

На правах рукописи
УДК 533.951

Сениченков Илья Юрьевич

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЕЛЛЕТОВ
И СВЕРХЗВУКОВЫХ ГАЗОВЫХ СТРУЙ С ПЛАЗМОЙ
ТОКАМАКА

(Специальность 01.04.08 – физика плазмы)

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2006

Работа выполнена в Санкт-Петербургском Государственном Политехническом Университете

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор
Рожанский В.А.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
Гусаков Е.З.
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

кандидат технических наук,
Лукаш В.Э.
ИЯС РНЦ «Курчатовский институт»

Ведущая организация – Санкт-Петербургский Государственный Университет.

Защита состоится „15“ марта 2007 года в „14:00“ на заседании диссертационного совета Д 002.205.03 Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН

Автореферат разослан „08“ февраля 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

Орбели А.Л.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации

В настоящее время в качестве основного способа ввода топлива в будущий термоядерный реактор рассматривается инжекция пеллетов. Ее важнейшими характеристиками являются скорость испарения и глубина проникновения.

Вплоть до сегодняшнего дня для расчетов скорости испарения повсеместно используется Модель Нейтрального Экранирования. В ее основе лежит предположение, что скорость испарения определяется экранирующими свойствами сферически симметричного нейтрального газа, образующегося в результате испарения пеллета. Такой подход неплохо описывает скорость испарения в большом числе экспериментов на разных токамаках, и поэтому используется при проектировании инжектора для ИТЭР. Однако эта модель внутренне противоречива, поскольку в ней совершенно игнорируется образующееся при ионизации нейтрального газа плазменное облако, вклад которого в экранирование, по оценкам многих исследователей, должен быть определяющим. Поэтому степень обоснованности существующих формул для скорости испарения оставалась неясной. На основе модели нейтрального экранирования в принципе невозможно объяснить наблюдаемую во всех экспериментах сигарообразную форму светящегося облака. В силу вышесказанного, аналитическое рассмотрение и численное моделирование испарения пеллета с учетом всех определяющих его физических процессов, и получение на основе такого анализа формул для скорости испарения является актуальной задачей.

Согласно современным представлениям, профили плотности и температуры в токамаке после инжекции пеллета определяются не только скоростью испарения, но и быстрым сдвигом испарившегося вещества в сторону внешнего обвода. Такой сдвиг как следствие вертикальной поляризации и дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях был вначале предсказан теоретически, а потом обнаружен экспериментально на различных токамаках. Однако количественное описание перераспределения вещества в токамаке после инжекции пеллета отсутствовало, в частности, величина смещения оставалась неизвестной. Это значит, что рассчитать или предсказать плотность и температуру в плазме токамака после инжекции пеллета было невозможно. Поэтому выяснение физических причин формирования электрического поля и нахождение величины смещения вещества в токамаке является актуальной задачей. Важным для работы будущего реактора является самосогласованный расчет скорости испарения пеллета, нагрева и дрейфа окружающего пеллет облака, что определяет профили плотности и температуры в реакторе после инжекции пеллета и значение эффективности ввода топлива.

Инжекция сверхзвуковых газовых струй рассматривается сегодня как альтернативный пеллетам способ доставки вещества в центральные области разряда. Перспек-

тивным выглядит применение струй для управляемого выключения разряда, ведутся эксперименты по вводу топлива с помощью газовых струй. Однако физика проникновения струи в токамак до сих пор не была изучена, и поэтому не было ясно, можно ли применять эту методику в реакторе ИТЭР. Поскольку существует аналогия между струей и пеллетным облаком – и то, и другое представляет собой плотное и холодное облако газа или плазмы, помещенное в токамак – в диссертации решена актуальная задача создания модели проникновения сверхзвуковой газовой струи в токамак с использованием указанной аналогии.

Цели работы

Анализ физических механизмов, определяющих испарение пеллета, перераспределение испарившегося вещества в токамаке, и проникновения в токамак сверхзвуковых газовых струй. Создание численных кодов для моделирования взаимодействия пеллетов и сверхзвуковых газовых струй с плазмой токамака.

Новизна работы

Впервые путем аналитического анализа и численного расчета скорости испарения пеллета выяснена относительная роль нейтрального и плазменного экранирования пеллета. Показано, что скейлинг скорости испарения Международной Базы Данных Испарения Пеллетов дает те же результаты, что аналитическая оценка и численный расчет с учетом плазменного экранирования; выяснена причина такого совпадения.

Впервые проведено исследование электрических полей и токов в плазменном облаке, определяющих скорость дрейфа и величину смещения испарившегося материала, с учетом фоновой плазмы и вращательного преобразования магнитного поля в токамаке.

Впервые показано, что изначально равноускоренный дрейф облака сменяется равномерным движением, а затем происходит полная остановка облака, что, в согласии с экспериментом, дает конечную величину смещения. Создан численный код LLPD, позволяющий самосогласованно рассчитывать скорость испарения пеллета и эволюцию облака и предсказать смещение испарившегося вещества в сторону внешнего обвода и эффективность ввода топлива. Показано, что дрейф в скрещенных полях играет определяющую роль в формировании параметров облака, таких как значения плотности и температуры, размеры светящейся сигары и т.п., и определяет профили плотности и температуры в токамаке после инъекции пеллета и эффективность ввода топлива. Впервые рассчитана обусловленная дрейфом асимметрия экранирования пеллета и его реактивное ускорение в направлении внешнего обвода.

Впервые предложена модель проникновения сверхзвуковых газовых струй в токамак. Показано, что проникновение струи в токамак определяется дрейфом в скрещенных полях, а ее торможение – протеканием токов по струе поперек магнитного поля.

Выполнено сравнение результатов моделирования с экспериментами по инъекции водородных, дейтериевых и аргоновых струй на токамаках Глобус-М, ASDEX-Upgrade, Tore Supra и DIII-D.

Достоверность научных результатов

Достоверность научных результатов подтверждается использованием адекватных математических методов. Результаты моделирования (как для пеллетов, так и для сверхзвуковых газовых струй) сравнивались с упрощенными аналитическими моделями, расчетами других авторов и результатами экспериментов, в т.ч. и с экспериментальными скейлингами.

Практическая значимость работы

Созданный численный код LLPD позволяет рассчитывать скорость испарения пеллета и смещение испарившегося материала в экспериментах на современных токамаках и может быть использован при проектировании международного реактора ИТЭР.

Модель дрейфа испарившегося материала и формула для величины смещения используется при анализе экспериментов по пеллет-инъекции на токамаках ASDEX-Upgrade, JET, MAST и строящемся стеллараторе W7-X.

Впервые получено выражение для реактивного ускорения пеллета, позволяющее рассчитывать его траекторию в токамаке.

Созданная впервые модель проникновения сверхзвуковой газовой струи в токамак позволила объяснить проведенные эксперименты по инъекции таких струй в широком диапазоне параметров на различных токамаках. Эта модель используется при расчете параметров инжектируемой струи, необходимой для ее проникновения в токамак-реактор ИТЭР.

Положения, выносимые на защиту

1. Результаты численного моделирования скорости испарения пеллетов. Аналитическое и численное исследование относительной роли нейтрального и плазменного экранирования. Обоснование скейлинга Международной Базы Данных Испарения Пеллетов. Результаты расчетов испарения дейтериевых пеллетов на токамаке ASDEX-Upgrade и углеродных пеллетов стеллараторе W7-AS.

2. Модель формирования электрического поля в окружающем пеллет облаке и дрейфа облака в скрещенных полях в направлении внешнего обвода с учетом фоновой плазмы и вращательного преобразования в токамаке. Аналитическое выражение для обусловленного дрейфом смещения испарившегося материала. Механизм реактивного ускорения пеллета в направлении внешнего обвода.

3. Численный код для самосогласованного расчета эволюции испарившегося материала, охлаждения фоновой плазмы и эффективности ввода топлива. Результаты расчетов для токамака ASDEX-Upgrade.

4. Модель проникновения сверхзвуковой газовой струи в токамак. Результаты расчетов для параметров современных токамаков (ASDEX-Upgrade, Tore Supra, DIII-D, Глобус-М) и реактора ИТЭР.

Апробация работы

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, были получены в период с 2000 по 2006 гг. и изложены в 17 печатных работах.

Результаты работы были представлены на международных конференциях: EPS Conference on Control. Fusion and Plasma Physics (28th, Madeira, 2001; 29th, Montreaux, 2002; 30th, St. Petersburg, 2003; 31st, London, 2004; 33rd, Roma, 2006), на 2 Всероссийских Звенигородских конференциях по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2002, 2005), на 16th International Conference on Plasma Surface Interaction in Controlled Fusion Devices, Portland Main, U.S.A. 2004, на Венгерском Семинаре по физике плазмы и технологиям термоядерного синтеза, на 3 Итоговых семинарах по физике и астрономии по результатам конкурса грантов 2001, 2003, 2006 гг. (Санкт-Петербург, 2002, 2004, 2006), на семинарах кафедры физики плазмы Санкт-Петербургского Государственного Политехнического университета, на семинарах лаборатории высокотемпературной плазмы ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, на семинарах в Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany и в Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Teilinstitut Greifswald, Greifswald, Germany, на семинаре в KFKI-Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Budapest, Hungary.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** указывается положение решаемых в диссертации задач в рамках проблемы осуществления управляемого термоядерного синтеза (УТС) и физики плазмы. Дается краткий обзор существующих экспериментальных результатов и теоретических моделей. Обосновывается актуальность работы, формулируются цели, показывается новизна работы, приводятся положения, выносимые на защиту.

Глава 1 представляет собой обзор литературы. В ней говорится о применении пеллетов в УТС, приводятся основные экспериментальные результаты наблюдения пеллет-инжекции, дается обзор существовавших моделей испарения пеллетов и их недостатков, в отдельный раздел вынесен обзор работ, посвященных дрейфу испарившегося вещества в направлении внешнего обвода. В разделе 1.5 дается обзор экспериментов по инжекции сверхзвуковых газовых струй в токамак.

Водородные (дейтериевые) пеллеты применяют для исследования возможности ввода топлива и управления профилем плотности в термоядерном реакторе. Примесные пеллеты используют в основном для диагностики плазмы, а также с целью управляемого выключения разряда за счет переизлучения запасенной в плазме тепловой энергии на атомах и ионах инжектированной примеси («киллер-пеллеты»).

Эксперименты по инъекции водородных пеллетов проводятся и проводились на многих токамаках мира. По результатам этих экспериментов создана Международная База Данных Испарения Пеллетов (МБДИП) [1]. Для расчета скорости испарения пеллетов сегодня широко используется Модель Нейтрального Экранирования (МНЭ) [2, 3, 4], в основе которой лежит предположение о том, что скорость испарения определяется экранирующими свойствами окружающего пеллет сферического облака нейтрального газа. МНЭ дает следующую зависимость скорости испарения от параметров плазмы и пеллета [2]

$$\dot{N}[\text{с}^{-1}] = 1.12 \cdot 10^{16} \cdot (T_{bg}[\text{эВ}])^{1.64} \cdot (n_{bg}[\text{см}^{-3}])^{1/3} \cdot (r_p[\text{см}])^{4/3} \cdot (m_i[\text{a.e.m.}])^{-1/3}, \quad (1)$$

которая удовлетворительно описывает эксперименты из МБДИП и другие эксперименты; m_i – масса атома (иона) материала пеллета, r_p – эквивалентный радиус пеллета.

Мгновенные фотографии пеллета и окружающего его облака показывают, что светящееся облако имеет форму сигары, вытянутой вдоль магнитного поля (рис. 1), с характерными продольными и поперечными размерами (10-15) см и (1-2) см соответственно. Такую форму облака можно объяснить тем, что образующаяся в результате ионизации нейтрального газа частично-ионизованная плазма может разлетаться только вдоль, а не поперек, магнитного поля, причем, как показывают оценки [5], вклад этой вторичной плазмы в экранирование превосходит вклад нейтрального облака. Поэтому применимость МНЭ, в которой плазменное облако не рассматривается вовсе, и которая поэтому не может объяснить наблюдаемую форму облака, выглядела необоснованной. Несмотря на многочисленные попытки [3, 4, 5, 6, 7, 8] учесть в модели испарения плазменное облако, магнитное поле, двумерный характер разлета, атомные процессы и другие явления, вопрос об обоснованности применения МНЭ оставался открытым. Задача разобраться в этом вопросе и обосновать применение МНЭ входит в цели диссертационной работы.

Важным явлением, определяющим величину плазменного экранирования, и не рассмотренным ни в одной из указанных выше моделей, является вертикальная поляризация плазменного облака в неоднородном магнитном поле и дрейф в скрещенных электрическом и магнитном полях в направлении внешнего обвода [9]. Этот дрейф приводит к ускорению облака порядка $10^8 - 10^9$ м/с², вследствие чего вещество должно значительно смещаться за время испарения пеллета. Такое смещение наблюдалось

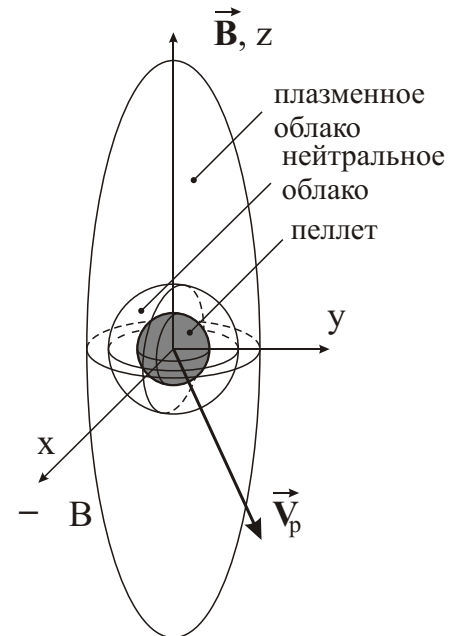


Рис. 1: Схематическое изображение структуры облака, окружающего пеллет.

на токамаках ASDEX-Upgrade, JET и DIII-D [10, 11, 12]; было показано, что при инжекции пеллета с внутренней стороны тора эффективность ввода топлива возрастает по сравнению с инжекцией с внешней стороны [13], что согласуется с картиной дрейфа. Позднее Мюллер [14] на токамаке ASDEX-Upgrade зарегистрировал дрейф пеллетного облака и измерил его параметры ($n = (1.3 - 5.3) \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и $T = (1.5 - 4.5) \text{ эВ}$ вблизи пеллета и $n = (1 - 2) \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и $T = (20 - 25) \text{ эВ}$ на расстояниях порядка 10 см в сторону внешнего обвода), ускорение ($5 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^9 \text{ м/с}^2$) и скорость дрейфа ($(0.5 - 2.0) \cdot 10^4 \text{ м/с}$). В этом же эксперименте впервые было обнаружено ускорение самого пеллета в направлении внешнего обвода порядка $(1 - 5) \cdot 10^5 \text{ м/с}^2$; этот результат был подтвержден в последующих экспериментах [15]. Однако оставалось неясным, как равноускоренное дрейфовое движение согласуется с конечной величиной смещения, и как можно вычислить это смещение и предсказать эффективность ввода топлива. Неясной была и причина ускорения пеллета.

По указанным причинам не существовало самосогласованного расчета скорости испарения пеллета и эволюции окружающего пеллет облака с учетом дрейфа, т.е. такого расчета, который позволил бы вычислить плотность и температуру в токамаке после инжекции пеллета и эффективность ввода топлива. Анализ физических механизмов, определяющих электрическое поле в облаке и скорость дрейфа, и создание численного кода для проведения таких расчетов является основной целью диссертационной работы.

При инжекции крупных пеллетов, вносящих в токамак значительное возмущение, возможно развитие МГД-неустойчивостей [16, 17] – при этом перераспределение испарившегося вещества, по-видимому, связано с формированием магнитных островов и перезамыканием.

Последний раздел обзора литературы посвящен результатам экспериментов по инжекции сверхзвуковых газовых струй – альтернативному пеллетам способу доставки вещества в токамак. На токамаках DIII-D [18, 19] и Alcator C-Mod [20] ведутся успешные эксперименты по управляемому гашению разряда с помощью примесных газовых струй (альтернатива «киллер-пеллетам»). На Tore Supra [21] и Глобус-М [22] исследуется возможность ввода топлива с помощью таких струй, на ASDEX-Upgrade струями пробовали управлять профилем плотности в пристеночной плазме для управления развитием неустойчивостей типа ELM [23]. Однако не были ясны физические механизмы, определяющие проникновение сверхзвуковой газовой струи в токамак, и не было ясно, возможно ли применение этой технологии в реакторе ИТЭР. В диссертации указано, что газовая струя, как и пеллетное облако, представляет собой облако плотной и холодной плазмы, помещенное в токамак, и поэтому ее эволюция должна определяться теми же физическими процессами, что и эволюция пеллетного облака. Сформулирована третья цель работы – используя указанную аналогию, построить

модель проникновения сверхзвуковой газовой струи в токамак.

Глава 2 посвящена численному моделированию испарения дейтериевых пеллетов и получению аналитических зависимостей (скейлингов) скорости испарения и параметров облака от плотности и температуры фоновой плазмы и размеров пеллета. В разделе 2.1. описан численный код LLP, созданный в Германии [7] с участием сотрудников кафедры физики плазмы СПбГПУ, в котором реализована наиболее полная на тот момент самосогласованная модель испарения пеллета и динамики окружающего пеллет облака. Модель включает в себя разлет нейтрального газа, его ионизацию и излучение, разлет образовавшейся вторичной плазмы, взаимодействие с магнитным полем токамака и нагрев облака за счет торможения электронов фоновой плазмы, вычисляемого с учетом самосогласованных продольных электрических полей. Однако модель не учитывает дрейфа плазмы в направлении внешнего обвода.

В разделе 2.2 приведены результаты расчетов испарения водородных пеллетов, инжектированных под различными полоидальными углами в токамак ASDEX-Upgrade с помощью кода LLP. Показано, что код LLP, в котором не учитывается дрейф ионизованной части облака в направлении внешнего обвода, может удовлетворительно описывать скорость испарения и глубину проникновения пеллетов независимо от угла инъекции. Это неявно указывает на то, что влияние дрейфа на скорость испарения незначительно.

В разделе 2.3 с помощью расчетов численным кодом LLP получен скейлинг скорости испарения

$$\dot{N}[10^{24} \text{ с}^{-1}] = 0.59 \cdot (T_{bg}[\text{кэВ}])^{1.64} \cdot (n_{bg}[10^{19} \text{ см}^{-3}])^{0.375} \cdot (r_p[\text{мм}])^{1.32} \cdot (V_p[\text{км/с}])^{0.175}, \quad (2)$$

где V_p – скорость пеллета. Этот скейлинг дает близкие результаты со скейлингом Паркса [2] и скейлингами НПМИ [8] и МБДИП [1], что представляется удивительным, поскольку в МНЭ плазменное облако вообще не рассматривается, а в коде LLP оно описано достаточно аккуратно.

Для объяснения этого результата в разделе 2.5 проведено аналитическое рассмотрение нейтральной и плазменной частей окружающего пеллет облака. Скейлинг (1) получается из сохранения частиц, баланса энергии в нейтральном облаке и условия, что длина пробега горячих электронов совпадает с характерным размером облака, который в силу сферически симметричного разлета нейтралей по порядку величины равен размеру пеллета (см. также работу [4]). Плазменное же экранирование можно учесть, эффективно уменьшив поток электронов, достигающих нейтрального облака, который пропорционален плотности фоновой плазмы. Рассмотрение двух предельных случаев преобладания либо нейтрального, либо плазменного экранирования показало, что получаются похожие скейлинги скорости испарения. Это объясняется,

во-первых, слабой зависимостью скорости испарения от плотности фоновой плазмы; и во-вторых, требованием, основанным на малости энергии сублимации водорода, чтобы до пеллета долетала только пренебрежимо малая доля самых горячих электронов фоновой плазмы, которые и обеспечивали бы испарение.

В параграфе 2.5.4 объяснен физический механизм ускорения пеллета в сторону внешнего обвода – это асимметрия экранирования, вызванная дрейфом, приводящая к неравномерному испарению с разных сторон пеллета и возникновению реактивной силы. С помощью результатов раздела 2.5 удалось получить аналитические выражения для реактивного ускорения, значения которого совпали с экспериментальными.

Раздел 2.6 посвящен моделированию испарения углеродных пеллетов кодом LLP. Показано, что длины ионизации определяются процессами в облаке, а не ионизацией фоновыми электронами, и для расчета длин ионизации важными оказываются эффекты оптической непрозрачности.

В **главе 3** выполнено исследование формирования и ослабления электрического поля, определяющего скорость дрейфа испарившегося вещества в направлении внешнего обвода. При анализе впервые учтены токи, протекающие по фоновой плазме, и вращательное преобразование магнитного поля.

В разделе 3.1 указано, что в плазме токамака возбуждается Альфвеновская волна, в результате чего в ней могут протекать поперечные токи, и с точки зрения облака она является средой с конечным сопротивлением. Из баланса токов с учетом Альфвеновской проводимости

$$\frac{m_i(N_i + N_a)}{B^2} \frac{dE_y}{dt} = -2\Sigma_A E_y + \frac{2N_i(T_e + T_i)}{BR}. \quad (3)$$

и уравнения неразрывности получено, что рост электрического поля и, соответственно, скорости дрейфа, ограничен. В уравнении (3) R – большой радиус токамака, B – индукция магнитного поля, $\Sigma_A = \sqrt{m_{ibg}n_{bg}/\mu_0}/B$, m_{ibg} – масса ионов фоновой плазмы, $N_{i,a} = \int n_{i,a} dz$ – интеграл от плотности ионов и атомов в облаке вдоль магнитного поля, $T_{e,i}$ – температуры ионов и электронов в облаке. Получено выражение для максимальной скорости дрейфа

$$V_D = c_s \sqrt{\frac{\dot{N}m_i}{BRr_\perp}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\pi n_{bg}m_{ibg}}} \quad (4)$$

где c_s – скорость звука в облаке, r_\perp – размер облака в вертикальном направлении.

Далее показано, что из-за вращательного преобразования магнитного поля при расширении облака вдоль магнитного поля до характерной длины $L_c = \pi qR$ (q – запас устойчивости) в самом облаке возникает дополнительный контур тока, в результате чего интегральный вертикальный ток, вызванный дрейфом ведущих центров в неоднородном магнитном поле, существенно уменьшается. Это приводит к тому, что

дрейфующее вещество останавливается за времена порядка L_c/c_s . В результате для оценки смещения получается

$$\Delta x = (\pi q)^{(3/4)} \cdot \sqrt{\frac{\dot{N}m_i}{B}} \sqrt{\frac{\mu_0 R c_s}{4\pi D n_{bg} m_{ibg}}}. \quad (5)$$

В выражение для скорости дрейфа V_D вместо r_\perp подставлялась диффузионная длина $l_D = \sqrt{4\pi D t}$ с аномальным коэффициентом диффузии D .

В разделе 3.2 представлены результаты численного моделирования двумерного движения ионизованной части облака в неоднородном магнитном поле с учетом вязкости и Альфвеновской проводимости. Численный расчет показал, что фронт облака действительно движется со скоростью V_D (4), т.е. Альфвеновская проводимость действительно приводит к смене равноускоренного дрейфового движения равномерным. Влияние диссипативных эффектов (вязкости) оказалось незначительным. Таким образом, показано, что простой баланс токов (3) может хорошо описать динамику облака.

В разделе 3.3 уравнение баланса токов (3) написано в векторной форме, так чтобы его можно было применять в системах со сложной геометрией магнитных поверхностей, например, в стеллараторе. Показано, что могут существовать такие сечения, в которых дрейф будет направлен внутрь, а не наружу, т.е. при инжекции с внешней стороны можно ожидать высокой эффективности ввода топлива.

В разделе 3.4 проведен анализ полученных в разделе 3.1 и 3.2 результатов и их сравнение с экспериментом. Указано, что выражение (5) дает завышенную величину смещения, поскольку, во-первых, выражение дает верхнюю оценку для интеграла от скорости дрейфа по времени; и во-вторых, Δx – это на самом деле смещение фронта дрейфующего облака, а большая часть вещества смещается от места испарения на меньшие расстояния. Кроме того, написанное выражение для Δx – это результат оценки, а для точного расчета необходимо решать трехмерную задачу о распределении потенциала и токов в облаке с учетом вращательного преобразования. Поэтому в выражение для Δx должен входить некоторый численный коэффициент. Если вместо $L_c = \pi q R$ взять $L_c = R$, то смещение

$$\Delta x = \sqrt{\frac{\dot{N}m_i}{B}} \sqrt{\frac{\mu_0 R c_s}{4\pi D n_{bg} m_{ibg}}}. \quad (6)$$

совпадёт с данными измерений на ASDEX-Upgrade и DIII-D с точностью до 20%. При параметрах реактора ИТЭР выражение (6) дает $\Delta x \approx 2$ м, т.е. величину порядка малого радиуса.

В **главе 4** представлены результаты моделирования скорости испарения водородных пеллетов и эволюции облака с помощью созданного численного кода LLPD.

В разделе 4.1 описан новый код LLPD. В нем испарившееся вещество не «приклеивается» к силовым линиям магнитного поля (как в других моделях), а дрейфует в скрещенных полях в направлении внешнего обвода. Скорость дрейфа определяется из уравнения баланса токов (3), в которое подставляются рассчитываемые параметры облака. С помощью кода LLPD впервые стало возможным рассчитать движение облака вплоть до сепаратрисы на внешнем обводе токамака, а значит, профили плотности и температуры фоновой плазмы после инъекции пеллета и эффективность ввода топлива.

В разделе 4.2 представлены результаты расчета скоростей испарения и глубин проникновения пеллетов, инжектированных со стороны сильного и слабого магнитного поля в экваториальной плоскости. Показано, что для пеллетов, инжектированных снаружи, скорости испарения, рассчитанные кодами LLP и LLPD, хорошо совпадают между собой и с экспериментом. При этом, однако, продольные размеры светящегося облака, которые в коде LLP без дрейфа значительно превосходили наблюдаемые значения, в коде LLPD с дрейфом совпадают с экспериментом (рис. 2).

Рассмотрен эффект предохлаждения, заключающийся в том, что при инъекции изнутри испарившееся вещество обгоняет пеллет и охлаждает фоновую плазму перед ним, уменьшая скорость испарения. Показано, что относительное увеличение глубины проникновения при инъекции изнутри по сравнению с инъекцией снаружи зависит от параметров. При параметрах эксперимента на ASDEX-Upgrade [13] расчетное отношение глубин проникновения при инъекции изнутри и снаружи равно $(\lambda_{HFS}/\lambda_{LFS})_{calc} \approx 1.5$, а экспериментальное – $(\lambda_{HFS}/\lambda_{LFS})_{exp} \approx 2.5$. Разницу можно объяснить реактивным ускорением пеллета. При параметрах экспериментов, анализированных в главе 2, это отношение близко к единице. Тем меньшим отличие должно быть при соответствующих параметрах при углах инъекции, отличных от 180° , и это согласуется с тем, что код LLP без дрейфа и без предохлаждения удовлетворительно описывает глубины проникновения пеллетов независимо от угла инъекции.

В разделе 4.3 приводятся результаты расчета эволюции облака в виде двумерных распределений параметров облака в плоскости xz (в направлении дрейфа x и в на-

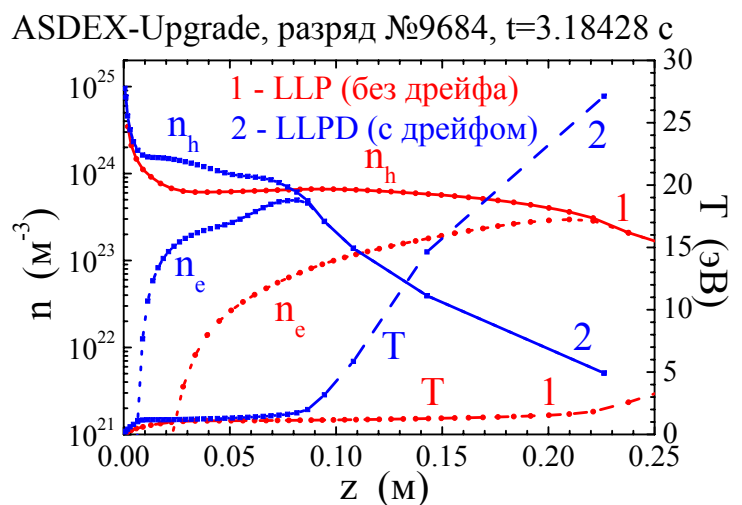


Рис. 2: Продольные профили плотности и температуры, получающиеся при расчетах с помощью кода LLP без дрейфа и кода LLPD с дрейфом.

правлении магнитного поля z , см. рис. 3). Четко видна сигара с размерами порядка 7-9 см вдоль и 1 см поперек магнитного поля. Эти значения хорошо согласуются с экспериментом. Имеется удовлетворительное согласие с экспериментальными данными Мюллера [14] о плотности, температуре и скорости дрейфа облака. Для пеллетов, инжектированных снаружи, удается хорошо воспроизвести экспериментальную эффективность ввода топлива [13], для пеллетов, инжектированных изнутри, она в расчетах для очень широкого диапазона параметров получается равной единице. При этом получающаяся в расчетах величина смещения вещества хорошо согласуется с оценкой (6). Таким образом, приведенные в главе 4 результаты расчетов показали, что дрейф в скрещенных полях в сторону внешнего обвода играет определяющую роль в формировании параметров облака, таких как размеры светящейся сигары, распределения плотности и температуры, и эффективность ввода топлива. Эти расчеты подтверждают результаты, полученные путем аналитических оценок в главах 2 и 3.

Глава 5 посвящена проникновению сверхзвуковых газовых струй в токамак. Этот альтернативный пеллетам способ доставки вещества в токамак был успешно применен на DIII-D для управляемого гашения разряда с помощью инъекции большого количества аргона [18]. Результаты этого эксперимента интерпретировались так: из-за высокой плотности струя остается практически нейтральной и может двигаться поперек магнитного поля по законам газодинамики. В диссертации впервые проведены расчеты эволюции помещенного в плазму токамака аргонового облака с плотностью и размерами, соответствующими опубликованному в экспериментальной работе [18]. Эти расчеты аналогичны расчетам эволюции пеллетного облака, потому что и струя, и пеллетное облако являются плотным и холодным возмущением в фоновой плазме, и их поведение должно быть сходным. Расчет показал, что, как и в случае пеллетного облака, поперечного расширения не происходит, т.к. даже при степени ионизации порядка 5% на периферии облака сила Лоренца, действующая на ионы, способна компенсировать суммарный градиент давления ионов и нейтрального газа. Этот же результат получен и путем аналитических расчетов. Показано, что

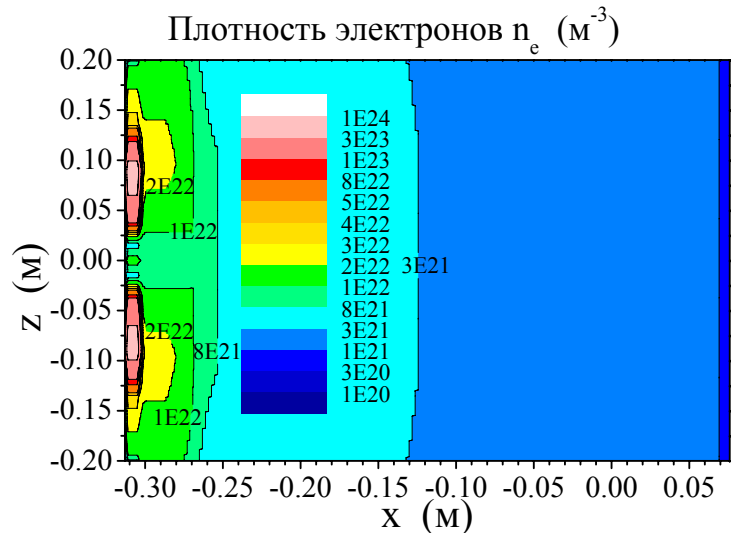


Рис. 3: Двумерные профили основных параметров облака в момент максимума скорости испарения пеллета. Пеллет движется слева направо (со стороны сильного магнитного поля) и находится в этот момент примерно при $x = -0.308$ м.

условием поперечного удержания является малость суммарного давления в облаке по сравнению с $B^2/2\mu_0$ и малость длины пробега нейтральных атомов относительно столкновений с ионами по сравнению с поперечным размером облака.

Температура, плотность и степень ионизации в облаке зависят от соотношения длины пробега горячих электронов фоновой плазмы и толщины облака вдоль магнитного поля. При начальной плотности струи $n_{h0} = 4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и размере $2l_0 = 15 \text{ см}$ значительная ее часть (больше половины) остается при температуре фоновой плазмы 1.5 кэВ холодной и нейтральной, просто потому что в центральные области струи электроны не проникают, и необходимого для ионизации тепловыделения не происходит. Однако уже при плотности $n_{h0} = 1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ длина пробега электронов начинает превосходить размеры струи, и повсюду в ней, даже в центральных областях, появляется достаточно большая степень ионизации, чтобы струю уже нельзя было считать нейтральным газом.

Таким образом, если в струе плотность высокая, как об этом сообщается в [18], то струя проникает в токамак, поскольку по крайней мере ее центр остается полностью нейтральным; если же струя имеет меньшую начальную плотность, как в эксперименте [19], то она быстро ионизируется и ее проникновение в токамак поперек магнитного поля возможно только за счет вертикальной поляризации и дрейфа в скрещенных полях. В диссертации показано, что на глубину проникновения ионизованной струи не влияет соотношение давлений в струе и фоновой плазме, в то время как важными оказываются протекающие поперечные токи, которые уменьшают электрическое поле и, соответственно, скорость дрейфа. Такими токами могут быть, по аналогии с пеллетным облаком, ток Альфвеновской проводимости по фоновой плазме и ток, вызванный вертикальным дрейфом в неоднородном магнитном поле (ср. с уравнением (3)).

Предложенный в диссертации анализ экспериментов по инжекции струи состоит из двух частей: расчета параметров облака, влетающего в токамак с постоянной скоростью, и, в случае быстрой ионизации облака, оценок характерного времени, за которое электрическое поле заметно уменьшится, а струя остановится.

При параметрах экспериментов с аргоновой струей на токамаках DIII-D [19] и Alcator C-Mod [20] расчеты показывают, что холодная нейтральная область исчезает после того, как струя продвинется на несколько сантиметров за сепаратрису, и после этого она должна быть вынесена назад за счет дрейфа в неоднородном магнитном поле. Это соответствует экспериментальным наблюдениям.

При параметрах инжекции дейтериевой струи в токамак ASDEX-Upgrade [23] ($n_{h0} = 1.7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $2l_0 = 12 \text{ см}$, $V_0 = 1.8 \text{ км/с}$) 100% ионизация достигается уже через 1 мкс после того, как струя пересечет сепаратрису, и еще через $\approx 0.3 \text{ мкс}$ струя уменьшит свою скорость в 10 раз за счет Альфвеновской проводимости, т.е. струя в токамак не проникает. Это согласуется с экспериментальным результатом, что такой

струей, в отличие от небольших пеллетов, невозможно воздействовать на неустойчивости типа ELM. Струя с такими же параметрами, использовавшаяся на Tore Supra [21] для ввода топлива, также не проникает в токамак, а увеличение плотности в токамаке происходит, как и при обычном газонапуске, за счет диффузионных процессов.

В эксперименте на Глобус-М [22] струя с теми же плотностью и размером, что и на ASDEX-Upgrade, разгоняется с помощью плазменной пушки до 100 км/с. Такая струя, как и на ASDEX-Upgrade, ионизуется и останавливается за времена порядка 1 мкс, но за счет высокой скорости и малых размеров токамака Глобус-М успевает за это время проникнуть на заметную глубину. Оценки смещения в направлении внешнего обвода, аналогичного смещению пеллетного облака (6), показывают, что основной прирост плотности будет наблюдаться внутри сепаратрисы на периферии, что согласуется с экспериментом.

Таким образом, предложенная модель проникновения струи объясняет эксперименты по инъекции аргоновых и водородных струй на токамаках ASDEX-Upgrade, DIII-D, Tore Supra и Глобус-М. В диссертации сделаны оценки глубины проникновения аргоновых и водородных струй в реактор ИТЭР и показано, что для её увеличения струю следует инжектировать со стороны сильного магнитного поля.

В заключении формулируются **основные результаты, полученные в диссертации**.

1. Путем численного моделирования и аналитических оценок исследована структура окружающего пеллет облака и получены скейлинги для скорости испарения. Выяснена причина совпадения результатов, полученных путем численных расчетов с учетом основных эффектов, обусловленных наличием плазменного облака, и простого скейлинга Модели Нейтрального Экранирования, этих эффектов не учитывающей. Тем самым обоснована возможность применения Модели Нейтрального Экранирования для расчета скорости испарения пеллетов.

2. Впервые проведены расчеты эволюции плазменного облака с учетом дрейфа в неоднородном магнитном поле. Показано, что этот дрейф определяет как форму и размеры светящейся частично-ионизованной области облака вблизи пеллета, наблюдаемой во всех экспериментах, так и параметры облака, такие как плотность и температура.

3. Впервые получены аналитические выражения для скорости дрейфа в направлении внешнего обвода и величины смещения. Путем численных расчетов эволюции облака впервые получены профили плотности и температуры после инъекции пеллета и величина эффективности ввода топлива, неплохо согласующаяся с экспериментом. Продемонстрировано, что бóльшая эффективность ввода топлива достигается при инъекции пеллета с внутренней стороны тора.

4. Впервые предложена модель проникновения сверхзвуковых газовых струй в то-

камак, используемых для ввода топлива и управляемого гашения разряда. Показано, что проникновение таких струй в токамак обусловлено дрейфом в скрещенных электрическом и магнитном полях. Объяснены результаты экспериментов по инжекции газовых струй на токамаках ASDEX-Upgrade, Tore Supra, DIII-D, Глобус-М. Выполнены предсказания результатов аналогичных экспериментов для параметров реактора ИТЭР. Показано, что для достижения бóльшей глубины проникновения и/или бóльшей эффективности ввода топлива инжекцию струи следует проводить с внутренней стороны тора.

В Приложении приведены использовавшиеся в расчетах формулы для расчета распределения по ионизационным состояниям и мощности излучения для 5 примесей.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах

1. I. Yu. Veselova, **I. Yu. Senichenkov**, H. P. Zehrfeld, R. Schneider, P. T. Lang, A. Lorenz, M. Reich and L. L. Lengyel. Effect of grad(B)-induced drift on the ablation history of pellets: results of scenario calculations. // Proc. of 28th EPS Conference on Control. Fusion and Plasma Physics, Madeira, Portugal, ECA. V. **25A** (2001) (European Physical Society). p. 701.
2. **И. Ю. Сениченков**, И. Ю. Веселова, В. А. Рожанский, Л. Ленгл, Р. Шнайдер, П. Лалузис. Влияние дрейфов, вызванных grad B на испарение пеллета. // XXIX Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Москва, с. 52 (2002).
3. **I. Yu. Senichenkov**, I. Yu. Veselova, V. A. Rozhansky, L. L. Lengyel, R. Schneider, P. Lalouis. The role of grad B-induced drifts on pellet ablation. // Proc. of the 29th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics 2002, Montreaux, ECA V. **27A**. (European Physical Society). Paper No. P-4.081 (2002).
4. V. Rozhansky, **I. Senichenkov**, I. Veselova, R. Schneider. Mass Deposition after Pellet Injection into a Tokamak. // Proc. of 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. St. Petersburg. 2003. ECA V. **26B**, (European Physical Society). Paper No. P-3.155 (2003).
5. D. Kh. Morozov, V. I. Gervids, **I. Yu. Senichenkov**, I. Yu. Veselova, V. A. Rozhansky, and R. Schneider. Ionization-recombination processes in a carbon cloud surrounding a carbon pellet. // Proc. of 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg. 2003. Europhysics Conference Abstracts V. **26B**, (European Physical Society). Paper No. P-2.65 (2003).
6. D. Kh. Morozov, V. I. Gervids, **I. Yu. Senichenkov**, I. Yu. Veselova, V. A. Rozhansky, and R. Schneider. Ionization-recombination processes and ablation cloud structure for a carbon pellet. // Nucl. Fusion 2004. v. **44**. p. 252-259.
7. V. Rozhansky, **I. Senichenkov**, I. Veselova, and R. Schneider. Mass deposition after pellet injection into a tokamak. // Plasma Phys. Control. Fusion 2004. v. **46** p. 575-591

8. **I. Yu. Senichenkov**, I. Yu. Veselova, V. A. Rozhansky, R. Schneider. Modeling of the pellet cloud structure in the presence of induced drift. // 16th International Conference on Plasma Surface Interaction in Controlled Fusion Devices. Portland Main. U.S.A. May 24–28, 2004. Poster No. P1–2.
9. V. Rozhansky, **I. Senichenkov**, I. Veselova, D. Morozov, R. Schneider. Modeling of High-Pressure Argon Jet Penetration into a Tokamak. // Proc. of 31st EPS Conference on Plasma Phys. London. 2004. ECA V. **28B**, (European Physical Society). Paper No. P–4.162.
10. **I. Yu. Senichenkov**, I. Yu. Veselova, V. A. Rozhansky, R. Schneider Modeling of the pellet cloud structure in the presence of induced drift. // Journal of Nuclear Materials. 2005. V. **337–339** p. 446–450.
11. В. А. Рожанский, **И. Ю. Сениченков**, И. Ю. Веселова, Д. Х. Морозов, Р. Шнайдер. Проникновение сверхзвуковых струй в токамак. // Тезисы докладов XXIX Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Москва. 2005. с. 23.
12. P. T. Lang, A. Kallenbach, J. Bucalossi, G. D. Conway, A. Degeling, R. Dux, T. Eich, L. Fattorini, O. Gruber, S. Günter, A. Herrmann, J. Hobirk, L. D. Horton, S. Kalvin, G. Kocsis, J. Lister, M. E. Manso, M. Maraschek, Y. Martin, P. J. McCarthy, V. Mertens, R. Neu, J. Neuhauser, I. Nunes, T. Pütterich, V. Rozhansky, R. Schneider, W. Schneider, **I. Senichenkov**, A. C. C. Sips, W. Suttrop, W. Treutterer, I. Veselova, H. Zohm and the ASDEX Upgrade Team. Integrated exhaust scenarios with actively controlled ELMs. // Nucl. Fusion. 2005. v. **45**. p. 502–511.
13. P. T. Lang, J. Neuhauser, J. Bucalossi, A. Chankin, D. P. Coster, R. Drube, R. Dux, G. Haas, L. D. Horton, S. Kalvin, G. Kocsis, M. Maraschek, V. Mertens, V. Rohde, V. Rozhansky, R. Schneider, **I. Senichenkov**, I. Veselova, E. Wolfrum and ASDEX Upgrade Team. Impact of a pulsed supersonic deuterium gas jet on the ELM behaviour in ASDEX Upgrade. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2005 v. **47** p. 1495.
14. В. А. Рожанский, **И. Ю. Сениченков**. О моделях испарения топливных пеллетов. Физика Плазмы. 2005. том **31**. №12. с. 1068-1077.
15. V. Rozhansky, **I. Senichenkov**, I. Veselova, D. Morozov and R. Schneider. Penetration of supersonic gas jets into a tokamak. // Nucl. Fusion . 2006. **46**. p. 367–382.
16. **I. Yu. Senichenkov**, I. Yu. Veselova, V. A. Rozhansky and R. Schneider. Modeling of the pellet cloud evolution and mass deposition with an account of ∇B -induced drift. // Nucl. Fusion . 2006. **46**. p. 788–796.
17. V. Rozhansky, **I. Senichenkov**, I. Veselova, V. Gusev, N. Sakharov, Yu. Petrov, S. Tolstyakov, A. Voronin and Globus-M Team. On the possibility of tokamak fueling by high velocity jet produced by plasma gun. // Proc. of 33th EPS Conference on Plasma Phys. Roma. 2004. ECA V. **30I**, (European Physical Society). Paper No. P–4.107.

Список литературы, цитируемой в автореферате

- [1] Baylor L. R., Geraud A., Houlberg W. A. et al. // Nucl. Fusion. 1997. v. **37**. P. 445.
- [2] Parks P. B. and Turnbull R. J. // Phys.Fluids. 1978. V. **21**. P. 1375.
- [3] Кутеев Б. В., Умов. А. П., Цендин Л. Д. // Физика Плазмы. 1985. том **11**. с. 409.
- [4] Macaulay A. K. // Nucl. Fusion. 1994. v. **34**. p. 43.
- [5] Houlberg W. A., Milora S. L., Attenberger S. E. // Nucl. Fusion. 1988. v. **28**. p. 595.
- [6] Ishizaki R., Parks P. B., Nakajima N. and Okamoto M. // Phys. Plasmas. 2004. v. **11**. p. 4064.
- [7] Lengyel L. L., Buchl K., Pautasso G. et. al. // Nucl. Fusion. 1999. v. **39**, p. 791.
- [8] Garzotti L., Pegourie B., Geraud A. et al. // Nucl. Fusion. 1997. v.**37**. p. 1167.
- [9] Rozhansky V., Veselova I., and Voskoboynikov S. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1995. v. **37**, p. 399.
- [10] Lang P. T., Lorenz A., Mertens V. et al. // Nucl. Fusion. 2001. v. **41**. p. 1107.
- [11] Baylor L. R., Jernigan T. C., Combs S. K. et al. // Phys. Plasmas. 2000. v. **7**. p. 1878
- [12] Jones T. T. C., Baylor. L. R., Challis C. D. et al. // Proc. of the 27th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. 2000, Budapest (European Physical Society), ECA Vol. **24B**, p. 13.
- [13] Lang P. T., Buchl K., Kaufmann M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. v. **79**. p. 1487.
- [14] Müller H. W., Dux. R., Kaufmann M. et al. // Nucl. Fusion. 2002. v. **42**. p. 301.
- [15] Kocsis G., Kalvin S., Veres G. // Review of Scientific Instruments. 2004. v. **75** p. 4754.
- [16] Annibaldi S. V., Buratti P., Giovannozzi E. et al. // Nucl. Fusion. 2004. v. **44**. p. 12–19.
- [17] Кутеев Б. В., Скоков В. Г., Сергеев В. Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. т. **84**. с. 295–298.
- [18] Whyte D. G., Jernigan T. C., Humphreys D. A. et al. // Journal of Nuclear Materials. 2003 v. **313-316** p. 1239.
- [19] Hollmann E. M., Jernigan T. C., Groth M. et al. // Nucl. Fusion. 2005. v. **45**. p. 1046.
- [20] D. Whyte, R. S. Granetz, V. A. Izzo et al. Gas jet disruption mitigation studies. // Proc. of 33th EPS Conference on Plasma Phys. Roma. 2006. ECA V. **30I** (European Physical Society). Paper No. I4.019.
- [21] Bucalossi J., Tsistrone E., Martin G. et al. // in Fusion Energy. 2002. (Proc. 19th Int. Conf. Lyon, 2002) (Vienna: IAEA) CD-ROM file EX/P4-04.
- [22] Voronin A. V., Gusev V. K., Petrov Yu. V. et al. // Nucl. Fusion. 2005. v. **45**. p. 1039.
- [23] Lang P. T., Neuhauser J., Bucalossi J. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. v. **47**. p. 1495.