

ВВЕДЕНИЕ	2
ГЛАВА I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.....	7
§ I.1 Краткий обзор работ в области открытых ловушек	7
§ I.2 Основные задачи исследования.....	9
§ I.3 Используемые обозначения	11
ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВОК И ОСНОВНЫХ СРЕДСТВ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ	13
§ 2.1 Экспериментальные установки	13
§ 2.1.1 Квадрупольный пробкотрон АМБАЛ-Ю.....	13
§ 2.1.2 Концевой пробкотрон установки АМБАЛ-М.....	17
§ 2.2 Основные средства диагностики.....	19
ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА КВАДРУПОЛЬНОМ ПРОБКОТРОНЕ АМБАЛ-Ю	24
§ 3.1 Первоначальные эксперименты	24
§ 3.2 Накопление горячей плазмы на плотной мишени.....	30
§ 3.3 “Газовая самоизоляция” плазменной струи	38
ГЛАВА 4. “ПРОСВЕТЛЕНИЕ” МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ.....	43
§ 4.1 Экспериментальные результаты	43
§ 4.2 Моделирование влияния горячей плазмы на течение плазменной струи	49
§ 4.2.1 Модель	49
§ 4.2.2 Разностная схема	55
§ 4.2.3 Постановка задачи	56
§ 4.2.4 Результаты численных расчётов	58
§ 4.3 Сравнение экспериментальных результатов с результатами численного счёта.....	62
§ 4.4 Объяснение “просветления”	64
ГЛАВА 5. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА КОНЦЕВОМ ПРОБКОТРОНЕ УСТАНОВКИ АМБАЛ-М	72
§ 5.1 Горячая мишенная плазма	72
§ 5.1.1 Получение горячей мишенной плазмы.....	72
§ 5.1.2 Баланс частиц и энергии в пробкотроне	87
§ 5.1.2.1 Баланс ионов.....	87
§ 5.1.2.2 Баланс электронов.....	90
§ 5.1.3 Нагрев электронным током	93
§ 5.1.4 Формирование потока электронов.....	98
§ 5.2 Начальное накопление горячей плазмы импульсной атомарной ннжекцией	102
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	106
ЛИТЕРАТУРА.....	108

Введение

Важнейшей задачей физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза является получение и удержание плотной горячей плазмы и, в конечном итоге, создание термоядерного реактора. Сорокалетний путь развития науки в данном направлении привёл к замечательным успехам: на крупных токамаках JET, TFTR, JT-60U получена дейтериевая плазма с эквивалентной величиной (по дейтерий-тритиевой реакции) отношения выделяющейся в термоядерных реакциях мощности к вводимой в плазму мощности близкой к единице. Следующий шаг — создание более крупного токамака ITER — прототипа реактора, работы по которому в настоящее время вступили в фазу инженерного проектирования. Вместе с тем, имеется ряд вопросов, без ответа на которые нельзя с уверенностью утверждать, что термоядерный реактор будет построен исключительно на основе токамака. Существует ещё ряд направлений исследований по получению термоядерной плазмы. Одно из этих направлений — амбиполярная адиабатическая ловушка, обладающая рядом важных преимуществ по сравнению с другими системами удержания: привлекательностью с инженерной точки зрения, эффективностью использования магнитного поля; стационарностью, простотой удаления из плазмы продуктов термоядерных реакций и тяжёлых примесей. В РНЦ РФ «ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН» сооружается осесимметричная амбиполярная ловушка АМБАЛ-М, на которой предполагается получить плазму с высокими параметрами, МГД-устойчивую в осесимметричной геометрии, усовершенствовать формирование потенциальных барьеров и исследовать поперечный перенос плазмы. В настоящее время на концевом пробкотроне этой установки проводятся эксперименты по получению и изучению стартовой плазмы, пригодной для дальнейшего

квазистационарного нагрева с помощью инъекции высокоэнергетичных атомарных пучков и путём ввода СВЧ-мощности. Ранее накопление горячей плазмы атомарной инъекцией исследовалось на квадрупольном пробкотроне АМБАЛ-Ю в ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН.

Исследование накопления горячей плазмы в пробкотронах атомарными пучками имеет также важное значение для создания генератора термоядерных нейтронов на базе газодинамической ловушки.

В предлагаемой работе изложены результаты экспериментальных исследований по накоплению горячей плазмы в открытых ловушках АМБАЛ. Рассматриваемые в работе проблемы связаны как собственно с процессами удержания горячей плазмы, так и со взаимодействием горячей плазмы и мишенной. Одним из важнейших результатов исследования явилось лучшее понимание оптимальных свойств мишенной плазмы, необходимых для эффективного накопления горячей плазмы.

Диссертация состоит из Введения, пяти глав и Заключения.

В первой главе диссертации приведён краткий обзор как экспериментальных, так и теоретических работ в области открытых ловушек, нацеленных на решение проблемы управляемого термоядерного синтеза, описывается основной сценарий накопления горячей плазмы, исследуемый в работе, формулируются задачи необходимых исследований и приводится список используемых обозначений.

Во второй главе приводятся схемы экспериментальных установок АМБАЛ-Ю и АМБАЛ-М, основных средств диагностики плазмы и обсуждается точность определений параметров плазмы.

В третью главу включены результаты экспериментов на квадрупольном пробкотроне АМБАЛ-Ю.

В начале главы приводятся результаты экспериментов по накоплению горячей плазмы инъекцией атомарных пучков в мишенную плазму, создаваемую четырьмя “кольцевыми” газоразрядными пушками, расположенными в запробочной области. И, как часто бывает, результаты

не оправдали надежд. Вместе с тем, такая ситуация подчеркнула актуальность проводимой работы. Мишенная плазма характеризовалась низкой плотностью и низкой электронной температурой. Вследствие этого, захват пучков был мал, и газовые условия были плохие. Время жизни захваченных горячих ионов определялось перезарядкой на газе. Вкладываемая мощность, в основном, выносилась из плазмы в виде перезарядных потерь, и плазма существенно не нагревалась.

Затем приводятся результаты экспериментов по накоплению горячей плазмы на плотной мишенной плазме, генерируемой специально созданной “целевой” газоразрядной пушкой. Выяснено, что мишенная плазма хорошо описывается как дозвуковое течение плазменной струи до выходной пробки и сверхзвуковое — после. Высокая плотность мишенной плазмы позволила захватить в пробкотрон значительную часть инжестируемых атомов и сделать перезарядные потери несущественными. Инжекция атомарных пучков приводила к накоплению горячей плазмы до достаточно высокой плотности ($1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Выяснено, что поведение горячих ионов хорошо описывается классическими механизмами. Время жизни горячих ионов определяется рассеянием в конус потерь; энергетическое время — торможением в результате столкновений с электронами. Изучена зависимость энергосодержания от мощности инъекции. Выяснено, что увеличение мощности инъекции ведёт к увеличению захваченной мощности, к нагреву электронов, к улучшению газовых условий и, в конечном итоге, к увеличению энергосодержания горячих ионов быстрее, чем линейно. Но при имеющейся максимальной мощности инъекции полученное время жизни горячих ионов оказалось недостаточным для возможности перехода к накоплению горячей плазмы квазистационарной инъекцией.

В этой же главе описывается обнаруженная “газовая самоизоляция” плазменной струи, позволившая существенно улучшить газовые условия. Вблизи плазменного источника формируется окружающий плазму поток быстрых атомов, распространяющийся в направлении течения струи и

эффективно экранирующий плазму от поступления наружного газа. Приводится физическая модель её описания, подкреплённая оценками.

Четвёртая глава посвящена изучению обнаруженного “просветления” — уменьшения плотности плотной мишенной плазмы при инъекции атомарных пучков. Приводятся экспериментальные результаты. Рассматривается система уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики. Численно решается временная задача определения параметров плазменной струи на оси при появлении в пробкотроне локальной популяции горячих ионов. Приводится сравнение результатов численного счёта с экспериментально измеренными. Дается объяснение данному эффекту. Определяются основные механизмы “просветления”.

В результате этого рассмотрения было выяснено следующее. Захваченные горячие ионы нагревают ионы мишенной плазмы, но не непосредственно, а через электроны. Нагрев приводит к увеличению потоковой скорости струи и, соответственно, к уменьшению плотности мишенной плазмы. Для удержания нагретых электронов в пробкотроне увеличивается амбиполярный потенциал. Возросший градиент потенциала приводит к более сильному ускорению вытекающих из пробкотрона ионов. В начальный момент накопления увеличение амбиполярного потенциала приводит к торможению втекающих в пробкотрон ионов, к уменьшению потока и уменьшению плотности. В данных процессах оказывается важным вклад продольной электронной термосилы.

Пятая глава посвящена экспериментам на концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М.

В первом параграфе главы приводятся экспериментальные результаты исследования мишенной плазмы, позволяющей перейти к накоплению горячей плазмы квазистационарной атомарной инъекцией. Наиболее важным параметром мишенной плазмы является её высокая электронная температура (50 эВ). Помимо того, что высокая электронная температура обеспечивает медленное торможение захваченных горячих ионов и, соответственно, большее время их жизни, такая температура —

минимально необходимая для возможности подогрева электронов на второй гармонике электронно-циклотронного резонанса введением СВЧ-мощности сооружаемого гиротронного комплекса. В пробкотроне формируется амбиполярный потенциал. На многих силовых линиях экспериментально зарегистрировано наличие термобарьера, изолирующего горячие электроны в пробкотроне от более холодных в транспортирующей области. На некоторых силовых линиях обнаружено отсутствие термобарьера. Выяснено, что его отсутствие связано с поперечной диффузией и значительным продольным электронным током. Приводятся результаты экспериментального исследования тока. С привлечением моделей и численных расчётов обсуждается влияние значительного продольного электронного тока на удержание и нагрев плазмы. Показывается, что поддержание высокой электронной температуры в пробкотроне обеспечивается, в значительной степени, продольным электронным током, причём нагрев не является классическим джоулевым.

Во втором параграфе главы приводятся результаты накопления горячей плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М импульсной инъекцией атомарных пучков в “горячую” мишенную плазму. Экспериментально продемонстрировано начальное линейное накопление горячих ионов с темпом $2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Полученные результаты позволяют с уверенностью и оптимизмом переходить к полномасштабным экспериментам на осесимметричной амбиполярной ловушке АМБАЛ-М по стационарному поддержанию горячей плазмы с использованием квазистационарных атомарных пучков и ВЧ-излучения.

В Заключение ещё раз формулируются основные результаты, представленные в диссертационной работе, подчёркивается их научная новизна и практическая значимость.

Глава I. Общая характеристика работы

§ I.1 Краткий обзор работ в области открытых ловушек

Термоизоляция плазмы с помощью открытой магнитной ловушки — пробкотрона была предложена в 50-е годы независимо Г.И.Будкером [1] и Р.Постом [2]. Это направление бурно развивалось в 60-е годы, главным образом, в силу технической простоты и гибкости экспериментальных установок. Было показано [3], что магнито-гидродинамическая (МГД) устойчивость плазмы может быть достигнута путём создания поля с минимумом B . Была показана возможность стабилизации наиболее опасной для плотной плазмы дрейфово-конусной неустойчивости [4, 5]. Когда же после устойчивого прогресса также и по другим направлениям встал вопрос о прототипе термоядерного реактора, то, из-за присущего открытым ловушкам порока — слишком большой скорости потерь плазмы вдоль силовых линий магнитного поля, перспектива открытых ловушек стала сомнительной. Это привело к угасанию интереса к исследованиям и сокращению их географии. Новый поворот к лучшему в работах по открытым ловушкам произошёл в середине 70-х годов, когда случились два важных события.

Во-первых, в 1975-76 годах были получены ошеломляющие результаты на установке 2XIIВ [6] в Ливерморской лаборатории (США). Используя мощную атомарную инжекцию дейтерия (7 Мвт) и другую развитую экспериментальную технику, в пробкотроне была получена квазистационарная плазма плотностью 10^{14} см^{-3} со средней энергией ионов $10 \div 12\text{ кэВ}$, температурой электронов 100 эВ и отношением давления плазмы к давлению магнитного поля $\beta \sim 1$. Правда, время жизни ионов было небольшим: $\sim 10^{-3}\text{ с}$.

Во-вторых, была предложена новая схема открытых ловушек с улучшенным продольным удержанием — так называемая амбиполярная

ловушка [7,8]. В этой ловушке удержание основной плазмы улучшается за счёт добавления на торцах дополнительных пробкотронов с сильным магнитным полем, заполняемых плазмой с более высокой плотностью, в которых возникающий более высокий потенциал запирает ионы основной ловушки.

Началось одновременное строительство крупных амбиполярных ловушек в СССР [9], США [10,11,12], Японии [13,14]. Вскоре было экспериментально продемонстрировано существование амбиполярного удержания и уменьшение продольных потерь плазмы [39]. Но выяснилось, что обеспечивающие магнито-гидродинамическую устойчивость плазмы неосесимметричные магнитные поля являются источником усиленных поперечных потерь плазмы, которые становятся ощутимыми при подавлении продольных потерь. Для дальнейшего продвижения к плазме с термоядерными параметрами следует переходить к полностью осесимметричным ловушкам, в которых необходимо обеспечить МГД-устойчивость плазмы. Было предложено достаточно большое количество схем МГД-стабилизации плазмы в осесимметричных амбиполярных ловушках (библиографию можно найти в работе [82]). В этой области исследований на основе накопленного экспериментального материала и теоретического анализа получены представления об основных физических процессах нагрева и удержания плотной горячей плазмы в открытых ловушках и выдвинуты предложения по улучшению параметров плазмы, которые требуют своей апробации. Основными проблемами для амбиполярных ловушек являются МГД-стабилизация плазмы высокого давления в полностью осесимметричном магнитном поле, ограничение аномальных поперечных потерь плазмы и физико-техническое усовершенствование концевых барьерных пробкотронов для продольного удержания. Актуальной задачей является также повышение параметров основной плазмы [79].

В настоящее время основные эксперименты ведутся на крупных амбиполярных ловушках: ГАММА-10 с квадрупольными торцевыми пробкотронами в Цукубе (Япония) [80] и полностью осесимметричной

НПЕИ в Университете Киото (Япония) [81] . Начинаются эксперименты на полностью осесимметричной амбиполярной ловушке АМБАЛ-М в Новосибирске [21] , история развития которой следующая. В конце 70-х годов началось строительство амбиполярной ловушки АМБАЛ с квадрупольными концевыми пробкотронами, которое не было завершено вследствие замыкания катушек одного из концевых пробкотронов. Было принято решение о проведении экспериментов на одном концевом пробкотроне (эта установка была названа АМБАЛ-Ю) и начале сооружения полностью аксиально симметричной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М.

§ 1.2 Основные задачи исследования

Накопление горячей плазмы, исследуемое в данной работе, проводится по типичному для открытых ловушек сценарию. Пробкотрон предварительно заполняется относительно холодной “мишенной” плазмой с помощью газоразрядной пушки, расположенной в запробочной области. Инжектируемые в пробкотрон высокоэнергетичные атомы водорода превращаются в ионы в результате перезарядки с ионами мишенной плазмы и ионизации электронами и ионами и удерживаются в пробкотроне магнитным полем. Захваченные протоны тормозятся, в основном, в результате кулоновских столкновений с электронами и теряются из пробкотрона из-за перезарядки на газе и из-за рассеяния в конус потерь. Газоразрядную пушку, стимулирующую усиленные потери частиц и энергии из пробкотрона, следует в какой-то момент времени выключить и осуществить стационарное поддержание горячей плазмы инъекцией атомарных пучков. Важный момент здесь — переходный, когда необходимо создать условия, позволяющие преодолеть временной отрезок уменьшения энергосодержания горячей плазмы из-за уменьшения захвата при выключении газоразрядной пушки и перейти к стационарному поддержанию плазмы, когда захват атомов будет осуществляться на горячей плазме.

Оптимальной мишенной плазмой является достаточно плотная плазма с высокой температурой электронов и хорошими газовыми условиями. Поскольку основной захват происходит в результате перезарядки, то желательно иметь такие размер и плотность плазмы, чтобы значительная часть инжестируемых атомов захватывалась. Высокая электронная температура T_e нужна для того, чтобы уменьшить потери горячих ионов из-за их торможения на электронах. Скорость потери энергии захваченных горячих ионов из-за торможения на электронах мишенной плазмы описывается как $\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{\mathcal{E}_i}{\tau_{ie}}$, где $\tau_{ie} = \frac{3MT_e^{3/2}}{8\sqrt{2}\pi e^4 \lambda \sqrt{mn}}$. При умеренной плотности мишенной плазмы n захват быстрых ионов из пучка быстрых атомов прямо пропорционален плотности мишенной плазмы, а энергетическое время жизни быстрых ионов, как следует из выражения для τ_{ie} , обратно пропорционально плотности, поэтому равновесная плотность захваченных ионов в первом приближении не зависит от плотности мишенной плазмы и при низкой электронной температуре ($T_e < \mathcal{E}_i \sqrt[3]{\frac{16}{9\pi} \frac{m}{M}}$) пропорциональна $T_e^{3/2}$. Ещё одним процессом, определяющим время жизни захваченных ионов, является перезарядка на газе, поэтому для уверенного создания популяции захваченных ионов необходимо иметь хорошие газовые условия.

Желание получить оптимальную для накопления горячей плазмы мишенную плазму было лейтмотивом в попытках подойти к решению этой проблемы с различных сторон.

Целью работы является изучение накопления горячей плазмы в пробкотроне импульсной инжекцией высокоэнергетичных атомарных пучков в предварительно созданную мишенную плазму и изучение возможности перехода к поддержанию горячей плазмы квазистационарной инжекцией атомарных пучков.

В ходе экспериментов был обнаружен целый ряд неожиданных явлений, существенно влияющих на накопление горячей плазмы. Основной целью работы стало изучение этих явлений — уменьшения

плотности мишенной плазмы при инъекции атомарных пучков, “газовой самоизоляции” плазменной струи сопутствующим потоком быстрых атомов, значительного нагрева плазмы в пробкотроне продольным электронным током.

Цели данной работы идут в русле актуальных в настоящее время основных задач в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза, которые были перечислены во Введении.

§ 1.3 Используемые обозначения

В последующем изложении часто потребуется использовать стандартные обозначения и простые соотношения. Для удобства они определены и выписаны ниже:

M, m — массы протона и электрона;

e — заряд частицы;

\vec{B}, B — вектор и модуль магнитного поля;

\vec{E}, E — вектор и модуль электрического поля;

n — плотность частиц;

T — температура плазмы;

p — давление плазмы;

Φ, ϕ — потенциал электростатического поля в плазме;

v — скорость частиц;

\mathcal{E} — энергия частиц;

$\mu = m v_{\perp}^2 / 2B$ — магнитный момент ларморовской орбиты;

$\beta = p_{\perp} / (B^2 / 8\pi)$ — отношение поперечного давления плазмы к давлению магнитного поля без плазмы;

индексы \perp и \parallel относятся к поперечной и продольной к полю B составляющей величины;

индексы e , i и hot — к электронам, ионам и горячим ионам, образовавшимся в результате захвата инжектируемых высокоэнергетичных атомов.

Во всех "практических" формулах температура выражается в электронвольтах, магнитное поле — в гауссах, а все остальные величины — в единицах CGS.

В тексте используются определения к слову плазма, которые означают следующее: "теплая" — с температурой порядка энергии ионизации атома водорода; "горячая" — с температурой электронов в несколько раз большей энергии ионизации, а применительно к ионам в большинстве случаев относится к популяции ионов с энергией в несколько килоэлектронвольт, захваченных в результате инъекции атомарных пучков.

В тексте применяется жаргон — "просветление", который означает уменьшение плотности мишенной плазмы при накоплении горячих ионов. Конечно, можно обойтись без этого жаргона, но он позволяет облегчить чтение.

Глава 2. Описание экспериментальных установок и основных средств диагностики плазмы

§ 2.1 Экспериментальные установки

Исследования накопления горячей плазмы проводились на двух установках: квадрупольный пробкотрон АМБАЛ-Ю и концевой пробкотрон аксиально-симметричной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М. В таком же порядке, который является хронологическим в смысле использования этих установок для проведения экспериментов, они описываются ниже. Поскольку установки имеют много общего как в условиях постановки эксперимента, так и в используемом оборудовании, то наиболее подробно будет описана первая. При описании второй установки основное внимание будет обращено на отличие её от первой.

§ 2.1.1 Квадрупольный пробкотрон АМБАЛ-Ю

Установка АМБАЛ-Ю схематично представлена на Рис. 1. Магнитное поле ловушки создается парой катушек типа *Инь-Янь* и имеет квадрупольную асимметрию, обеспечивающую *min B* в центре ловушки. В средней плоскости на границе плазмы (радиус *10 см*) магнитное поле на *7 %* больше минимального, что с запасом обеспечивает желобковую устойчивость плазмы. Пробочное отношение ловушки равно *2*. Расстояние между пробками — *1 м*. Основные эксперименты проведены при величине магнитного поля в центре ловушки *0,67 Тл*. Начальный вакуум в экспериментальном объёме поддерживается на уровне *10⁻⁷ Торр*.

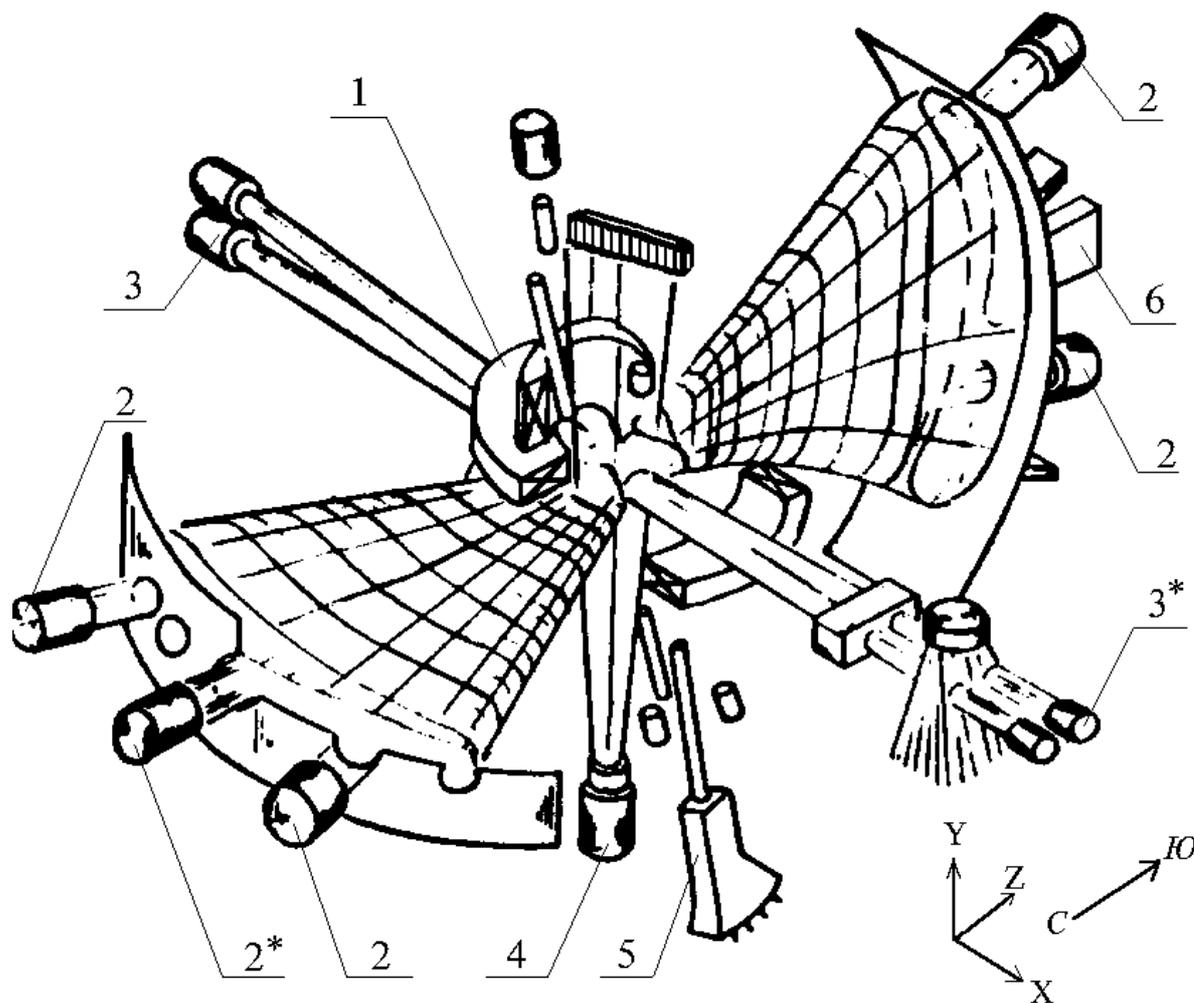


Рис. 1. Общий вид установки АМБАЛ-Ю: 1 — катушки магнитного поля, 2 — плазменные пушки, 3 — инжекторы атомарных пучков СТАРТ-2, 4 — диагностический инжектор ДИНА-4А, 5 — 5-канальный электростатический анализатор, 6 — торцевые энергоанализаторы. Значок * указывает на то, что данное оборудование не было установлено в проектной конфигурации.

Инжекция пучков высокоэнергетичных атомов водорода ведётся в пробкотрон перпендикулярно оси. Пробкотрон предварительно заполняется “тёплой” плазмой с помощью газоразрядных (плазменных) пушек, расположенных в запробочной области. Генерируемая пушкой плазменная струя втекает в пробкотрон по силовым линиям магнитного поля. В результате ионизации инжектируемых атомов электронами и ионами плазмы или перезарядки на ионах плазмы (здесь происходит только замещение иона на более горячий) в пробкотроне происходит накопление ионов с большой энергией. Для получения необходимого

размера мишенной плазмы в пробкотроне каждая пушка помещена в импульсный соленоид с полем до $0,5 \text{ Тл}$.

В экспериментах использовались от двух (вначале) до четырёх инжекторов атомов водорода СТАРТ-2 [23]. В продольной вертикальной средней плоскости ловушки атомарный пучок, генерируемый каждым инжектором, характеризуется следующими параметрами: ток — до 40 экв. А , энергия атомов водорода — 16 кэВ , длительность — 200 мкс , размер пучка на уровне $1/e$ — $30 \text{ см} \times 16 \text{ см}$, угловая расходимость не превышает $\pm 2^\circ \times 1^\circ$.

В проектной конфигурации были задействованы четыре плазменных пушки с кольцевой геометрией разрядного канала [15]. Конструкция пушки приведена на Рис. 2. Импульсными клапанами предварительно напускается водород. Между электродом 2 и молибденовой шайбой 3 поджигается вспомогательный разряд, необходимый для инициирования поджига основного разряда между катодом 4 с алюминиевой вставкой 5 и молибденовой анодной шайбой 6. Канал разряда ограничивается изолированными друг от друга профилированными шайбами 7 из нержавеющей стали. Внутренний диаметр кольцевого разрядного канала — 11 см , внешний — 13 см . Ток разряда — 10 кА , длительность — $1,5 \text{ мс}$, напряжение на разряде $\sim 200 \text{ В}$. Полное количество напускаемых молекул водорода составляет до $3 \cdot 10^{19}$. Плазменная струя на выходе из пушки характеризуется следующими основными параметрами: поток плазмы — 3 кА , плотность плазмы $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, температуры электронов и ионов $\cong 10 \text{ эВ}$, концентрация атомарного водорода в плазме не превышает $0,1 \%$.

После первых экспериментов в проектной конфигурации, показавших, что линейная плотность образующейся в ловушке мишенной плазмы недостаточна для эффективного захвата атомарных пучков, была изготовлена и установлена дополнительная пушка (2* на Рис. 1) [24]. Для получения оптимальной геометрии сечения мишенной плазмы в ловушке при сохранении подобия с надёжно работающими кольцевыми пушками была выбрана щелевая геометрия разрядного канала. Конструкция

плазменной пушки с щелевой геометрией разрядного канала представлена на Рис. 3. Основное отличие от пушки с кольцевой геометрией разрядного канала — это другая форма разрядного канала (сечение по осям $2,4 \text{ см} \times 12,6 \text{ см}$) и иная топология катода (равномерное распределение по его поверхности катодных пятен обеспечивается наличием катодного гребня). Полученные параметры плазменной струи близки к соответствующим параметрам из кольцевой пушки. Максимальная плотность плазмы — до 10^{15} см^{-3} .

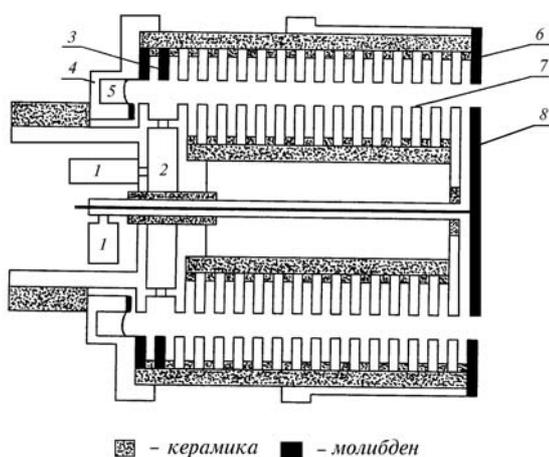


Рис. 2. Плазменная пушка с кольцевой геометрией разрядного канала: 1 - газовый клапан, 2 - вспомогательный катод, 3 - вспомогательный анод, 4 - катод, 5 - алюминиевая вставка, 6 - анод, 7 - диафрагмы, 8 - внутренняя шайба .

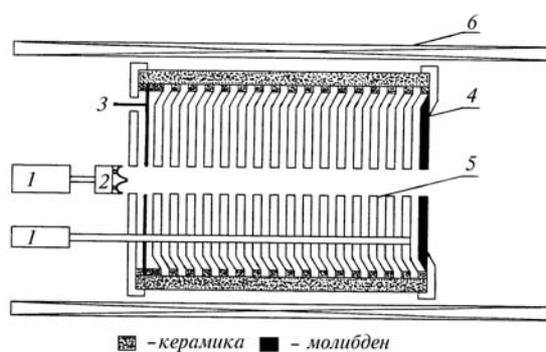


Рис. 3. Плазменная пушка с щелевой геометрией разрядного канала: 1 - газовый клапан, 2 - катод, 3 - вспомогательный анод, 4 - анод, 5 - диафрагмы, 6 - соленоид.

§ 2.1.2 Концевой пробкотрон установки АМБАЛ-М

В настоящее время сооружается осесимметричная амбиполярная ловушка АМБАЛ-М [21] (Рис. 4). Основными экспериментальными задачами являются следующие: МГД-стабилизация высокотемпературной плазмы; приближение потерь плазмы в концевых пробкотронах к классическим; реализация длительного поддержания термобарьеров для электронов соленоида; исследование поперечных потерь плазмы в соленоиде; получение в соленоиде плазмы с $n \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_i \sim 0,5 \text{ кэВ}$, $n \tau \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}\text{с}$ и формирование в концевых пробкотронах амбиполярных электрических барьеров для ионов соленоида высотой $\sim 5 \text{ кВ}$.

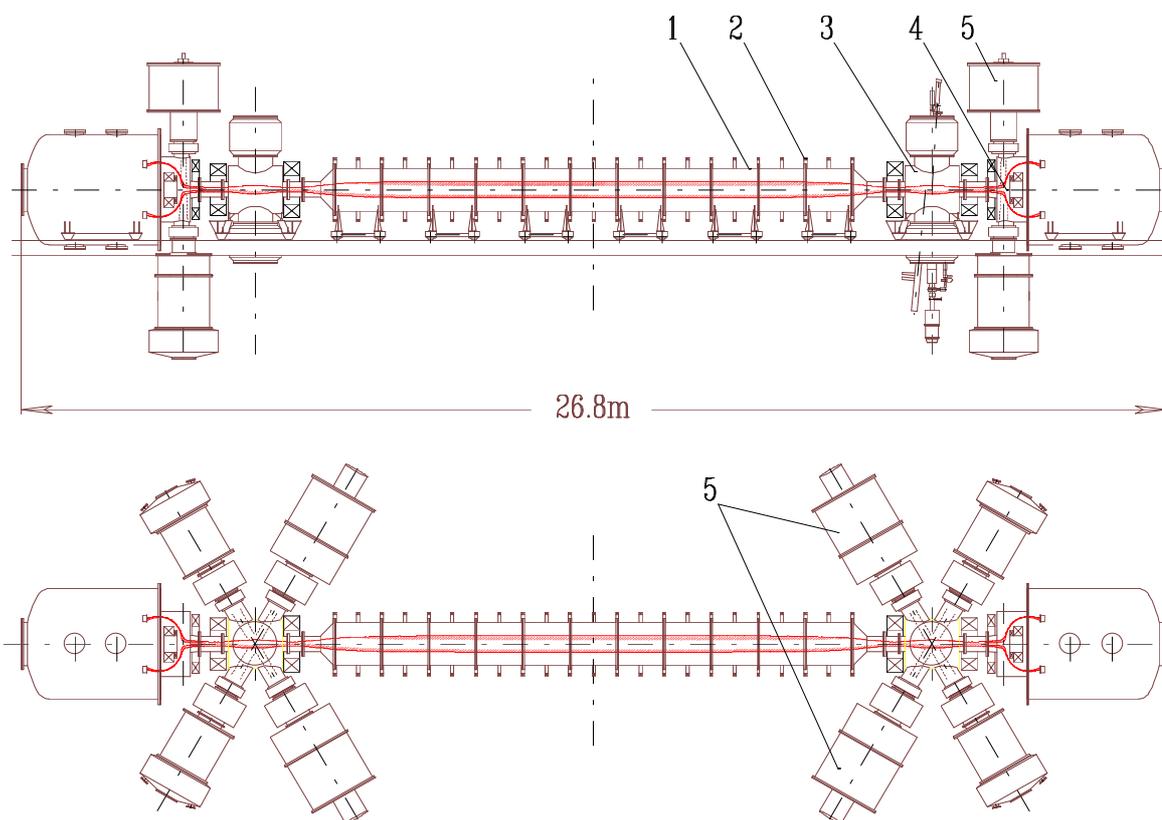


Рис. 4. Установка АМБАЛ-М: 1 — центральная камера, 2 — катушки магнитного поля, 3 — концевой пробкотрон, 4 — полукаспы, 5 — атомарные инжекторы.

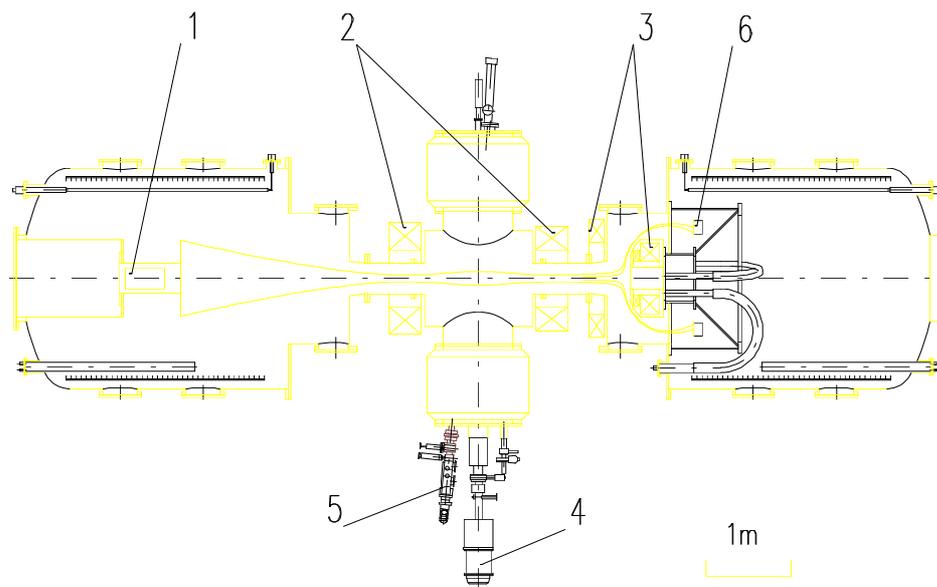


Рис. 5. Концевой пробкотрон установки АМБАЛ-М: 1 — кольцевая плазменная пушка, 2 — катушки пробкотрона, 3 — катушки полукаспа, 4 — диагностический инжектор ДИНА-4А, 5 — 5-канальный энергоанализатор атомов перезарядки, 6 — газоразрядные ячейки.

Параллельно сооружению установки в целом начаты эксперименты на одной концевой системе (Рис. 5 и Рис. 6), включающей в себя концевой пробкотрон и полукасп в качестве МГД-якоря [83]. Пробочное отношение ловушки равно 4, расстояние между пробками — 175 см. Расположение диагностик показано на Рис. 7. Мишенная плазма создаётся с помощью кольцевой плазменной пушки, расположенной в запробочной области. Инжекция атомарных пучков ведётся в пробкотрон под углом 60° , что позволяет также сдвинуть порог развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости к существенно более высоким плотностям [16, 17]. Предполагается, что при достижении достаточно высокого β плазма будет устойчива относительно крупномасштабной желобковой моды с азимутальным числом $m = 1$ из-за близко расположенного металлического кожуха [18, 19] вследствие взаимодействия тока, сопровождающего разделение зарядов в плазме при желобковом возмущении, с током изображения в кожухе. Что касается высших желобковых мод, то они должны быть подавлены эффектом конечного ларморовского радиуса [20].

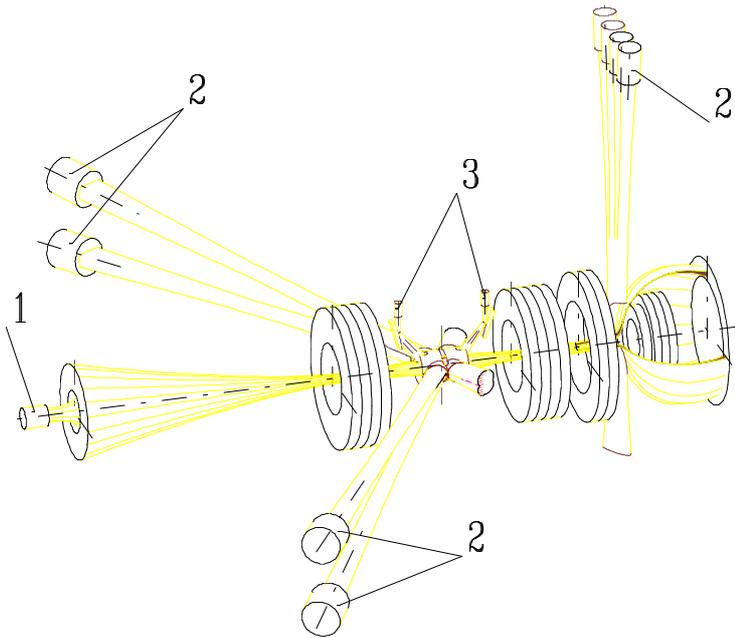


Рис. 6. Аксонометрический вид концевого пробкотрона установки АМБАЛ-М: 1 — кольцевая плазменная пушка, 2 — атомарные инжекторы, 3 — СВЧ-пучки.

§ 2.2 Основные средства диагностики

Для исследования плазмы на установках использовался большой набор диагностических методик. Перечислим основные из них.

1. Диаманитные петли для определения энергосодержания плазмы.

2. Комплекты из трёх взаимноперпендикулярных локальных поворотных диаманитных петель для измерения колебаний плазмы и текущих токов.

3. Подвижная катушка диаметром ~ 1 см, помещенная внутри изолирующего корпуса из нитрида бора.

4. Пояс Роговского.

5. Подвижные ленгмюровские зонды, установленные в различных частях установки. Основные два вида зондов следующие: симметричный с двумя электродами в виде петли из вольфрамовой проволоки диаметром

300 мкм, длиной ≈ 10 мм, и 3-электродный несимметричный, у которого длины и диаметры электродов соответственно равны: ~ 80 мм (в виде соленоида) и 200 мкм; ≈ 3 мм и 40 мкм; ≈ 3 мм и 28 мкм (аналогично [88]). Обработка зондовых измерений [85, 87, 86, 94] позволяет определить потенциал, плотность, электронную и ионную температуры плазмы.

6. Многоштырьковые высокочастотные (до 10^7 Гц) зонды для измерений плавающего потенциала.

7. Система многохордового зондирования плазмы веерным диагностическим пучком быстрых атомов водорода, гелия или аргона. Пучок формируется диагностическим инжектором ДИНА-4А [27]. Энергия диагностического пучка $6 \div 12$ кэВ. Система регистрации прошедшего пучка — продольная и поперечная линейки коллимированных вторично эмиссионных датчиков (полное количество датчиков ~ 40). Из измерений ослаблений пучков атомов водорода, гелия или аргона и их сравнений определялись распределения линейной плотности плазмы и усреднённой вдоль хорды электронной температуры. Последующая обработка (в случае аксиально-симметричной задачи — это преобразование Абеля) позволяет получать распределения плотности плазмы и электронной температуры. Вторично-эмиссионными датчиками измерялось также пространственное распределение потока атомов перезарядки горячей плазмы.

8. Подвижные взаимноперпендикулярные линейки вторично-эмиссионных датчиков для измерений распределения тока основных нагревных пучков атомов и линейной плотности плазмы вдоль инъекции.

9. Цезиевый анализатор атомов низких энергий [55]. Анализатор основан на преобразовании атомов в отрицательные ионы на мишени из паров цезия. Достигнуто $5 \div 10$ % преобразование атомов водорода энергией $100 \div 1000$ эВ в отрицательные ионы. Анализатором измерены

энергетические спектры атомов перезарядки плазмы в диапазоне $30 \div 3000$ эВ [65].

10. 5-канальный электростатический анализатор с газовой мишенью для измерения энергетического спектра атомов перезарядки в диапазоне энергий $2 \div 20$ кэВ.

11. Многосеточный электростатический и магнитный анализаторы, размещённые на торце установки в области слабого магнитного поля, регистрирующие энергетический спектр ионов, вытекающих вдоль продольной оси пробкотрона.

12. Помехозащищённые вакуумметры на основе магниторазрядной ячейки с временем разрешения $50 \div 200$ мкс [89].

13. Болومتر пироэлектрический [57, 56].

14. Для оценки потерь плазмы использовались незаземлённые внутри установки пластины торцевых приёмников плазмы.

15. Регистрация излучения на линиях H_α и H_β .

В диссертационной работе на многих графиках экспериментально измеряемых величин не показана их точность измерения. Это сделано сознательно для облегчения чтения этих графиков. Характерная точность измерения многих величин порядка 20 %. В качестве примера и уточнения обсудим здесь точность измерения некоторых параметров плазмы.

Рассмотрим определение плотности плазмы из измерений ослабления диагностического пучка атомов водорода. Использование пучка высокой яркости и коллимации позволяет с учётом атомов перезарядки из плазмы измерять ослабление пучка с точностью от 3 % до 15 % в зависимости от самой величины ослабления. Сечения основных процессов ослабления, приводимые в работе [91], известны с точностью до 20 %. Таким образом, точность определения плотности плазмы составляет величину порядка 30 %. Однако, в ряде случаев важно

определение не абсолютной, а относительной плотности (радиальные распределения или изменение плотности), и в этом случае точность измерения эффекта значительно выше.

Другой наиболее важной и крайне необходимой диагностикой являются зондовые измерения. Существует множество моделей для интерпретации результатов. В нашем случае турбулентной плазмы наибольшую погрешность в измерениях ($20 \div 30 \%$) вносят сами флуктуации измеряемых параметров. Однако, измерение относительных величин (например, потенциала) может быть проведено с более высокой точностью одновременным измерением двух зондов. Конечно, введение зонда в плазму, особенно горячую, приводит к остыванию плазмы. Мы пытались использовать зонд как можно меньшего размера и учитывать влияние зонда при интерпретации результатов.

В диссертационной работе многие параметры плазмы измерены несколькими методиками, дающими близкие значения. Поэтому в ряде мест в тексте не уточняется, какой именно методикой измерен тот или иной параметр. Иногда отсутствие уточнения связано с очевидностью измерения параметра, как, например, измерения давления газа вакууметром.

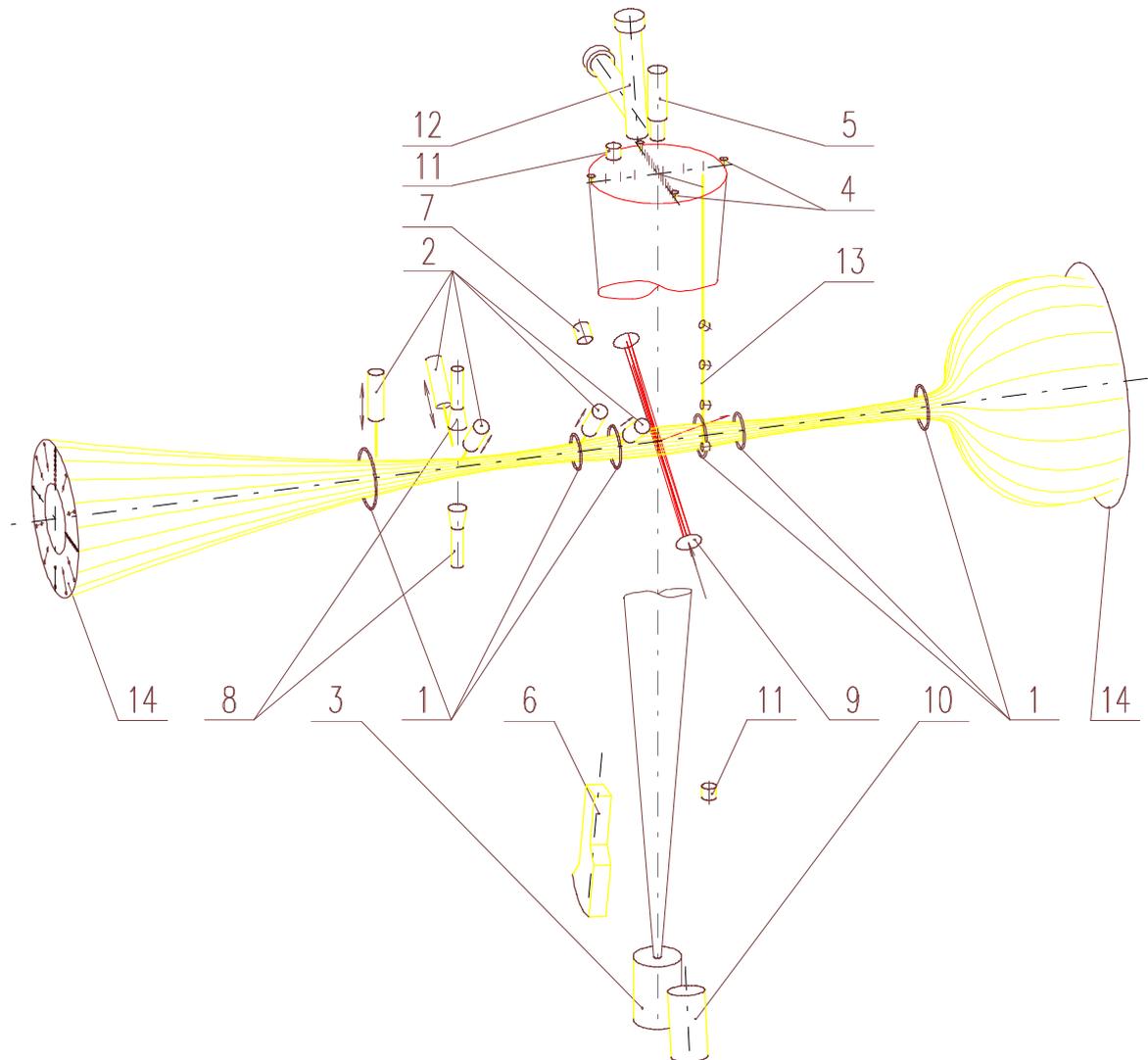


Рис. 7. Диагностики концевого пробкотрона установки АМБАЛ-М: 1 — диамагнитные петли, 2 — ленгмюровские зонды, 3 и 4 — система многохордового зондирования плазмы диагностическим пучком быстрых атомов, 5 — времяпролётный анализатор, 6 — 5-канальный энергоанализатор, 7 — вторично-эмиссионный анализатор быстрых атомов, 8 — интерферометр, 9 — Томсоновское рассеяние, 10 — газовый электролюминисцентный пропорциональный счётчик, 11 — ренгеновский детектор, 12 — детектор излучения линий H_{α} и H_{β} , 13 — быстрые вакуумметры, 14 — диагностика на плазмоприёмниках.

Глава 3. Эксперименты на квадрупольном пробкотроне АМБАЛ-Ю

§ 3.1 Первоначальные эксперименты

Накопление горячей плазмы осуществлялось инъекцией пучков атомов водорода в мишенную плазму, создаваемую четырьмя “кольцевыми” плазменными пушками, установленными попарно в торцевых баках на расстоянии $l = 295$ см по силовой линии от центра ловушки. Каждая пушка помещена в импульсный соленоид с полем $0,5$ Тл. Расчётная форма сечения струй мишенной плазмы в центральной плоскости пробкотрона (полагая течение плазмы по силовым линиям магнитного поля с классической поперечной диффузией) представлена на Рис. 8. На Рис. 9 изображены отпечатки сечения струй, полученные на металлических сетках, установленных в центральном сечении

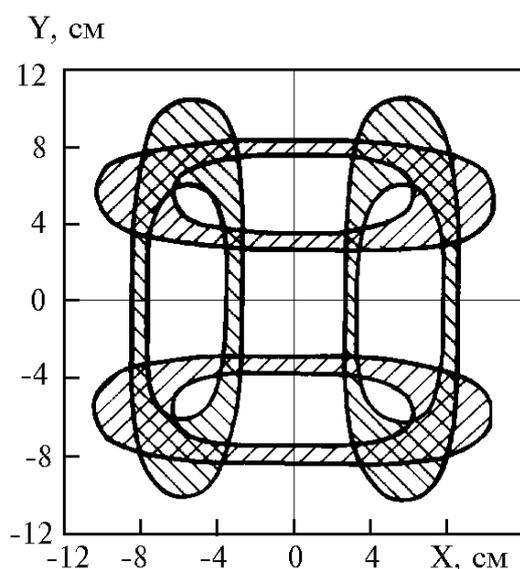


Рис. 8. Расчётная форма сечений струй в центральной плоскости пробкотрона.

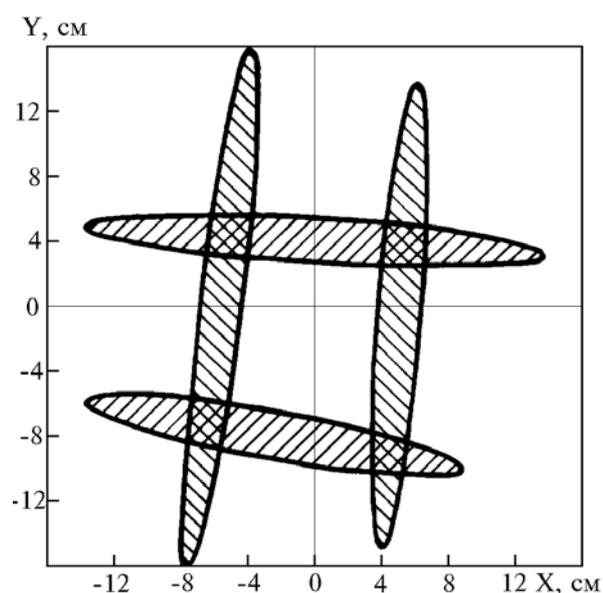


Рис. 9. Измеренные по отпечаткам на металлических сетках сечения плазменных струй в центральной плоскости пробкотрона.

пробкотрона. Видимый на Рис. 9 наклон струй связан со взаимодействием текущего тока и магнитного поля. Горизонтальный профиль линейной плотности плазменных струй, измеренный системой многохордового зондирования, представлен на Рис. 10.

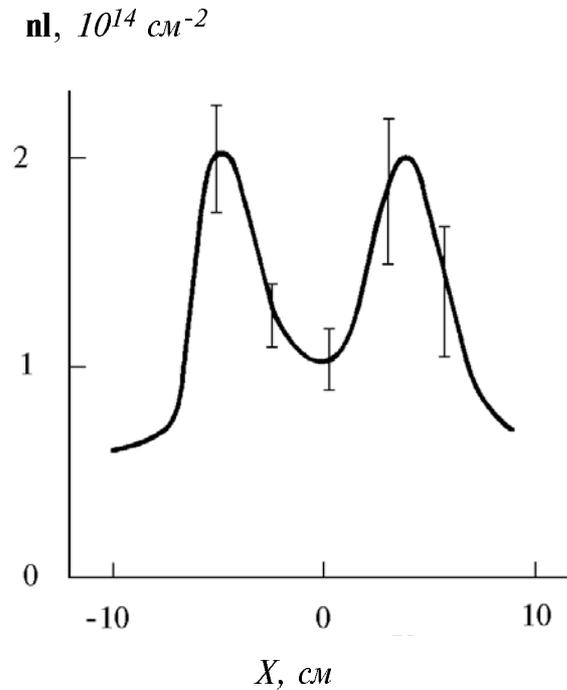


Рис. 10. Горизонтальный профиль линейной плотности плазменных струй.

Получаемая в пробкотроне мишенная плазма характеризуется низкой плотностью $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, типичной для газоразрядных источников температурой электронов 10 эВ и более высокой температурой ионов 50 эВ [68, 62, 66, 67]. Проведённые измерения показывают, что плазменные струи распространяются вблизи расчётных траекторий, но их профиль заметно отличается от расчётного. Было выяснено, что, несмотря на отсутствие в транспортирующей системе магнитной потенциальной ямы (среднего минимума B), плазменная струя устойчива относительно магнитогидродинамических желобковых мод, что объясняется стабилизирующим влиянием катода плазменной пушки [25]. В данной геометрии удерживающего магнитного поля, характеризующейся наличием в транспортирующей области областей с критическим

относительно развития баллонных возмущений параметром β_{cr} , меньшим β плазменной струи, плазменная струя неустойчива по баллонным модам в соответствующих сечениях¹.

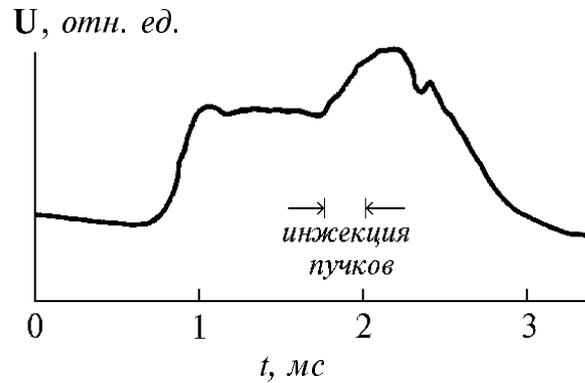


Рис. 11. Осциллограмма сигнала диамагнитной петли.

Инжекция двух атомарных пучков приводит к накоплению популяции горячих ионов до плотности $1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Диамагнитный сигнал приведён на Рис. 11. Следует указать, что вклад в сигнал диамагнитной петли даёт не только диамагнетизм плазмы, но и текущие по плазменным струям неосесимметричные токи, поэтому пьедестал, на фоне которого показано изменение диамагнитного сигнала, связанного с накоплением горячих ионов, не соответствует только диамагнетизму мишенной плазмы.

На Рис. 12 приведены осциллограммы сигналов потока атомов перезарядки, измеренных 5-канальным электростатическим энергоанализатором. По временному сдвигу сигналов, соответствующих различным значениям энергии атомов перезарядки, определено энергетическое время горячих ионов. Оно равно 400 мкс и соответствует времени торможения ионов на электронах в результате кулоновских столкновений τ_{dr} . Экспериментально определённый энергетический спектр горячих ионов $f(\mathcal{E})$ хорошо описывается квадратичной зависимостью от энергии: $f(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}^2$. Посчитанная по спектру средняя

¹ Численные расчеты выполнены П.Б.Лысянским по методике, изложенной в [26].

энергия горячих ионов составляет $3/4$ от энергии инжектируемых атомов, что соответствует 12 кэВ .

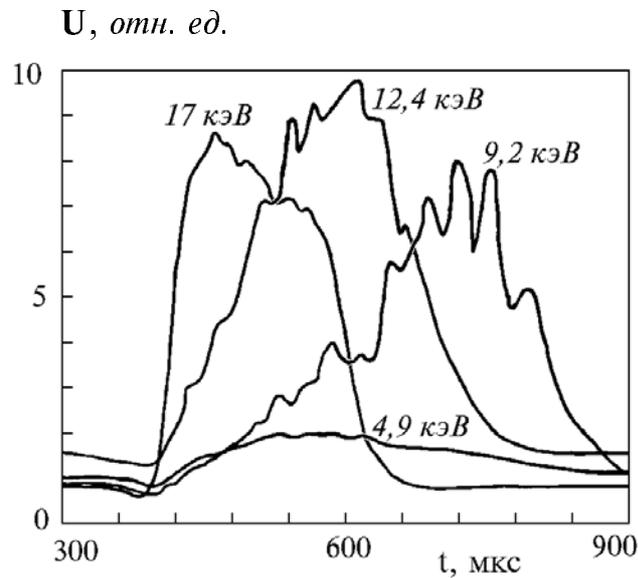


Рис. 12. Осциллограммы потока атомов перезарядки.

Стационарное энергетическое распределение захваченных протонов определяется перезарядкой на газе и торможением на электронах в результате кулоновских столкновений. Полагая времена перезарядки τ_{ex} и торможения τ_{dr} не зависящими от энергии и пренебрегая диффузией энергии по сравнению с торможением частиц, кинетическое уравнение для энергетического распределения $f(\mathcal{E})$ записывается как

$$-\frac{d}{d\mathcal{E}} \left(\frac{\mathcal{E}}{\tau_{dr}} f(\mathcal{E}) \right) + \frac{f(\mathcal{E})}{\tau_{ex}} = q(\mathcal{E}), \quad (1)$$

где $q(\mathcal{E})$ — источник мощности, который при инъекции атомов с энергией \mathcal{E}_0 представляется в виде δ -функции: $Q \delta(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)$. Тогда решение, находящееся в качественном согласии с детальными расчётами [59], следующее:

$$f(\mathcal{E}) = \begin{cases} \frac{Q}{\mathcal{E}_0} \tau_{dr} \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^{\tau_{dr} - 1} & \text{при } \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_0 \\ 0 & \text{при } \mathcal{E} > \mathcal{E}_0 . \end{cases} \quad (2)$$

Поясним, почему упомянутые времена можно считать не зависящими от энергии. При уменьшении энергии иона сечение перезарядки его на водороде слабо возрастает [91] (в диапазоне энергий $4 \div 20$ кэВ $\sigma_{ex} \propto \mathcal{E}^{-1/2} \sim 10^{-15}$ см²), однако, центр его ларморовской окружности смещается к максимуму плотности плазмы, где плотность газа меньше. Время торможения горячего иона также достаточно слабо зависит от энергии [32] и для плазмы с $n = 10^{14}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ, $T_i = 50$ эВ в диапазоне энергий $2 \div 15$ кэВ хорошо аппроксимируется линейной зависимостью: $\tau_{dr}(\mathcal{E}) \approx 6,9 \cdot 10^{-6} (1 + \mathcal{E}/24000)$. Для большинства оценок можно пользоваться выражением, представленным Спитцером: $\tau_{dr} = 3 \cdot 10^7 T_e^{3/2}/n$.

При интерпретации полученных спектров атомов перезарядки учитывалось как смещение при торможении ионов к центру, так и рассеяние ионов. Последнее, помимо уменьшения потока в коллимированную регистрирующую аппаратуру, приводит к уменьшению плотности ионов из-за рассеяния в конус потерь. В случае — — угловой разброс захваченных протонов определяется рассеянием на ионах плазмы и связан с величиной потери энергии следующим соотношением:

$$\langle \cos^2 \Theta \rangle = \frac{\sqrt{E_0} - \sqrt{E}}{\sqrt{E_0}} \quad (3)$$

где E_0 — начальное, E — текущее значение энергии иона. Здесь $\langle \cos^2 \Theta \rangle = \int \cos^2 \Theta f(\Theta) d\Omega$, где $f(\Theta)$ — распределение горячих ионов по углу.

Выяснено, что основным процессом, определяющим время жизни захваченных ионов, является перезарядка на газе. Это время примерно

равно 100 мкс . Вакуумные условия при работе источника ухудшались даже не столько из-за предварительного напуска водорода, сколько из-за того, что развитие неустойчивости по баллонной моде приводило к выбросу плазмы на стенки вакуумной камеры и потоку газа с неё. Низкая электронная температура плазмы также не способствовала хорошим газовым условиям в плазменной струе.

Вводимая в плазму мощность выносится, в основном, в виде перезарядных потерь и существенно не нагревает мишенную плазму.

Стало очевидным, что для дальнейшего увеличения энергосодержания горячих ионов следует улучшить качество мишенной плазмы. Поскольку захват атомарных пучков на мишенной плазме составляет менее 10% , а основным процессом захвата в данных условиях является перезарядка, то представляется очевидной необходимостью увеличить захват атомарных пучков за счёт увеличения плотности мишенной плазмы. Увеличение плотности плазмы также должно приводить к уменьшению роли перезарядки.

Решение этой задачи шло по нескольким направлениям, таким как подавление баллонных возмущений, основанное на использовании собственных токов плазменной струи [60], или увеличение минимального магнитного поля в транспортирующей области приближением источников с соленоидами к магнитной пробке [69,75,22]. Но окончательным на данном этапе исследований был выбран режим получения мишенной плазмы специально созданной плазменной пушкой с щелевой геометрией разрядного канала [24]. Выбор щели был обусловлен квадрупольной геометрией пробкотрона — щель в пушке проецируется в круг в пробкотроне. С использованием щелевой пушки был обеспечен наилучший захват атомарных пучков при адекватности размеров мишени и пучков и получено наибольшее накопление горячей плазмы. Помимо этого, в данном режиме наблюдались интересные эффекты, о которых речь пойдёт ниже.

§ 3.2 Накопление горячей плазмы на плотной мишени

В данных экспериментах для создания мишенной плазмы используется одна щелевая плазменная пушка, установленная на оси на центральном фланце северного бака торцевого приемника плазмы на расстоянии 175 см от центра пробкотрона. Пушка помещена в соленоид, создающий магнитное поле до 0,7 Тл. Получаемая в пробкотроне мишенная плазма характеризуется следующими параметрами: размеры — $X_{1/e} \times Y_{1/e} = 5 \text{ см} \times 16 \text{ см}$, плотность — $2,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, температуры электронов — 8 эВ, ионов ~ 10 эВ. Такая плазма позволяет захватить 47 % инжектируемого атомарного тока. На Рис. 13 показано распределение плотности плазмы, полученное из измерений линейной плотности плазмы по многим хордам как диагностического, так и нагревного пучков атомов, расположенных в медианной плоскости пробкотрона перпендикулярно.

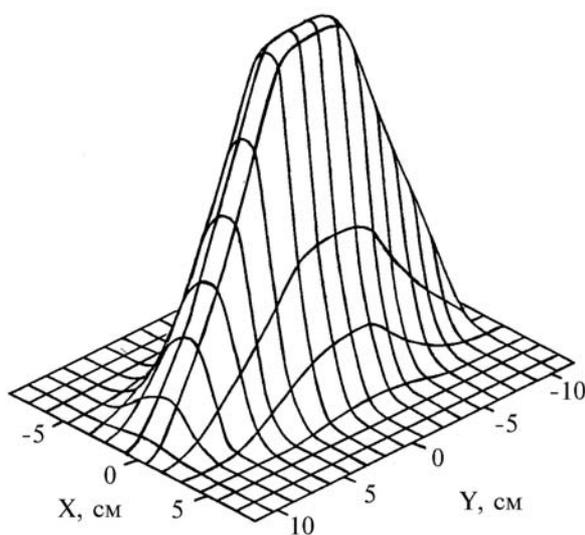


Рис. 13. Изометрическая картина плотности плазмы в центре пробкотрона.

n , отн. ед.

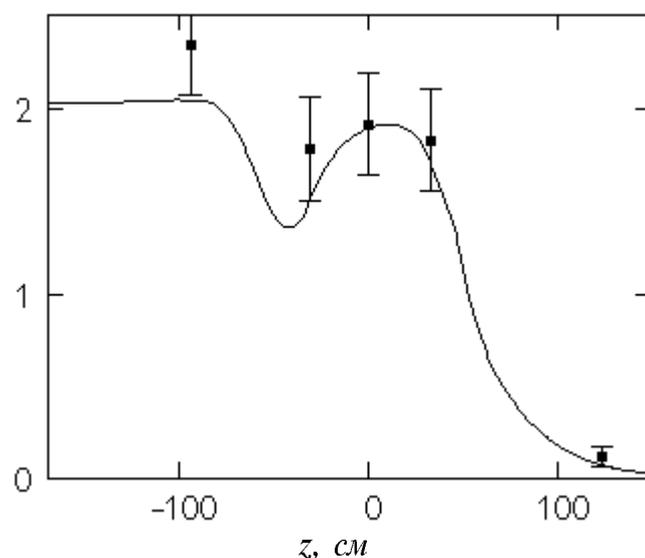


Рис. 14. Продольное распределение плотности плазмы на оси — экспериментальное измерение (■), расчёт (сплошная линия).

Исследование плазмы во всей установке выявило, что мишенная плазма хорошо представляется как течение плазменной струи —

дозвуковое до выходной пробки, и сверхзвуковое — после. На Рис. 14 приведены экспериментально измеренные и расчётные² продольные распределения плотности плазмы на оси. Видно их хорошее соответствие. Измерения проведены зондами. Данные зондов подтвердились измерениями по ослаблению диагностического пучка быстрых атомов в центре пробкотрона ($z = 0$ см) и интерферометром в расширителе ($z = 125$ см). Измерено, что электрический ток на пластины плазмоприёмника практически равен нулю.

Инжекция атомарных пучков в плазму ведётся не совсем симметрично. Более того, в начале проведения экспериментов инжектировались два пучка с одной стороны. Вносимый в плазму импульс должен приводить к смещению струи, а момент импульса (если инжекция ведётся с конечным прицельным параметром относительно оси) — к вращению.

Напомним, как передаётся импульс и момент импульса. Например, при инжекции с одной стороны в результате перезарядки ион плазмы замещается быстрым протоном, у которого центр ларморовской окружности смещён в направлении, перпендикулярном направлению инжекции, ровно на радиус его ларморовской окружности относительно иона плазмы. Это приводит к разделению зарядов, возникновению электрического поля и дрейфу плазмы в скрещенных полях в направлении инжекции. Аналогично и вращение струи введением в плазму момента импульса [58] происходит вследствие разделения зарядов, только в этом случае под действием азимутальной силы трения со стороны нейтрального пучка ионы начинают дрейфовать в радиальном направлении.

В открытой ловушке с проводящими торцами процесс разделения зарядов может приводить к образованию радиального электрического тока в плазме. Возникающие избыточные электроны стекают вдоль силовых линий на проводящий торец (в нашем случае — это плазменная пушка с

² Расчёт течения струи в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики приведён в Главе 4 “Просветление” мишенной плазмы.

одной стороны), а с торца стекают в плазму вдоль тех силовых линий, где возникает избыточный ионный заряд. Радиальный ток в плазме вдоль силовых линий замыкается радиальным током, протекающим в обратном направлении по торцу ловушки. Появление радиального электрического поля приводит к дополнительной силе – , компенсирующей, например, силу трения со стороны нейтрального пучка. Реально, радиальное электрическое поле может компенсироваться также незначительным изменением скорости ухода ионов из ловушки изменением потенциала плазмы.

Каких-либо изменений параметров плазмы из-за несимметричной инжекции зарегистрировано не было. Получается, что вносимый в плазму импульс и момент импульса передается торцу ловушки за счёт взаимодействия радиального электрического тока, протекающего по торцу, с магнитным полем ловушки.

Вместе с тем, было обнаружено, что инжекция пучков приводит к значительному уменьшению плотности мишенной плазмы. Точнее сказать, не инжекция приводит, а образовавшаяся в результате захвата пучков популяция горячих ионов в пробкотроне существенно влияет на течение плазменной струи, проявляющееся, в частности, в уменьшении плотности мишенной плазмы. Этот эффект достаточно подробно изучен как экспериментально, так и теоретически с проведением численных расчётов. Этому посвящена следующая глава. В данном месте следует сказать, что наблюдаемый эффект не объясняется передачей импульса или момента импульса, поскольку он нечувствителен к симметрии инжекции.

Как уже отмечалось выше, режим накопления горячих ионов на мишенной плазме, получаемой щелевой пушкой, позволял бы достаточно эффективно (~50 %) захватывать инжектируемые атомарные пучки. Реально, вследствие уменьшения плотности мишенной плазмы из-за влияния горячих ионов, эффективность захвата меньше. Так, при

достаточно большой мощности инъекции, когда плотность мишенной плазмы уменьшалась в 2,5 раза, эффективность захвата была ~ 30 %.

В данных экспериментах увеличена мощность инъекции увеличением количества инжекторов в два раза — установлены еще два инжектора СТАРТ-2 (3* на Рис. 1). Суммарный ток инъекции достиг 160 экв. А.

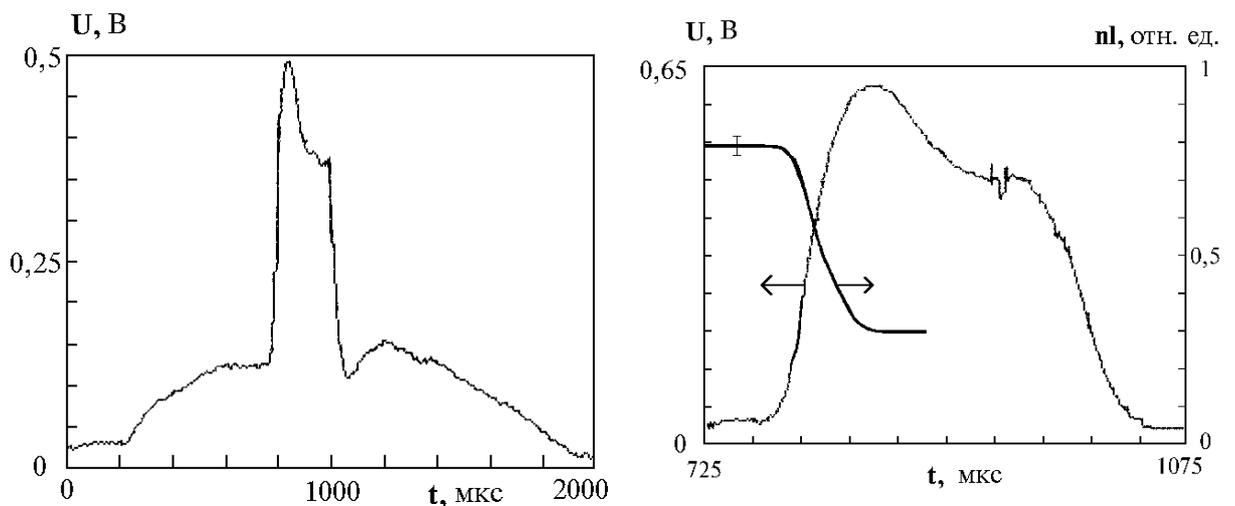


Рис. 15. Сигнал диамагнитной петли. На правом рисунке приведена временная зависимость линейной плотности мишенной плазмы. (Осциллограммы получены в разных выстрелах.)

Временная зависимость диамагнитного сигнала приведена на Рис. 15. Такая форма сигнала определена двумя основными процессами. Во-первых, время жизни горячих ионов и энергетическое время меньше длительности инъекции, и в этом смысле осуществляется накопление до стационарного состояния. Во-вторых, проявляется эффект уменьшения плотности мишенной плазмы — на фронте уменьшения плотности инжектируемые атомы захватываются на плазме бóльшей плотности, а последующее их торможение как ионов происходит в плазме с меньшей плотностью. Эффект уменьшения плотности здесь играет положительную роль в увеличении энергосодержания горячей плазмы.

Инжекция атомарных пучков приводит к накоплению в объёме 3 литров популяции горячих ионов со средней энергией 6 кэВ плотностью до $1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [72].

Энергетический спектр захваченных горячих ионов $f(\mathcal{E})$ в области энергии выше 3 кэВ, измеренный 5-канальным электростатическим анализатором, описывается следующей зависимостью от энергии: $f(\mathcal{E}) \sim 1/\mathcal{E}^{3/4}$. По временному сдвигу сигналов, соответствующих различным энергиям атомов перезарядки, определено энергетическое время горячих ионов. Его характерная величина $\tau_{\mathcal{E}} = 25 \text{ мкс}$. Основным процессом, определяющим это время, является торможение на электронах в результате кулоновских столкновений. Характерное время перезарядных потерь $\tau_{ex} > 100 \text{ мкс}$. Измерение цезиевым анализатором энергетического спектра ионов в области энергий ниже 3 кэВ представлено на Рис. 16 [65]. Наблюдаемый спад плотности ионов в низкоэнергетичной части спектра объясняется рассеянием в конус потерь. Согласно (3), угловой разброс горячих ионов $\langle \theta \rangle$ становится равным 45° , когда ион затормозится до энергии порядка 500 эВ (считая эффективный заряд плазмы $Z = 1$). Из зависимости ослабления диагностического пучка атомов водорода от энергии атомов, аналогично работе [90], не

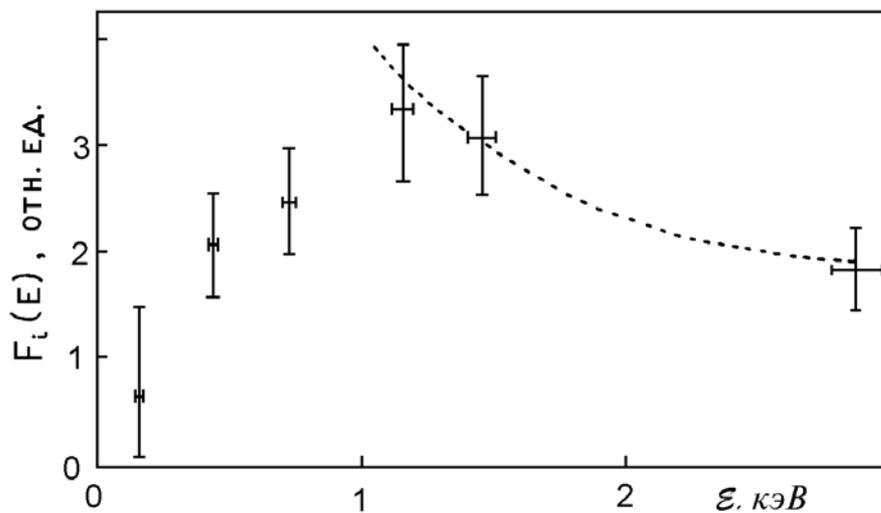


Рис. 16. Энергетическое распределение горячих ионов, измеренное цезиевым анализатором.

обнаружено отличия эффективного заряда плазмы от единицы. Экспериментально определённое время рассеяния $\tau_{sc} = 75$ мкс. Средняя энергия горячих ионов определялась из их энергетического спектра как $\frac{1}{2} m v^2$. Ионы большую часть мощности передают электронам, которые нагреваются с 8 эВ до 25 эВ. Выяснено, что продольная электронная теплопроводность на катод источника плазмы не является определяющей в ограничении нагрева электронов в пробкотроне.

Проведено изучение зависимости энергосодержания горячего компонента от мощности инъекции. Подробно сравнивались результаты инъектирования одного пучка и всех четырёх. Реально (вследствие неодинакового тока пучка разных источников) мощность инъекции увеличивалась в 3 раза. Энергосодержание же горячего компонента возросло в $4,1$ раза.

Определим энергосодержание как произведение количества горячих ионов в пробкотроне N_{hot} на их среднюю энергию \bar{E} . Первое запишем как $N_{hot} \sim I_{inj} (1 - \exp(-nl\sigma)) \tau_{life}$, где I_{inj} — ток инъектируемых атомов, $(1 - \exp(-nl\sigma))$ — коэффициент захвата, σ — сечение захвата, τ_{life} — время жизни захваченных ионов. Говоря об увеличении мощности инъекции, мы имеем ввиду увеличение тока инъекции I_{inj} в 3 раза, поскольку энергия инъектируемых атомов неизменна. В это время плотность мишенной плазмы ещё уменьшилась, а температура электронов возросла с 18 эВ до 25 эВ. Если бы время жизни горячих ионов определялось только временем торможения на электронах $\tau_{dr} \sim T_e^{3/2}/n$ и захват был бы не так велик, что позволило бы упростить член $(1 - \exp(-nl\sigma))$ до $nl\sigma$, то количество горячих ионов в пробкотроне определялось бы следующей зависимостью $N_{hot} \sim I_{inj} T_e^{3/2}$, и при данном изменении мощности инъекции должно было бы возрасти в $5,1$ раза. Видно, что зависимость от плотности пропала — во сколько раз меньше захватывается, во сколько раз (при прочих равных условиях) ионы дольше удерживаются в пробкотроне. Дальше учитываем следующее: захват не мал, и, в качестве примера, — отношение захвата к плотности мишенной плазмы не постоянно, а возросло в $1,15$ раза. Захваченные ионы тормозятся на

электронах дольше как за счёт меньшей плотности, так и за счёт большей температуры электронов. Однако, они рассеиваются в конус потерь с более высокой энергией. Поэтому влияние рассеяния в конус потерь на время жизни горячих ионов относительно увеличилось, и τ_{life} возросло менее, чем τ_{dr} . Аккуратный учёт этих факторов даёт рост количества захваченных ионов в 4,2 раза. Получается, что средняя энергия ионов не должна измениться. Это подтверждают два экспериментальных факта. Первый — форма энергетического спектра горячих ионов не изменилась, что при увеличении времени торможения на электронах возможно лишь увеличением времени перезарядки. Хотя следует отметить, что зависимость \bar{E} от τ_{ex} довольно слабая: если бы τ_{ex} не изменилось, то \bar{E} увеличилась бы в 1,2 раза, а увеличение τ_{ex} до бесконечности привело бы к уменьшению \bar{E} в 1,126 раза. Но наиболее отчётливо и ярко на улучшение газовых условий указывает другой экспериментальный факт: поток атомов перезарядки, регистрируемый каналом 5-канального электростатического анализатора, настроенным на энергию инъекции, остаётся примерно постоянным, независимо от того работает ли один инжектор или все четыре. У этого канала анализатора полная ширина энергетического окна составляет 24 %, так что этим каналом регистрируются атомы перезарядки с энергией выше 14,1 кэВ. Эти атомы перезарядки с энергией, близкой к энергии инъекции, ещё не успели существенно рассеяться, и их угловой разброс определяется угловым разбросом инжектируемых пучков. Поэтому их поток в анализатор можно считать пропорциональным произведению захваченного тока инъекции, плотности газа и времени торможения τ_{dr} (точнее, времени жизни в данном энергетическом интервале, но торможение — определяющий процесс). Увеличение тока инъекции в 3 раза приводит к увеличению захваченного тока в 2,6 раза и увеличению τ_{dr} в 1,7 раза, так что для того, чтобы регистрируемый поток атомов не изменился, плотность газа должна уменьшиться в 4,4 раза. Если считать, что перезарядка горячих ионов идёт на атомах водорода, то из времени перезарядки легко определить, что усреднённая по ларморовской окружности иона средняя плотность газа имеет величину порядка $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Эта плотность больше плотности

атомов в пучке, которая не превышает $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, и газовые условия не определяются плотностью инжектируемых атомов. В результате перезарядки горячего иона с нейтралом образуется медленный ион и атом водорода с большой скоростью, так что плотность нейтралов или атомов за счёт скорости уменьшается. Приток определяется потоком газа через поверхность объёма, занятого горячими ионами. Для данной плотности газа, даже полагая атомы франк-кондоновскими, получим приток газа величиной порядка одного ампера, что много меньше начальных перезарядных потерь ($\sim 10 \text{ A}$). Такой процесс уменьшения плотности газа можно назвать выгоранием газа — при перезарядке горячего иона на газе этот медленный атом или молекула газа замещается атомом водорода с большой скоростью, который быстро покидает плазму. Это значительно увеличивает скорость потерь атомов из плазмы, приводя к уменьшению плотности газа. Газовые условия, которые и при малой мощности инжекции не являлись главными в ограничении удержания ионов в пробкотроне, улучшаются и становятся несущественными.

В этих экспериментах с щелевой плазменной пушкой получена ионно-горячая плазма достаточно высокой плотности. Конечно, это меньше, чем получено в экспериментах на установке 2ХПВ, но не меньше, чем получают в ходе ведущихся в настоящее время экспериментов на установке ГАММА-10. Дальнейшее увеличение возможно при условии увеличения мощности инжекции. При увеличении мощности инжекции уменьшается плотность мишенной плазмы, увеличивается захватываемая мощность, растёт электронная температура, увеличивается время жизни горячих ионов, улучшаются газовые условия и быстрее, чем линейно, растёт энергосодержание горячей плазмы. Возможен ли переход к квазистационарному поддержанию горячей плазмы? В принципе, да. Но, при имеющейся максимальной мощности инжекции, полученное время жизни горячих ионов оказалось недостаточным. После выключения пушки мишенная плазма вытекает за время порядка 300 мкс , и, кроме того, сильно портятся газовые условия.

Основным препятствием становится электронная температура. Большую часть мощности горячие ионы передают в результате столкновений электронам, но последние не нагреваются до той температуры, которая бы не ограничивала энергетическое время горячих ионов (напомним, что время торможения горячих ионов $\tau_{dr} \propto T_e^{3/2}$). При дальнейшем увеличении T_e высокая электронная теплопроводность на катод источника плазмы, где T_e практически фиксирована, станет ограничивающим фактором в повышении температуры. Поскольку продольный электронный поток тепла по теплопроводности _____, то увеличение T_e в пробкотроне будет зависеть от вкладываемой мощности Q как $Q^{2/7}$.

§ 3.3 “Газовая самоизоляция” плазменной струи

В данном параграфе остановимся на интересном явлении, позволившем иметь хорошие газовые условия для накопления горячей плазмы.

Источниками появления газа в пробкотроне являются плазменная пушка, инжекторы нейтралов, сами атомарные пучки, рекомбинация плазмы на пластинах плазмоприёмника, газовая десорбция с поверхностей, смотрящих на плазму. В нашем случае короткого времени жизни популяции горячих ионов основным источником газа является плазменная пушка, в которую молекулы водорода начинают напускаться до поджига разряда за время, сравнимое со временем пролёта молекулы водорода от источника до пробкотрона.

Экспериментально зарегистрировано, что плотность газа в плазменной струе не изменяется, в то время как плотность газа снаружи значительно возрастает [77,72].

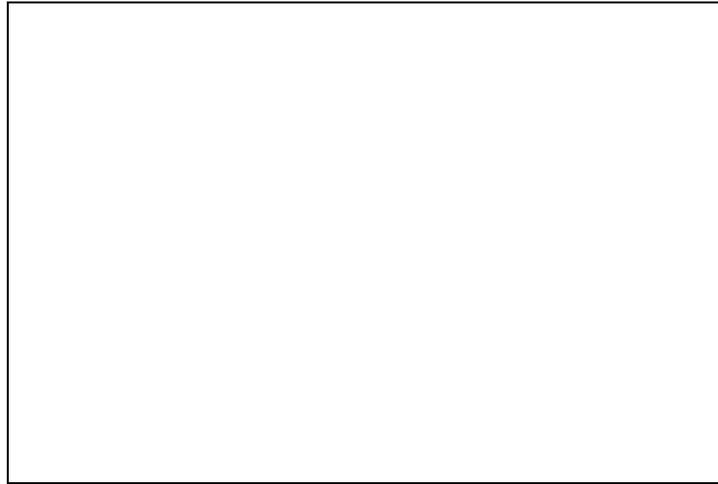


Рис. 17. Временные зависимости тока дуги плазменной пушки (1), линейной плотности плазмы (2), давления газа (3) и интенсивности излучения на линии H_{α} (4) в относительных единицах.

Первое, что указывает на это, — временная зависимость интенсивности излучения линии H_{α} . Эта интенсивность пропорциональна произведению плотностей атомов водорода и электронов и зависит от электронной температуры. На Рис. 17 видно, что в течение продолжительного времени работы источника плазмы, когда температура и плотность электронов постоянны, интенсивность излучения линии H_{α} имеет плато, в то время как плотность газа, измеряемая вблизи плазмы быстрым вакууметром, стремительно растёт (во время работы плазменной пушки — с $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$). Из абсолютной калибровки регистраторов излучения плотность нейтрального водорода в плазменной струе оценивается величиной $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Сравнение хордовых измерений интенсивности излучения линии H_{α} с хордовыми измерениями линейной плотности плазмы по ослаблению диагностического пучка атомов водорода

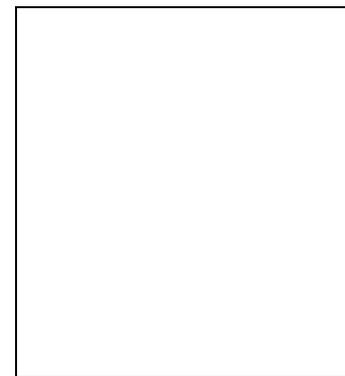


Рис. 18. Радиальные распределения интенсивности излучения линии H_{α} (O) и линейной плотности плазмы (□) (здесь центр не соответствует нулю).

показывает (Рис. 18), что, в основном, излучение идёт из всей плазмы.

Вторым фактором, подтверждающим независимость плотности газа в струе от газовых условий вне струи, является постоянство времени перезарядки горячих ионов в течение почти всей длительности разряда экспериментально определённого из энергетического спектра горячих ионов. Время перезарядки определяется плотностью газа в мишенной плазме.

Попытка объяснить эти факты приводит к модели формирования потока быстрых атомов, окружающего плазменную струю и экранирующего последнюю от внешнего газа. Такая струя быстрых атомов формируется в газо-плазменном облаке вблизи плазменной пушки в результате перезарядки ионов плазменной струи с Франк-Кондоновскими атомами водорода, образованными в результате диссоциации молекул водорода.

Плазменная пушка начинает заполняться водородом за 2 мс до поджига разряда. Молекулы водорода вытекают из канала источника. Вблизи пушки формируется облако молекул водорода плотностью порядка 10^{14} см^{-3} с характерным размером 0,5 м. После начала работы плазменной пушки эти молекулы водорода падают на плазменную струю и диссоциируются электронным ударом на периферии струи в достаточно тонком слое с линейной плотностью плазмы порядка 10^{13} см^{-2} . Сечение диссоциации при электронной температуре 10 эВ имеет величину порядка 10^{-13} см^2 . В результате диссоциации молекул водорода образуются Франк-Кондоновские атомы с энергией порядка 2 эВ. Образовавшиеся в тонком слое Франк-Кондоновские атомы глубже проникают в плазменную струю. Вследствие увеличения скорости этих атомов по сравнению с молекулами плотность Франк-Кондоновских атомов уменьшается до величины $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Конечно, эта оценка верна, если не учитывать перезарядку. Но именно перезарядка Франк-Кондоновских атомов с ионами плазмы ($\sigma = 10^{-14} \text{ см}^2$) приводит к появлению потока быстрых атомов. Дело в том, что на выходе из источника в спадающем магнитном поле плазменный поток расширяется, и на периферии струи реализуется

бесстолкновительное течение с ускорением протонов в продольном направлении. На расстоянии 40 см от источника силовые линии магнитного поля параллельны оси, а ионы на периферии имеют характерную продольную скорость, соответствующую энергии в $2.5\div 3 T_i$, и низкую поперечную температуру. Характерный продольный размер, на котором протоны перезаряжаются в быстрый атом, летящий преимущественно вдоль оси установки, имеет величину $L \sim 40\text{ см}$. Линейную плотность потока быстрых атомов nl оценим из предположения, что падающий на плазму поток Франк-Кондоновских атомов преобразуется в поток быстрых атомов. Тогда можно записать — $nl = 0,5 n_{FC} L v_{FC}/v \approx 2 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-2}$. Полное число молекул водорода, которые преобразовываются в поток атомов, составляет величину $2 \cdot 10^{18}$ молекул за импульс — несколько процентов от полного количества напускаемых молекул.

Этот быстрый поток атомов с линейной плотностью около $2 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-2}$ сопровождает плазменную струю и защищает её от внешнего холодного газа. Принимая $\sigma_{sc} v_H/v_{H2} \approx 5 \cdot 10^{-14}\text{ см}^2$ за величину сечения упругого рассеяния между быстрыми атомами водорода и медленными молекулами водорода [95], мы получим необходимую для защиты линейную плотность быстрых атомов равную $2 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-2}$, которая обеспечивается потоком быстрых атомов. Холодный газ в пробкотроне слабо влияет на распространение потока быстрых атомов, поскольку поперечный импульс потока холодного газа на поток много меньше продольного импульса потока быстрых атомов.

В начальный момент работы пушки плазменная струя пролетает через облако газа. Из-за перезарядки ионов на газе также образуется поток быстрых атомов внутри струи, но из-за достаточно большой плотности электронов эти атомы эффективно ионизируются электронным ударом и не влияют на газовые условия в струе в пробкотроне. Оценка ослабления плотности быстрых атомов в плазменной струе при

прохождении расстояния до пробкотрона даёт большую величину:

$$\frac{\langle \dots \rangle}{\dots}$$

После выключения источника плазмы заканчивается генерация потока быстрых атомов, и холодный газ, окружающий плазму, проникает в неё. Интенсивность излучения на линии H_α резко возрастает даже в процессе уменьшений плотности и температуры электронов. Также регистрируется уменьшение времени жизни по перезарядке горячих ионов.

Подтверждением предложенной модели могут служить следующие два экспериментальных факта.

Первый. При изменении длительности работы плазменной пушки максимальная величина интенсивности излучения на линии H_α (после выключения) коррелировала с давлением газа — чем раньше выключали пушку, тем она меньше, чем позже, тем, соответственно, больше.

Второй. В транспортирующей области перед входом в пробку с одной стороны плазменной струи опускали диафрагму, которая должна преградить путь сопутствующему потоку атомов. И действительно, при опускании диафрагмы плато в интенсивности излучения на линии H_α стало пропадать — интенсивность начинала расти линейно. Конечно, введение этой диафрагмы могло приводить к значительному потоку примесей, но качественно эффект подтверждает модель.

Глава 4. “Просветление” мишенной плазмы

В данной главе приводятся результаты экспериментов по изучению эффекта “просветления” — уменьшения плотности мишенной плазмы при накоплении горячих ионов. Рассматривается временная задача течения плазменной струи в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики при наличии в пробкотроне популяции горячих ионов. Описывается разностная схема численного счёта. Приводятся результаты численных расчётов и их сравнение с экспериментальными результатами. Дается объяснение “просветлению” [63,78,64].

§ 4.1 Экспериментальные результаты

Ещё раз отметим, что было экспериментально обнаружено интересное и неожиданное явление: инъекция пучков высокоэнергетичных атомов водорода в пробкотрон приводит к значительному уменьшению плотности мишенной плазмы.

Инъекция пучков атомов водорода энергией 16 кэВ , током до 160 экв. А , в течение 200 мкс ведётся в пробкотрон перпендикулярно оси. Пробкотрон предварительно заполняется “тёплой” плазмой плотностью $2,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, характерной температурой электронов и ионов порядка 10 эВ с помощью щелевой плазменной пушки, расположенной на расстоянии 175 см от центра пробкотрона. Генерируемая пушкой плазменная струя втекает в пробкотрон по силовым линиям магнитного поля. Течение — дозвуковое до выходной пробки пробкотрона и сверхзвуковое после. Электрический ток на пластины торцевых плазмоприёмников практически равен нулю [69]. В результате инъекции атомарных пучков в пробкотроне в объёме 3 литров образуется популяция горячих ионов со средней энергией 6 кэВ плотностью до $1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Температура электронов в пробкотроне возрастает с 8 эВ до 25 эВ . В это время плотность мишенной плазмы значительно уменьшается (до $2,5$ раз).

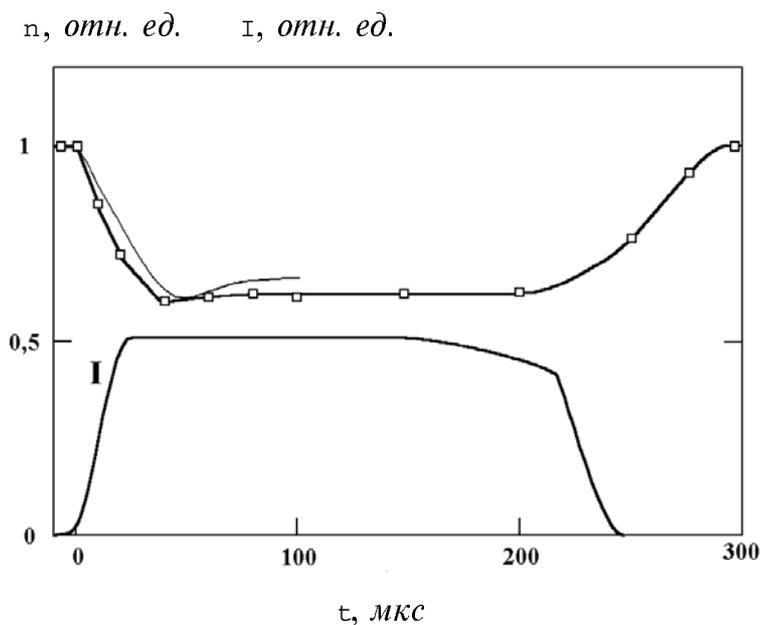
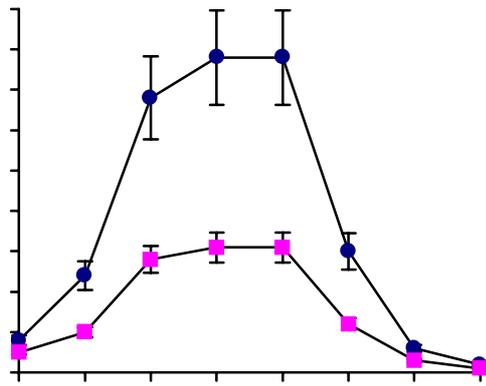


Рис. 19. Временные зависимости плотности плазмы в центре пробкотрона (\square — эксперимент, — — — расчёт) и тока I инжектируемого пучка атомов водорода.

Временная зависимость плотности плазмы в центре пробкотрона, полученная из измерений ослаблений диагностического и нагревного пучков, приведена на Рис. 19³. Приведённое на Рис. 20 поперечное распределение линейной плотности плазмы в медианной плоскости пробкотрона, измеренное диагностическим пучком быстрых атомов водорода, показывает, что плотность плазмы в медианной плоскости уменьшается везде по радиусу и геометрический размер плазменной струи почти не изменяется. Из измерений ослаблений нагревных пучков продольной линейкой датчиков (Рис. 21) обнаружено, что во всей области инжекции плотность плазмы уменьшается. При увеличении мощности инжекции плотность мишенной плазмы уменьшается. Измеренная зависимость плотности мишенной плазмы от мощности инжекции представлена на Рис. 22.

³ Здесь на рисунках также приведены результаты численного счёта предлагаемой модели, которая обсуждается ниже. Некоторые экспериментальные результаты приведены в разделе, где проводится сравнение расчётных зависимостей с измеренными.

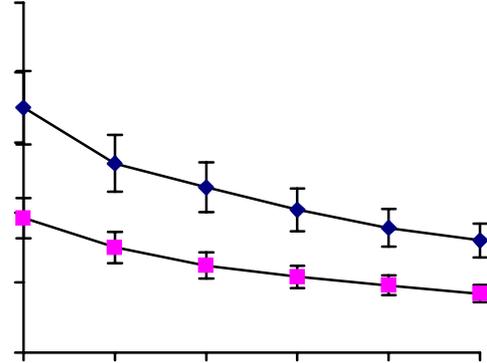
$n_l, 10^{15} \text{ см}^{-2}$



X, см

Рис. 20. Поперечное распределение линейной плотности плазмы в медианной плоскости пробкотрона — ●- без инжекции, ■ - во время инжекции атомарных пучков.

$n_l, 10^{15} \text{ см}^{-2}$



Z, см

Рис. 21. Продольное распределение линейной плотности плазмы в пробкотроне — ●- при малой мощности инжекции, ■ - при большой мощности инжекции атомарных пучков.

$n, \text{ отн. ед.}$

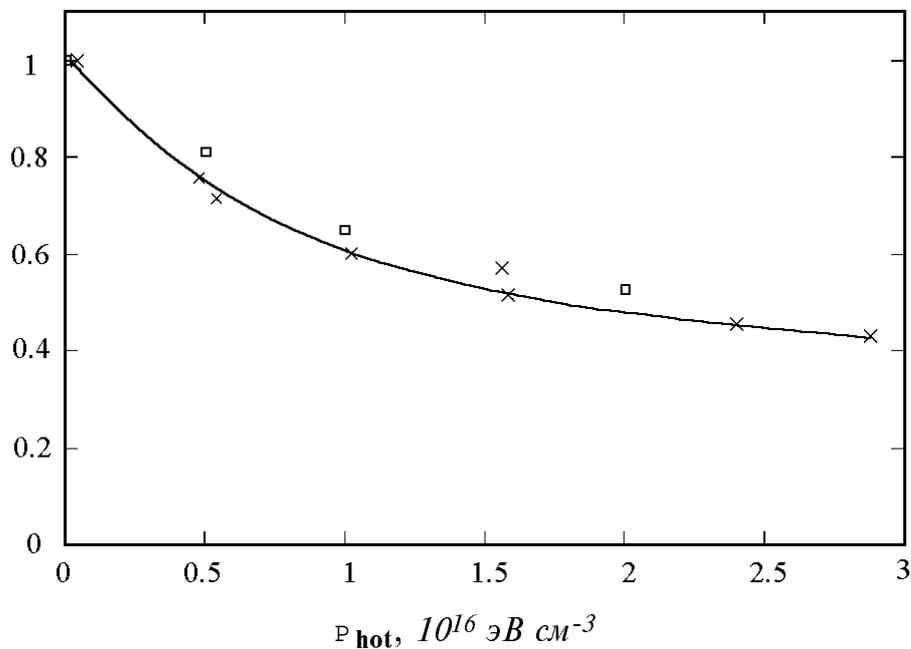


Рис. 22. Зависимость плотности мишенной плазмы в центре пробкотрона от энергосодержания горячих ионов (× — эксперимент, □ — расчёт).

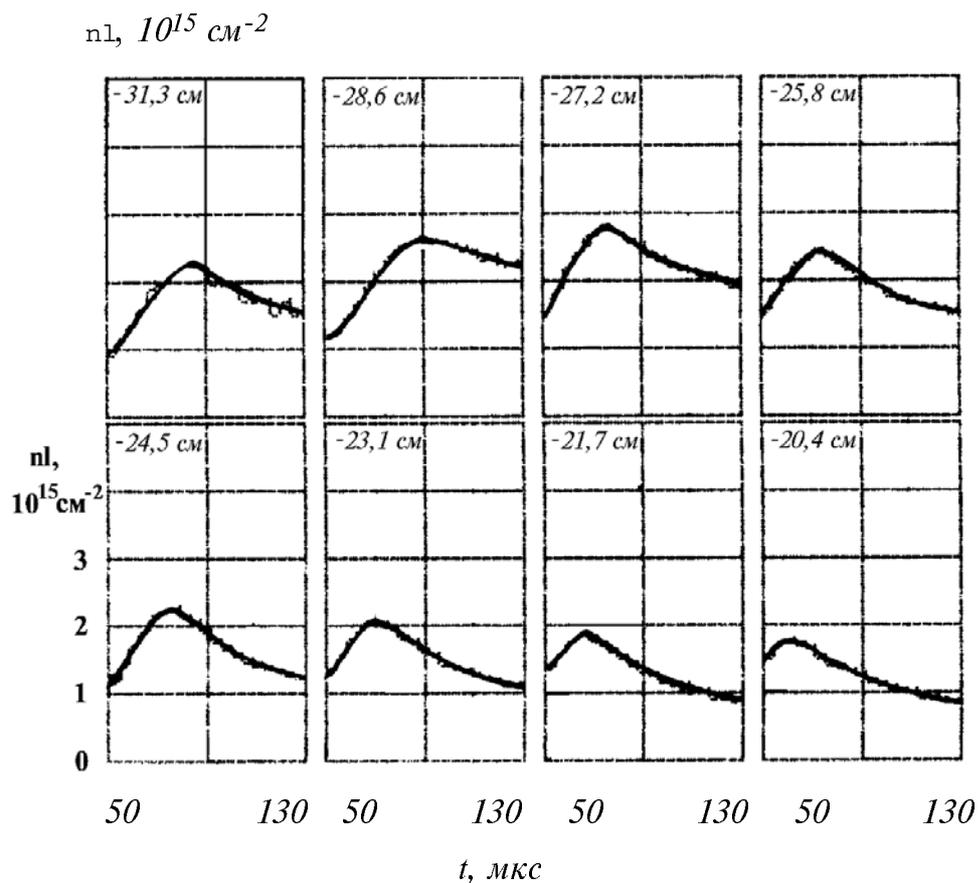


Рис. 23. Временные зависимости линейной плотности плазменной струи, генерируемой “осевой” пушкой, по восьми хордам при инжекции атомарных пучков в пробкотрон. Положение хорды вдоль оси z приведено в левом верхнем углу каждого квадрата; $z = 0$ соответствует центру пробкотрона, пушка имеет $z < 0$. Ноль на временной шкале соответствует началу инжекции.

Измерения продольной линейкой датчиков для диагностического пучка, способные дать информацию о плотности плазмы вниз по течению струи от центра, провести не удалось из-за слишком большого ослабления пучков вследствие значительного увеличения размера плазмы вдоль хорды при квадрупольной геометрии пробкотрона. Чтобы всё-таки использовать эту линейку датчиков, с противоположной от щелевой пушки стороны была установлена “осевая” пушка [38], для которой также наблюдалось “просветление”, когда ей заполняли пробкотрон через касп, и были проведены измерения. Теперь проводились измерения линейной плотности плазмы от центра пробкотрона и вверх против течения струи. Обнаружено, что от области инжекции вверх против течения струи

движется скачок уплотнения (Рис. 23) с малой скоростью порядка 10^5 см/с.

Зонды в пробкотроне ($z = 35$ см) и в расширителе ($z = 125$ см) регистрируют уменьшение плотности плазмы при инъекции пучков. Изменения плавающих потенциалов зондов приведены на Рис. 29.

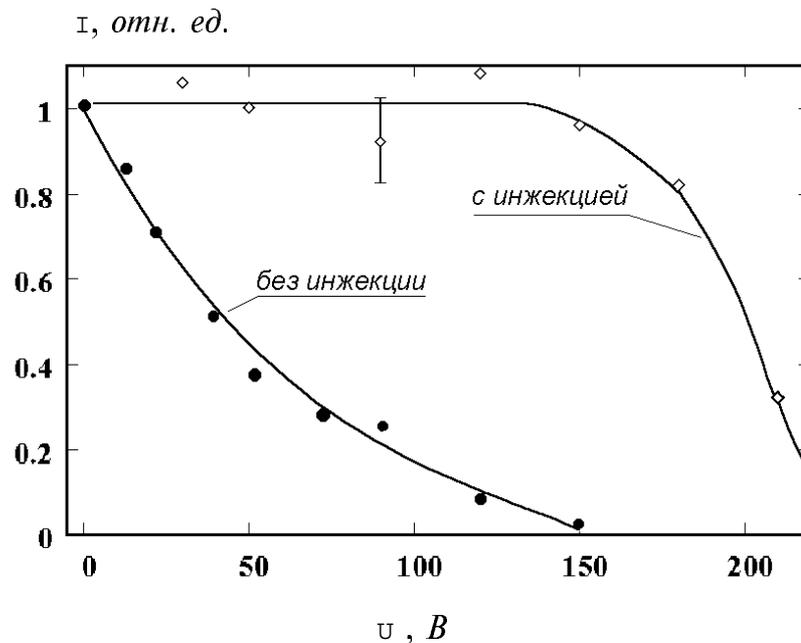


Рис. 24. Зависимость тока торцевого электростатического анализатора от запирающего напряжения (измеренный до (•) и в момент инъекции пучков (◊)).

Анализаторы и болометр, расположенные на плазмоприёмнике, показывают значительное увеличение энергии ионов (Рис. 25) и потока тепла. Регистрируемый поток ионов ведёт себя следующим образом: через время ~ 30 мкс от начала инъекции резкое возрастание, потом уменьшение до уровня ниже начального, затем возврат к начальному уровню ещё во время инъекции.

При инъекции электронная температура возрастает с 8 эВ до порядка 20 эВ (в зависимости от мощности инъекции). Электронная температура определялась из сравнения ослаблений диагностических пучков атомов водорода, гелия и аргона. Если водородный пучок ослабляется в плазме, в основном, в результате перезарядки, то пучки

атомов гелия или аргона — в результате ионизации электронным ударом, сечение которого достаточно сильно изменяется в диапазоне электронной температуры $10 \div 100$ эВ. Получаемые значения электронной температуры подтверждались измерениями по ВАХ зонда и согласовались со значениями, полученными из измеренного времени торможения захваченных горячих ионов.

В то же время инжекция не приводит к заметным изменениям параметров плазменной струи, измеряемых зондом перед входной пробкой ($z = 90$ см). Так, подробные измерения этим зондом электронной температуры дают увеличение при инжекции среднестатистического значения электронной температуры на $0,6$ эВ (среднеквадратичное отклонение значительно больше ~ 2 эВ). Не изменяется режим работы (напряжение и ток разряда) плазменной пушки, хотя потенциал анода и катода возрос одинаково на 20 В. Поперечные потери плазмы из пробкотрона регистрировали цезиевым анализатором атомов перезарядки низких энергий [55] и определили, что поперечных потерь плазмы, позволяющих объяснить наблюдаемое явление, нет [65]. Высокочастотный зонд позволял регистрировать активность до частоты 10 МГц, как раз равной ионно-циклотронной частоте в центре пробкотрона. Для уверенной регистрации мы понизили ионно-циклотронную частоту в 2 раза уменьшением магнитного поля во всей установке, но изменения активности на этих частотах при инжекции не обнаружили. Наблюдаемое явление не объясняется передачей импульса от атомарных пучков мишенной плазме.

§ 4.2 Моделирование влияния горячей плазмы на течение плазменной струи

§ 4.2.1 Модель

Рассмотрение в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики одномерного стационарного адиабатического течения ионов [84] вдоль силовых линий однородного аксиального магнитного поля в пренебрежении вязкости показывает, что нагрев извне приводит к ускорению дозвукового потока и, следовательно, к уменьшению плотности плазмы. Для согласия с экспериментом необходимая мощность нагрева оценивается величиной в сотню киловатт. Однако, прямой канал передачи энергии за счёт столкновений от горячих ионов обеспечивает нагрев ионов мишенной плазмы только на уровне менее десяти киловатт. Встаёт естественный вопрос о механизме нагрева ионов, и эта простая модель не может дать на него ответ.

Объяснение эффекта “просветления” тесно связано с вопросом о поведении горячих ионов. Выяснено, что ионы мишенной плазмы нагреваются, но каков механизм этого нагрева — от электронов, которые нагреваются от горячих ионов, или непосредственно от горячих ионов через какие-либо раскачиваемые неустойчивости? Если второе, то, помимо торможения на электронах, горячие ионы отдают мощность и по другому каналу, что, в свою очередь, внесёт изменения в оценки параметров плазмы, поскольку полагали, что торможение определяется только классическим торможением ионов на электронах в результате столкновений. Т.о., от объяснения эффекта “просветления” зависит ответ на вопрос, описывается ли поведение захваченных горячих ионов классическими столкновительными механизмами.

Рассмотрим плазменную струю в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики [29,30].

Состояние каждого заряженного компонента описывается макроскопическими параметрами: плотностью n , температурой T и

потоковой скоростью u . Система уравнений для макроскопических параметров содержит уравнения непрерывности, переноса импульса и переноса энергии. Применение этой модели плазмы возможно, если все величины в плазме мало изменяются на таких расстояниях, которые могут пройти частицы между столкновениями, и мы интересуемся изменениями, происходящими за промежутки времени гораздо большие, чем интервал между столкновениями.

Будем рассматривать течение однородной плазменной струи вдоль силовых линий неоднородного магнитного поля. Решим временную задачу определения параметров плазменной струи на оси при появлении в локальном объёме пробкотрона популяции высокоэнергетичных протонов, которые характеризуются плотностью n_{hot} , средней энергией \mathcal{E}_{hot} и усреднённым продольным давлением $p_{hot\parallel}$.

Плазма полностью ионизована и содержит один сорт ионов — протоны.

Сделаем предположение, основанное на измерениях тока на торцевых пластинах, которое выполняется в данном эксперименте: потоковые скорости ионов и электронов равны.

Вследствие квазинейтральности плазмы плотность электронов n_e равна сумме плотностей ионов плазменной струи n_i и горячих ионов n_{hot} : $n_e = n_i + n_{hot}$. Значительное уменьшение плотности мишенной плазмы происходит при плотности горячих ионов, составляющей малую величину ($\sim 1\%$) от плотности ионов плазменной струи. Поэтому мы будем полагать $n_e = n_i$ и в области горячих ионов вследствие их малой плотности. Такое предположение, как показывают оценки, не приводит к заметным изменениям параметров плазменной струи. В дальнейшем плотности электронов и ионов плазменной струи обозначаются как n без индекса.

Считаем . Наличие плазмы, конечно, приводит к изменению магнитного поля B , однако оно мало и нами пренебрегается. Так, даже уменьшение поля по отношению к вакуумному полю не

превышает 2 % вследствие малого β как плазменной струи, так и ионно-горячего компонента, рассматриваемого в задаче. В данном рассмотрении величина магнитного поля принимается равной величине вакуумного поля, создаваемого катушками пробкотрона и соленоидом плазменного источника.

Выберем систему координат с осью z , направленной вдоль силовых линий магнитного поля. Вектор скорости записывается как $\vec{v} = v_z \vec{e}_z$, и потоковая скорость имеет только компонент вдоль z .

Источник плазмы расположен на границе. Мы полагаем отсутствие источника ионов и электронов во всём внутреннем объёме плазмы.

Система уравнений рассматриваемой задачи, включающая в себя уравнение непрерывности, уравнение движения и уравнения потоков тепла, представляется в следующем виде:

$$\frac{d}{dz} (n v_z) = 0 \quad (4)$$

$$m_i n v_z \frac{dv_z}{dz} = - \frac{dp_i}{dz} - n e E \quad (5)$$

$$\frac{d}{dz} (n v_z T_i) = - \frac{dq_i}{dz} - n e E \quad ; \quad (6)$$

$$\frac{d}{dz} (n v_z T_e) = - \frac{dq_e}{dz} + n e E \quad (7)$$

Давление $p = p_i + p_e$, где $p_i = n T_i$; $p_e = n T_e$.

Компонент тензора вязких напряжений π_{izz} :

$$\pi_{izz} = \tau_i \frac{dv_z}{dz}$$

где τ_i — ионное время между столкновениями.

Потоки тепла q выражены следующим образом:

где χ — коэффициенты теплопроводности [29].

В правой части уравнений переноса энергии члены Q обобщают в себе все источники тепла:

Здесь Q_{ei} — выделение тепла вследствие столкновений между электронами и ионами:

$$\text{---}$$

где τ_e — электронное время между столкновениями.

Q_{FR} — выделение тепла из-за работы сил:

$$\text{---}$$

Выделение тепла в электронах и в ионах в результате их столкновений с горячими ионами:

$$\text{---}$$

где τ_{eh} — времена обменов энергией между горячими ионами и, соответственно, электронами и ионами плазменной струи. В нашем случае эти времена могут быть представлены в достаточно простом виде [32]. Так, при $m_{hot} \ll M T_e$, τ_{eh} выражается через время торможения ионов на электронах: $\tau_{eh} = \tau_{eh}^{(0)}$. Ионное время, при $m_{hot} \gg T_i$, определяется временем ион-ионных столкновений: $\tau_{eh} = \tau_{ii}$.

“Практические” выражения для вышеупомянутых времён и коэффициентов теплопроводности и вязкости приведены здесь:

$$\text{---}$$

К вышеприведённой системе уравнений сделаем некоторые пояснения.

Запишем, как в [29], уравнения движения для электронов и ионов:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\nabla\phi - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \nabla\phi + \mathbf{v} \times \nabla\mathbf{A} \quad (8)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\nabla\phi - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \nabla\phi + \mathbf{v} \times \nabla\mathbf{A} \quad (9)$$

Здесь $\frac{d\mathbf{p}}{dt}$ — среднее изменение импульса частиц рассматриваемого сорта вследствие столкновений с остальными частицами.

Изменением импульса как электронов, так и ионов в результате столкновений с горячими ионами, продольное давление которых характеризуется усреднённой продольной температурой $T_{hot\parallel} \sim 500$ эВ, пренебрегаем вследствие малости изменения. Если определим изменение импульса частиц \mathbf{p} через время релаксации τ_p^a , как $\frac{d\mathbf{p}}{dt} \sim \frac{\mathbf{p}}{\tau_p^a}$, то для характерных параметров рассматриваемой задачи получим, что $\tau_p^i \sim \tau_p^e \sim 10$ мс [32]. Время же течения плазменной струи через область горячих ионов ~ 10 мкс. Тогда изменение импульса протонов и электронов происходит только вследствие столкновений их друг с другом, и $\frac{d\mathbf{p}}{dt} \sim \frac{\mathbf{p}}{\tau_p^a}$.

В сильном магнитном поле ($\omega\tau \gg 1$, где ω — циклотронная частота, τ — время между столкновениями, $Z = 1$) компоненты тензора π_{za} имеют следующий вид:

где коэффициенты вязкости при $Z = 1$ равны:

$$\eta_{xx} = \eta_{yy} = \frac{2}{3} \frac{v_{th}^2}{\omega} \quad \eta_{zz} = \frac{1}{3} \frac{v_{th}^2}{\omega}$$

Поскольку $\omega\tau \gg 1$ и компонент тензора скорости сдвигов W_{zz} заведомо не является малым по сравнению W_{xz} и W_{yz} , пренебрегаем

членами с $(\omega \tau)^{-1}$, $(\omega \tau)^{-2}$ и вязкостью электронов ($\eta^e \ll \eta^i$). Тогда в тензоре вязких напряжений остаётся только один компонент π_{izz} .

С учетом вышесказанного, сложив уравнения (8) и (9), получим уравнение движения плазмы в виде (5).

Уравнения переноса энергии записывались в наиболее общем виде:

$$\text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---}$$

где в правой части уравнения первые два члена учитывают работу, соответственно, “сглаженной” макроскопической силы и быстро флуктуирующих микросил (столкновительных), возникающих при сильном сближении частиц, а третий член Q — выделение тепла в газе частиц данного сорта вследствие столкновений с другими частицами.

Из уравнения движения для электронов (9) нетрудно увидеть, что макроскопическая и столкновительная силы уравновешиваются градиентом давления. Тогда выделение тепла из-за работы этих сил в электронном и ионном компонентах выражается, как представлено выше в Q_{FR} .

Начальные условия соответствуют течению плазменной струи в отсутствии горячих ионов.

С учётом постоянства генерируемого источником потока плазмы и того, что в плазменном источнике температуры электронов и ионов практически фиксированны, граничные условия у плазменного источника записываются следующим образом: $T_e = const$, $T_i = const$, $n u = const$, $\partial n / \partial z = 0$.

Другая граница находится в расширителе, где течение струи сверхзвуковое и длина свободного пробега частиц достаточно большая. Эта граница является границей применимости гидродинамического

рассмотрения; материальная стенка расположена дальше. Из соображений беспрепятственного переноса, например, тепла через эту “виртуальную” границу задаются следующие граничные условия: $\partial^2 T_e / \partial z^2 = 0$, $\partial^2 T_i / \partial z^2 = 0$, $\partial^2 u / \partial z^2 = 0$.

Мы интересуемся изменением течения плазменной струи при появлении в пробкотроне популяции горячих ионов.

§ 4.2.2 Разностная схема

Решаемая система дифференциальных уравнений в частных производных содержит одно уравнение первого порядка гиперболического типа (уравнение непрерывности) и три уравнения второго порядка параболического типа. В качестве приближенного метода решения этой системы дифференциальных уравнений в частных производных использован численный метод — метод сеток (называемый также методом конечных разностей).

Пространственные производные уравнений второго порядка аппроксимируются 3-точечной (или, так называемой, центральной) разностной формулой второго порядка точности, а уравнения непрерывности — 2-точечной разностной формулой первого порядка точности на равномерной сетке с 320 узлами и шагом по пространству $\Delta z = 1 \text{ см}$. Производная по временному шагу Δt аппроксимируется простейшей формулой первого порядка точности. В качестве примеров аппроксимации представлены разностная схема уравнения непрерывности и производная потоковой скорости:



Полученная система разностных схем явная. Разностные схемы разрешимы.

Вопросы аппроксимации, устойчивости и сходимости разностных схем рассмотрим, обращаясь к работам [33,34,35,36].

Анализ устойчивости разностной схемы уравнения непрерывности спектральным методом (методом гармоник) показывает, что схема устойчива при выполнении условия Куранта-Фридрихса-Леви: $u \Delta t / \Delta z \leq 1$.

Можно заметить, что в уравнении непрерывности возможна аппроксимация производной по пространству трехточечной разностной формулой. Хотя спектральный метод показывает её абсолютную неустойчивость, но анализ энергетическим методом [35] даёт тот результат, что на ограниченном временном пространстве T разностная схема устойчива при $\Delta t \leq c_0 h^2 / u^2$, где $c_0 = const$ и $c_0 \geq 1/T$. Устойчивость разностной схемы при такой аппроксимации демонстрировали проводимые расчёты.

Анализ устойчивости разностных схем параболических уравнений спектральным методом выявил, что разностные схемы условно устойчивы. Требуется выполнение двух условий устойчивости: условия Куранта-Фридрихса-Леви и условия, которое, например, для разностной схемы уравнения переноса энергии электронов записывается следующим образом:

$$\frac{\Delta t}{\Delta z} \leq \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\nu} + \frac{1}{u} \right)$$

При соответствующем выборе шагов Δz и Δt все разностные схемы устойчивы. Разностные схемы абсолютно аппроксимируют дифференциальные уравнения. Известная теорема эквивалентности Лакса гласит, что аппроксимируемость и устойчивость разностной схемы есть необходимое и достаточное условие сходимости разностного решения к точному дифференциальному при $\Delta t, \Delta z \rightarrow 0$.

§ 4.2.3 Постановка задачи

Решается смешанная задача. Требуется найти решение системы уравнений в прямоугольнике ($1 \text{ см} \leq z \leq 320 \text{ см}$, $0 \leq t \leq T$), удовлетворяющее начальным и граничным условиям.

Левая граница ($z = 1$) соответствует выходу плазменной струи из газоразрядного источника, а правая ($z = 320$) — области слабого магнитного поля расширителя. Граничные условия, согласно вышеопределённым, записываются следующим образом: $T_e(1,t) = T_e(1,0)$, $T_i(1,t) = T_i(1,0)$, $n(1,t) = n(2,t)$, $n(1,t) u(1,t) = n(1,0) u(1,0)$, а на правой границе: $T_i(320,t) = 2 T_i(319,t) - T_i(318,t)$ и аналогично этому.

Начальным условием рассматриваемой смешанной задачи является стационарное решение задачи Коши этой же системы дифференциальных уравнений при отсутствии горячих ионов. Суть её состоит в поиске $n(z)$, $u(z)$, $T_e(z)$ и $T_i(z)$ при условии, что на левой границе заданы их значения: $T_e(1) = 10 \text{ эВ}$, $T_i(1) = 10 \text{ эВ}$, $n(1) = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $u(1) = 0,61 \cdot 10^6 \text{ см/с}$. Первые три параметра характерны для плазменной струи и экспериментально измерены. Граничное значение потоковой скорости подбиралось таким образом, чтобы в магнитных пробках потоковая скорость была близка к скорости звука. Это необходимо для того, чтобы в выходной пробке осуществить переход от дозвукового течения плазменной струи к сверхзвуковому. Такой режим течения осуществляется в эксперименте. На возможность такого течения плазменной струи через две одинаковые магнитные пробки указано, например, в работе [37]. Систему уравнений стационарного случая упростили до явного вида и решили её на двух отрезках. На отрезке: $[1; 220]$ (координата $z = 220$ соответствует положению выходной пробки) находилось решение задачи Коши, соответствующее дозвуковому течению плазменной струи с приближением к скорости звука в пробках, а на отрезке $[220; 320]$ — сверхзвуковому. Граничные условия в точке $z = 220$ для решения на втором отрезке брались равными значениям решения в этой точке на первом отрезке, за исключением потоковой скорости, которая бралась несколько большей для её равенства скорости звука. Потом решения сшивались в точке $z = 220$, подставлялись в качестве начального во временную задачу (без горячих ионов) и уже сходящееся решение временной задачи использовалось как начальное условие рассматриваемой задачи.

§ 4.2.4 Результаты численных расчётов

На Рис. 25 приведены используемые в расчётах продольные распределения магнитного поля и плотности горячих ионов. Временная зависимость плотности горячих ионов задавалась как линейный рост в течение первых 10 мкс , а затем постоянная величина, равная $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Энергия горячих ионов задавалась равной $\epsilon_{hot} = 5 \text{ кэВ}$. Расчёты при значениях плотности горячих ионов, равных $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, проводились, но, поскольку они качественно не отличались, то они нашли свое отражение только на Рис. 22 и Рис. 30, что специально оговаривается.

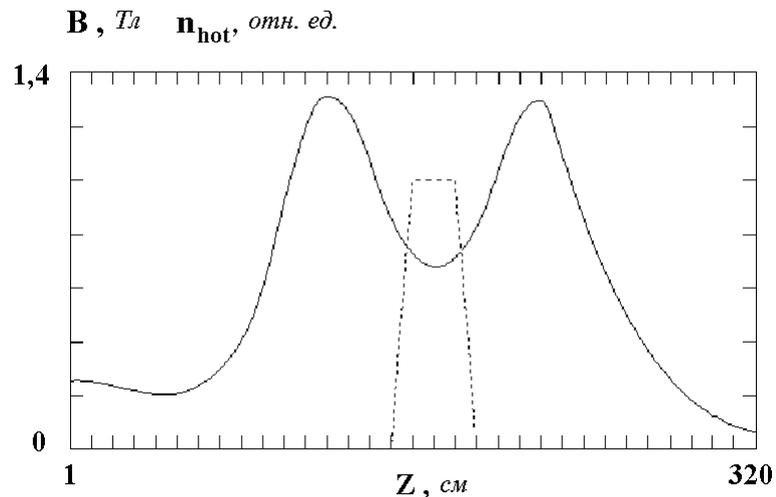


Рис. 25. Распределения вдоль оси z величины магнитного поля (—) и плотности горячих ионов (---).

На Рис. 26 представлены начальные условия задачи и решение в момент времени $t = 100 \text{ мкс}$, которое можно назвать стационарным, поскольку параметры плазменной струи уже достаточно слабо изменяются со временем. Временные изменения параметров плазменной струи показаны на Рис. 27.

Гидродинамическое рассмотрение применимо, поскольку отношение длины свободного пробега частиц λ к локальному размеру

изменения магнитного поля, определяемого как $\left| \frac{\partial H}{\partial z} \right|$, меньше 0,07 для начальных условий и меньше 0,8 для решений временной задачи.

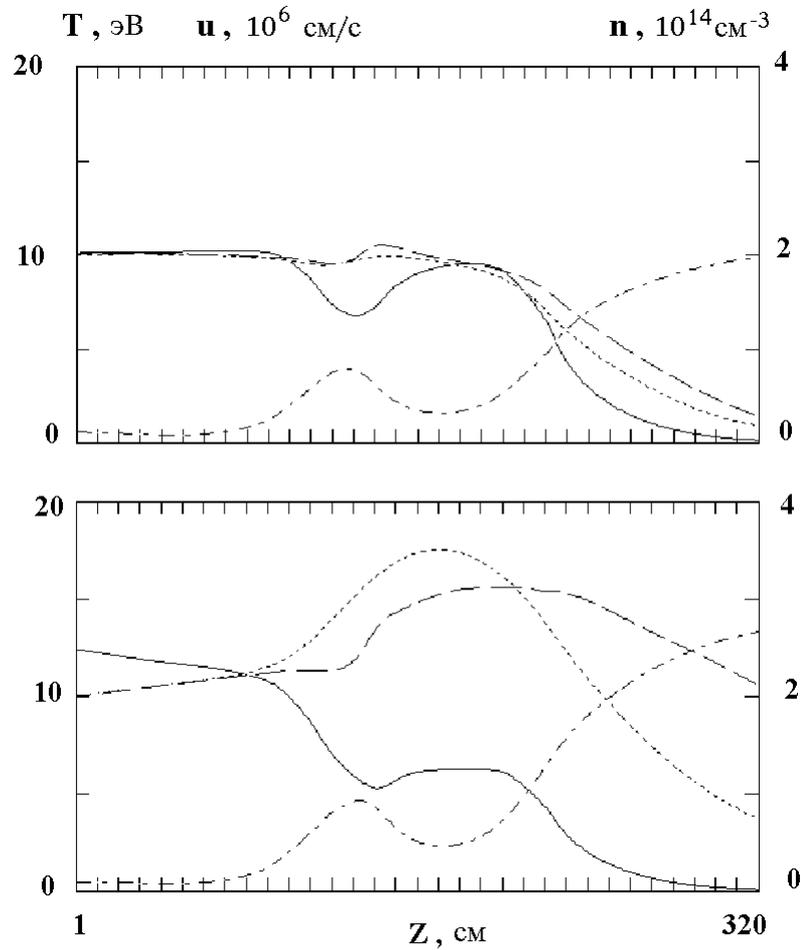


Рис. 26. Распределения плотности плазмы (—), температур электронов (.....) и ионов (---) и потоковой скорости (- · -) вдоль оси z в моменты времени 0 (вверху) и 100 мкс (внизу).

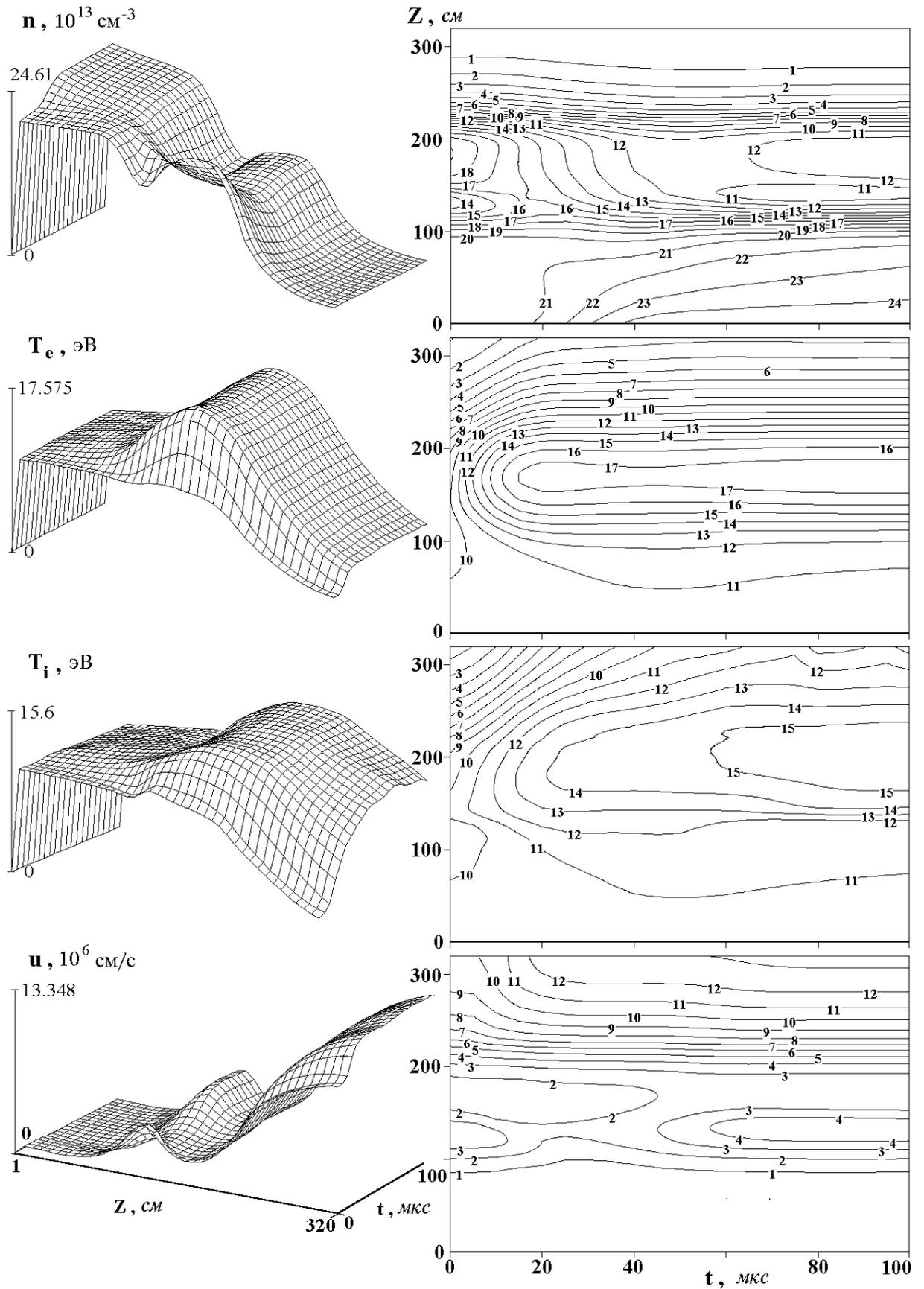


Рис. 27. Распределения n , T_e , T_i , и u в пространстве и времени в изометрии (слева) и на графике изолиний.

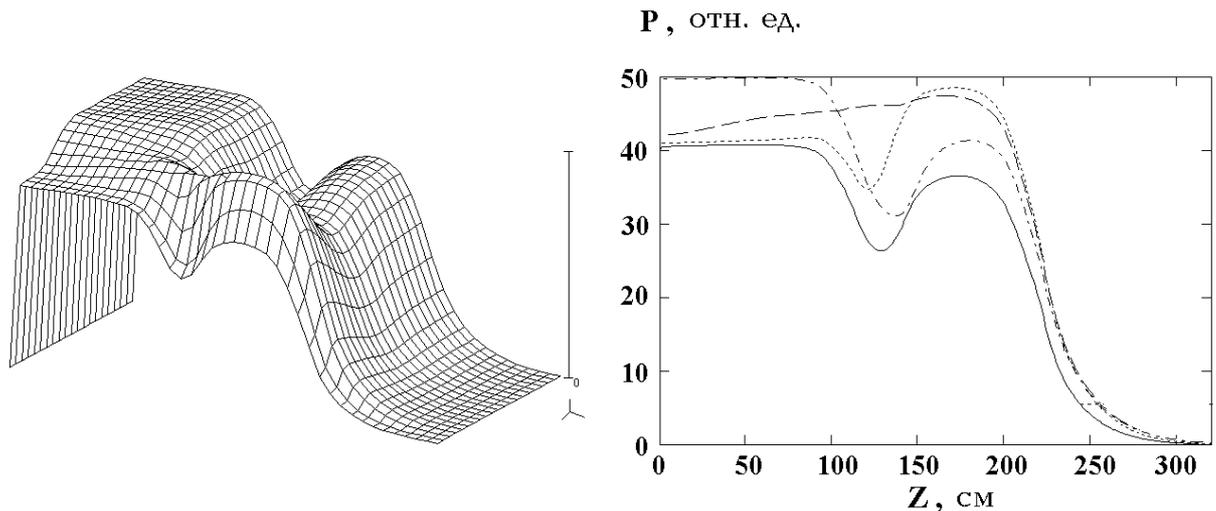


Рис. 28. Давление плазмы в изометрии (слева; координаты аналогичны Рис. 27) и в различные моменты времени (справа; — — 0 мкс, — — — — 10 мкс, - - - - 20 мкс, · - · - · - 100 мкс).

В процессе счёта на каждом временном слое k вычисляются энергосодержание всей плазмы W_k , полное количество частиц N_k , поглощённая энергия Q , складывающаяся из полного потока энергии, переносимого через границы, и энергии, получаемой от горячих ионов, количество частиц, привнесённых через границы N_b , и определяются $\delta E = (W^k - W^0) - Q$, $\delta N = (N^k - N^0) - N_b$, характеризующие фиктивные источники энергии и частиц, появляющиеся вследствие перехода от дифференциальных уравнений к конечно-разностным. В расчётах величины $\frac{\delta E}{E}$ и $\frac{\delta N}{N}$ не превышают 1%, что вполне удовлетворительно.

Следует отметить, что проводились расчёты, когда граничные условия на правой границе, в расширителе, задавались по-другому, а именно: $\partial T_e / \partial z = 0$, $\partial T_i / \partial z = 0$, $\partial u / \partial z = 0$, что соответствует отсутствию через границу потоков тепла из-за теплопроводности и занулению вязких напряжений. Это приводит только к заметному изменению параметров плазмы вблизи этой границы (увеличение T_e , T_i , u и уменьшение n). На отрезке [1, 220] разница решений для разных граничных условий не превышает 0,4%. Такое слабое влияние граничных условий на решение

объясняется сверхзвуковым течением, малостью потоков тепла по каналу теплопроводности и незначительным влиянием вязкости вблизи правой границы.

§ 4.2.5 Сравнение экспериментальных результатов с результатами численного счёта

На следующих рисунках для сравнения показаны экспериментально измеренные и расчётные зависимости. На Рис. 19 приведены временные изменения плотности мишенной плазмы в центре пробкотрона. На Рис. 22 представлены зависимости плотности мишенной плазмы от энергосодержания горячих ионов. Сравнение изменений плавающего потенциала зондов показано на Рис. 29.

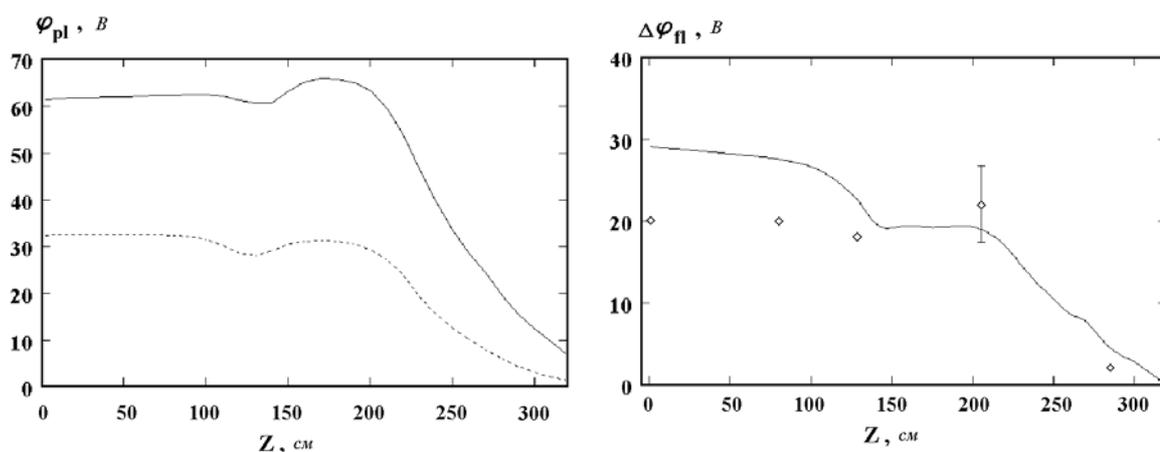


Рис. 29. Распределения потенциала плазмы при $t = 0$ мкс (пунктирная линия) и $t = 100$ мкс (сплошная линия). Изменение при появлении горячих ионов плавающего потенциала зонда: сплошная линия на нижнем графике — расчётное; \diamond — экспериментально измеренное.

Сравнение кривых задержки торцевого электростатического анализатора (экспериментальные — Рис. 24, расчётные — Рис. 30) демонстрирует хорошее согласие кривых задержек при инжекции, и отсутствие согласия без инжекции. Было выяснено, что интерпретация кривой задержки в области низких энергий неоднозначна. Это связано как минимум с двумя процессами. Анализатор расположен достаточно далеко от центра пробкотрона (на расстоянии 300 см), магнитное поле

быстро спадает, плотность плазмы падает, и поток ионов, особенно с низкой энергией, значительно ослабляется в результате перезарядки на газе. Сечение перезарядки быстро растёт с уменьшением энергии ионов, и её характерное значение 10^{-14} см^2 . На расстоянии 100 см при плотности газа в расширителе 10^{12} см^{-3} видно, что происходит существенное ослабление потока ионов. Вторым фактором является тот, что как в результате бомбардировки торцевых пластин потоком плазмы, так и в результате перезарядки, в области анализатора формируется плазма с низкой температурой, которая вносит свой вклад в кривую задержки.

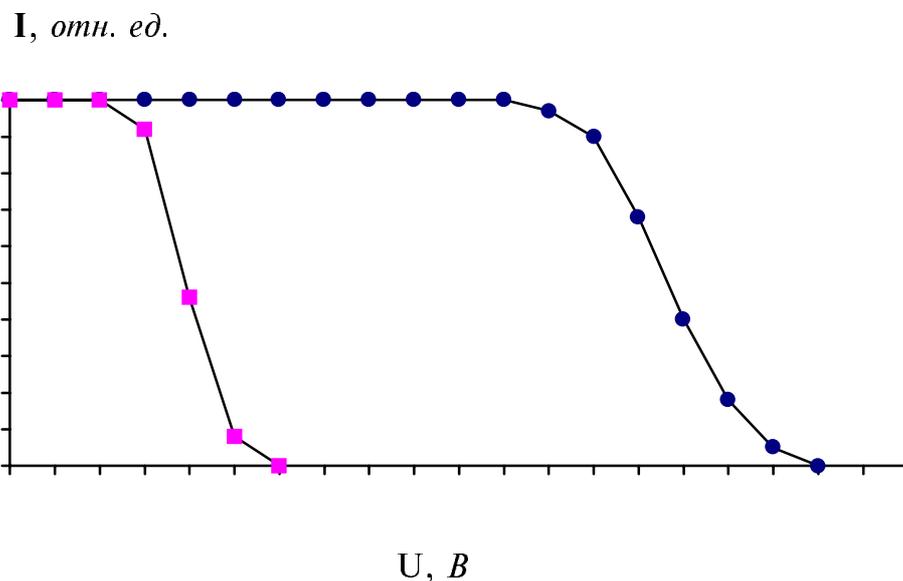


Рис. 30. Расчётная зависимость тока торцевого электростатического анализатора от запирающего напряжения: без инжекции (n) и при $n_{hot} = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (1).

Расчёт хорошо согласуется с результатами измерений зондом, расположенным в транспортирующей области ($z = -90 \text{ см}$), показывающим постоянство плотности плазмы и температуры электронов с точностью 10% .

Расчёт согласуется с увеличением при инжекции до 4 раз тока болометра, расположенного в расширителе рядом с торцевым электростатическим энергоанализатором. В продольном распределении плотности плазмы в пробкотроне экспериментально наблюдается движение скачка уплотнения плотности от области инжекции в

направлении к источнику. Между расчётом и экспериментом (Рис. 23) в этом случае есть только качественное согласие, объясняющееся тем, что эти измерения удалось провести с несколько другим режимом заполнения пробкотрона.

Проведенное сравнение показывает хорошее согласие между экспериментом и численным счётом.

§ 4.3 Объяснение “просветления”

На основе полученных результатов численного счёта опишем влияние ионно-горячей плазмы на течение плазменной струи.

Инжекция приводит к быстрому накоплению горячих ионов. Горячие ионы в результате кулоновских столкновений с электронами и ионами мишенной плазмы быстро теряют энергию. Так, начальное время торможения на ещё плотной и холодной плазме всего 3 мкс. Большую часть мощности горячие ионы передают электронам, и совсем незначительную — непосредственно ионам мишенной плазмы. Электроны быстро нагреваются. На Рис. 31 приведены продольные распределения

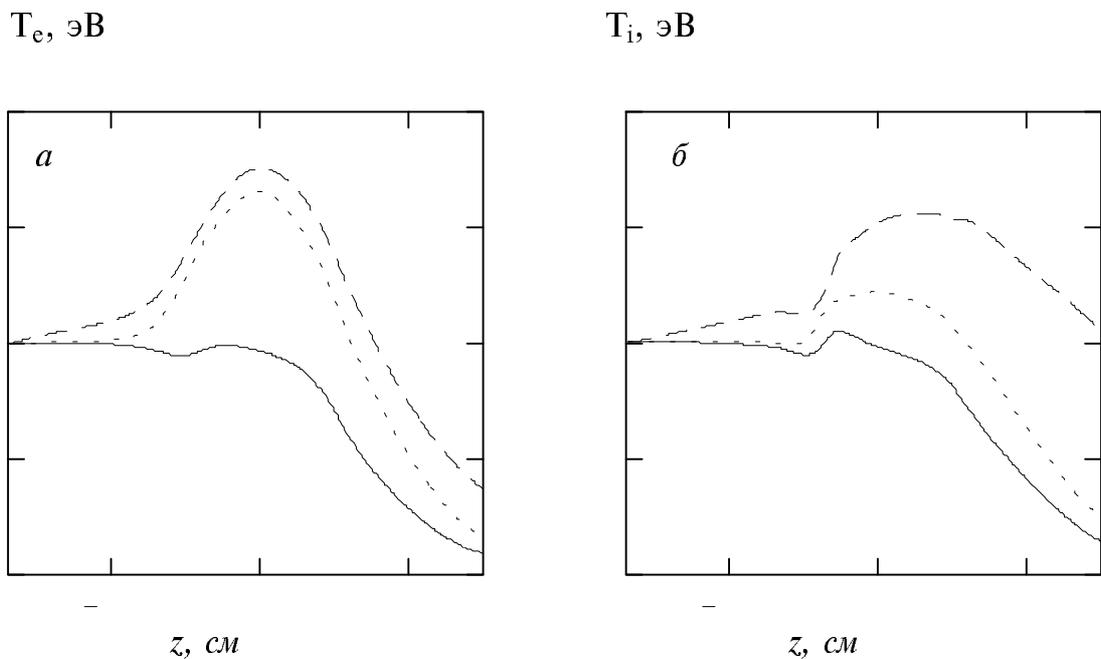
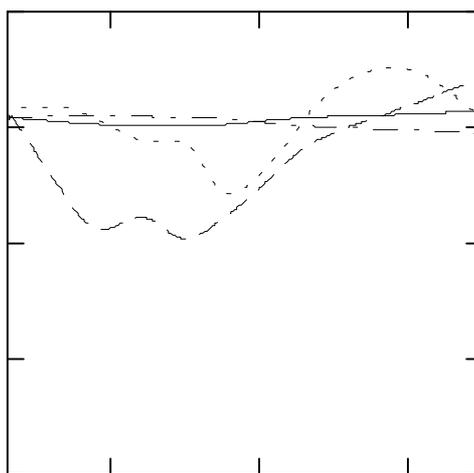


Рис. 31. Продольные распределения электронной температуры (а) и ионной температуры (б) в $t = 0$ мкс (сплошная линия), 10 мкс (- - -) и 100 мкс (- —).

температуры электронов в различные характерные моменты времени. На всех последующих графиках по сравнению с ранее приведёнными в данной главе изменена шкала продольного размера — за 0 будет приниматься центр пробкотрона, а пушка будет в -170 см. Видно, что электронная температура в центре пробкотрона быстро (за 10 мкс) возрастает с 10 эВ до 18 эВ.

Для удержания этих нагретых электронов потенциал плазмы в пробкотроне существенно возрастает. Возникает продольное электрическое поле, тормозящее натекающие ионы и ускоряющее вытекающие. Из-за торможения уменьшается поток плазмы через пробкотрон, и именно из-за этого, поскольку скорость не изменилась, начинает уменьшаться плотность плазмы. На Рис. 32 приведены продольные распределения потока плазмы. Торможение перед областью инъекции приводит к уменьшению потока и накоплению плазмы, а ускорение за этой областью к тому, что ускоренный поток догоняет ранее вытекший менее ускоренный, и там поток плазмы возрастает. Ко времени 100 мкс поток плазмы везде возвращается к начальному значению — это назовем стационарным состоянием. Поток плазмы через пробкотрон стал

$n u$, *отн.ед.*



z , см

Рис. 32. Продольные распределения потока плазмы в $t = 0$ мкс (сплошная линия), 10 мкс (---), 20 мкс (— —) и 100 мкс (— - —).

таким же, тогда почему упала плотность?

Сначала рассмотрим ситуацию, которая реализуется между пушкой и областью инъекции. Уравнение движения было записано как

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{eE}{m} - \frac{e}{m} \frac{d\phi}{dx}. \quad \text{Течение определяется}$$

ионами, и наблюдаем за поведением потенциалов. Применение этого рассмотрения удобно, поскольку для стационарного состояния изменение скорости связано с потенциалом достаточно простым соотношением

$$\frac{1}{2}mv^2 = e(\phi - \phi_0). \quad \text{Для удобства будем приводить распределения}$$

потенциалов не абсолютные, а относительные, когда за ϕ_0 будет браться потенциал в пушке. Начнем с потенциала электрического поля

(Рис. 33, *a*). Как уже говорилось, для удержания

быстро нагретых электронов потенциал в пробкотроне существенно возрастает. Возникает продольное электрическое поле, тормозящее натекающие ионы. Вследствие этого происходит накопление плазмы. Из-за высокой электронной теплопроводности нагреваются электроны, а от столкновений с ними и ионы. Распределение потенциала выполаживается — в транспортирующей области плазма накапливается и нагревается, и для удержания электронов в пробкотроне требуется не такая глубокая яма. Но в стационарном состоянии потенциал электрического поля в пробкотроне становится всё же выше, чем до инъекции, т.е. электрическое поле по-прежнему тормозит натекающие ионы. В стационарном состоянии поток плазмы возвратился к начальной величине. Тогда почему упала плотность? Она наоборот должна была возрасти из-за торможения потока электрическим полем.

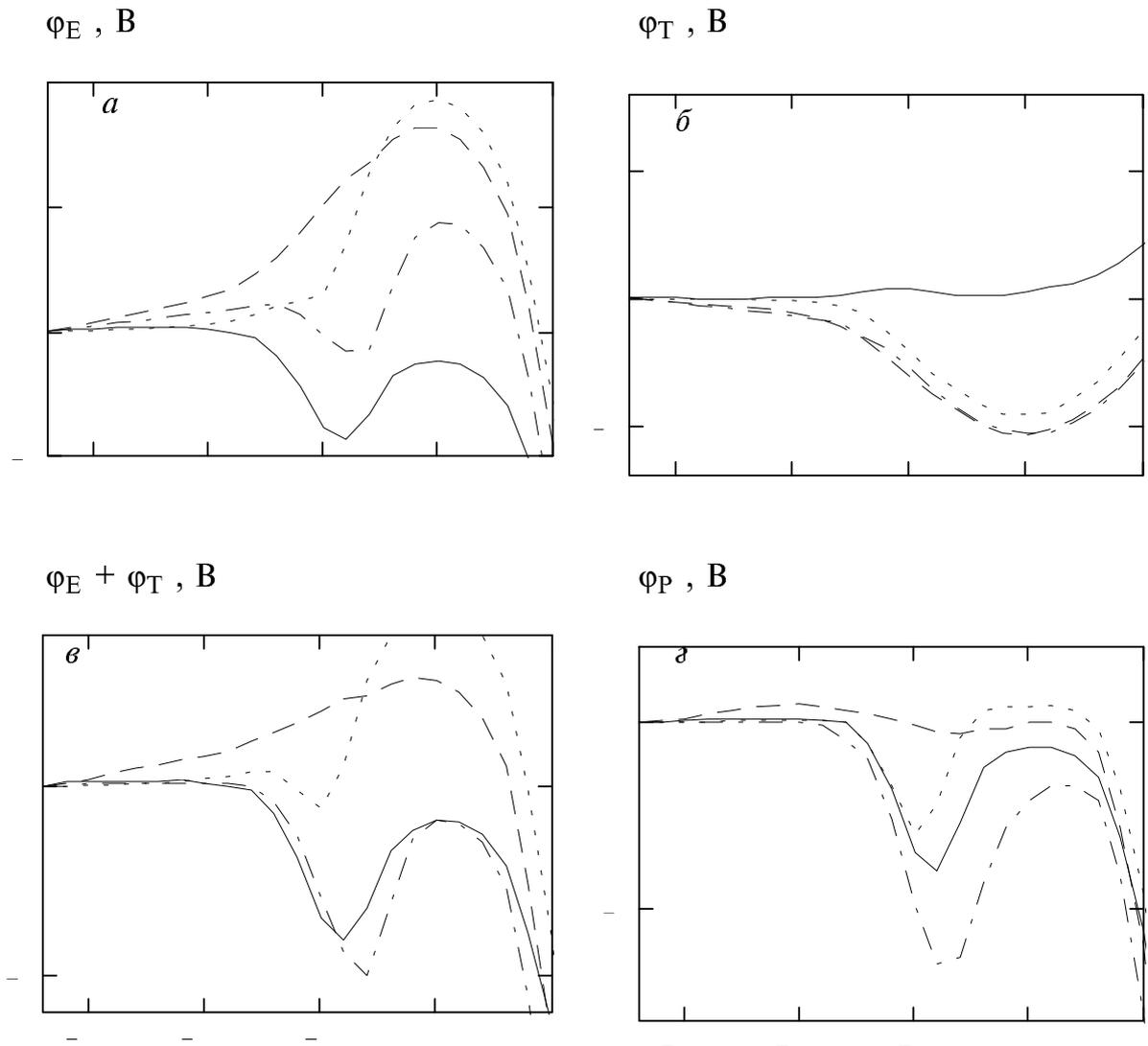


Рис. 33. Продольные распределения потенциала плазмы (а), потенциала термосилы (б), суммы потенциалов плазмы и термосилы (в) и потенциала ионного давления (г) в $t = 0$ мкс (сплошная линия), 10 мкс (- - -), 20 мкс (- · -) и 100 мкс (- - -).

Учтём термосилу. Она связана с продольным градиентом электронной температуры. Потенциал термосилы записывается как $\phi_T = -\int T_e dx$. Распределение потенциала приведено на Рис. 33, б. Электроны, приходящие из области с более высокой температурой, оказывают на ионы меньшую силу, чем приходящие из области с меньшей температурой. Это связано с сильной зависимостью времени столкновений от скорости ($\tau \sim v^{-3}$). Более быстрые электроны

хотя передают большой импульс, но значительно реже сталкиваются. Термосила ускоряет натекающие ионы.

На следующем графике (Рис. 33, в) приведена сумма потенциалов электрического поля и термосилы. Видно влияние на торможение в переходный период, но потенциалы в начальный и конечный момент времени в центре пробкотрона равны, и это не приводит к изменению скорости и, следовательно, плотности.

Весь эффект — в изменении работы сил ионного давления, что наглядно демонстрирует приводимый график (Рис. 33, г) потенциала ионного давления, который определяем следующим образом:

— — . Видно, что в конечный момент потенциал ниже, чем в начальный, т.е. прирост скорости стал больше — потоковая скорость увеличилась — плотность упала.

Чтобы лучше разобраться с работой сил давления, проследим за вытекающими ионами. Перейдём к графику распределения суммарного потенциала — сумме потенциалов электрического поля, термосилы, ионного давления и, для полноты картины, вязкости (Рис. 34). График представлен в несколько другом формате. Рост потенциала плазмы, удерживающего электроны в пробкотроне, приводит к увеличению градиента потенциала на выходе. Электрическое поле (вообще говоря, не только оно одно) сильнее ускоряет ионы. Ионы быстрее покидают пробкотрон. Электрическое поле, как пылесос, вытягивает ионы из пробкотрона. Вместе с тем, что поток через пробкотрон уменьшился, это приводит к сильному уменьшению плотности ионов в пробкотроне. К тому времени, когда поток плазмы возвращается к начальной величине, перепад потенциала между транспортирующей областью и пробкотроном становится больше, что связано именно с малой плотностью плазмы в пробкотроне. Втекающие в пробкотрон ионы ускоряются сильнее, их потоковая скорость становится больше, и, следовательно, плотность меньше. Продольные распределения плотности плазмы приведены на Рис. 35.

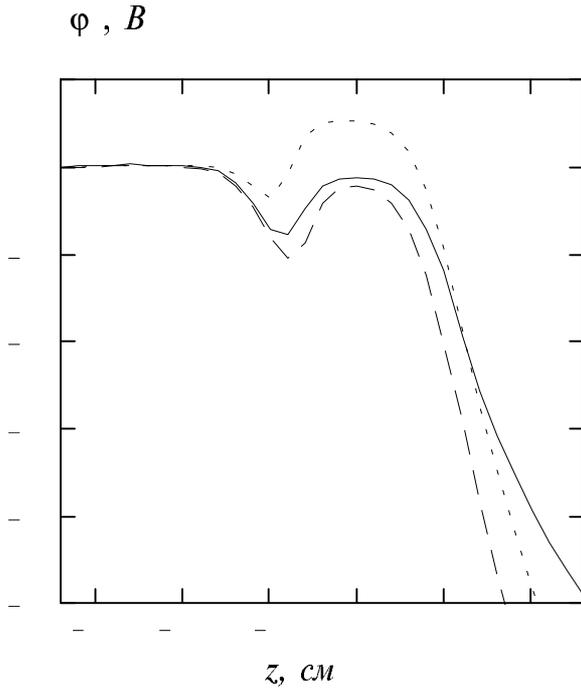


Рис. 34. Продольные распределения потенциала в $t = 0$ мкс (сплошная линия), 10 мкс (- - -) и 100 мкс (— —).

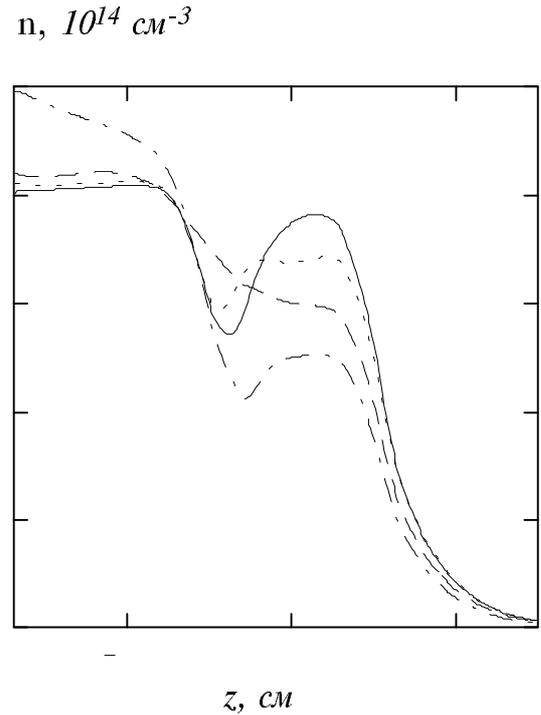


Рис. 35. Продольные распределения плотности плазмы в $t = 0$ мкс (сплошная линия), 10 мкс (- - -), 20 мкс (— —) и 100 мкс (— - —).

Наблюдения и расчёты относительно “просветления” можно обобщить следующим образом:

1. Захваченные горячие ионы эффективно нагревают ионы мишенной плазмы, но не непосредственно, а через электроны.
2. Нагрев приводит к увеличению потоковой скорости и, соответственно, к уменьшению плотности плазмы.
3. Для удержания нагретых электронов в пробкотроне увеличивается амбиполярный потенциал. Возросший градиент потенциала приводит к более сильному ускорению вытекающих ионов. Электрическое поле вытягивает ионы из пробкотрона. В начальный момент накопления увеличение того же амбиполярного потенциала приводит к торможению натекающих ионов, уменьшению потока и уменьшению плотности.
4. В данных процессах оказался важным вклад продольной электронной термосилы.

Энергобаланс в стационарном состоянии, согласно расчётам, представляется следующим. Горячие ионы в результате столкновений большую часть мощности⁴ ($\approx 230 \text{ кВт}$) передают электронам, и только $\sim 3 \text{ кВт}$ — ионам. Примерно поровну вверх против течения и вниз по течению вкладываемая энергия выносится из области горячих ионов вследствие высокой электронной теплопроводности. В области вверх против течения эта мощность идёт на нагрев электронов, на нагрев ионов в результате электрон-ионных столкновений и работы термосилы, и небольшая часть ($\approx 30 \text{ кВт}$) выносится на торец. В области вниз по течению — на ускорение ионов электрическим полем. Нагрев ионов вследствие работы сил (электрического поля и, в некоторой мере, термосилы) $Q_{FR} \approx 160 \text{ кВт}$ является определяющим в процессах переноса энергии, наравне с нагревом электронов от горячих ионов и электронной теплопроводностью. Характерные величины других процессов следующие: выделение тепла вследствие вязкости — $\sim 30 \text{ кВт}$,

$Q_{ei} \sim 16 \text{ кВт}$. Потоки энергии приведены на Рис. 36.

Вкладываемая в струю мощность в основном выносится макроскопическим потоком преимущественно в виде кинетической энергии ионов в результате их ускорения электрическим полем, поддерживаемым поступлением мощности по каналу электронной теплопроводности. В данных экспериментах вынос энергии на левую границу вследствие электронной теплопроводности не являлся определяющим в накоплении горячих ионов, что и подтверждали безуспешные попытки увеличить плотность горячих ионов уменьшением теплопроводности в результате либо заполнения пробкотрона через касп, либо быстрого выключения разряда в источнике. Конечно, при бóльшей плотности горячих ионов относительная доля потерь энергии на торец по каналу теплопроводности возрастает.

⁴ Нижеприводимые значения потоков энергии являются усреднёнными по всему объёму однородной плазменной струи, чья площадь в медианной плоскости пробкотрона, для удобства сравнения с экспериментом, равна 70 см^2 . Такое обобщение возможно вследствие незначительного влияния вязкости.

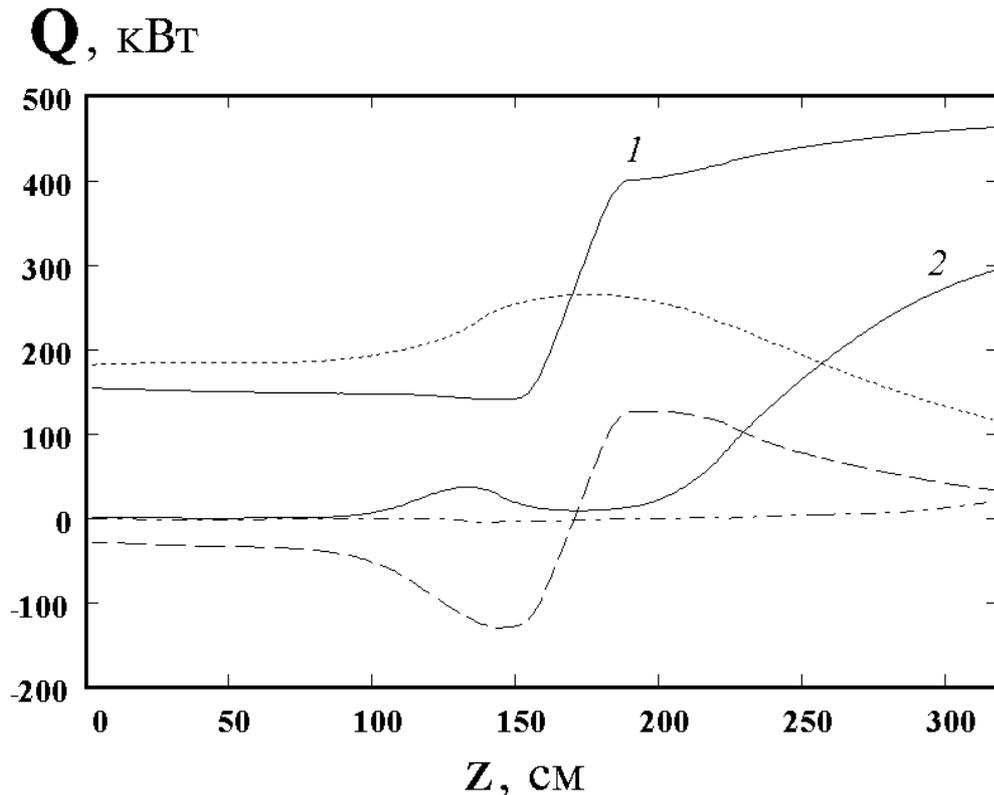


Рис. 36. Распределения вдоль оси z полного потока энергии (сплошная линия 1) при $t = 100$ мкс. Приведены составляющие полного потока энергии: поток кинетической энергии (сплошная линия 2), внутренней и работы давления, объединённых одной кривой (.....), электронный (- - -) и ионный (-·-·-) потоки тепла. Поток тепла вследствие вязкости не приведён ввиду его малости.

Проведённые расчёты показывают, что увеличение энергосодержания горячих ионов в 4 раза достигнуто увеличением мощности инжекции атомарных пучков в 2,65 раза. Примерно такая же пропорция зарегистрирована экспериментально, когда увеличение мощности инжекции в 3 раза привело к увеличению энергосодержания в 4,1 раза, чему было уделено пристальное внимание в предыдущей главе.

Объяснение эффекта “просветления” в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики и рассмотрение энергобаланса позволяют утверждать, что поведение горячих ионов в пробкотроне определяется классическими столкновительными механизмами. Влияние турбулентности незначительно. Также незначительны поперечные потери как самих горячих ионов, так и энергии, поскольку баланс частиц и энергии хорошо описывается продольными потерями.

Глава 5. Эксперименты на концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М

Предполагается, что путём инъекции квазистационарных атомарных пучков и ВЧ-мощности в концевом пробкотроне будет получена плазма со следующими параметрами: плотность $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, средняя энергия ионов 12 кэВ , температура электронов 200 эВ . На начальном этапе накопления необходимо в пробкотроне создать мишенную плазму, пригодную для дальнейшего нагрева. Такая мишенная плазма получена. Изучены основные механизмы её формирования. Импульсной атомарной инъекцией получена горячая плазма со временем жизни, бóльшим необходимого для перехода к поддержанию горячей плазмы квазистационарной инъекцией. Экспериментально продемонстрировано начальное линейное накопление горячей плазмы с темпом $2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

§ 5.1 Горячая мишенная плазма

§ 5.1.1 Получение горячей мишенной плазмы

В пробкотроне при использовании только плазменной пушки без дополнительных методов нагрева получена мишенная плазма, пригодная для дальнейшего нагрева как с помощью атомарной инъекции, так и посредством ввода СВЧ-мощности [74,76,70]. Эта плазма в центре пробкотрона имеет радиус 10 см , плотность $n = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, ионную температуру $T_i = 250 \text{ эВ}$ и, что наиболее существенно, высокую электронную температуру $T_e = 50 \text{ эВ}$. Помимо того, что высокая электронная температура обеспечивает медленное торможение захваченных горячих ионов и, соответственно, бóльшее время их жизни, такая температура — минимально необходимая для возможности

подогрева электронов на второй гармонике электронно-циклотронной частоты (4 мм и 5,5 мм) путём ввода СВЧ-мощности от гиротронного комплекса. Здесь мишенную плазму с высокой электронной температурой будем называть горячей мишенной плазмой.

Последовательно изложим основные процессы, определяющие получение горячей мишенной плазмы.

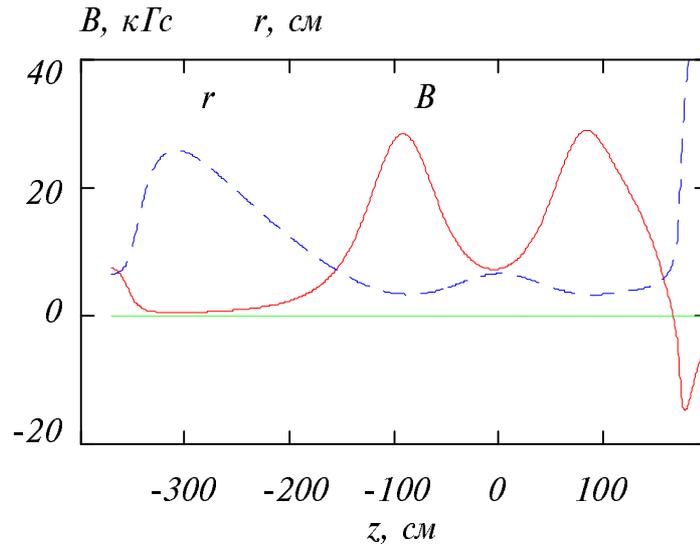


Рис. 37. Продольные распределения величины магнитного поля B на оси (сплошная линия) и радиуса силовой линии r , выходящей из газоразрядного канала плазменной пушки (пунктирная линия).

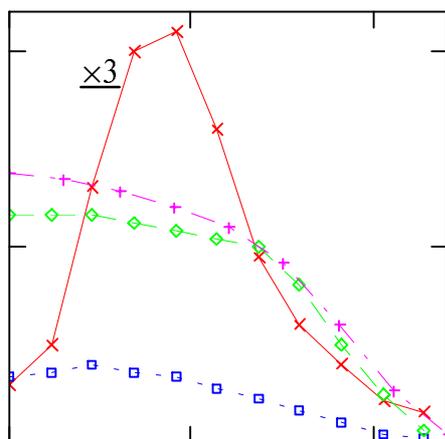
Сначала приведём продольное распределение магнитного поля установки (Рис. 37) и обратим внимание на используемые в дальнейшем на графиках обозначения и соглашения. Как видно из Рис. 37, $z = 0$ соответствует центру пробкотрона, $z = -370$ см — торцу плазменной пушки. В этих координатах область от $z = -370$ см до $z = -88$ см называется транспортирующей; от $z = -88$ см до $z = 88$ см — пробкотроном; от $z = 88$ см — полукаспом и плазмоприёмником. Одной из основных диагностик являлись зондовые измерения. Подвижные зонды, установленные в девяти сечениях, позволяли измерять радиальные распределения плотности плазмы, электронной и ионной температуры, плавающего потенциала зонда. Продольные координаты этих сечений следующие: -325 см, -243 см, -168 см, -116 см, -47 см, -25 см, 25 см, 116 см

и 168 см . Поскольку вдоль оси магнитное поле неоднородно, то для удобства сравнения радиальных распределений параметров плазмы в различных сечениях по оси абсцисс откладывается не реальный радиус, а потоковый r_f — радиус проекции по силовым линиям магнитного поля на медианную плоскость пробкотрона, из которого в параксиальном приближении достаточно легко получить реальный радиус — $\sqrt{\quad / \quad}$. Внутренний радиус газоразрядного канала кольцевой пушки имеет величину $r_f = 4,6 \text{ см}$, а внешний — $r_f = 5,4 \text{ см}$.

Плазменная струя генерируется кольцевой газоразрядной пушкой, расположенной в запорочной области на расстоянии 370 см от центра пробкотрона. Эта струя с развитой низкочастотной турбулентностью. Существование в струе поперечного электрического поля, определяемого потенциалами на электродах пушки, приводит к развитию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [61]. Возникающие в плазме электростатические колебания с широким спектром приводят к стохастическому анизотропному (в поперечную степень свободы) нагреву ионов [62,71].

На выходе из пушки плотность плазмы имеет значение порядка $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Развитие колебаний в струе ведёт к усиленной диффузии плазмы поперек магнитного поля с коэффициентом диффузии больше боровского [62]. При удалении от пушки вследствие поперечной диффузии максимальное значение плотности падает, и из-за цилиндрической геометрии максимум плотности смещается к оси (Рис. 38). Внутренняя полость струи заполняется. При приближении к пробке длина свободного пробега ионов ($\lambda_i \geq 500 \text{ см}$) становится больше характерного размера изменения магнитного поля ($\sim 50 \text{ см}$), и из-за сохранения магнитного момента частиц значительная часть потока отражается. В пробкотрон проникает малая часть потока плазмы из пушки — порядка $1/20$. В пробкотроне вследствие продолжающегося анизотропного нагрева ионов происходит захват и нагрев ионов. Количество плазмы в пробкотроне растёт в течение всего времени работы пушки ($1,5 \text{ мс}$) со скоростью 10 экв.А (Рис. 39). После выключения пушки за время порядка 1 мс плазма вытекает из пробкотрона. Измеренное

$n, 10^{12} \text{ см}^{-3}$



$r_f, \text{ см}$

Рис. 38. Радиальные распределения плотности плазмы в $z = -325 \text{ см}$ (\times), -116 см (\oplus), -25 см (\diamond) и 0 см ($+$). В $z = 0 \text{ см}$ значения получены путём абелизации хордовых измерений ослабления диагностического пучка атомов водорода.

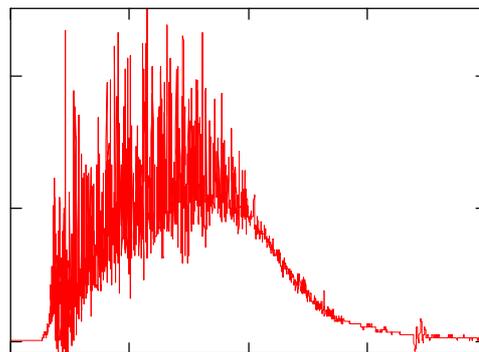


Рис. 39. Осциллограмма тока зонда в пробкотроне ($z = -25 \text{ см}$) на оси при напряжении смещения 80 В .

зондами и диамагнитными петлями продольное распределение ионной температуры следующее — 10 эВ у пушки, порядка 50 эВ в транспортирующей области, 200 эВ в пробке и 250 эВ в пробкотроне. Высокую энергию ионов в 320 эВ регистрирует многосеточный электростатический энергоанализатор на плазмоприемнике. Измерения ионной температуры в пробкотроне по доплеровскому уширению линии H_{α} дают значение в $250\text{--}270 \text{ эВ}$.

Продольное распределение электронной температуры, измеренное зондами, следующее — 10 эВ в транспортирующей области, 50 эВ в пробкотроне. Высокую электронную температуру $50 - 70 \text{ эВ}$ регистрирует рентгеновский спектрометр. В качестве примера, подтверждающее сказанное, приведём два графика.

На Рис. 40 приведена осциллограмма тока и потенциалов зондов. На тонкий зонд малой площади подавалось линейно нарастающее со скоростью $0,7 \text{ В/мкс}$ положительное напряжение смещения относительно

достаточно толстого противозонда большой площади. Треугольный импульс напряжения смещения длительностью 200 мкс запускался в момент времени $1,520 \text{ мс}$. Видно, что потенциал изменяется только у тонкого зонда. Классическая зависимость электронного тока зонда в режиме отталкивания электронов описывается экспонентой с аргументом $-U/T_e$. Пунктирной линией на *Рис. 40* проведена экспонента с $T_e=40 \text{ эВ}$. Определение T_e с учётом ионного тока и потенциала смещения даёт значение, отличающееся от указанного выше на величину менее точности измерения ($\sim 6 \text{ эВ}$), связанной со значительными шумами плазмы. По изменению зависимости тока от потенциала можно сказать, что потенциал пространства смещён относительно плавающего потенциала на величину более чем $+90 \text{ В}$.

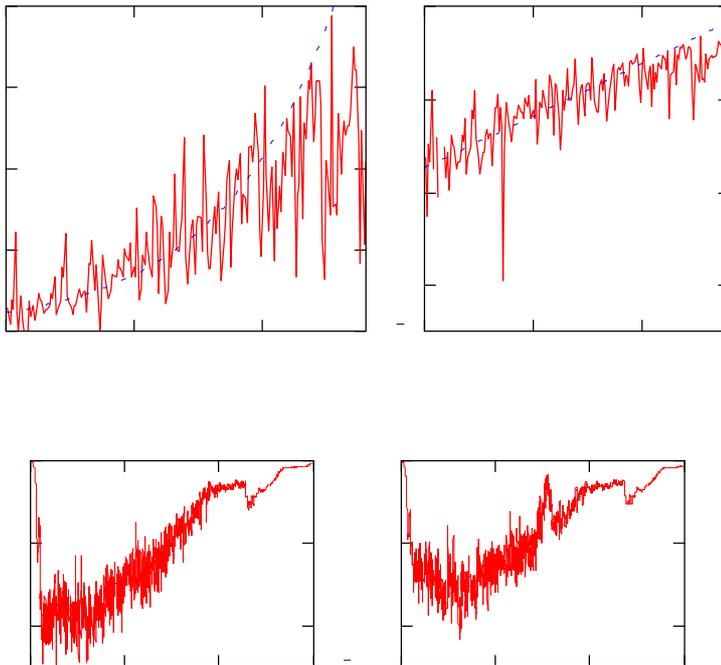


Рис. 40. Осциллограммы тонкого зонда: ток на зонд (левый верхний рисунок) и логарифм тока (правый верхний) в зависимости от напряжения смещения относительно плавающего потенциала; временное поведение потенциалов толстого противозонда (левый нижний) и тонкого зонда (правый нижний). Пунктирной линией показана модельная зависимость тока для электронов с температурой 40 эВ .

На *Рис. 41* приведены изолинии функции $\frac{I_1}{I_2}$, вычисленной из отношения токов на симметричный зонд при напряжениях смещений 60 В и 12 В (сигналы, измеренные с

дискретностью 1 мкс , усреднены численно по интервалам времени в 100 мкс). Это отношение тем больше, чем больше температура электронов (в большей степени), температура ионов и радиус Дебая. Влияние зависимости ионного тока от потенциала в данном случае мало. Так для двух предельных случаев: ионный ток постоянен и ионный ток описывается зависимостью $\sqrt{\quad}$, характерной для случая, когда радиус зонда много меньше радиуса Дебая, разница определённых температур не превышает 10% . Для максвелловского изотропного распределения электронов по скорости значение этой функции есть ничто иное, как значение электронной температуры.

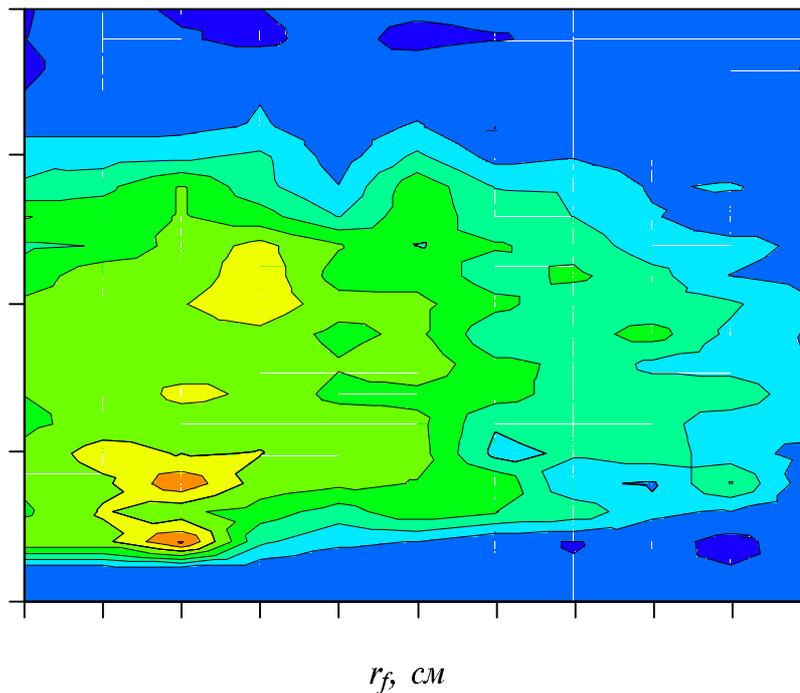


Рис. 41. Изолинии “температуры” электронов в $z = -115 \text{ см}$.

Для неизотропного распределения картина несколько сложнее. Можно рассмотреть достаточно простой модельный случай [73]. Определим электронный ток на зонд в режиме отталкивания, для простоты полагая, что дебаевский слой тонкий по сравнению с радиусом кривизны токособирающей поверхности. Для максвелловского распределения электронов получается известная формула Ленгмюра.

области. Наличие термобарьера в ббльшей части плазмы демонстрируют представленные на Рис. 42 продольные распределения потенциала плазмы. Потенциал плазмы определялся из экспериментально измеренного плавающего потенциала зонда и предположения о том, что потенциал плазмы выше плавающего на величину, определяемую соотношением между ионной и электронной температурой (которые также измерялись экспериментально). Характерная величина превышения $\sim 2 T_e$, что связано с более высокой ионной температурой. В ряде мест потенциал плазмы определялся непосредственно по излому ВАХ тонкого (и потому недолговечного) зонда. На данном рисунке также видно, что вдоль некоторых силовых линий термобарьера нет. Выяснено, что его отсутствие, в ббльшей степени, связано с протеканием по плазме значительного электронного тока. Экспериментальное изучение тока выявило ряд интересных особенностей как в его течении, так и в его влиянии на удержание и нагрев горячей мишенной плазмы.



Рис. 42. Продольные распределения потенциала плазмы: 1 — на оси, 2 — вдоль силовой трубки с радиусом $1/2$ радиуса газоразрядного канала пушки, 3 — вдоль силовой трубки, выходящей из газоразрядного канала, 4 - на периферии.

Приведем экспериментальные результаты. Сначала поясом

Роговского, установленным на торце входной пробки и, естественно, охватывающим всё сечение плазмы, был зарегистрирован нескомпенсированный ток величиной 1 кА . Затем были проведены подробные измерения радиального профиля тока в различных сечениях подвижной катушкой диаметром $\sim 1 \text{ см}$, помещенной внутри изолирующего корпуса из нитрида бора. Эта катушка измеряет азимутальное магнитное поле от продольного тока. В предположении аксиальной симметрии произведение измеренного азимутального магнитного поля на значение радиуса, на котором находится катушка, даёт значение тока, заключенного внутри окружности с этим радиусом. Из радиального распределения этого тока дифференцированием легко получается радиальное распределение плотности тока.

Радиальные зависимости тока и плотности тока представлены на Рис. 43 и Рис. 44. Сначала были проведены измерения в пробкотроне. Было обнаружено, что ток течёт только в одном направлении, его величина порядка 1 кА , и он сосредоточен вблизи оси. Неожиданно то, что вдоль силовых линий, проецирующихся на газоразрядный канал пушки, тока почти нет. Затем катушка переставлялась — сначала в транспортирующую область ($z = -243 \text{ см}$) ближе к пушке, и было выяснено, что здесь на оси ток ещё не течёт. Потом ближе к пробке ($z = -115 \text{ см}$), где размер плазмы меньше, и было обнаружено наличие обратного тока по периферии. На плазмодриемнике шунтами также регистрируется электронный ток порядка 1 кА , а на заземленный шунтом зонд вблизи корпуса вакуумной камеры в транспортирующей области течёт ионный ток.

Эти экспериментальные результаты позволяют нарисовать следующую картину течения тока. Этот ток — часть тока разряда, который выносится в плазму вследствие замагниченности электронного компонента. Полный ток разряда равен 10 кА . По характеру течения выносимый ток можно разделить на 2 части, каждая примерно по 1 кА .

Одна часть тока выносится в плазму в виде токовых петель — электроны текут от катода по внутренним силовым линиям и возвращаются на анод по периферии. Такое течение характерно вблизи пушки (в транспортирующей области). Причиной другой части тока

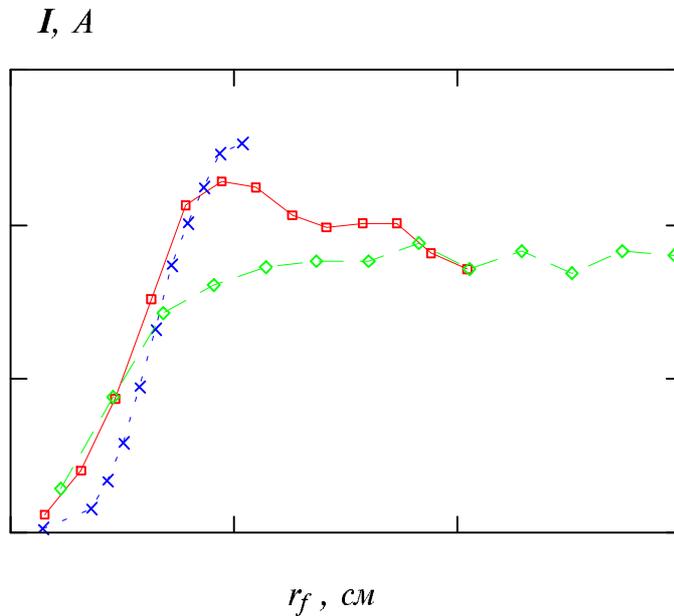


Рис. 43. Радиальные распределения продольного электрического тока в $z = -243$ см (\times), -168 см (\square) и 25 см (\diamond), усреднённые за промежуток времени от 1 мс до 2 мс.

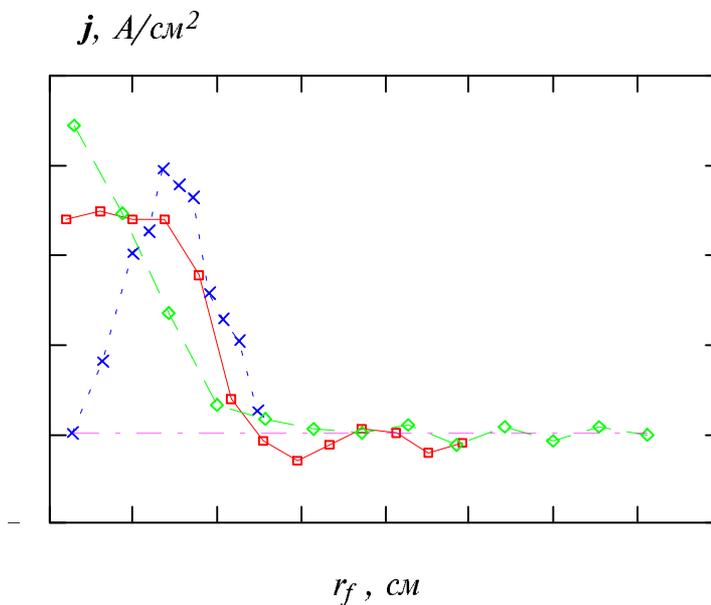


Рис. 44. Радиальные распределения относительной плотности продольного электрического тока в $z = -243$ см (\times), -168 см (\square) и 25 см (\diamond). Для получения абсолютных значений плотностей тока значения в $z = -243$ см необходимо уменьшить в $7,7$ раза, в $z = -168$ см — уменьшить в $1,63$ раза, в $z = 25$ см — увеличить в $1,3$ раза.

является неамбиполярная поперечная диффузия ионов, приводящая к продольному электронному току. Электронный ток, вытекая из пушки в виде кольца, течёт через всю плазму, постоянно сжимаясь к оси, и возвращается назад по проводящей вакуумной камере. Замыкание тока на анод обеспечивается неамбиполярным переносом вблизи пушки.

Попытка количественно разобраться с таким поведением тока осложнена тем, что и магнитное поле неоднородно, и в транспортирующей области плазма от столкновительного режима течения переходит к бесстолкновительному. Тем не менее, было выяснено, что основной вклад дают поперечная проводимость в радиальном электрическом поле и турбулентный электростатический перенос.

В плазме присутствует радиальное электрическое поле масштаба 50 В/см (характерное распределение потенциала приведено на Рис. 45), приводящее к поперечному току $j_{\perp} = \sigma_{\perp} E_{\perp}$ вовнутрь в струе и наружу на периферии. Классическая продольная проводимость, определяемая рассеянием частиц в результате их кулоновских столкновений, для электронов и ионов записывается

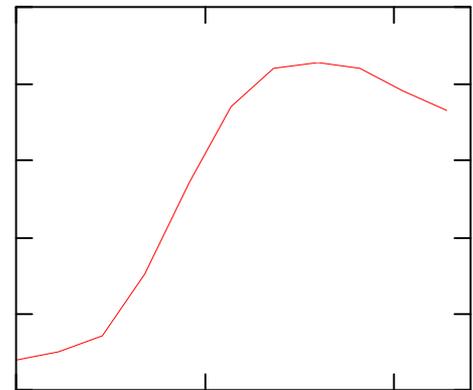
как $\sigma_{\parallel} = \frac{en_0 v_{th}^2}{4\pi n_0 e^2 \tau}$ и $\sigma_{\parallel} = \frac{en_0 v_{th}^2}{4\pi n_0 e^2 \tau}$,

где τ — время между столкновениями, приводящими к рассеянию. Поперечный ток существенно подавлен магнитным полем — поперечная проводимость меньше продольной в $\frac{1}{\omega_c^2 \tau^2}$ раз. Здесь ω_c —

циклотронная частота, и в наших условиях $\omega_c \tau \gg 1$. Если зависимость продольной проводимости от температуры и сорта частиц выглядит как

$\sigma_{\parallel} \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$, то зависимость поперечной проводимости выглядит точно

ϕ, V



$r_f, \text{ см}$

Рис. 45. Радиальное распределение потенциала.

наоборот: $\frac{\sqrt{\quad}}{\quad}$. Здесь видно, и это хорошо известно, что

продольный ток переносится, в основном, электронами, а поперечный — ионами. Причина преобладания ионного поперечного тока над электронным состоит в том, что ларморовский радиус иона много больше ларморовского радиуса электрона, а при каждом столкновении частица перемещается примерно на один ларморовский радиус в направлении E_{\perp} .

На Рис. 43 видно, что максимальная величина измеряемого электрического тока в $z = -168$ см меньше на 100 А, чем в $z = -243$ см. Это говорит о том, что на этом участке продольный ток, текущий в одном направлении, уменьшился на 100 А за счёт замыкания части тока в виде токовых петель. Проведённый расчёт поперечного тока на этом отрезке даёт значение 70 А, причём 14 А — за счёт электронов и 56 А — за счёт ионов (из-за более высокой ионной температуры ($T_i/T_e \sim 5$) ионы реже сталкиваются, и поперечная проводимость для ионов больше, чем для электронов, только в 4 раза). Учитывая точность определения параметров плазмы и тока, можно утверждать, что замыкание тока в виде токовых петель хорошо описывается поперечным, преимущественно ионным, током в поперечном электрическом поле за счёт кулоновских столкновений. Если же приравнять этот поперечный ток к потоку через поверхность с потоковым радиусом 5 см (—), то получим

необходимый коэффициент диффузии $2 \cdot 10^5$ см²/с. Из функциональной зависимости поперечного тока на единицу длины — $\frac{\quad}{\quad}$

видно, что данный механизм оказывает наибольшее влияние на течение тока вблизи пушки, где достаточно высока плотность, относительно слабое магнитное поле и ещё низкая температура.

Теперь обратим внимание на классическую поперечную диффузию. В результате столкновений частица смещается на ларморовский радиус ρ . Процесс носит диффузионный характер, и коэффициент поперечной

диффузии записывается как $D_{\perp} \approx \rho^2 / \tau$. Т.к. $D_{\perp} \sim \sqrt{\rho^2 / \tau}$, то поперечная диффузия ионов значительно превосходит диффузию электронов ($D_{\perp}^i \sim 20 D_{\perp}^e$), и диффузия является неамбиполярной. Макроскопический градиент плотности будет приводить к потоку частиц и поперечному току. Поскольку этот механизм аналогичен рассмотренному выше, то отношение абсолютных значений поперечных токов, связанных с градиентом плотности и с радиальным электрическим полем, легко выражается как — — — — —. На поперечном размере изменения плотности величина $E_{\perp} \partial r$ примерно равна перепаду потенциала $\partial U \sim 400 \text{ В}$. Тогда — — — — —. В транспортирующей области это отношение много меньше единицы, и в этой области вклад диффузии в поперечный ток мал по сравнению с поперечной проводимостью. В $z = -243 \text{ см}$ посчитанный коэффициент диффузии имеет величину порядка $2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$. Это меньше бомовского ($6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$) и составляет только 10 % от необходимого.

В транспортирующей области важное влияние на формирование продольного электронного тока может оказывать диффузия на частицах другого сорта (молекулы, атомы) на периферии плазмы. Под действием радиального электрического поля электроны и ионы вращаются в одном направлении и испытывают в результате столкновений действие силы со стороны третьих частиц. В скрещенных поперечных этой силы и магнитном поле электроны и ионы дрейфуют в разных направлениях по радиусу, причём перенос идёт именно в том направлении, что стремится уменьшить радиальное электрическое поле. Оценка поперечного тока чувствительна к радиальному распределению плотности плазмы и газа, но при разумных предположениях из-за значительной площади поверхности плазмы в транспортирующей области полный поперечный ток может быть достаточно большим — до сотен ампер.

Как поперечный ток, так и диффузия, приводя к поперечному переносу заряда, увеличивают потенциала во внутренней полости в транспортирующей области при удалении от пушки. Это способствует течению продольного электронного тока от пушки во внутренней полости.

Генерируемая пушкой плазменная струя обладает развитой низкочастотной турбулентностью, приводящей к усиленной диффузии плазмы поперек магнитного поля с коэффициентом диффузии больше бомовского. Подробно турбулентный электростатический перенос

—— в плазменной струе из кольцевой пушки изучался ранее [62]. В сечении $z = -243$ см измеряемый коэффициент диффузии больше бомовского и имеет величину порядка $2 \cdot 10^5$ см²/с. Эта диффузия амбиполярна и не должна приводить к поперечному току. Однако, если присутствует продольный ток, то диффузия плазмы приводит и к диффузии продольного тока. Поэтому турбулентная электростатическая диффузия размывает по течению изначально узкий кольцевой ток, приводя к появлению продольного тока во внутренней полости и замыканию тока в виде токовых петель.

Был изучен также турбулентный магнитный перенос. Этот перенос особенно важен для электронов, поскольку он приводит к диффузии магнитного поля и, соответственно, к диффузии электронов, которые достаточно крепко привязаны к силовым линиям магнитного поля.

Турбулентный магнитный перенос —— был экспериментально изучен в сечении $z = -243$ см. Проведены прямые измерения поперечного потока с помощью близко расположенных катушки, ориентированной для измерения радиального магнитного поля, и двойного симметричного зонда для измерения плотности плазмы. Определялась парная корреляция флуктуаций плотности и радиального магнитного поля. Выяснено, что перенос идет на низкочастотных колебаниях (порядка 10 кГц). Радиальное распределение потока следующее: для потокового радиуса до 3 см —

вовнутрь, от 3 см — наружу. Если считать, что турбулентный магнитный поток подобен диффузии из-за макроскопического градиента плотности, то определяемый таким образом коэффициент диффузии равен $1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, что примерно на порядок меньше необходимого. Вклад магнитного турбулентного переноса на течение тока присутствует, но он не является определяющим.

Теперь обратим внимание на изменение профиля плотности тока от сечения $z = -168 \text{ см}$ до $z = 25 \text{ см}$ (Рис. 44). Только диффузией такое поведение тока не объяснишь. Здесь присутствует сжатие тока, но конкретного механизма сжатия обнаружить не удалось. Стоит заметить, что это достаточно сложная задача. В настоящее время изучение поперечного переноса тока является одной из актуальных тем работ на токамаках. В качестве примера можно привести работу [48].

В наших экспериментах было рассмотрено пинчевание тока и выяснено, что если поперечная проводимость классическая, то влияние пинчевания мало. Ток создаёт азимутальное магнитное поле, и на текущие электроны действует сила Лоренца в направлении к оси, а на текущие ионы — от оси. Характерная величина азимутального магнитного поля $B_\phi \sim 30 \text{ Гс}$, в пробке — до 100 Гс . Поперечный ток записывается как $j_\perp = \sigma_\perp [vB_\phi]/c$. На втекающие в пробкотрон со скоростью $4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ электроны действие силы Лоренца эквивалентно действию электрического поля E_\perp величиной до 400 В/см . Но поперечная проводимость в области пробки сильно подавлена магнитным полем и почти бесстолкновительным течением электронов.

Проведённое рассмотрение показывает, что основное влияние на течение продольного тока оказывает поперечная проводимость в присутствующем в плазме радиальном электрическом поле и турбулентный электростатический перенос. Дополнительный вклад оказывают неамбиполярная диффузия и турбулентный магнитный перенос.

§ 5.1.2 Агрегация плазмы в пробкотроне

Теперь, выяснив основные механизмы, приводящие к такому течению тока, обратимся к следующему вопросу — о влиянии тока на нагрев плазмы.

Необходимость обратить на это внимание связана с тем, что экспериментально измеряемая электронная температура в пробкотроне достаточно высока, а очевидного механизма нагрева электронов от более горячих ионов в результате столкновений недостаточно для поддержания ее такой высокой.

Определим классические продольные потери плазмы (кулоновское рассеяние в конус потерь) в концевом пробкотроне АМБАЛ-М, рассматривая его как адиабатическую ловушку. Такое рассмотрение применимо, поскольку время рассеяния частиц в конус потерь значительно превышает время пролёта вдоль ловушки. Ионы рассеиваются медленнее, чем электроны, и чтобы выравнять потери и сохранить свою квазинейтральность, плазма в пробкотроне принимает положительный потенциал относительно пробок.

Сначала рассмотрим ионный компонент плазмы, а затем электронный.

§ 5.1.2.1 Баланс ионов

Классические продольные потери ионов в простой пробочной ловушке приведены в работе Г.И.Будкера [1]:

/

В статье [44] времена потерь частиц и энергии даны в следующем виде:

$$\sqrt{\quad}$$

Хорошо известно, что приближение квадратной ямы в простой пробочной ловушке даёт довольно хорошую аппроксимацию для ионного столкновительного члена. Численным расчётам классических потерь ионов посвящено большое количество работ. Согласно результатам

работы [45], в широком интервале изменений профиля магнитного поля ион-ионный столкновительный член, усреднённый по периоду осцилляций между пробками, с хорошей точностью может быть заменён его значением в центральном сечении. Другими словами, при произвольном профиле магнитного поля в простой пробочной ловушке для ион-ионного столкновительного члена можно использовать выражение, соответствующее приближению квадратной ямы. Это нетривиальный факт. Качественно это взаимокompенсация двух факторов — снижения частоты столкновений по мере удаления от центрального сечения и одновременного увеличения $\partial f_i / \partial \mu$ ($\mu = v_{\parallel} / v$).

Среди других факторов, на ионные потери наиболее сильно влияют столкновения ионов с электронами и изменение границы области удержания, связанное с наличием амбиполярного потенциала. При $T_i / T_e < (M/m)^{1/3}$, что выполняется для ионов мишенной плазмы с энергией 200 эВ, как показано в работах [46,47], наиболее существенна роль амбиполярного потенциала, однако, он не оказывает катастрофического влияния на удержание ионов, поскольку средняя энергия ионов значительно превышает $Z_i e \phi / (R - 1) \sim 30$ эВ. Соответствующее изменение границы области удержания приводит к относительному увеличению потерь низкоэнергетичных ионов, что, в свою очередь, увеличивает среднюю энергию ионов в ловушке и тем самым частично компенсирует возрастание потерь.

Приведённые выше времена потерь частиц и энергии для ионов конкретно для пробочного отношения 4 равны:

$$\tau_n = 1,345 \tau_i, \quad \tau_\varepsilon = 1,87 \tau_i.$$

Для $n = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_i = 250$ эВ легко получить значения теряемой плотности мощности — — = $0,15 \text{ Вт/см}^3$. Поскольку втекающие в пробкотрон ионы имеют температуру 200 эВ, то необходимая плотность мощности нагрева должна иметь величину $0,03 \text{ Вт/см}^3$. Но ионы теряют энергию также в результате кулоновских столкновений с электронами. При времени торможения $\tau_{dr} \approx 1,4 \text{ мс}$ плотность теряемой мощности

имеет величину $0,18 \text{ Вт/см}^3$. Соответственно мощность нагрева должна быть порядка $0,2 \text{ Вт/см}^3$ (или темп нагрева — $0,2 \text{ эВ/мкс}$ на ион). Нагрев с таким темпом обеспечивает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. В работе [62], связанной с изучением неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, плотность мощности нагрева вблизи пушки оценивалась величиной, равной 10 Вт/см^3 . В той же работе приведена зависимость мощности нагрева — $P \propto n E^2/B^2$. В данном случае темп нагрева меньше как из-за уменьшения радиального электрического поля при удалении от пушки, так и меньшей плотности и большей величины магнитного поля.

Потери ионов из всего объёма пробкотрона ($V = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^3$) равны:

$$— 20 \text{ А.}$$

Поскольку количество плазмы в пробкотроне растёт со скоростью 10 экв.А , то захват ионов в пробкотрон должен быть на уровне 30 А . В пробкотрон через входную пробку втекает порядка 150 А ионов с энергией 200 эВ и потоковой скоростью порядка тепловой. Текущие с потоковой скоростью $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ионы пролетают пробкотрон за 8 мкс . Время рассеяния их на угол порядка единицы имеет величину 1000 мкс . Но текущие ионы нагреваются в поперечную степень свободы с темпом $0,2 \text{ эВ/мкс}$. Это приводит к их захвату. Эквивалентное время рассеяния из-за нагрева $\frac{1}{\dots}$ также получается порядка 1000 мкс . Суммарное время от рассеяния и анизотропного нагрева равно 500 мкс , а поскольку пробочное отношение 4 и рассеяться необходимо на меньший угол, то время захвата иона получается равным 125 мкс . Поскольку захват пропорционален квадратному корню из отношения времён, то получается, что захватывается примерно 35 А .

Т.о., баланс ионов в пробкотроне представляется следующим. В пробкотрон через входную пробку втекает 150 А ионов, и 120 А , пролетая, вытекают через выходную пробку. 30 А захватывается в пробкотроне в результате рассеяния и анизотропного нагрева ионов из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Эти захваченные ионы

формируют популяцию удерживаемых в пробкотроне ионов, которые затем в результате столкновений рассеиваются в обе пробки. Нагрев из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца приводит к повышению ионной температуры до 250 эВ.

§ 5.1.2.2 Баланс электронов

Электроны в пробкотроне удерживаются потенциальным полем. В отсутствии пролётных частиц, приближенные аналитические выражения для скорости потерь частиц и энергии в приближении квадратной ямы получены в ряде работ [40,42,43], и мы воспользуемся выражением, выведенным в статье [40] из приближённого решения уравнения Фоккера-Планка:

$$\frac{dN}{dt} = -N \left[\frac{v_{th}}{R} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} dx \right) + \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{2} \frac{v_{th}}{R} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} dx \right)$$

Здесь ϕ — разность потенциалов между пробкотроном и пробкой.

Интеграл $\int_0^{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} dx$ имеет значение порядка единицы.

Для пробкотрона установки АМБАЛ-М, имеющего $R = 4$, вышеприведённые формулы можно переписать в виде:

$$\frac{dN}{dt} = -N \left[\frac{v_{th}}{R} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} dx \right) + \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{2} \frac{v_{th}}{R} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} dx \right)$$

Это выражение описывает случай прямоугольной формы магнитного поля. Для случая неоднородного магнитного поля можно усреднить множитель $2R/(2R+1) \ln(4R+1)$ по всему объёму пробкотрона.

Однако, это уточнение незначительно — усреднённый множитель составляет 1,086 от его значения в центре.

Для характерных параметров плазмы в пробкотроне $n = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 50 \text{ эВ}$, $e \phi / T_e = 2$, объём $V = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^3$ получим: — ,

—— . Примерно такая величина для скорости потерь частиц (300 А) получается при аккуратном усреднении по всему сечению с учётом радиальной зависимости плотности и глубины потенциальной ямы.

Здесь следует сразу же оговориться и уточнить оценку скорости потерь энергии для электронов. Приведённые выше формулы для скорости потерь частиц и энергии в приближении квадратной ямы получены в предположении, что скорости потерь электронов и ионов равны. Формально из вышеприведённых формул получается, что сидящий в глубокой потенциальной яме электрон выносит не только свою температуру, но и потенциал. Реально электрон выносит только свою температуру, а потенциал выносится ионом, который в этом поле ускоряется. Если бы потери ионов и электронов были равны, то неважно, как выносятся энергия. В нашем же случае потери захваченных электронов значительно превосходят потери ионов, так что скорость потерь энергии электронов из пробкотрона меньше приведённой выше оценки 34 кВт . Тогда потери энергии оценим следующим образом. Поток электронов в 300 А с температурой 50 эВ выносится 15 кВт , и 2 кВт выносится потоком ионов в 20 А на потенциале 100 В . Таким образом, скорость потери энергии захваченных электронов из пробкотрона примерно 17 кВт . Соответственно, нагрев электронов должен быть таким же.

Очевидный механизм — нагрев электронов от более горячих ионов в результате кулоновских столкновений. Но этого нагрева недостаточно для объяснения высокой электронной температуры, что и покажем ниже.

Будем полагать скорость потери энергии для электронов $\frac{dW}{dt}$, а мощность нагрева от более горячих ионов P_h , где τ_{dr} — время торможения иона на электронах (здесь для данной энергии ионов $\tau_{dr} = 2,5 \cdot 10^7 T_e^{3/2}/n$). Приравняв потери к нагреву, обнаружим, что равновесная электронная температура должна быть ~ 25 эВ. Отношение мощности нагрева P_h к мощности потерь P_l не зависит от плотности и представляется в достаточно простом и наглядном виде (интеграл величины порядка единицы опущен):

$$\frac{P_h}{P_l} \sim \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2}{3} \frac{W}{kT_e}}}.$$

В нашем случае это отношение $\sim 0,15$. Т.о., нагрев от более горячих ионов обеспечивает только шестую часть необходимой мощности нагрева. Именно из-за этой оценки мы подходим к необходимости искать дополнительный механизм нагрева электронов. Этот механизм существует. Он связан с продольным электронным током, и его обсуждению посвящён следующий параграф, который, строго говоря, является продолжением текущего. Просто в конце данного параграфа сделаем дополнительное пояснение.

Условие применимости этих формул скоростей потерь частиц и энергии, соответствующих случаю редких столкновений, когда время пролёта частиц много меньше времени заполнения гиперboloида потерь, может быть записано как

$$\frac{L}{v} \ll \tau_{dr} \sim \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2}{3} \frac{W}{kT_e}}}.$$

В нашем случае это условие численно выглядит как $\Phi \gg 40$ В. Оно выполняется, но без большого запаса. В другом предельном случае частых столкновений функция распределения частиц близка к максвелловской не только в области удержания, но и внутри гиперboloида потерь. При этом, продольные потери определяются

газодинамическими потоками частиц, вытекающими через соответствующие потенциальные барьеры. Тогда

$$\sqrt{\frac{2eU}{m}} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2eU}{m}},$$

и в этом случае потери в 2 раза больше. Здесь ярко видна грань эффекта, позволяющая иметь высокую электронную температуру. Простое повышение плотности мишенной плазмы, которое достигается увеличением подачи газа в пушку, не улучшает качество мишенной плазмы, поскольку это приводит к режиму удержания в пробкотроне с усиленными потерями как частиц, так и энергии электронов. Более того, это приводит к уменьшению нагрева ионов из-за более быстрого выравнивания радиального распределения потенциала в транспортирующей области и уменьшению нагрева электронов из-за уменьшения продольного тока.

§ 5.1.3 $\int \vec{j} \cdot \vec{E} dz$ и $\int \vec{j} \cdot \vec{E} dz$

В пробкотрон через входную пробку втекает электронный ток порядка 1 кА . Этот ток переносится электронами с большой продольной скоростью ($\sim 4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$) и низкой температурой ($\sim 10 \text{ эВ}$). Это утверждение будет подкреплено оценками и расчётами, приведёнными в следующем параграфе, а пока возьмём его как аксиому.

Конечно, ток приводит к джоулеву нагреву, но и его, в классическом понимании, оказывается недостаточно. Здесь под классическим понимается то, что электроны рассеиваются в результате кулоновских столкновений, и все электроны участвуют в переносе тока.

Мощность джоулева нагрева $P = I^2 R$, где L — длина пробкотрона, σ — продольная проводимость, S — площадь сечения тока. Предположив для расчёта, что профиль плотности тока в пробкотроне сохраняется, распределение плотности тока, соответствующее экспериментально измеренному в $z = -25 \text{ см}$ (Рис. 44), хорошо описывается следующим выражением:

этого достаточно, чтобы значительно влиять на нагрев и удержание плазмы. Рассмотрим течение тока в пробкотроне аналогично работе [32] — как плоский поток электронов в равновесной плазме. Процесс отклонения частиц и обмена энергией описываются уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \frac{v_{\parallel}}{v} \frac{d\theta}{dt} + \frac{v_{\perp}}{v} \frac{d\theta}{dt} \\ \frac{dE}{dt} &= -\frac{v_{\perp}}{v} \frac{dE}{dt} \end{aligned}$$

Возьмём скорость электронов $4 \cdot 10^8$ см/с, а параметры равновесной плазмы следующими: $n = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³ (здесь важна средняя плотность, а не плотность в центре), $T_e = 50$ эВ, $T_i = 250$ эВ. Тогда “частичные” времена отклонения частиц и обмена энергией получаем следующие:

$$4,3 \text{ мкс}, \quad 6,6 \text{ мкс}, \quad 4,5 \text{ мкс}, \quad 1500 \text{ мкс}, \text{ а суммарные}$$

— $2,6$ мкс и $4,5$ мкс. Пролетающий электрон рассеивается как на электронах, так и на ионах мишенной плазмы, а передаёт энергию только электронам. За время пролёта пробкотрона электрон приобретает

поперечную скорость $\sqrt{v_{\perp}^2} \sim 1,5 \cdot 10^8$ см/с, теряет энергию

$$\sqrt{E_{\perp}} \sim 30 \text{ эВ}, \text{ и, как следует из этого, рассеивается на угол}$$

порядка $1/3$.

Предположим, что продольное распределение потенциала симметрично относительно центра пробкотрона. Тогда, чтобы захватиться, электрону не нужно рассеиваться на угол порядка единицы — ему достаточно потерять в продольной энергии ту энергию, которую он имел перед тем, как попасть в потенциальную яму, т.е. ему необходимо потерять только свою температуру, равную примерно 10 эВ. А поскольку, как мы видим, электрон при пролёте теряет 30 эВ, то почти весь втекающий поток электронов должен захватиться в пробкотроне. Необходимый захват электронов в 300 А обеспечивается увеличением

потенциала в выходном (для текущего тока) минимуме потенциала на величину порядка 20 В по сравнению с входным. Такая разница в потенциале экспериментально измеряется зондами, расположенными симметрично относительно центра пробкотрона — в $z = -116\text{ см}$ и $z = 116\text{ см}$. В то же время, это изменение потенциала слабо сказывается на изменении скорости потерь захваченных электронов.

Теряемая при пролёте энергия передаётся удерживаемым в пробкотроне электронам, и при потоке $I\text{ кА}$ получаем величину передаваемой мощности в 30 кВт .

Таким образом, основные механизмы захвата и нагрева электронов в пробкотроне следующие. Захват — потеря части продольной энергии потока электронов в результате столкновений с электронами мишенной плазмы, и рассеяние на малый угол в результате столкновений как с электронами так и с ионами мишенной плазмы. Нагрев — передача энергии от текущих электронов электронам мишенной плазмы в результате их столкновений. Помимо этого можно обратить внимание на то, что в результате захвата в пробкотрон захватываются электроны, имеющие довольно высокую энергию.

Здесь мы выяснили, как поток ускоренных электронов позволяет поддерживать высокую электронную температуру в пробкотроне. Этот нагрев связан с протеканием тока, как и джоулев нагрев. Тогда в чём их отличие? Разница состоит в том, что в том классическом понимании, которое вкладывается в понятие джоулева нагрева, предполагается, что в переносе тока участвуют все электроны. В нашем же случае ток через пробкотрон переносит популяция электронов, чья плотность много меньше плотности удерживаемых в пробкотроне электронов. В джоулевом нагреве нагрев происходит путём перекачки продольной энергии в поперечную, и передача продольной энергии от одних электронов другим ни к чему не приводит, поскольку как те, так и другие участвуют в переносе тока. В нашем же случае нагрев происходит, в основном, из-за передачи продольной энергии от электронов, переносящих ток, электронам, которые удерживаются в пробкотроне.

В следующем параграфе мы рассмотрим механизм образования этого потока электронов, переносящих ток. А здесь укажем, что источником нагрева является продольное электрическое поле, сформированное в транспортирующей области перед входной пробкой.

Для полноты картины заметим, что в пробкотроне выделяются три популяции электронов — запертые магнитным полем, удерживаемые электростатическим потенциалом (минимумы расположены за пробками), и ускоренные электроны, переносящие ток. Схематический вид конуса потерь представлен на Рис. 46.

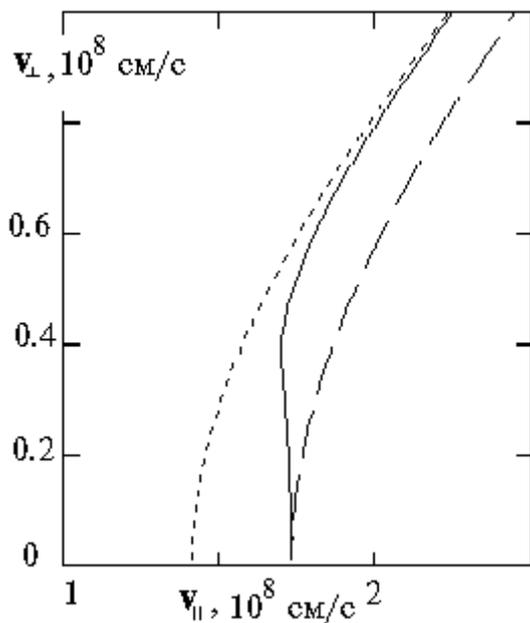


Рис. 46. Характерная граница конуса потерь для электронов в пробкотроне (сплошная линия). Дополнительно показаны границы конуса потерь с глубиной потенциальной ямы, равной разнице потенциалов между центром и пробкой (левее) и между центром и минимумом потенциала (правее).

И, завершая обсуждение энергобаланса, ответим на важный вопрос: так ли плохо сказывается отсутствие термобарьера на некоторых силовых линиях? Оказывается, нет. Электроны в пробкотроне всё равно находятся в потенциальной яме, правда, минимум потенциала находится далеко за пробкой, и граница конуса потерь несколько иная, чем обычно рассматривается. Отсутствие термобарьера увеличивает поток холодных электронов, но они ускоряются в этом электрическом поле и, пролетая через пробкотрон, нагревают запертые электроны. А самое важное то, что торец, на который проецируются силовые линии с отсутствием термобарьера, не является каналом газоразрядного источника плазмы с

высокой эмиссионной способностью и фиксированной электронной температурой.

§ 5.1.4 $\text{ô}\text{î}\text{ð}\text{ì}\text{ë}\text{ð}\text{í}\text{á}\text{á}\text{í}\text{è}\text{à} \text{í}\text{î}\text{ð}\text{í}\text{è}\text{à} \text{ý}\text{é}\text{á}\text{è}\text{ð}\text{ð}\text{í}\text{í}\text{á}$

На возможность формирования в транспортирующей области потока электронов, которые втекают в пробкотрон, имея высокую скорость, указывают как экспериментальные результаты, так и модельные расчёты.

Простые оценки сразу показывают, что в пробке при высокой плотности электронного тока $j = 100 \text{ A/cm}^2$ и малой плотности $n = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ потоковая скорость электронов $v_e = j/e n$ должна быть не ниже $3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. Эта потоковая скорость больше тепловой, если полагать температуру электронов 10 эВ .

На значительную скорость текущих электронов в транспортирующей области указывают высокие значения электронной температуры, представленные на Рис. 41.

Не представляет большого труда рассмотреть течение плазменной струи со значительным электронным током в гидродинамическом приближении. Эта задача аналогична рассмотренной в Главе 4. Решение получено [73].

Выявлено, что в пробке потоковая скорость электронов больше тепловой. При течении к пробке формируется ускоряющее электроны электрическое поле. Электроны нагреваются, в основном, вследствие вязкости. В первом приближении уравнение теплового баланса упрощается до оставления только двух членов:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} n v_e^2 \right) + \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} n v_{th}^2 \right) = \dots, \text{ из которого видно, что полный}$$

поток тепла вследствие теплопроводности монотонно убывающий, и T_e может иметь экстремум только в одной точке (конкретно в пробке). Несколько меньший вклад в этот процесс вносит джоулев нагрев. В области пробки условия применимости гидродинамического рассмотрения нарушаются, поэтому количественные оценки абсолютно не

верны. Качественное перерассмотрение по-прежнему указывает на нагрев электронов в результате вязкости и протекания тока, однако, нагрев невелик и увеличение температуры электронов в пробке не превышает нескольких электронвольт (сравните с Рис. 41).

При течении в пробку возможно явление убегания электронов, когда быстрые электроны из-за падающей с увеличением скорости силы трения ($\sim I/v$) будут в среднем не тормозиться, а ускоряться в электрическом поле. В электрическом поле E электроны со скоростью v_z будут убегать, если $\frac{E}{v_z} > \frac{1}{v}$ [52]. Для $E = 0,5 \text{ В/см}$, $n = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ граница области убегания приходится на $v_z \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, которая близка к средней тепловой скорости электронов, и потому явление убегания характерно для значительной доли электронов.

Подойдём к этому вопросу с другой стороны. Изучение электронного компонента при приближении к пробке проведём в рамках кинетического рассмотрения [29], а именно, исследуем бесстолкновительный случай, описываемый уравнением Власова [51]. Зададим, что из начальной точки, обозначаемой индексом 0 , где присутствует максвелловское распределение электронов, электроны движутся в направлении более сильного магнитного поля и ещё подвержены действию ускоряющего электрического поля. Из законов сохранения энергии и адиабатического инварианта магнитного момента определяется функция распределения электронов. Частицы при своём движении в фазовом пространстве следуют вдоль линий постоянных f . Функция распределения электронов — максвелловская, но с резкой границей, за которой плотность частиц равна нулю. На плоскости $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ линии одинаковой плотности — окружности, а граница области, внутри которой нет частиц, описывается для $v_{\parallel} > 0$ эллипсом: $\frac{v_{\perp}^2}{2} + v_{\parallel}^2 = v_{\perp 0}^2$, а для $v_{\parallel} < 0$ — гиперболой: $\frac{v_{\perp}^2}{2} - v_{\parallel}^2 = v_{\perp 0}^2$. Здесь индекс t относится к

величине в пробке. Чтобы эти границы сшивались в точке $v_{\parallel} = 0$, требуется выполнения условия: потенциал линейно зависит от величины магнитного поля.

Пусть вытягивание электронов электрическим полем начинается в месте расположения зонда $z = -243$ см и заканчивается в пробке. Тогда функции распределения электронов по продольной скорости $f(v_{\parallel})$ приведены на Рис. 47. Получается, что в пробке при плотности 10^{12} см⁻³ плотность тока $j_e = e n v_{\parallel} \sim 80$ А/см², что характерно для нашего случая.

Конечно, это верно в проведённом рассмотрении, когда считали электроны бестолкновительными и адиабатическими. Реально столкновения электронов приводят к диффузии как в обычном пространстве, так и в пространстве скоростей.

Рассмотрим возможность развития различного рода неустойчивостей при протекании значительного продольного тока. Ионно-звуковая неустойчивость не развивается ввиду сильного специфического затухания на ионах, поскольку условие её развития $T_e \gg T_i$ не выполняется [92]. Неустойчивость Бунемана [93], приводящая к аномальному сопротивлению плазмы (больше столкновительного $\sim 10 \div 100$ раз) и к аномальному выделению джоулева тепла, может развиваться при условии больших значений силы тока $j > e n v_{Te}$, которое выполняется лишь в узкой области пробки.

Продольное электрическое поле перед пробкой значительно искажает функцию распределения электронов. Если принять за функцию

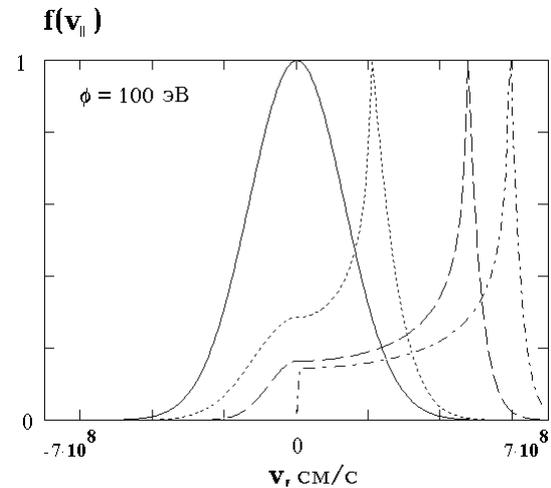


Рис. 47. Распределения электронов по продольной скорости в $z = -243$ см (—), $z = -168$ см (.....), $z = -115$ см (----) и в пробке (---) при разности потенциалов 100 В между пробкой и $z = -243$ см.

распределения электронов представленную на Рис. 47, то возможно развитие пучковых неустойчивостей. Это приводит к самопроизвольному нарастанию ленгмюровских волн с фазовыми скоростями, несколько меньшими скорости пучка.

Воспользуемся для оценки инкремента выражением [53, стр. 85], описывающую неустойчивость пучков с большим тепловым разбросом и часто используемым: — — Характерные значения получаются

следующие: частота $\omega \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$, инкремент $\gamma \sim 10^9 \text{ c}^{-1}$, волновое число $k \sim 20 \div 100 \text{ см}^{-1}$. Волны с $k > 1/r_D \sim 500$ очень сильно затухают (по Ландау).

Ленгмюровские колебания могут эффективно нагревать электроны с малыми фазовыми скоростями. Основной механизм поглощения ленгмюровских колебаний — нагрев электронов из-за трения с ионами: электроны колеблются в поле волны, сталкиваются с ионами и нагреваются. При квазилинейной релаксации к состоянию с плато на функции распределения пучок теряет энергию. Согласно оценке, приведённой в работе [54, стр. 12], потеря энергии происходит на расстоянии нескольких сантиметров. Но в нашем случае при распространении ленгмюровских колебаний в неоднородной плазме волновой вектор изменяется, нарушается условие черенковского резонанса между колебаниями и частицами пучка, и процесс релаксации значительно замедляется.

И если в области пробки функция распределения электронов может быть неустойчивой относительно развития пучковых неустойчивостей, то в пробкотроне развитие пучковых неустойчивостей маловероятно. В пробкотроне в функции распределения электронов по продольной скорости отсутствуют участки с положительной производной $\partial f(v_{||}) / \partial v_{||}$. Это связано как с наличием в пробкотроне достаточно плотной популяции электронов с высокой температурой, так и с тем, что поток текущих через пробкотрон электронов в результате кулоновских столкновений теряет продольную энергию.

Т.о., в транспортирующей области перед пробкой в результате воздействия неамбиполярной поперечной диффузии, поперечного тока и протекания значительного электронного тока формируется ускоряющее электроны электрическое поле масштаба $0,5 \div 1 \text{ В/см}$. Ускоряющая разница потенциалов $\sim 100 \text{ В}$. Вследствие малости плотности плазмы ток переносится, в основном, быстрыми бесстолкновительными электронами. Этот поток электронов со скоростью $4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ втекает в пробкотрон и в результате столкновений с удерживаемой в пробкотроне плазмой нагревает последнюю и обеспечивает приток электронов.

§ 5.2 *íà+àëüííà íàêîññèâîðåäå ãîðþ+âé ìåàçîù èìîëüññííé àðíàððíé ííæåëèâå*

В пробкотроне получена мишенная плазмы, удовлетворительная для дальнейшего нагрева.

Накопление горячей плазмы в концевом пробкотроне будет осуществляться инъекцией атомарных пучков из четырёх квазистационарных инжекторов ИК-50 и вводом ВЧ-мощности. Каждый инжектор ИК-50 генерирует 50-амперный пучок атомов дейтерия энергией 25 кэВ в течение $0,1 \text{ с}$. Работы по запуску инжекторов на установке близки к завершению.

Для демонстрации начального накопления горячих ионов проведены эксперименты по нагреву плазмы в пробкотроне с использованием двух инжекторов СТАРТ-2 — тех же, что и на установке АМБАЛ-Ю. Суммарный ток был 100 экв.А .

Параметры полученного ионно-горячего компонента получились близкими к ожидаемым, что говорит об адекватности его описания и правильности определений параметров мишенной плазмы. Несимметричная инъекция не приводит к смещению мишенной плазмы и развитию МГД возмущений.

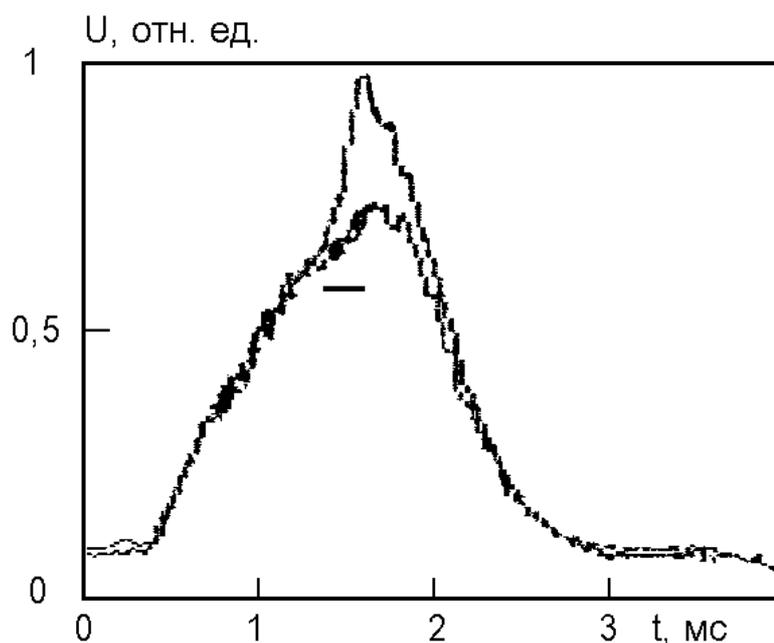


Рис. 48. Диамагнитные сигналы петли в пробкотроне при инжекции атомарных пучков (кривая сверху) и без инжекции. Отрезком показана длительность инжекции.

Возникающий при инжекции атомарных пучков прирост сигнала с установленной за кожухом диамагнитной петли показан на Рис. 48. Наблюдаемый линейный рост диамагнетизма в течение всей длительности инжекции и последующий спад с характерным временем порядка $0,5$ мс свидетельствует о значительном времени жизни захваченных горячих ионов. Вследствие влияния проводящего кожуха со временем проникновения магнитного поля ~ 2 мс, диамагнитная петля измеряет сигнал только от выступающей за кожух короткой части популяции горячих ионов, поэтому отношение диамагнитного сигнала популяции горячих ионов к сигналу мишенной плазмы не является отношением их давлений. Из измеренной величины захвата пучков инжектируемых атомов — $\approx 10\%$ следует, что средняя плотность быстрых протонов, накопленных к концу импульсной инжекции, в объёме 20 литров должна составлять величину $\langle n \rangle = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Время жизни горячих ионов определялось перезарядкой на газе и составляло $\tau_{life} \approx \tau_{ex} = 500$ мкс. В дальнейших экспериментах газовые условия предполагается улучшить

благодаря прогреву вакуумной камеры и напылению титана на бóльшую часть внутренней поверхности камеры.

Средняя энергия горячих ионов составляет 12 кэВ . Захваченные горячие ионы тормозятся на электронах и эффективно их нагревают. Мощность нагрева электронов от горячих ионов ————— составляет величину 10 кВт . Эта мощность сравнима с той мощностью нагрева, которая позволяет поддерживать высокую электронную температуру в пробкотроне. При инжекции электронная температура возрастает, и время торможения ионов на электронах τ_{dr} увеличивается до 1800 мкс .

Существенно важным для перехода к квазистационарной инжекции является следующий благоприятный экспериментальный факт. Производили инжекцию пучков в мишенную плазму после выключения пушки. Хотя, по сравнению с инжекцией при работе пушки, плотность мишенной плазмы упала и захват пучков был меньше, но электронная температура была ещё достаточно высока, и ухудшения газовых условий не наблюдалось. В течение всей длительности инжекции диамагнитный сигнал рос линейно (правда, до несколько меньшей величины), а после окончания инжекции спадал с тем же характерным временем $0,5 \text{ мс}$.

Времена, характеризующие популяцию захваченных горячих ионов, значительно превышают длительность инжекции используемых инжекторов СТАРТ-2, и переход к полномасштабным экспериментам с длительностью инжекции $0,1 \text{ с}$ представляется возможным и, конечно, интересным.

Обсудим некоторые моменты перехода к накоплению горячей плазмы предполагаемой квазистационарной инжекцией пучков атомов дейтерия. Можно заметить, что скорость инжектируемых атомов дейтерия примерно такая же, как и скорость атомов водорода, инжектируемых в проведённых экспериментах. Поэтому сечения процессов, определяющих захват пучков, те же, и при том же токе инжекции следует ожидать тот же темп накопления горячей плазмы. Если инжекцию пучков начать вместе с включением плазменной пушки, то к моменту выключения пушки

плотность популяции горячих ионов должна быть порядка плотности мишенной плазмы. После выключения пушки накопление горячей плазмы будет идти медленнее, поскольку перезарядка приводит к замене менее горячего иона на более горячий. Следует учесть также то, что время торможения иона дейтерия на электронах из-за большей массы в 2 раза больше времени торможения протона. Предполагаемый ток квазистационарной инъекции в 2 раза больше тока проведённой импульсной инъекции.

Заключение

Реализация линейного накопления высокоэнергетичных ионов на мишенной плазме в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М с достаточно высоким темпом позволяет перейти к экспериментам по накоплению высокотемпературной плазмы с использованием квазистационарных атомарных пучков. Высокая электронная температура мишенной плазмы позволяет осуществить подогрев электронов на второй гармонике электронно-циклотронного резонанса введением СВЧ-мощности сооружаемого гиротронного комплекса.

В работе впервые даны объяснения таким эффектам, как уменьшение плотности мишенной плазмы при атомарной инжекции, “газовая самоизоляция” плазменной струи сопутствующим потоком быстрых атомов, значительный нагрев плазмы в пробкотроне продольным электронным током. Эти эффекты при соответствующих условиях могут быть обнаружены или специально получены и на других плазменных установках.

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Исследовано накопление горячей плазмы в квадрупольном пробкотроне АМБАЛ-Ю импульсной инжекцией высокоэнергетичных атомарных пучков в плотную мишенную плазму.

2. Обнаружена “газовая самоизоляция” плазменной струи. Найдено физическое объяснение этого явления.

3. Экспериментально обнаружен, подробно исследован эффект “просветления” — уменьшения плотности мишенной плазмы при инжекции атомарных пучков. Проведено моделирование влияния горячей плазмы на течение плазменной струи. Выяснены основные механизмы эффекта “просветления”.

4. В концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М исследована мишенная плазма, позволяющая перейти к квазистационарному накоплению горячей плазмы. Изучено течение электронного тока и его влияние на удержание и нагрев плазмы.

5. Импульсной атомарной инжекцией получена популяция горячих ионов с большим временем жизни ($\tau_{dr} \approx 2 \text{ мс}$). Экспериментально продемонстрировано начальное линейное накопление горячей плазмы с темпом $2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

В заключение выражаю свою глубокую благодарность Г.И.Димову и научным руководителям В.И.Давыденко, А.А.Кабанцеву, по инициативе и при поддержке которых была выполнена эта работа, а также В.Г.Соколову и В.Е.Чуприянову, всему коллективу научных сотрудников и лаборантов, принимавших участие в подготовке и проведении экспериментов на установках АМБАЛ.

Литература

1. Будкер Г.И. В сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. — М.: Изд. АН СССР, **3** (1958) 3.
2. Бишоп А. Проект Шервуд. — М.: Госатомиздат, 1960.
3. Готт Ю.В., Иоффе М.С., Тельковский В.Г. *Nucl. Fusion*, 1962 *Supplement*, **3** (1962) 1047.
4. Канаев В.И. *Nuclear Fusion*, **19** (1979) 347
5. Berk H.L. et al. *Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res., IAEA, Vienna*, **2** (1969) 151.
6. Coensgen F.H., Clauser J.F., Correll D.L. et al, *Proc. of the VI Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., IAEA, Vienna*, **3** (1977) 135.
7. Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишеневский М.Е. *Физика плазмы*, **2** (1976) 597.
8. Fowler T.K., Logan B.G. *Comments on Plasma Phys. and Controlled Fusion*, **11** (1977) 167.
9. Димов Г.И. Препринт 77 - 46. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1977.
10. Coensgen F.H., Anderson C.A., Casper T.A et al. *Phys. Rev. Lett.*, **44** (1980) 1132.
11. Simonen T.C., Allen S.L., Casper T.A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **50** (1983) 1668.
12. Hershkowitz N., Breun R.A., Brouchous D. et al. *Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res., IAEA, Vienna*, **1** (1983) 553.
13. Miyoshi S., Yatsu K., Kawabe T. et al. *Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res., IAEA, Vienna*, **2** (1979) 437.
14. Miyoshi S. *Nuclear Fusion*, **25** (1985) 1201.
15. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. *Физика плазмы*, **8** (1982) 970.
16. Smith G.R. *Phys. Fluids*, **27** (1984) 1499.
17. Smith G.R., Nevins W.M., Sharp W.M. *Phys. Fluids*, **27** (1984) 2120.

18. Berk H.L., Horton C.W., Rosenbluth M.N. et al. *Nucl. Fusion Suppl.*, **2** (1985) 321.
19. Kesner J. *Nucl. Fusion*, **25** (1985) 275.
20. Rosenbluth M.N., Krall N.A., Rostoker N. *Nucl. Fusion*, **1** (1962) 143.
21. Dimov G.I. *Proc. of the Intern. School of Plasma Phys., Varenna, Italy*, Sept. 7-17, 1987, p. 703.
22. Bender E.D., Chupriyanov V.E., Dimov G.I., Kabantsev A.A., Shun'ko E.V., Sokolov V.V. and Taskaev S.Yu. *Proc. Int. School of Plasma Physics, Villa Monastero — Varenna, Italy*, october 15-24, 1990, p.157-170.
23. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. *Вопросы атомной науки и техники. Сер: Термоядерный синтез.* **2** (1983) 67.
24. Димов Г.И., Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. *Вопросы атомной науки и техники. Сер: Термоядерный синтез.* **3** (1989) 58.
25. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. *Физика плазмы*, **6** (1980) 933.
26. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Препринт 80 - 130. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1980.
27. Roslyakov G.V. *Proc. Int. School of Plasma Physics, Varenna*, **1** (1982) 311.
28. Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю., Чуприянов В.Е. *VIII Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы.* Минск. 1991. Часть 1. Стр. 194.
29. Брагинский С.И.. *Вопросы теории плазмы.* Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1.
30. Dawson J.M. and Uman M.F. *Nuclear Fusion*, **5** (1965) 242.
31. Кабанцев А.А., Карлинер В.М., Соколов В.Г. ... Таскаев С.Ю. и др. Препринт 89 - 46. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1989.
32. Трубников Б.А.. *Вопросы теории плазмы.* Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1.
33. Березин И.С., Жидков Н.П. *Методы вычислений.* М. 1959.
34. Березин И.С., Федорук М.П.. *Моделирование нестационарных плазменных процессов.* Новосибирск: ВО "Наука", 1993.
35. Самарский А.А., Попов Ю.П.. *Разностные схемы газовой динамики.* М., "Наука", 1975.
36. Кунин С.. *Вычислительная физика.* М., "Мир", 1992.

37. Rognlien T.D. and Brengle T.A. *Phys. Fluids*, **24**(5), May 1981, 871.
38. Давыденко В.И. и др. Препринт 86 - 104. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1986.
39. Porter G.D., Allen S.L., Baldwin D.E. et al. TMX-U Final Report, May 29, 1987.
40. Pastukhov, V.P., *Nuclear Fusion*, **14** (1974) 3.
41. Cohen R.H., Bernstein I.B., Dorning J.J., Rowlands G. *Nuclear Fusion*, **20** (1980) 1421.
42. Cohen R.H., Rensink M.E., Cutler T.A., Mirin A.A. *Nuclear Fusion*, **18** (1978) 1229.
43. Chernin D.P., Rosenbluth M.N. *Nuclear Fusion*, **18** (1978) 47.
44. Пастухов В.П.. Вопросы теории плазмы. Под ред. Б.Б.Кадомцева. М.: Атомиздат, 1984. **Вып. 13**.
45. Ben Daniel D.J., Allis W.P. *Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, pt C)*, **4** (1962).
46. Fowler T.K., Rankin M. *Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, pt C)*, **8** (1966).
47. Marx K.D. *Phys. Fluids*, **3** (1970).
48. Taylor J.B. *Phys. Fluids B*, **5** (1993) 4378.
49. Asano S., Ihara M., Fukao M. *J. Phys. Soc. Japan*, **58** (1989) 1265.
50. Райзер Ю.П.. Физика газового разряда. "Наука", М., 1992.
51. Сивухин Д.В. Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. **Вып. 1**.
52. Сивухин Д.В.. Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. **Вып. 4**.
53. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.
54. Веденов А.А., Рютов Д.Д. Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат. **Вып. 6**.
55. Дудников В.Г., Таскаев С.Ю., Фиксель Г.И. *Физика плазмы*, **20** (1994) 199.
56. Кременчугский Л.С., Ройцина О.В. *ИТЭ*, **3** (1976) 7.
57. Ludlov J.H., Mitchell W.H., Putley E.H., Shaw N. *J. Scient. Instrument*, **44** (1967) 694.
58. Путвинский С.В. *Физика плазмы*, **7** (1981) 999.

59. Гришанов Н.В., Днестровский Ю.Н., Кареткина Н.В., Костомаров Д.П. *Физика плазмы*, **2** (1976) 260.
60. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. *Физика плазмы*, **15** (1989) 724.
61. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. *Физика плазмы*, **16** (1990) 700.
62. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. *Физика плазмы*, **18** (1992) 635.
63. Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю. *Физика плазмы*, **21** (1995).
64. Таскаев С.Ю. Препринт 94 - 72. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1994.
65. Таскаев С.Ю. Препринт 90 - 139. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1990.
66. Иванов А.А., Соколов В.Г., Фиксель Г.И., Таскаев С.Ю., Чуприянов В.Е. Препринт 86 - 47. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1986.
67. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков В.Г., Таскаев С.Ю. Препринт 86 - 77. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1986.
68. Carter M., Behne D., Hulsey S., ..., Taskaev S.Yu. et al. Препринт 87 - 163. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1987.
69. Кабанцев А.А., Карлинер В.М., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю., Фиксель Г.И., Чуприянов В.Е. Препринт 89 - 46. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1989.
70. Belkin V.S., Bender E.D., ..., Taskaev S.Yu., et al. *Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion*. Novosibirsk, Russia, 1993, 37.
71. Kabantsev A.A. and Taskaev S.Yu. *Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion*. Novosibirsk, Russia, 1993, 463.
72. Gilev E.A., Dimov G.I., Kabantsev A.A., Sokolov V.G., Taskaev S.Yu. *Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion*. Novosibirsk, Russia, 1993, 485.
73. Таскаев С.Ю. Препринт ИЯФ 95-92, Новосибирск, 1995.
74. Akhmetov T.D.,, Taskaev S.Yu et al. *Proc. 21st Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Montpellier, 1994, v.1, p. 446-449.
75. Sokolov V.G., Taskaev S.Yu, Fixel G.I., Chupriyanov V.E. *XIX Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*. Belgrade, 1989, Contr. Papers,

76. Davidenko V.I., Akhmetov T.D., Belkin V.S.,, Taskaev S.Yu et al. *Proc. XV Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Physics Research*, Seville, 1994.
77. Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю., Чуприянов В.Е. *VII Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы*, Минск, 1991, часть 3, стр. 67.
78. Taskaev S.Yu. *XXII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*. Hoboken, USA, July 31 - August 4, 1995. *Contr. Papers*, 3, p.83-84.
79. Tamano T. *Proc. 6 Toki Conf.* (1994)
80. Tamano T., Cho T., Hirata M., et al. *Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion*. Novosibirsk, Russia, 1993, 1.
81. Sekai O., Yasaka Y., Itatani R. *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 4047.
82. Димов Г.И. Препринт 89 - 151. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1989.
83. Димов Г.И., Лысянский П.Б. Препринт 86 - 102. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1986.
84. Лойцянский Л.Г. *Механика жидкости и газа*. "Наука", М., 1978.
85. Jager E.F., Berry L.A., Barchelor D.V. *J. Appl. Phys.*, **69** (1991) 6918.
86. Шунько Е.В. Препринт 83-136. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1983.
87. Shun'ko E.V. *Phys. Lett. A*, **143** (1990) 317.
88. Шунько Е.В. *V Всесоюзное совещание по диагностике высокотемпературной плазмы*. Минск. 1990. Стр. 232.
89. Бендер Е.Д., Чуприянов В.Е. *V Всесоюзное совещание по диагностике высокотемпературной плазмы*. Минск. 1990. Стр. 230.
90. Hublet M.-C., Van Wassenhove G., Desoppere E. et al. *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, **30** (1988) 829.
91. Barnet C.F., Ray J.A., Ricci E. et al. *Atomic data for controlled fusion research*. Oak Ridge National Laboratory. ORNL-5206, 1977.
92. Кадомцев Б.Б. *Вопросы теории плазмы, под ред. М.А.Леонтовича. Вып. 4*. М. (1964).
93. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. *Вопросы теории плазмы, под ред. М.А.Леонтовича. Вып. 7*. М. (1973).

94. Ishiguro S., Sato N. *J.Phys. Soc. Japan*, **60** (1991) 2218.
95. Kerr R.J. *Nucl. Fusion*, **3** (1963) 197.