

На правах рукописи

СМИРНОВ Дмитрий Викторович

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНО-КОНВЕКТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ
ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ И ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ С
НЕСТАЦИОНАРНЫМ НАГРЕВОМ ЭЛЕКТРОНОВ

01.04.08 – физика плазмы

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

МОСКВА

2013

Работа выполнена в Отделе физики плазмы Института физики токамаков КЦЯТ НИЦ «Курчатовский институт»

Научный руководитель: Пастухов Владимир Павлович, доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты: Чхетиани Отто Гурамович, доктор физико-математических наук, институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, заведующий лабораторией

Андреев Валерий Филиппович, доктор физико-математических наук, отдел Т-10 ИФТ НИЦ «Курчатовский институт», ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Государственный научный центр Российской Федерации "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований"

Защита состоится «__» _____ 2013 г. в __ часов __ минут на заседании диссертационного совета Д520.009.02, созданного на базе НИЦ «Курчатовский институт» по адресу: 123182, Москва, пл. академика Курчатова, д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЦ «Курчатовский институт».

Автореферат разослан «__» _____ 2013г.

Учёный секретарь диссертационного совета,
к.ф.-м.н.

Демура А.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Изучение процессов переноса частиц и энергии представляет собой одну из ключевых проблем в области исследований по магнитному удержанию высокотемпературной плазмы и управляемому термоядерному синтезу. В большинстве теоретических работ процессы переноса в замагниченной плазме, в том числе и аномальные, обсуждаются в терминах диффузионного приближения с локальными транспортными коэффициентами. Однако эксперименты последних лет показывают, что низкочастотная (НЧ) турбулентность и связанные с ней поперечные процессы переноса, наблюдаемые в различных системах магнитного удержания плазмы с отличающимися топологией магнитного поля и параметрами плазмы (токамаках, стеллараторах, тандемных ловушках), демонстрируют довольно общие свойства, которые не могут быть адекватно описаны в рамках таких моделей.

Одним из перспективных методов изучения НЧ турбулентности и результирующих аномальных транспортных процессов в замагниченной плазме является прямое компьютерное моделирование ее нелинейной динамики. При этом многие исследователи полагают, что только giroкинетическое моделирование может обеспечить адекватное описание турбулентной динамики и результирующих недиффузионных транспортных процессов в слабостолкновительной плазме центральных областей различных систем с магнитным удержанием. В настоящее время за рубежом создан ряд достаточно продвинутых giroкинетических кодов, которые позволяют получить весьма детальную информацию о флуктуациях плазмы и средних потоках частиц и энергии. Однако проведение giroкинетического моделирования даже на временах порядка времени ион-ионных столкновений требует исключительно высоких затрат вычислительных ресурсов. При этом, многие из этих кодов теряют стабильность при расчётах динамики плазмы на больших временах.

В то же время, довольно интересные результаты моделирования НЧ турбулентности и результирующих аномальных транспортных процессов в магнитных системах с чисто полоидальным магнитным полем были получены с использованием значительно более простой адиабатически-редуцированной одножидкостной магнитогидродинамической (МГД)

модели [1]–[5]. Моделирование турбулентности и транспорта в системах с внутренним левитирующим проводником и чисто полоидальным магнитным полем [1, 2] удивительным образом продемонстрировало многие свойства, ранее наблюдавшиеся в центральной плазме токамака. Среди них были отмечены самосогласованность профилей давления, L-N переходы, пинч примесей и ряд других. Энергетическое время жизни и характерные времена переходов между различными режимами удержания также оказались близкими к наблюдаемым в экспериментах на токамаках.

Совокупность полученных результатов создала идейную основу для применения простой адиабатически-редуцированной МГД модели к расчётам недиффузионного транспорта в основной горячей области токамака. В связи с наличием шира магнитного поля, переход к условиям токамака в рамках одножидкостной МГД модели не может быть выполнен строго, и в приложении к токамаку такая модель оказывается полуэмпирической. Тем не менее, можно ожидать, что модель окажется весьма полезной для анализа, планирования и оптимизации экспериментов на токамаках. Важно, что модель позволяет самосогласованно описывать как флуктуации давления, плотности и скорости плазмы, так и результирующие транспортные процессы. Причем, расчёты на основе адиабатически-редуцированных уравнений требуют привлечения весьма умеренных и вполне доступных вычислительных ресурсов и допускают моделирование транспортных процессов на макроскопических временах, сравнимых или больших энергетического времени жизни плазмы.

Цели диссертационной работы

Цель настоящей диссертационной работы состояла в разработке, тестировании и применении модифицированной адиабатически-редуцированной МГД модели НЧ турбулентности плазмы, адаптированной к расчётам турбулентно-конвективных процессов переноса в цилиндрической модели токамака, включая:

1. Создание модифицированной версии кода CONTRA-C, учитывающей присутствие тороидального магнитного поля и продольного тока в уравнении равновесия и позволяющей, в отличие от предшествующих версий, рассчитывать флуктуации плотности плазмы и перенос частиц.
2. Тестирование стабильности работы кода в стационарных и переходных

режимах и анализ основных свойств флуктуаций и транспортных потоков.

3. Моделирование профилей давления в омических режимах токамака T-10 с различными значениями коэффициента запаса устойчивости на границе плазменного шнура и сравнение с результатами экспериментов.
4. Моделирование переходных режимов с изменением ЭЦР нагрева и сравнение с результатами экспериментов.
5. Исследование эволюции профилей плотности в режимах с включением центрального ЭЦР нагрева.

Достоверность результатов

Основные аналитические результаты работы получены с использованием современных математических методов. Численное моделирование проводилось с использованием оригинального компьютерного кода, построенного на основе современных консервативных алгоритмов. Результаты расчётов находятся в качественном и количественном согласии с рядом экспериментальных данных, полученных на установке T-10.

Научная новизна работы

Впервые:

1. Проведено моделирование турбулентно-конвективных процессов переноса плазмы в цилиндрической модели токамака с использованием адиабатически-редуцированных МГД уравнений.
2. Проведено тестирование стабильности работы модифицированной версии кода CONTRA-C в стационарных и переходных режимах.
3. Проведено моделирование профилей давления в омических режимах токамака T-10 с различными значениями коэффициента запаса устойчивости q_L на границе плазменного шнура и сравнение с результатами экспериментов.
4. Проведено моделирование переходных режимов с поэтапным включением и выключением ЭЦР нагрева и сравнение с результатами экспериментов на токамаке T-10.
5. Проведено исследование влияния напуска газа и небольших изменений в профиле коэффициента запаса устойчивости $q(r)$ на эволюцию профилей

плотности при моделировании режимов с включением центрального ЭЦР нагрева.

Практическая значимость

Результаты моделирования, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, показывают, что использование адиабатически-редуцированных моментных уравнений для расчётов турбулентной динамики высокотемпературной плазмы центральных областей токамака является весьма эффективным методом теоретического исследования. Этот метод позволяет получить качественные и количественные характеристики турбулентной конвекции и результирующих недиффузионных процессов переноса частиц и энергии, наблюдаемых в экспериментах. Предложенный подход позволяет смоделировать транспортные процессы, как в стандартных, так и в переходных и нестандартных режимах, представляющих интерес с точки зрения планирования новых экспериментов на T-10 и других токамаках. Ввиду относительно высокого быстродействия кода CONTRA-C, по сравнению с гирокинетическими кодами, он может стать реальным рабочим инструментом, который можно использовать при планировании и анализе экспериментов на установке T-10 и других токамаках.

Личный вклад

Автором самостоятельно получены основные результаты диссертации, в том числе, создана модифицированная версия кода CONTRA-C и проведено численное моделирование турбулентно-конвективных процессов переноса энергии и частиц в различных квазистационарных и переходных режимах удержания плазмы при типичных параметрах разрядов в токамаке T-10.

Положения, выносимые на защиту

1. Создана модифицированная версия кода CONTRA-C, адаптированная к моделированию турбулентно-конвективных процессов переноса энергии и частиц во всей горячей области токамака, включая окрестность магнитной оси, и продемонстрирована его стабильная и эффективная работа на временах, превышающих энергетическое время жизни плазмы, как в квазистационарных, так и в переходных режимах.
2. При моделировании омических режимов с различными значениями коэффициента запаса устойчивости q на границе плазмы в токамаке T-10,

выявлены тенденция к поддержанию ранее обнаруженной в эксперименте универсальной зависимости профилей давления от безразмерного радиуса $\hat{\rho} = r/\sqrt{I_p R/B}$ и хорошее согласие расчетных профилей давления с экспериментальными.

3. В результате моделирования различных переходных режимов с включением, выключением и радиальным перераспределением ЭЦР нагрева для типичных параметров разрядов в токамаке T-10 выявлен эффект быстрого нелокального изменения потоков тепла при быстром изменении условий ЭЦР нагрева, происходящий на временах, близких к наблюдаемым в эксперименте.
4. Проведенным моделированием показано, что турбулентная конвекция демонстрирует тенденцию к поддержанию профиля давления плазмы вблизи турбулентно-релаксированного состояния не только в квазистационарных, но и в переходных режимах, что согласуется с наблюдаемой самосогласованностью профилей давления плазмы в экспериментах на установке T-10 и других токамаках.
5. Показано формирование немонотонности профиля плотности в приосевой области плазмы токамака при моделировании одновременного включения центрального ЭЦР нагрева и напуска газа.
6. Обнаружено формирование немонотонности профиля плотности в приосевой области при моделировании режимов с включением центрального ЭЦР нагрева, сопровождающегося формированием слабой немонотонности профиля q (масштаба 3%) в области $q < 1$.

Публикации

По результатам диссертации опубликовано 11 печатных работ, из них 3 статьи [A1-A3] в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК.

Апробация работы

Основные результаты работы были доложены на научных семинарах НИЦ «Курчатовский институт» в Институте физики токамаков, на Международных конференциях Европейского физического общества по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (EPS-38, г. Страсбург, Франция, 2011г.[A4]; EPS-39, г. Стокгольм, Швеция, 2012г.[A5]),

на Курчатовских молодёжных научных школах 2010[A6], 2011[A8], 2012[A10] гг., на Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (2011[A7], 2012[A9], 2013[A11] гг.).

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, разделённых на 16 параграфов, заключения и списка цитируемой литературы. Последний параграф каждой главы кратко суммирует её основные результаты. Общий объём диссертации составляет 93 страницы, включая 29 рисунков и список литературы из 66 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность работы, даётся обзор литературы по рассматриваемым в диссертации вопросам, формулируются основные цели и задачи диссертационной работы, приводится структура диссертации.

Первая глава посвящена описанию модифицированной адиабатически-редуцированной магнитогидродинамической модели.

В разделе 1.1 этой главы представлены основные уравнения. Для описания процессов переноса тепла и частиц в токамаке предлагается и используется относительно простая модель турбулентной конвекции плазмы, основанная на системе нелинейных адиабатически-редуцированных уравнений магнитогидродинамического типа. Основные принципы используемой модели были первоначально развиты в работах [1, 2] применительно к системам с чисто полоидальным магнитным полем, затем, в работах [A1,A2], эта модель была модифицирована и применена для моделирования процессов переноса тепла в основной горячей области токамака. Модель предполагает, что плазма самосогласованно поддерживается вблизи турбулентно-релаксированного состояния $pU^\gamma = \text{const}$, которое гранично-устойчиво (**ГУ**) относительно идеальной желобковой перестановочной моды, инициируемой градиентом давления плазмы. Здесь $p = n(T_e + T_i)$ — полное давление плазмы, $U(\psi) = dV(\psi)/d\psi = \oint dl/B_p$ — удельный объём силовой трубки, ψ — поток полоидального магнитного поля. Для лучшего согласия с результатами экспериментов на токамаках, а также с концепцией "канонических профилей" [6, 7], выбирается эмпирическое значение показателя адиабаты $\gamma = 2$. Механизм аномального

переноса основан на конкуренции, в которой нагрев плазмы и фоновая теплопроводность искажают начальный профиль давления, делая его слабонеустойчивым, а неустойчивость возбуждает и поддерживает 2D нелинейную конвекцию, которая стремится восстановить ГУ-профиль давления и приводит к аномальному недиффузионному переносу тепла и плотности плазмы.

Турбулентная конвекция развивается на фоне баланса основных радиальных сил, который в токамаке должен учитывать присутствие тороидального магнитного поля и продольного тока. Для цилиндрической плазмы это уравнение равновесия можно записать в простой одномерной форме:

$$\frac{\pi}{U} \partial_\rho \left(\frac{r^2(\rho)}{U} \right) + \partial_\rho \bar{p}(\rho) + \pi \frac{q(\rho)R}{U} \partial_\rho \left(\frac{q(\rho)R}{U} \right) = 0, \quad (1)$$

которая позволяет рассчитать непосредственно удельный объем $U(\rho)$ по заданным функциям $\bar{p}(\rho)$ и $q(\rho) = d\Psi/d\psi$. Здесь черта над функцией означает усреднение по магнитной поверхности и введена потоковая радиальная координата $\rho = \sqrt{\Psi/\pi B_0}$, связанная с потоком тороидального магнитного поля Ψ , а $r(\rho)$ – цилиндрический радиус, выраженный как функция ρ . Чтобы не усложнять моделирование турбулентности и транспорта дополнительным расчетом профиля продольного тока в плазме, моделирование проводилось с заданными профилями $q(t, \rho)$. Как правило, рассматривались параболические профили $q(\rho) = q_0(1 + \alpha_q \rho^2)$.

В уравнениях для флуктуаций переход к конфигурации токамака приближенно соответствует следующим преобразованиям магнитного поля и флуктуаций потенциала плазмы, определяющих скорость конвекции:

$$\mathbf{B}_p \Rightarrow \mathbf{B} = \mathbf{B}_T + \mathbf{B}_p, \quad \Phi(t, \rho, \varphi) \Rightarrow \Phi(t, \rho, (\varphi - q(\rho)\theta)), \quad (2)$$

где $\varphi = z/R$ – эффективный "тороидальный" угол. При таком преобразовании у радиальной компоненты скорости меняется только фаза положения на магнитной поверхности:

$$\mathbf{v}_a \cdot \nabla \psi = c [\mathbf{B} \times \nabla \Phi(t, \rho, (\varphi - q(\rho)\theta))] \cdot \nabla \psi / B^2 = -\frac{c}{h} \partial_\varphi \Phi(t, \rho, (\varphi - q(\rho)\theta)).$$

У флуктуаций давления и плотности также меняется только фаза положения на поверхности, в результате чего, средние по поверхности радиальные потоки тепла и частиц остаются неизменными. Поэтому предложенная полуэмпирическая динамическая модель плазмы позволяет рассчитывать на

получение разумных значений для средних по поверхности конвективных потоков тепла и частиц.

Редуцированное уравнение движения, полученное в [1] и модифицированное в работах [A1,A2] для описания НЧ динамики плазмы в цилиндрической модели токамака, имеет вид:

$$\partial_t|_{\rho} \left(\frac{w}{h} \right) + \frac{c}{\rho} \left([\Phi, w] - [D, \frac{v_a^2}{2}] + \frac{\partial_{\rho} U}{U^2} \partial_{\varphi} S \right) = \{DisTerm\}_w, \quad (3)$$

$$[\Phi, f] \equiv \partial_{\rho} \Phi \partial_{\varphi} f - \partial_{\varphi} \Phi \partial_{\rho} f,$$

где производная по времени берется при фиксированном ρ , выражение $\{DisTerm\}_w$ в левой части обозначает малый диссипативный член, обусловленный кинематической вязкостью, v_a^2 – квадрат адиабатической скорости, коэффициент $h(\rho, t) = 2\pi\rho/(\partial_{\rho}\psi)$, а величина w , называемая динамической завихренностью, имеет смысл канонического импульса адиабатического движения и связана с потенциалом следующим соотношением:

$$w = c \frac{h}{\rho} \partial_{\rho} \left(D R^2 \frac{h}{\rho} \partial_{\rho} \Phi \right) + c \partial_{\varphi} \left(\frac{D}{R^2 B_p^2} \partial_{\varphi} \Phi \right). \quad (4)$$

Редуцированные уравнения для давления и плотности плазмы записываются в терминах потоковых координат $\{\rho, \varphi\}$ и более адекватных переменных, позволяющих явно учесть консервативные свойства уравнений: энтропийной функции $S = pU^2$ и массы плазмы в объеме силовой трубки $D = m_i n U$, введенных вместо давления p и плотности частиц n , соответственно. Обе эти функции состоят из средних по поверхности медленно меняющихся функций $\bar{S}(t, \rho)$, $\bar{D}(t, \rho)$ и малых флуктуирующих компонент $\tilde{S}(t, \rho, \varphi)$, $\tilde{D}(t, \rho, \varphi)$, имеющих относительную величину порядка ε^2 , где параметр адиабатичности $\varepsilon \ll 1$ связан с обратным числом Пекле следующим соотношением: $\varepsilon^3 \sim \chi_{bg}/a c_s$, где χ_{bg} – фоновая локальная температуропроводность, a – малый радиус плазменного шнура, c_s – скорость звука.

Уравнение переноса плотности получается из уравнения непрерывности путём перехода к потоковым координатам, интегрирования по удельному объему силовой трубки и усреднения по магнитной поверхности:

$$\partial_t|_{\rho} \left(\frac{\bar{D}}{h} \right) - \frac{c}{\rho} \partial_{\rho} (\overline{\tilde{D} \partial_{\varphi} \Phi}) = -\frac{1}{\rho} \partial_{\rho} \left(\rho \frac{U}{h} \overline{(\nabla \rho \cdot \Gamma_n)} \right) + \frac{U}{h} Q_n. \quad (5)$$

Второй член в левой части описывает турбулентно-конвективный перенос плотности частиц плазмы, Q_n – плотность источника частиц, а $\mathbf{\Gamma}_n$ обозначает плотность фонового потока частиц, конкретный вид которого может меняться в зависимости от предполагаемого механизма. Уравнение переноса тепла также получается в результате перехода к функции $\bar{S}(t, \rho)$, потоковым координатам и усреднения исходного уравнения переноса тепла по магнитной поверхности:

$$h\partial_t \Big|_\rho \left(\frac{\bar{S}}{h^2} \right) - \frac{c}{\rho} \partial_\rho (\overline{\tilde{S} \partial_\varphi \Phi}) = - \frac{2U}{3\rho} \partial_\rho \left(\rho \frac{U}{h} \overline{(\nabla \rho \cdot \mathbf{F}_{th})} \right) - \quad (6)$$

$$- \frac{2}{\rho} \partial_\rho \left(\rho \frac{U \bar{S}}{h \bar{D}} \overline{(\nabla \rho \cdot \mathbf{\Gamma}_n)} \right) + \frac{U \partial_\rho \bar{S}}{h \bar{D}} \overline{(\nabla \rho \cdot \mathbf{\Gamma}_n)} + \frac{2}{3h} U^2 P_E ,$$

где второй член в левой части описывает турбулентно-конвективный перенос тепла, а \mathbf{F}_{th} обозначает плотность фонового теплового потока. Этот поток определяется, в основном, фоновой теплопроводностью и его конкретный вид может меняться в зависимости от сделанных предположений. Величина этого потока в данных расчетах характеризуется коэффициентом фоновой теплопроводности χ_{bg} , который имеет масштаб ионного неоклассического коэффициента в банановом режиме. P_E – суммарная мощность источников нагрева плазмы. Формально все члены в (6) имеют порядок ϵ^3 , однако, в зависимости от условий самосогласованного развития турбулентной конвекции, второй член в левой части может существенно превышать величину фонового теплового потока, приводя к "аномальному" поперечному переносу тепла в основной горячей области плазмы.

Функции $\tilde{D}(t, \rho, \varphi)$ и $\tilde{S}(t, \rho, \varphi)$, входящие в выражения для турбулентно-конвективных потоков частиц и тепла в уравнениях (5) и (6) рассчитываются самосогласованно с использованием следующих уравнений для флуктуаций числа частиц в удельном объёме силовой трубки:

$$\partial_t \left(\frac{\tilde{D}}{h} \right) + \frac{c}{\rho} [\Phi, \tilde{D}] + \frac{c}{\rho} \partial_\rho (\overline{\tilde{D} \partial_\varphi \Phi}) + \frac{\Omega}{h} \partial_\varphi D_f - \frac{c}{\rho} \partial_\rho \bar{D} \partial_\varphi \Phi =$$

$$= \frac{1}{\rho} \partial_\rho \left(R^2 \Upsilon_D^2 (\bar{\chi}_{bg} B_p^2) U \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{\tilde{D}}{U} \right) \right) + \Upsilon_D^2 \frac{\bar{\chi}_{bg}}{h R^2} \partial_{\varphi\varphi}^2 \tilde{D} , \quad (7)$$

и флуктуаций энтропийной функции:

$$\begin{aligned}
& h \partial_t \left(\frac{\tilde{S}}{h^2} \right) + \frac{c}{\rho} [\Phi, \tilde{S}] + \frac{c}{\rho} \partial_\rho (\overline{\tilde{S} \partial_\varphi \Phi}) + \frac{\Omega}{h} \partial_\varphi \tilde{S} - \frac{c}{\rho} \partial_\rho \bar{S} \partial_\varphi \Phi = \\
& = \frac{2U}{3\rho} \partial_\rho \left(R^2 \Upsilon_S^2 (\bar{\chi}_{bg} B_p^2) \bar{D} \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{\tilde{S}}{U \bar{D}} \right) \right) + \Upsilon_S^2 \frac{2\bar{\chi}_{bg}}{3h R^2} \partial_{\varphi\varphi}^2 \tilde{S}, \quad (8)
\end{aligned}$$

где величина $\Omega(t, \rho)$ соответствует частоте радиально-неоднородного (ширового) тороидального вращения плазмы, связанного с радиальным профилем потенциала $\bar{\Phi}(t, \rho)$. Уравнения (7) и (8) совместно с (3) и (4) образуют полную систему уравнений для флуктуаций, позволяющую самосогласованно рассчитать турбулентно-конвективные потоки частиц и тепла, входящие в уравнения переноса (5) и (6).

В разделе 1.2 первой главы обсуждаются граничные и начальные условия, необходимые для решения приведенных выше уравнений. Для уравнений, описывающих радиальный перенос тепла, частиц и канонического импульса адиабатического движения, требуется отсутствие потоков на магнитную ось, а на внешней границе, соответствующей магнитной поверхности, касающейся диафрагмы используется граничное условие третьего рода. Для удобства контроля сохранения импульса, предполагается отсутствие потока динамической завихренности через внешнюю границу. Для флуктуаций требуется аналитичность на магнитной оси, которая приводит к обращению флуктуаций в нуль на внутренней границе расчётной области. На магнитной поверхности, касающейся диафрагмы, также предполагается обращение флуктуаций в нуль.

Начальные условия, как для равновесных профилей давления и плотности, так и для флуктуаций могут быть выбраны достаточно произвольно, т.к. этот выбор влияет только на детали установления режима турбулентной конвекции, но не на конечное состояние. Поскольку ожидается тенденция к поддержанию плазмы вблизи турбулентно-релаксированного состояния, удобно стартовать с профилей $\bar{S}(\rho)|_{t=0} = \text{const}$ и $\bar{D}(\rho)|_{t=0} = \text{const}$. Минимальный набор нетривиальных начальных возмущений для флуктуаций, позволяющий получить турбулентную конвекцию с невырожденной структурой, сводится к паре тороидальных гармоник для энтропийной функции.

В разделе 1.3 обсуждается построение консервативной разностной схемы для численного решения приведенной системы уравнений. Флуктуации в

этой системе являются периодическими функциями тороидального угла φ . Поэтому для решения уравнений, описывающих флуктуации, удобно использовать Фурье преобразование этих уравнений по φ . Поскольку реально приходится ограничиваться конечным числом гармоник, то это означает использование метода Галёркина. Однако, в связи с малостью диссипативных членов и большим аспектным отношением, для численного счета необходимо использовать большое число гармоник (масштаба 60-ти для условий T-10). Для обеспечения выполнения законов сохранения при построении разностной схемы для уравнений, описывающих радиальный перенос тепла, частиц и канонического импульса, используется метод конечных объёмов по радиальной координате ρ .

На основе описанных в первой главе уравнений и численных методов, автором создана модификация кода CONTRA-C, которая, в отличие от предыдущих версий, учитывает наличие тороидального магнитного поля и продольного тока в уравнении равновесия плазмы, а также флуктуации плотности и перенос частиц в транспортных уравнениях и позволяет проводить моделирование турбулентной конвекции и результирующих процессов переноса во всей центральной области токамака, включая окрестность магнитной оси. С помощью этой модифицированной версии были проведены все расчёты, представленные в данной диссертационной работе.

Во второй главе диссертации обсуждаются общие результаты численного моделирования самосогласованной турбулентности и транспортных процессов в горячей области токамака.

В разделе 2.1 этой главы обсуждаются основные свойства тепловых потоков и флуктуаций, проявляющиеся в расчётах. В работе [A2] продемонстрировано, что в условиях стационарного нагрева плазма релаксирует к квазистационарному состоянию, при котором профили давления в режимах с разным уровнем вводимой мощности оказываются самосогласованными. При этом уровни флуктуаций энтропийной функции и потенциала также выходят на квазистационарный уровень.

Наглядной иллюстрацией структуры турбулентной конвекции может служить двумерная картина уровня флуктуаций в поперечном сечении плазмы. В используемой упрощенной цилиндрической модели рассчитываются флуктуации $\tilde{S}(t, \rho, \varphi)$, $\Phi(t, \rho, \varphi)$ и $\tilde{D}(t, \rho, \varphi)$, что можно рассматривать как проекцию флуктуаций на экваториальное сечение

эквивалентного тора (плоскость $\{\rho, \varphi\}$) на стороне слабого поля ($\theta = 0$). Чтобы представить эти флуктуации в более привычном для токамаков виде, следует учесть наличие тороидального магнитного поля и спроектировать эти флуктуации вдоль силовых линий (заданных условием $\varphi - q(\rho)\theta = \text{const}$) на полоидальное сечение, соответствующее $\varphi = 0$ (т.е. на плоскость $\{\rho, \theta\}$). Дополнительно предполагается наличие некоторого "баллонного эффекта", который приводит к плавному исчезновению флуктуаций на стороне сильного магнитного поля ($\theta = \pm\pi$). Проекция флуктуаций на плоскость $\{\rho, \theta\}$ показывают насколько данные расчеты соответствуют ожидаемым полоидальным структурам флуктуаций в геометрии токамака. Типичный

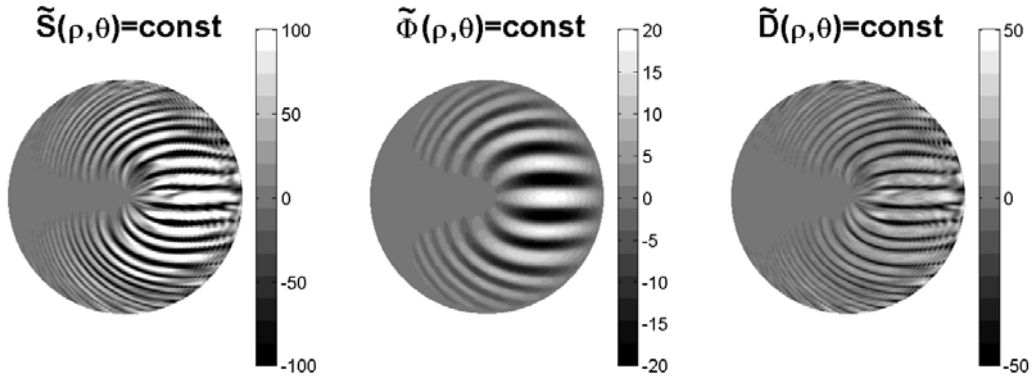


Рис. 1: Проекция уровней флуктуаций (в безразмерных единицах) энтропийной функции, потенциала и функции числа частиц на полоидальное сечение

вид этих флуктуаций на стадии развитой турбулентности в базовом режиме иллюстрирует рис. 1, на котором представлены уровни флуктуаций $\tilde{S}(t, \rho, \theta)$, $\tilde{\Phi}(t, \rho, \theta)$ и $\tilde{D}(t, \rho, \theta)$. Светлые тона соответствуют положительным значениям функций. Рис. 1 показывает, что вид флуктуаций весьма близок в тому, что получается при giroкинетическом моделировании [8, 9].

В разделе 2.2 приведены спектры флуктуаций основных величин на квазистационарной стадии развитой турбулентности (рис. 2). Данные спектры демонстрируют довольно универсальный степенной спад при достаточно больших тороидальных волновых числах. Такие спектры характерны для сильной двумерной турбулентности. Присутствие в спектрах доминирующих гармоник, отвечающих крупномасштабным вихревым структурам, указывает на то, что спектры формируются в присутствии как прямого, так и обратного каскадов.

В разделе 2.3 представлены результаты моделирования омических режимов установки T-10 с различными значениями коэффициента запаса

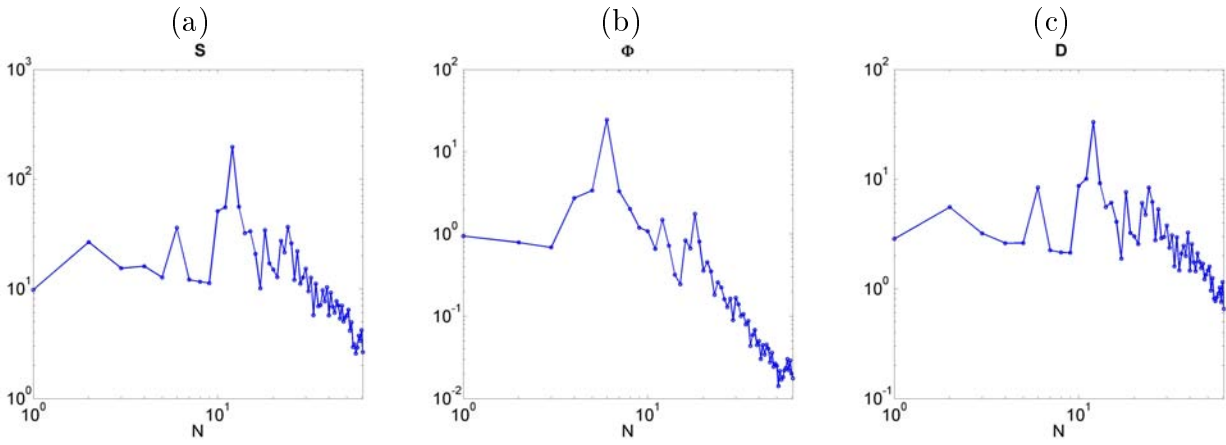


Рис. 2: Спектры энтропийной функции (а), потенциала (b) и функции числа частиц(с) по тороидальным волновым числам.

устойчивости q_L на границе.

Мотивацией для этих расчётов была работа [6], в соответствии с которой, а также с работами [7, 10], в которых обсуждаются результаты ряда других токамаков, профили давления в режимах с различными значениями q_L на границе плазмы, выраженные в терминах безразмерного малого радиуса $\hat{\rho} = r/\sqrt{I_P R/B}$, имеют довольно универсальный вид. Здесь I_P , R и B - полный ток в плазме, большой радиус и тороидальное магнитное поле, выраженные в амперах, сантиметрах и гауссах, соответственно. В работе [A5] были представлены результаты моделирования режимов с параметрами разрядов, приведенных в статье [6]. Были получены профили давления, которые в абсолютных единицах достаточно сильно различались (рис. 3а), в то время как нормированные профили давления (рис. 3б), как функции $\hat{\rho}$, имеют самосогласованный вид и демонстрируют достаточную близость как между собой, так и с результатами экспериментов, приведенных в работе [6].

В третьей главе обсуждаются переходные режимы, связанные с изменением ЭЦР нагрева [A1,A2,A4,A6]. Мотивацией для проведения данных расчётов являлось то, что данная модель позволяет описывать переходные режимы без введения дополнительных подгоночных параметров. Поэтому представляет интерес сравнение характерных времен и других характеристик переходных процессов в численном моделировании и эксперименте.

В разделе 3.1 приведены основные параметры и характеристики моделируемых переходных режимов. В качестве базового режима выбраны параметры импульса №33965 с относительно высокой плотностью плазмы

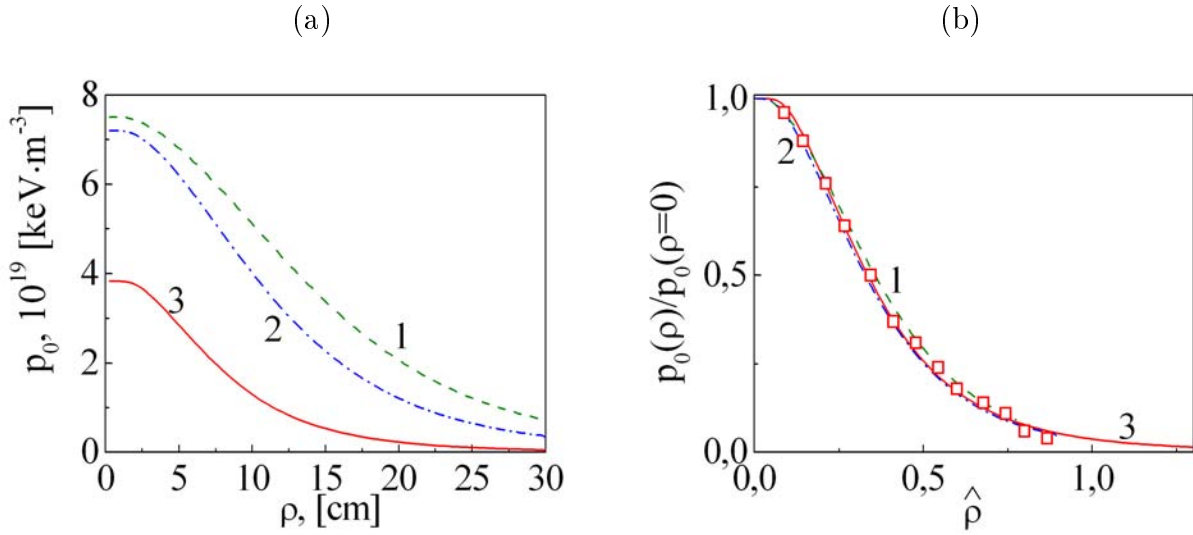


Рис. 3: Профили давления, в абсолютных единицах (а) и нормированные профили давления как функции $\hat{\rho}$ (б), полученные в моделировании омических режимов, соответствующих импульсам №33889($q_L = 3$) — 1, №39652($q_L = 4$) — 2 и №22888($q_L = 8,5$) — 3, на установке Т-10. Полые квадраты соответствуют результатам эксперимента, приведенным в работе [6]

$n_e = 6.23 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на установке Т-10.

В разделе 3.2 исследуется эволюция потоков тепла и уровней флуктуаций энтропийной функции и потенциала в режимах с включением ЭЦР нагрева, поэтапным уменьшением вводимой ЭЦР мощности и режиме с пространственным перераспределением ЭЦР мощности, в котором половина мощности нагрева в определенный момент переключалась из центра на периферию. Эволюция потоков тепла описывается в терминах фактора аномальности F_a , который определяется, как отношение полного потока тепла к неоклассическому потоку.

В первом режиме после начальной стадии расчётов, соответствующей омическому нагреву, моделировалось включение ЭЦР нагрева, на радиусе 6см с полушириной 2.5см. После этого включения, в расчётах наблюдалось достаточно быстрое ($\sim 200 - 300\text{мкс}$) увеличение тепловых потоков по всему радиусу плазменного шнура. При этом уровни амплитуд флуктуаций энтропийной функции и потенциала изменяются гораздо медленнее.

Моделирование режима с понижением вводимой ЭЦР мощности состояло из трёх стадий: первая стадия расчёта (0-11мс) была необходима для выхода уровней флуктуаций и потоков на квазистационарное состояние соответствующее режиму с ЭЦР нагревом, мощность которого вкладывалась на радиусе 6см, с характерной полушириной 2.5см; на второй стадии

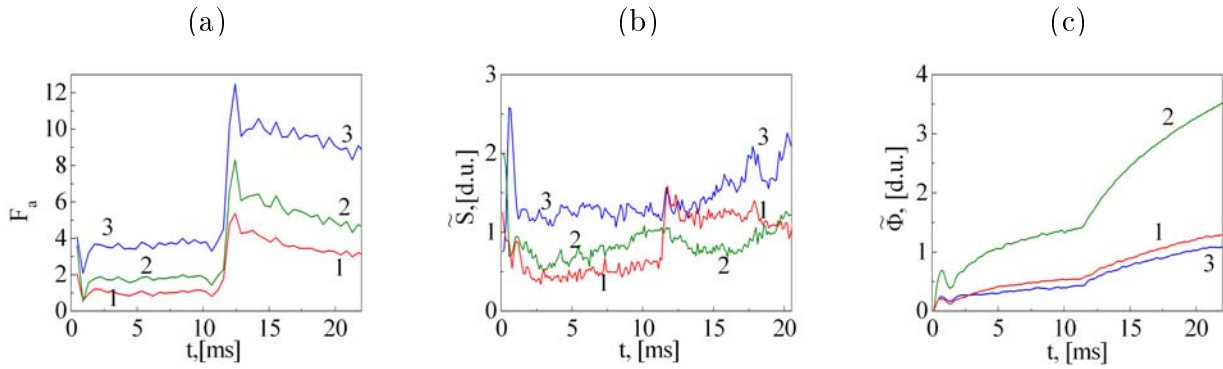


Рис. 4: Эволюция фактора аномальности (а), флуктуации энтропийной функции (б) и флуктуаций потенциала (с) в режиме с включением ЭЦР нагрева на различных радиусах: 1 — 6см, 2 — 15см, 3 — 27см.

(11-22мс) происходило быстрое понижение вводимой ЭЦР мощности в два раза; на последней стадии ЭЦР нагрев отключался. После каждого уменьшения вводимой мощности в этом расчёте наблюдалось быстрое снижение конвективных потоков тепла. При этом, после первого понижения вводимой мощности уровень флуктуаций потенциала практически не менялся (рис.5с), а уровень флуктуаций энтропийной функции, даже несколько возрастал (рис.5б). После выключения ЭЦР нагрева уровни флуктуаций потенциала и энтропийной функции начинали медленно снижаться.

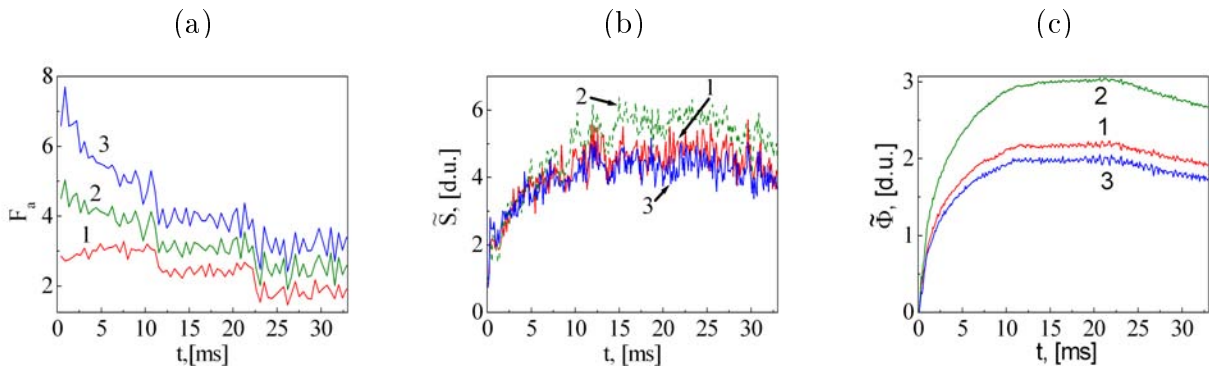


Рис. 5: Эволюция фактора аномальности(а), флуктуации энтропийной функции (б) и флуктуаций потенциала (с) в режиме с уменьшением вводимой ЭЦР мощности на различных радиусах: 1 — 6см, 2 — 15см, 3 — 27см.

Режим с изменением вводимой ЭЦР мощности моделировался в два этапа: первый этап (0-11мс) соответствовал выходу на квазистационарное состояние, которое описывает режим с поглощением ЭЦР мощности на радиусе 6см с полушириной области поглощения 2.5см; на втором этапе, половина мощности нагрева по-прежнему вводилась в районе 6см, а ввод второй половины мощности переключался на радиус 25см.

После перераспределения ЭЦР нагрева конвективные потоки тепла быстро уменьшались всюду в области $r < 25\text{см}$ (рис. 6а). При этом уровень флуктуаций потенциала уменьшался (рис. 6с), а уровень флуктуаций энтропийной функции даже несколько возрастал (рис. 6б), по сравнению с первым этапом данного расчёта. Следует добавить, что снижение потоков тепла в области $r < 25\text{см}$ после перераспределения ЭЦР нагрева качественно согласуется с экспериментами, которые проводились на установке ASDEX-Upgrade [11].

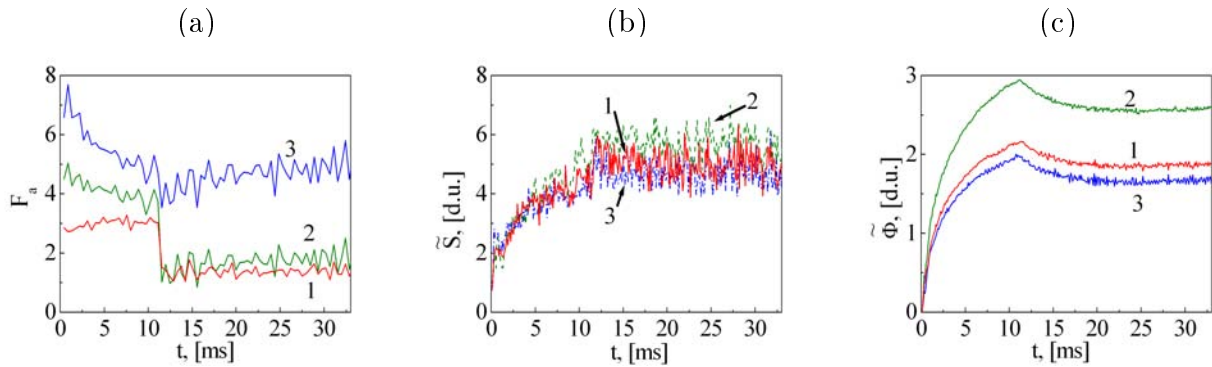


Рис. 6: Эволюция фактора аномальности (а), флуктуаций энтропийной функции (в безразмерных единицах) (б) и флуктуаций потенциала (в безразмерных единицах) (с) в режиме с пространственным перераспределением ЭЦР нагрева на различных радиусах: 1 — 6см, 2 — 15см, 3 — 27см.

В параграфе 3.3 исследуется поведение профилей давления в исследуемых переходных режимах. Как было показано в [A1], моделирование демонстрирует поддержание самосогласованных профилей и в этих режимах. Рис.7 иллюстрирует профили давления плазмы в различные моменты времени в режиме с включением ЭЦР нагрева.

После быстрого включения ЭЦР нагрева давление плазмы растёт, однако нормированный профиль давления остаётся практически неизменным. Подобное сохранение нормированного профиля давления наблюдалось в экспериментах на токамаках RTP и T-10 [6]. Из этого рисунка также видно, что полученный в результате моделирования профиль давления демонстрирует разумное согласие с профилем давления в импульсе №33965 на установке T-10, восстановленным кодом ASTRA.

В четвёртой главе диссертации приведены результаты моделирования профилей плотности в режимах с включением центрального ЭЦР нагрева [A3,A5,A8-A11]. Мотивацией для проведения этих расчётов послужил, так называемый, эффект "откачки плотности" (density pump-out), который

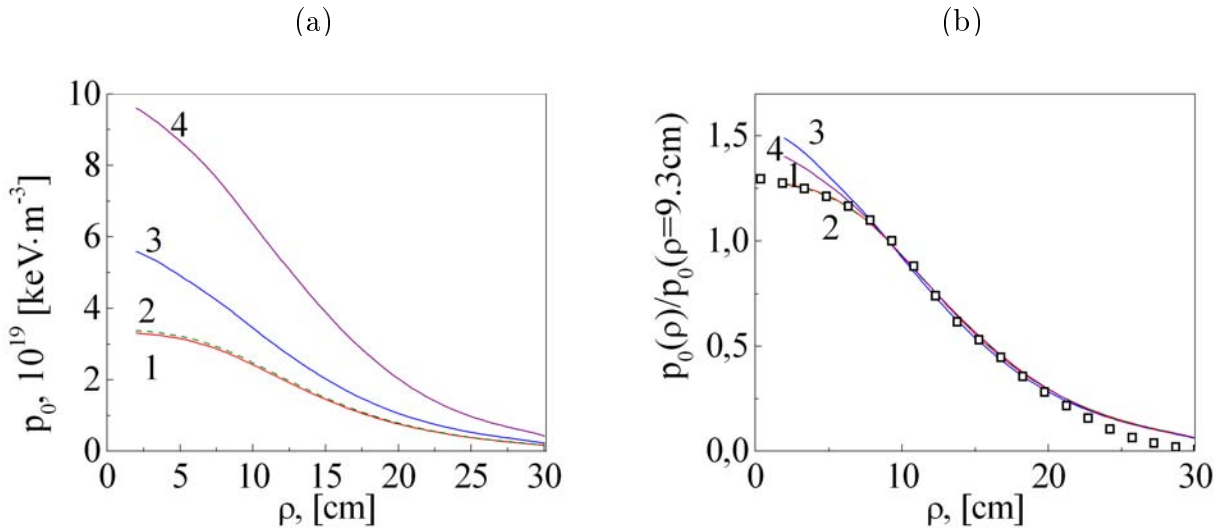


Рис. 7: Профили давления (а) и нормированные профили давления (б) в режиме с включением ЭЦР нагрева в моменты времени 1 — 4.4 мс, 2 — 8.8 мс, 3 — 13.2 мс, 4 — 22 мс, полыми квадратами нанесён нормированный профиль давления для импульса №33965 на установке Т-10, восставновленный кодом ASTRA

состоит в вытеснении плазмы из области ЭЦР нагрева и наиболее сильно проявляется при центральном ЭЦР нагреве в режимах с не очень высокой плотностью ($n_e \sim 2-4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$).

В разделе 4.1 обсуждается релаксация профилей плотности к состоянию турбулентного равнораспределения при начальных профилях сильно отклоняющихся от этого состояния, в режимах без источника частиц и потока частиц через внешнюю границу. Показано, что несмотря на достаточно сильные отклонения начальных профилей от этого состояния происходит достаточно быстрая ($\sim 250 \text{ мкс}$) релаксация к состоянию турбулентного равнораспределения.

В разделе 4.2 рассматривается ряд дополнительных факторов, способных повлиять на эволюцию профилей плотности при включении ЭЦР нагрева. На рис.8 представлены профили температуры и плотности в режиме с включением центрального ЭЦР нагрева при одновременном увеличении напуска нейтрального газа. Профили плотности в центре становятся при этом немного немонотонными. Однако следует отметить, что полученные изменения профилей плотности существенно слабее, чем наблюдаемые в экспериментах.

Раздел 4.3 посвящён эволюции профилей плотности в режимах с небольшими отклонениями профиля $q(\rho)$ (до 3%) от монотонности внутри поверхности $q = 1$. В этом разделе показано, что при небольшом изменении

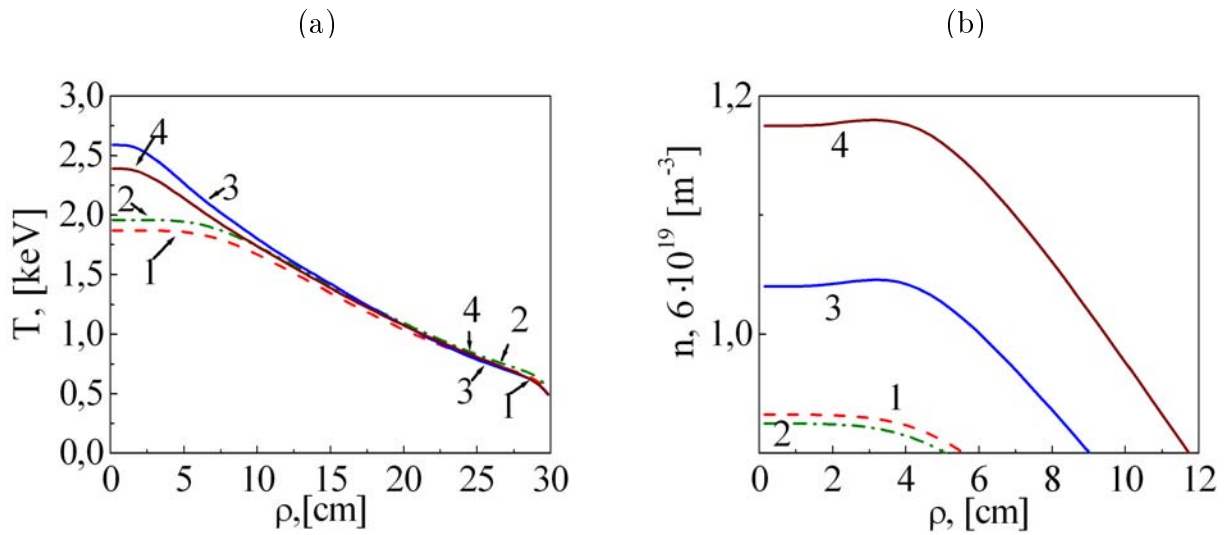


Рис. 8: Профили температуры (а) и плотности (б) в режиме с включением ЭЦР нагрева и напуском газа, в моменты времени 1 — 4.4мс, 2—8.8мс, 3 — 12.21мс, 4 — 13.32мс

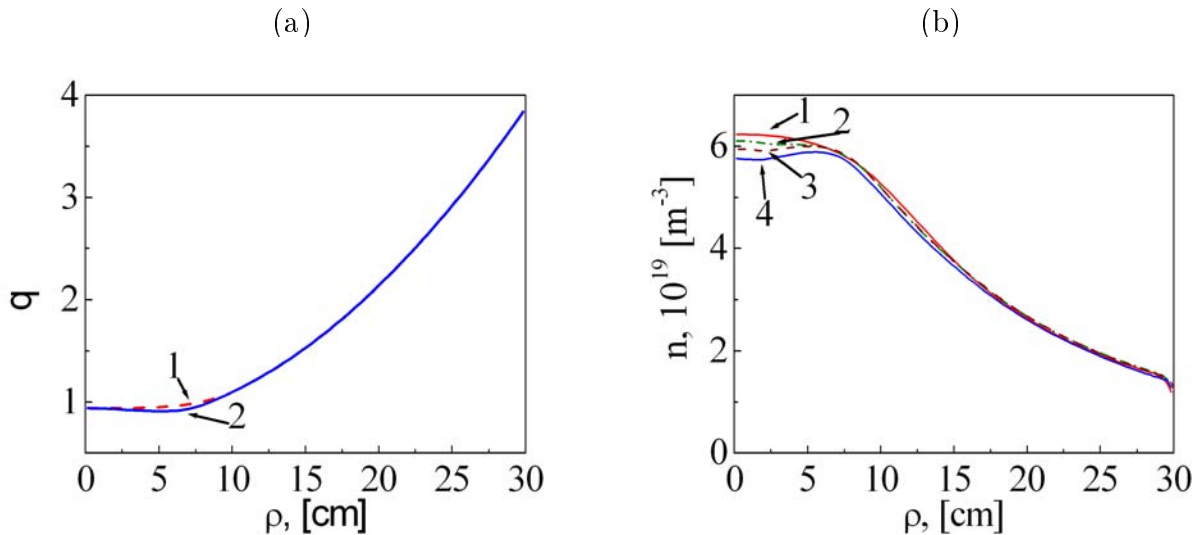


Рис. 9: (а)— начальный(1) и конечный(2) профили q . (б) — профили плотности в различные моменты времени: 1 — 9.9мс, 2 — 13.3мс, 3 — 22.2мс, 4 — 38.9мс

профиля q , которое начинается в момент включения ЭЦР нагрева и происходит с характерным временем $\tau_q = 11$ мс, профиль плотности становится немонотонным вблизи магнитной оси. При этом относительное изменение профиля плотности оказывается порядка 8%, т.е. превышает относительную глубину минимума конечного профиля q (рис.9).

В заключении приведены основные выводы и результаты работы.

1. Предложенная полуэмпирическая модель турбулентной конвекции плазмы и созданный на её основе модифицированный код CONTRA-C позволяют достаточно эффективно рассчитывать эволюцию турбулентных флуктуаций и потоков тепла и частиц, как для квазистационарных, так и

для переходных режимов в токамаках с большим аспектным отношением и почти круглым сечением плазмы.

2. Несмотря на простоту предложенной модели, полученные результаты демонстрируют довольно хорошее качественное и количественное согласие с рядом экспериментов на токамаке T-10. В частности, получены разумные значения для средних по поверхности конвективных потоков тепла и частиц, а также характерного времени быстрых нелокальных изменений потоков при быстрых изменениях условий нагрева плазмы.

3. Продемонстрировано поддержание самосогласованных профилей давления, близких к наблюдаемым в экспериментах на токамаке T-10, как в квазистационарных, так и в переходных режимах.

4. Показано, что нормированные профили давления в режимах с различными значениями q_L на границе плазмы, выраженные в терминах безразмерного малого радиуса $\hat{\rho} = r/\sqrt{I_P R/B}$, имеют довольно универсальный самосогласованный вид и демонстрируют достаточную близость как между собой, так и с результатами экспериментов, приведенных в работе [6].

5. Проведено моделирование эволюции профилей плотности в режимах с включением центрального ЭЦР нагрева и учётом дополнительных факторов, способных привести к отклонению профиля плотности от турбулентно-релаксированного, таких, как дополнительный напуск газа и появление небольшой немонотонности профиля $q(\rho)$. Показано, что профили плотности в центре становятся при этом немного немонотонными, однако, полученные изменения профилей плотности оказываются существенно слабее, чем наблюдаемый в экспериментах эффект "откачки плотности".

Список цитируемой литературы

- [1] В.П. Пастухов, Н.В. Чудин// Физика плазмы. - 2001. - т.27. - с.963.
- [2] В.П. Пастухов, Н.В. Чудин// Письма в ЖЭТФ.- 2005. - т. 82. - с.395.
- [3] В.П. Пастухов// Физика плазмы. - 2005. - т.31. - с.628.
- [4] V.P. Pastukhov, N.V.Chudin// Transactions of Fusion Science and Technologies. - 2007. - vol.51. - p.34.

- [5] V.P. Pastukhov, N.V. Chudin// Transactions of Fusion Science and Technologies. - 2011. - vol.59. - p.84.
- [6] K.A. Razumova, et al. //Plasma Phys. Control. Fusion. - 2006. - vol.48. - 1373.
- [7] K.A. Razumova, et al. //Plasma Phys. Control. Fusion. - 2008. - vol.50. - 105004.
- [8] Y. Sarazin, et al. // Nucl. Fusion. - 2010. - vol.50. - 054004.
- [9] S. Saarelma et al.// Plasma Phys. Control Fusion. - 2012. - vol.54. - 085012.
- [10] K.A. Razumova, et al. //Nucl. Fusion. - 2009. - vol.49. - 065011.
- [11] F. Ryter, G. Tardini, F. De Luca, et al.// Nucl. Fusion. - 2003. - vol.43. - 1396.

Публикации по теме диссертации

- [A1] Д.В. Смирнов, "Моделирование турбулентных транспортных процессов в токамаке при быстрых изменениях вводимой ЭЦР мощности"// Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез. - 2011. - вып.2. - с.76-82.
- [A2] V.P. Pastukhov, N.V. Chudin and D.V. Smirnov, "Effective fluid model of turbulent dynamics and transport in tokamak core plasmas"// Plasma Phys. Control. Fusion. - vol.53. - 2011. - 054015.
- [A3] Д.В. Смирнов, "Моделирование эволюции профилей плотности при включении центрального ЭЦР-нагрева в токамаке"//Вопросы атомной науки и техники,сер. Термоядерный синтез.-2012.-вып.3.-с.69-74.
- [A4] V.P. Pastukhov, N.V. Chudin, D.V. Smirnov, Evolution of density and temperature profiles in turbulent tokamak core plasmas after ECR swithing-on// 2011 Proc. 38 EPS conf. on Plasma Physics (Strasbourg, France, 2011). - vol.35G(ECA). - P-4.136. - <http://ocs.ciemat.es/EPS2011PAP/pdf/P4.136.pdf>
- [A5] V.P. Pastukhov, D.V. Smirnov, Influence of $q(r)$ -profile and ECR heating on pressure and density profiles in simulations of tokamak core plasma turbulence// 2012 Proc. 39 EPS conf & 16th Int. Congress on Plasma(Stockholm, Sweden, 2012). - vol.36F(ECA) Physics. - P4.065. - <http://ocs.ciemat.es/epsicpp2012pap/pdf/P4.065.pdf>

- [A6] Д.В. Смирнов, "Моделирование турбулентных транспортных процессов в токамаке при быстрых изменениях вводимой ЭЦР мощности"// VIII Курчатовская молодёжная научная школа, Москва, 22-25 ноября, 2010г., Сборник аннотаций работ. - с.168.
- [A7] Д.В. Смирнов, "Моделирование турбулентных транспортных процессов в цилиндрической модели токамака при быстрых изменениях вводимой ЭЦР мощности"// XXXVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 14-18 февраля, 2011г., Тезисы докладов. - с.112. - <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXVIII/Mu/ru/CM-Smirnov.doc>
- [A8] Д.В. Смирнов, "Моделирование эволюции профилей плотности плазмы в токамаке при включении центрального ЭЦР нагрева"// IX Курчатовская молодёжная школа, Москва, 22-25 ноября, 2011г., Сборник аннотаций работ (дополнение). - с.7.
- [A9] В.П. Пастухов, Д.В. Смирнов, "Моделирование эволюции профилей плотности в токамаке при включении центрального ЭЦР нагрева"// XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 6-10 февраля, 2013г. Тезисы докладов. - <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXIX/Mu/ru/VL-Smirnov.doc>
- [A10] Д.В. Смирнов, "О самосогласованности профилей давления в моделировании турбулентной конвекции в токамаке с различными значениями q на границе"// X Курчатовская молодёжная научная школа, Москва, 23-26 октября, 2012г., Сборник аннотаций работ. - с.177.
- [A11] В.П. Пастухов, Д.В. Смирнов, "Формирование профилей давления и плотности плазмы в центральной области токамака при моделировании турбулентности в режимах с различными профилями $q(r)$ и ЭЦР нагревом"// XL Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 11-15 февраля, 2013г. Тезисы докладов. - с.44. - <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XL/Mu/ru/BY-Smirnov.doc>