)$$

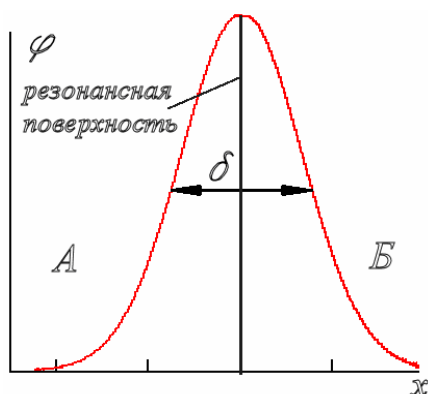


Рис.1. Распределение потенциала волны вдоль градиента давления плазмы

Описаны области локализации ВКБ-решений на комплексной плоскости; эти области ограничены кривыми, определяемыми уравнением (1):

линия Стокса $\text{Re} \int_a^z \sqrt{Q(z)} dz = 0$, вдоль которой решение меняется с наибольшей быстротой;

сопряженная линия Стокса $\text{Im} \int_a^z \sqrt{Q(z)} dz = 0$,

вдоль которой решение остаётся постоянным по абсолютной величине.

Заданные таким образом кривые исходят из точек a (нулей или полюсов функции Q). Предложены процедуры для построения диаграммы Стокса, служащей для изображения областей применимости приближенных ВКБ-решений на комплексной плоскости. Изучено влияние многолистности функции \sqrt{Q} на вид диаграммы Стокса.

Приведены методы применения формул связи, описывающих сшивку различных ВКБ-решений. Изложена задача об аппроксимации распределения потенциала волны вдоль градиента давления плазмы при помощи ВКБ-решений (2), при этом условия, накладываемые на решения, следуют из физических соображений: волны локализованы в направлении градиента давления плазмы, поэтому амплитуда волны при удалении от резонансной

поверхности (от рациональной поверхности в токамаке) в обоих направлениях (А и Б на рис.1) стремится к нулю.

Существование максимума потенциала и двух областей монотонности (А и Б на рис.1) требует наличия у функции F не менее двух точек перегиба $\frac{d^2 F}{dx^2} = 0$, которые, исходя из уравнения (1), совпадают с нулями функции Q (по крайней мере, если собственные значения имеют нулевую мнимую часть.) Поэтому для аппроксимации точного решения уравнения (1) на оси x требуется как минимум два монотонных ВКБ-решения вида (2), определяемых соответственно двумя нулями функции Q . Существование у функции Q двух нулей приводит к диаграмме Стокса вида – см. рис.2, соответствующей существованию собственной моды.

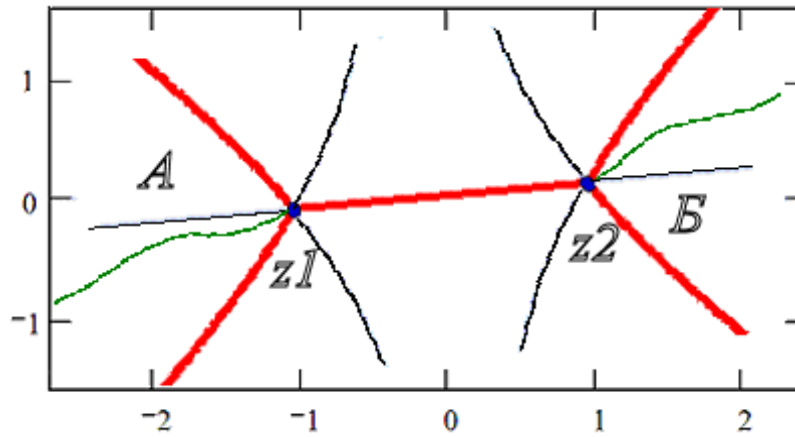


Рис.2. Диаграмма Стокса для двух нулей z_1 и z_2 . Толстые линии – сопряженные линии Стокса, тонкие линии – линии Стокса, волнистые линии – разрезы \sqrt{Q}

Сшивка ВКБ-решений при помощи формул связи на основе полученной диаграммы Стокса при существовании возрастающего ВКБ-решения в области А и убывающего решения в области Б (см. рис.2 и рис.1) позволяет получить уравнение собственных мод, определяющее (в неявной форме) частоту ω :

$$\int_{z_1(k, \omega)}^{z_2(k, \omega)} \sqrt{Q(z, \omega, k)} dz = (n + 0.5)\pi, \quad (3)$$

В этом уравнении $z_1(k, \omega)$ и $z_2(k, \omega)$ – нули функции Q , определяемые неизвестной собственной частотой. Расчеты дисперсионных соотношений, производимые далее в диссертационной работе, выполняются на основе решения уравнения (3). Преимущество решения задачи поиска собственных частот в виде уравнения (3) по сравнению с уравнением (1) состоит в сведении дифференциального уравнения к трансцендентному, что позволяет существенно снизить требования к необходимым компьютерным ресурсам.

Далее выбирается метод решения уравнения (3), при этом принимается, что функции $z_1(k, \omega)$ и $z_2(k, \omega)$ известны (метод их расчета разрабатывается

позже – в главе 3). На основе сравнительного анализа методов спуска и методов простых итераций делается вывод о преимуществе метода касательных (Ньютона) для решения уравнения (3), который используется далее.

Разработанный метод решения уравнения (3) используется для решения нескольких тестовых задач, описанных в главе. Расчеты позволяют заключить, что созданный код работоспособен, эффективен и может использоваться для практических расчетов.

Затем разработаны аналитические методы для оценки начального приближения собственной частоты.

По результатам работ, проведенных во 2-й главе, создан и протестирован код для расчета дисперсионных соотношений дрейфовых электростатических волн в плазме, однако предполагалось, что нули $z_1(k, \omega)$ и $z_2(k, \omega)$ – известные функции, что было справедливо для тестовых задач. Для практически важных расчетов требуется создание метода поиска нулей функции Q, и это обстоятельство определило содержание главы 3.

В третьей главе разрабатывается метод расчета нулей $z_1(k, \omega)$, $z_2(k, \omega)$ и полюсов функции Q, описывающей состояние плазмы, поскольку выбор и определение этих точек необходим для решения уравнения (3), и, кроме того, положение нулей Q позволяет оценить масштаб пространственной локализации моды в направлении градиента давления плазмы.

Показано, что перед расчетом дисперсионных соотношений необходимо среди нулей функции Q выбрать пару физических нулей $z_1(k, \omega)$, $z_2(k, \omega)$, определяющую развитие неустойчивости, а затем в процессе расчета отслеживать их перемещение на комплексной плоскости. Для этого нужно постоянно определять положение всех остальных нулей и полюсов функции Q, лежащих внутри области комплексной плоскости, которая соответствует зоне развития неустойчивости, чтобы анализировать их влияние на развитие неустойчивости при помощи диаграммы Стокса. Выбор нулей $z_1(k, \omega)$, $z_2(k, \omega)$ осуществляется на основе анализа диаграммы Стокса и при помощи пробных расчетов.

Предложенный метод построен на основе приёма дробления исследуемой области вместе с её проверкой при помощи логарифмического вычета функции Q:

$$\frac{1}{2\pi \cdot i} \int_C \frac{1}{Q(z)} \frac{dQ}{dz} dz = \sum_j n_j - \sum_l p_l \quad (4)$$

(здесь C – контур на комплексной плоскости, n_j и p_l - порядки нулей и полюсов, расположенных внутри контура) – см. рис. 3а. Этот метод использован как базовый, но он неприменим, если исследуемая функция Q имеет полюса внутри изучаемой области комплексной плоскости, так как

минус в правой части уравнения (4) вызывает взаимное сокращение нулей и полюсов при вычислении вычета.

Поэтому исследование, проведенное в главе 3, было призвано решить три задачи:

а) построить на основе соотношения (4) надежно работающий алгоритм расчета нулей функции Q ; по результатам предварительных тестовых расчетов сделан вывод о необходимости поиска разрывов функции $\frac{1}{Q(z)} \frac{dQ}{dz} = \arg(Q(z))$ по мере расчета интеграла $\int_C \frac{1}{Q(z)} \frac{dQ}{dz} dz$, так как корректное вычисление интеграла возможно только при условии устранения всех разрывов, связанных с формой области определения функции $\arg(Q(z))$.

б) переделать метод поиска нулей, основанный на расчете логарифмических вычетов, таким образом, чтобы он позволял рассчитывать одновременно нули и полюса функции Q . В главе описаны разработанные в рамках диссертационной работы алгоритмы для одновременного поиска нулей и полюсов. После их сравнительного анализа в качестве рабочего выбран алгоритм, основанный на поочередном последовательном вычислении и устранении полюсов и нулей функции Q по мере их обнаружения при исследовании заданной области посредством вычета (вдоль вложенных контуров $c_1, c_2 \dots$ – см. рис. 3б).

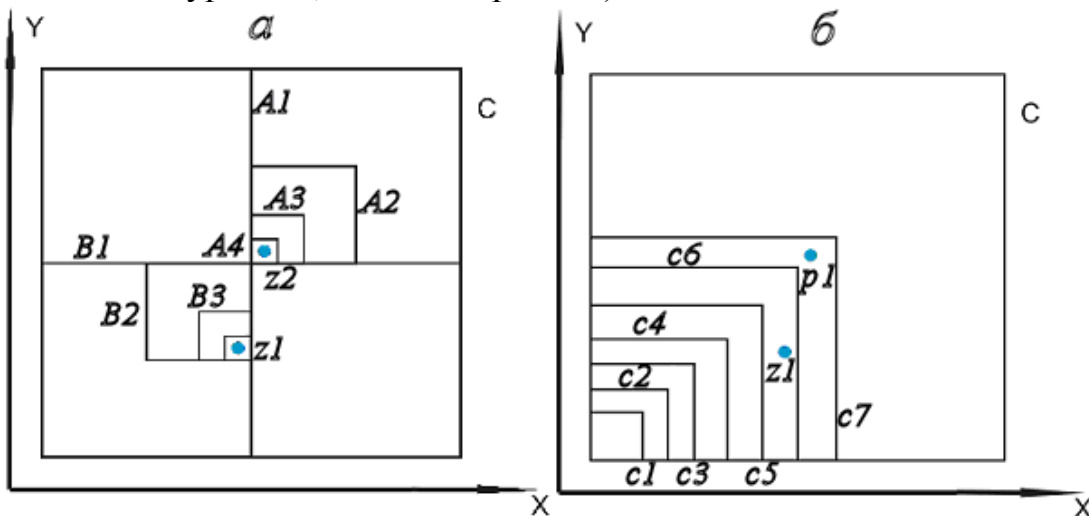


Рис.3. а - поиск нулей z_1 и z_2 : на второй итерации расчет (контур C)

разделяется на два независимых цикла ($A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow \dots \rightarrow Z_2$ и

$B_1 \rightarrow B_2 \rightarrow \dots \rightarrow Z_1$); б - поиск нулей и полюсов: контур c_6 засекает

ноль z_1 , запускается процедура его расчета, далее программа

работает с функцией $Q_m(z) = Q(z)/(z - z_1)^n$, из которой исключен

найденный ноль z_1 порядка n , что позволяет без труда найти

полюс p_1 при помощи логарифмического вычета по контуру c_7

в) привести метод поиска нулей и полюсов в соответствие с алгоритмом решения уравнения (3) и добиться их совместной устойчивой работы.

В отношении последнего пункта, был проведен тщательный анализ случаев потери сходимости, закливания и других нежелательных исходов работы программы, и выявлены их причины: появление фиктивных нулей/полюсов или потеря найденных ранее нулей/полюсов из-за неверного расчета интеграла (4), в частности из-за пропущенных разрывов функции $\arg(Q(z))$; большая погрешность расчета нулей/полюсов, приводящая к хаотическим изменениям значения частоты волны; смешение различных нулей функции Q из-за их перемещения на комплексной плоскости по мере приближения частоты к искомому собственному значению.

Далее в главе предлагаются и разрабатываются способы устранения перечисленных потенциальных программных сбоев: контроль количества нулей/полюсов и проверка их порядка; динамическая оценка максимально допустимой погрешности расчета нулей/полюсов, определяемая режимом расчета частоты; непрерывное отслеживание и сортировка нулей и полюсов функции Q на комплексной плоскости.

Приведена оценка общей работы программы расчета нулей и полюсов и её тестирования.

По результатам работ, описанных в главе 3, делается вывод о возможности применения созданных программ для вычисления дисперсионных соотношений для дрейфовых электростатических волн.

В четвертой главе проводится качественный анализ физической модели, описывающей развитие неустойчивости дрейфового типа, связанной с наличием в плазме градиента ионной температуры (ITG-мода):

$$\frac{d^2 \tilde{\varphi}(k)}{dk^2} + \left(\frac{\tilde{\omega} q \tilde{k}_\ominus}{\varepsilon} \right)^2 \cdot Q(\tilde{\omega}, \tilde{k}_\ominus, k) \tilde{\varphi}(k) = 0,$$

$$Q(\tilde{\omega}, \tilde{k}_\ominus, k) = \frac{v^2}{4(\tilde{\omega} + k)^2} + \frac{\tilde{\omega} - 1}{\tilde{\omega} + K} + \tilde{k}_\ominus^2 (1 + \hat{s}^2 k^2) + \alpha \frac{2\varepsilon}{\tilde{\omega}} (\cos(k) + \hat{s}k \sin(k)) \quad (5).$$

В функции Q первое слагаемое описывает влияние течения плазмы вдоль магнитного поля, второе – неоднородность плазмы (градиенты концентрации и ионной температуры), $\tilde{\varphi}$ – электрический потенциал волны, α – параметр кривизны магнитного поля: в плоском случае $\alpha=0$, для тора $\alpha=1$. Множитель α вводит трансцендентный член, который физически соответствует дрейфам, вызванным градиентом и кривизной магнитного поля. $\varepsilon = \frac{L_n}{R}$, где R – большой радиус тора, $L_n = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^{-1}$, $L_{ii} = \left(\frac{1}{T_i} \frac{dT_i}{dr} \right)^{-1}$ (r – малый радиус тора, n – концентрация). \tilde{k}_\ominus – безразмерное волновое число, в качестве масштаба взята величина $(\rho_s)^{-1}$, ρ_s – отношение скорости звука $c_s = \sqrt{k_b T_e / m_i}$ к ионной циклотронной частоте. $K = (\eta_i + 1) / \tau$ – обобщенный параметр неоднородности, в котором $\eta_i = L_n / L_{ii}$, $\tau = T_e / T_i$ – соотношение температур электронов и ионов. Искомая частота $\tilde{\omega}$ тоже безразмерная и

выражена в единицах электронной диамагнитной частоты, q – коэффициент запаса по устойчивости (критерий Шафранова-Крускала), $\hat{s} = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$ – шир

магнитного поля, $v = \frac{L_n}{c_s} \frac{dv_{0II}}{dr}$ – неоднородность скорости течения плазмы,

параллельного магнитному полю.

Расчетная часть этой модели, полученной в рамках линейной гирокинетической теории, полностью основана на разработанном в главах 2 и 3 методе поиска собственных частот.

Благодаря возможности аналитического расчета дисперсионного соотношения в простейшем случае для плоской геометрии магнитного поля в отсутствие течений в плазме полный программный код проходит финальное тестирование. После совпадения результатов численного и аналитического расчета код используется для последовательного изучения влияния параметров плазмы на характер дрейфовой турбулентности, обусловленной присутствием градиента ионной температуры в плазме.

При помощи расчетов получены следующие зависимости:

возрастание градиента ионной температуры (при постоянном градиенте концентрации) приводит к росту инкремента ИТГ-неустойчивости;

неоднородные течения плазмы вдоль магнитного поля (с широм параллельной скорости) оказывают дестабилизирующее действие на ИТГ-неустойчивость и приводят к отклонению волны от резонансной поверхности, что объясняется доплеровским эффектом, поскольку величина отклонения, как позволяют заключить проведенные расчеты, определяется длиной волны;

учет кривизны магнитного поля, связанной с его тороидальностью, приводит к росту инкремента ИТГ-неустойчивости, что согласуется с результатами других исследований, указывающих на существование тороидальных ИТГ-мод;

показано, что для «плоских» ИТГ-волн повышение градиента концентрации на фоне постоянного градиента температуры стабилизирует неустойчивость, в то время как учет кривизны магнитного поля приводит к более сложной зависимости от неоднородности концентрации, поскольку влияние кривизны магнитного поля связано с учетом ∇n , определяющего величину $\varepsilon = L_n/R$;

изменение шира магнитного поля в широких пределах не позволяет полностью стабилизировать неустойчивость ИТГ-типа (данный вывод совпадает с данными других исследований).

По результатам расчетов делается вывод о том, что используемая модель адекватно описывает влияние рассмотренных факторов на устойчивость плазмы по отношению к ИТГ-моду.

Для вычисления поперечного профиля амплитуды волны разрабатывается метод расчета распределения потенциала волны вдоль градиента давления плазмы при помощи решения уравнения (5) методом стрельбы. Проводится тщательный анализ связи собственного значения (частоты) $\tilde{\omega}$ и собственных функций $\tilde{\varphi}(k)$ уравнения, который дает возможность сформулировать условие корректного расчета распределения $\tilde{\varphi}(k)$, накладываемое на точность вычисления частоты. Изучается поведение решения этого уравнения на комплексной плоскости, по результатам анализа формулируется критерий физичности решений уравнения (1).

Изучение качественного поведения физической и численной модели неустойчивости ITG-типа, проведенное в 4-й главе, позволяет использовать созданный код для обработки экспериментальных данных.

В пятой главе созданная расчетная модель применяется для оценки характеристик дрейфовой турбулентности плазмы установки Т-10, которая проводится с использованием экспериментальных профилей плотностей и температур плазмы, профиля коэффициента запаса по устойчивости.

Расчеты проведены для 4 разрядов: 33944, 33948, 33952, 33957.

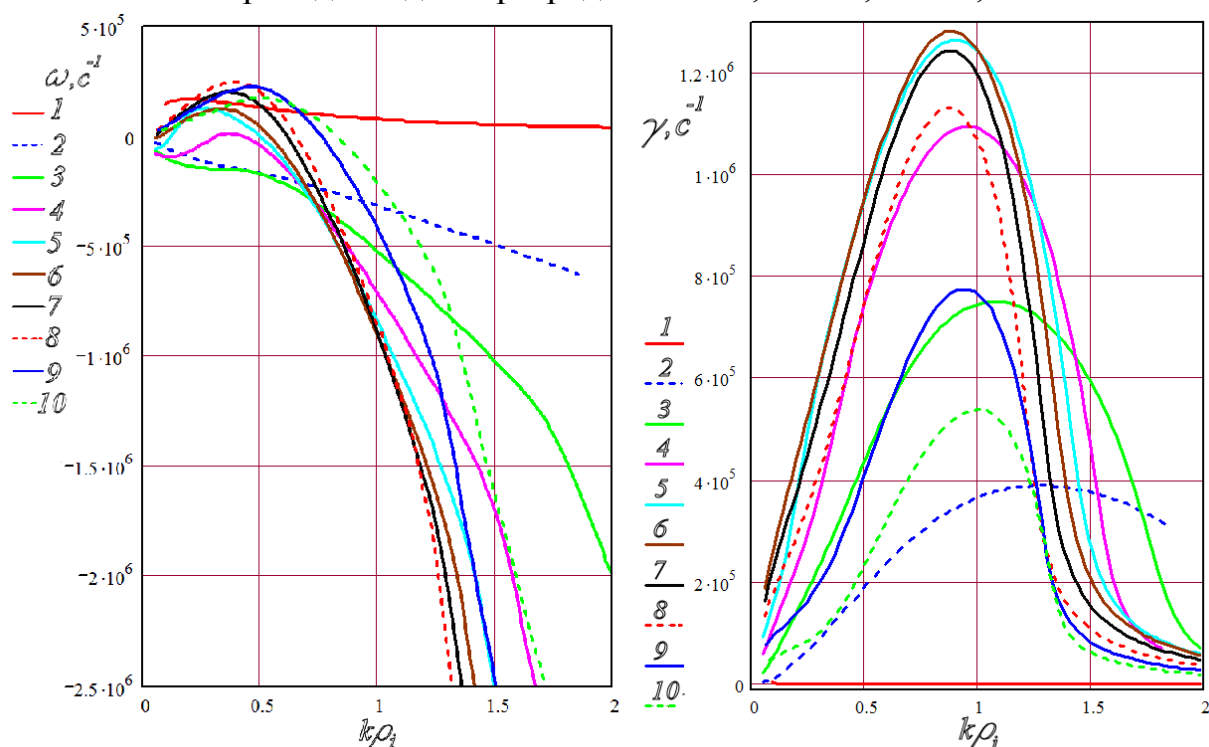


Рис. 4. Зависимость частот и инкрементов ITG-неустойчивости от волнового числа для разряда 33944, координаты (по малому радиусу, м): 1 – 0.019, 2 – 0.048, 3 – 0.078, 4 – 0.100, 5 – 0.138, 6 – 0.168, 7 – 0.197, 8 – 0.227, 9 – 0.257, 10 – 0.287

По результатам расчетов получены следующие заключения.

Увеличение разрыва между электронной и ионной температурами $\tau = T_e / T_i$ (при $\tau > 1$) оказывает слабое стабилизирующее действие на неустойчивость, возбуждаемую градиентом ионной температуры.

ITG-неустойчивость плазмы T-10 развивается наиболее интенсивно в районе середины малого радиуса.

Инкременты ITG-неустойчивости плазмы T-10 существенно зависят от профиля плотности плазмы: как от градиента, так и от абсолютного значения концентрации.

Увеличение концентрации приводит к локализации неустойчивости около резонансной поверхности. Это может являться одной из причин улучшения удержания. Одновременно с увеличением плотности возрастает инкремент неустойчивости, так что изменение эквивалентного коэффициента диффузии определяется конкуренцией влияния инкремента и дисперсии профиля.

Коэффициент диффузии, рассчитанный на основе линейной теории, позволяет оценивать времена удержания установки T-10 с удовлетворительной точностью: в худшем случае вычисленные и измеренные времена являются величинами одного порядка, в лучшем - ошибка составляет менее 20%.

С ростом плотности плазмы T-10 доля переноса, спровоцированного ITG-неустойчивостью, падает.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Впервые разработана модель дрейфовой электростатической турбулентности, в которой расчет спектров $\omega(k)$ и $\gamma(k)$ производится при помощи метода Ньютона (касательных) в сочетании с методом фазовых интегралов, а также с применением разработанного автором алгоритма поиска нулей и полюсов функций на комплексной плоскости при помощи логарифмического вычета. Созданы и протестированы компьютерные коды, реализующие указанные методы. Проанализированы источники погрешностей и способы их уменьшения при расчете спектров, предложены средства выбора начальных приближений и оценки точности расчета.

Показана непригодность дискретных отображений для моделирования движения частиц в полях дрейфовых электростатических волн и расчета связанного с этим движением коэффициента диффузии при сильной нелинейности функции $\omega(k)$.

Разработанная модель использована для исследования характеристик турбулентности, возбуждаемой неустойчивостью плазмы в присутствии градиента ионной температуры, для плазмы, установке T-10. Рассчитанные кривые $\gamma(k)$ для указанной неустойчивости приводят к заключению о наличии наибольшего инкремента нарастания для длин волн порядка $k\rho_i = 1$.

На основании расчетов ITG-неустойчивости для установки T-10 выявлено существование области наиболее интенсивного нарастания дрейфовой турбулентности, которая находится у середины малого радиуса тора.

По результатам расчетов для установки Т-10 получено пороговое значение величины $\eta_i = L_n/L_{ii}$, при которой становится возможным развитие ITG-мод. Оно лежит в диапазоне от 1 до 1,25.

В рамках используемой модели выявлено слабое стабилизирующее действие увеличения соотношения электронной и ионной температур τ (при $\tau > 1$) на ITG-неустойчивость.

На основе расчетов свойств дрейфовой турбулентности для нескольких разрядов установки Т-10 проанализирована зависимость времени удержания плазмы от её характерной плотности. Улучшение удержания с ростом плотности связано, как показывают расчеты, с сужением области распространения турбулентных возмущений по объему плазмы.

Рассчитан коэффициент диффузии, связанной с ITG-неустойчивостью. На основе сравнения времён удержания, оценённых по коэффициенту диффузии, и времён, измеренных экспериментально, сделан вывод об их удовлетворительном совпадении.

Основные результаты диссертации отражены в работах:

1. Ковалев А.В. Анализ аномального переноса в неоднородной плазме с электростатическими волнами // Тезисы докладов 8 Международной научно-технической конференции студентов и аспирантов. – М., 2002. – Т. 3. – С. 164.
2. Ковалев А.В., Хвесюк В.И., Рыжков С.В. Перенос частиц: модель нестационарных флуктуаций // Вопросы атомной науки и техники. – 2002. – Т. 5, (серия Физика плазмы, №8). – С. 60–62.
3. Чирков А.Ю., Ковалев А.В., Хвесюк В.И. Некоторые особенности стохастической динамики частиц в замагниченной плазме // Физика плазмы. – 2002. – Т. 28, № 9. – С. 854–857.
4. Kovalev A.V., Khvesyuk V.I., Ryzhkov S.V. Investigation of diffusion in plasmas with low frequency waves // Proc. of 29th EPS Conf. on Plasma Physics and Contr. Fusion. – Montreux, 2002. – V. 26B. – P. 2.010.
5. Khvesyuk V.I., Kovalev A.V., Ryzhkov S.V. Transport properties of FRC plasma // Contributed papers of 4th Int. Conf. on plasma physics and plasma technology. – Minsk, 2003. – V. 1. – P. 269.
6. Ковалев А.В., Хвесюк В.И., Рыжков С.В. Результаты моделирования дрейфовых волновых пакетов в неоднородной замагниченной плазме // Тезисы докладов XXX конференции по физике плазмы и УТС. – Звенигород, 2003. – С. 77.
7. Ковалев А.В. Особенности расчета спектров при помощи асимптотических методов // 2-я Курчатовская молодежная научная школа: сборник аннотаций работ. – М., 2004. – С. 15.
8. Ковалев А.В. Применение метода фазовых интегралов для расчета дисперсионных соотношений // 3-я Курчатовская молодежная научная школа: сборник аннотаций работ. – М., 2005. – С. 59.