

Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

Т.Д. Ахметов, В.С. Белкин, Е.Д. Бендер, Е.А. Гилев, В.И. Давыденко,
Г.И. Димов, А.Н. Драничников, В.Г. Игошин, А.А. Кабанцев, Ю.В. Коваленко,
М.Б. Персов, В.Б. Рева, В.Я. Савкин, В.Г. Соколов, С.Ю. Таскаев

СОЗДАНИЕ ГОРЯЧЕЙ СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ В
КОНЦЕВОЙ СИСТЕМЕ АМБАЛ-М

ИЯФ 96-81

Новосибирск
1996

Создание горячей стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ—М

Т.Д. Ахметов, В.С. Белкин, Е.Д. Бендер, В.И. Давыденко, Г.И. Димов, А.Н. Драничников, Е.А. Гилев, В.Г. Игошин, А.А. Кабанцев, Ю.В. Коваленко, М.Б. Персов, В.Б. Рева, В.Я. Савкин, В.Г. Соколов, С.Ю. Таскаев

Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

АННОТАЦИЯ

Экспериментально изучены характеристики и механизмы создания горячей стартовой плазмы в концевой системе полностью аксиально-симметричной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М. Полученная в концевом пробкотроне плазма имеет электронную температуру ~ 50 эВ, энергию ионов ~ 200 эВ и среднюю плотность $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Для создания стартовой плазмы используется плазменная струя, генерируемая кольцевым дуговым газоразрядным источником, расположенным в запробочной области. Развивающиеся в плазменной струе электростатические флуктуации с широким спектром приводят к стохастическому нагреву ионов и последующему нагреву электронов. Наиболее критичным фактором, обеспечивающим создание горячей стартовой плазмы в концевой системе является термоизоляция, подавляющая электронный теплообмен между концевым пробкотроном и транспортирующей областью. Проведенные исследования показали, что на периферии плазмы и на оси электронная термоизоляция обеспечивается минимумом потенциала плазмы во входной пробке, а в промежуточной приосевой области поток тепла из пробкотрона практически отсутствует вследствие высокой средней скорости электронного потока во входной пробке пробкотрона. Выяснено, что протекающий продольный электронный поток величиной ~ 1 кА обеспечивает эффективный нагрев электронов в пробкотроне. Изучены спектры низкочастотной турбулентности плазмы, определены коэффициенты диффузии, связанные с электростатическим и магнитным поперечным переносом, измерены продольные потери частиц и энергии. Полученная стартовая плазма МГД-устойчива как на стадии заполнения так и на стадии распада. Импульсная инжекция мощных пучков быстрых атомов продемонстрировала достаточный темп накопления популяции захваченных в плазме быстрых протонов.

*©Государственный научный центр Российской Федерации
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН*

Characteristics and Mechanisms of Hot Initial Plasma Creation in the End System of AMBAL-M

*T.D. Akhmetov, V.S. Belkin, E.D. Bender, E.A. Gilev, V.I. Davydenko, G.I. Dimov, A.N. Dranichnikov,
V.G. Igoshin, A.A. Kabantsev, Yu.V. Kovalenko, M.B. Persov, V.B. Reva, V.Ya. Savkin, V.G. Sokolov,
S.Yu. Taskaev*

The State Research Center of Russia
The Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS

ABSTRACT

Characteristics and mechanisms of hot initial plasma creation in the end system of a completely axisymmetric ambipolar trap were experimentally studied in detail. The plasma created in the end mirror has the electron temperature ~ 50 eV, the ion energy ~ 200 eV and an average density $\sim 6 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3}$.

For creation of hot initial plasma in the end system, a plasma stream with the developed low-frequency turbulence is used. The plasma stream is generated by an annular gas-discharge source of cold plasma, placed in the region before the entrance throat. Electrostatic oscillations with a broadband frequency spectrum developing in the plasma, lead to stochastic anisotropic ion heating and subsequent electron heating.

The most crucial factor providing hot initial plasma production, is the existence of longitudinal thermal insulation of the heated electrons in the end system from the cold electrons in the plasma source. Measurements of plasma potential indicate that the minimum of the potential constituting a thermal barrier is produced in the plasma.

Введение

АМБАЛ—М представляет собой установку для экспериментальных исследований по физике удержания высокотемпературной плазмы в термоядерном реакторе на основе амбиполярной открытой ловушки, предложенной в ИЯФ СО РАН [1–4]. Амбиполярная ловушка АМБАЛ—М отличается полностью аксиальносимметричным магнитным полем, что исключает в ней неоклассические потери плазмы. В настоящее время ведутся эксперименты на концевой части установки, состоящей из барьерного пробкотрона и присоединенного полукаспа с целью получения плотной долгоживущей высокотемпературной плазмы.

Для достижения МГД устойчивости плазмы в аксиальносимметричной концевой системе установки будет использовано несколько подходов. Присоединенный полукасп способен обеспечить МГД устойчивость системы при создании в нем популяции горячих ионов за счет инжекции пучков быстрых атомов водорода или ИЦР нагрева. Однако, в качестве основного подхода запланировано изучить и реализовать метод МГД стабилизации плазмы высокого давления с анизотропными высокотемпературными популяциями частиц с помощью проводящего кожуха. В концевом барьерном пробкотроне имеется возможность создания популяции горячих электронов высокого давления с использованием двухчастотного ЭЦР нагрева мощностью до 0,7 МВт и плотной популяции горячих ионов с использованием инжекции пучков быстрых атомов дейтерия с вводимой мощностью до нескольких мегаватт. При этом МГД устойчивость плазмы в переходных режимах может быть обеспечена полукаспом или “вмороженностью” силовых линий в торцы с помощью кольцевых газоразрядных ячеек, установленных на плазмодриемниках.

Для проведения запланированных экспериментов крайне важно иметь высокую электронную температуру стартовой мишенной плазмы. При умеренной плотности мишенной плазмы захват быстрых ионов из пучка при инжекции быстрых атомов прямо пропорционален плотности мишенной плазмы. Основным процессом, определяющим поведение захваченных быстрых ионов, является торможение на электронах со скоростью потерь энергии $\frac{dE_i}{dt} = -\frac{E_i}{\tau_{ie}}$, где $\tau_{ie} \approx \frac{3MT_e^{3/2}}{8\sqrt{2}\pi e^4 \lambda \sqrt{mn}}$. По-

этому равновесная плотность захваченных ионов $n_i \propto n_{ie}$ в первом приближении не зависит от плотности мишенной плазмы и зависит от электронной температуры как $T_e^{3/2}$. Для достижения равновесной плотности захваченных ионов необходимо, чтобы мишенная плазма поддерживалась в течение нескольких времён торможения на электронах. Следующим фактором, влияющим на время жизни захваченных ионов, являются перезарядные потери, и для снижения потерь следует уменьшить время достижения равновесной плотности захваченных ионов и, соответственно, повысить плотность мишенной плазмы.

Высокая температура электронов мишенной плазмы необходима также для создания плотной популяции горячих электронов на второй гармонике электронной циклотронной частоты, поскольку захват СВЧ мощности и темп набора энергии быстрых электронов возрастают с электронной температурой. Процесс формирования популяции горячих электронов в концевом пробкотроне установки АМБАЛ—М детально рассмотрен в работе [5], в которой показано, что мишенная плазма для ввода СВЧ мощности должна иметь плотность до 10^{13} см⁻³ и электронную температуру не ниже 50 эВ.

Для создания стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ—М используется газоразрядный кольцевой источник плазмы [6], расположенный в запусочной области. Существенным свойством плазменной струи, генерируемой используемым источником, является наличие в ней продольных токов и поперечного электрического поля. Это электрическое поле вызывает развитие неустойчивости Кельвина—Гельмгольца с широким спектром электростатических колебаний, которые приводят к стохастическому анизотропному нагреву ионов и последующему нагреву электронов. При входе в пробку вследствие анизотропии функции распределения ионов с преобладанием поперечной энергии, значительная часть потока может отражаться, что приводит к локальному снижению плотности и появлению термобарьера. Такая ситуация была реализована при использовании

кольцевого газоразрядного источника на пробкотроне с квадрупольным магнитным полем — АМБАЛ—Ю [7]. Создание термобарьера в пробке обеспечило получение плазмы в пробкотроне с электронной температурой ≥ 50 эВ, энергией ионов ~ 1 кэВ. Использование кольцевого газоразрядного источника плазмы на концевой системе АМБАЛ—М также позволяло рассчитывать на получение горячей стартовой плазмы, и, действительно, в концевом пробкотроне была получена плазма с электронной температурой 50 эВ, энергией ионов 200 эВ и плотностью $6 \cdot 10^{12}$ см^{-3} [8]. Входной размер пробки концевой пробкотрона АМБАЛ—М вследствие аксиальной симметрии больше поперечного размера пробки квадрупольного пробкотрона АМБАЛ—Ю, и это позволило выяснить ситуацию с термоизоляцией на различных радиусах. Цель настоящей работы состояла в изучении параметров и механизмов создания горячей стартовой плазмы в концевой системе аксиальносимметричной амбиполярированной ловушки АМБАЛ—М.

Описание эксперимента

Концевая система ловушки АМБАЛ—М и программа экспериментов на ней подробно описаны в работах [4, 9]. Схема создания стартовой плазмы в концевой системе показана на рис. 1.

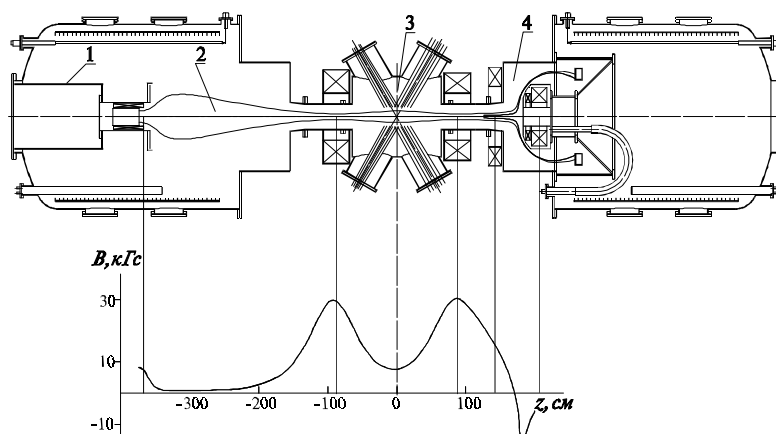


Рис.1. Схема экспериментов на концевой системе. 1 — источник плазмы, 2 — транспортирующая область, 3 — пробкотрон, 4 — полукасп

Кольцевой газоразрядный источник устанавливался в баке плазмодриемника внутри импульсного соленоида, обеспечивающего согласование начального диаметра плазменной струи с диаметром плазмы в концевом пробкотроне. Длительность импульса тока разряда источника составляла 1,8 мс. Генерируемая источником плазма проходила через транспортирующую область и попадала в концевой пробкотрон с расстоянием между пробками 1,7 м, пробочным отношением $R=4$. К выходу пробкотрона пристыкован полукасп, встречное поле которого создается катушкой, установленной внутри вакуумной камеры.

Для изучения поведения стартовой плазмы и определения ее параметров использовался набор диагностик, показанный на рис. 2. В восьми сечениях устанавливались подвижные по радиусу ленгмюровские зонды, измеряющие плавающий потенциал и зондовые характеристики. Кроме того в пробкотроне использовались наборы ленгмюровских зондов, равномерно размещенных по азимуту. Радиальная и азимутальная структура вытекающего через полукасп потока плазмы изучалась датчиками торцевого плазмодриемника и подвижным датчиком установленным возле оси за катушкой полукаспа. Энергосодержание плазмы определялось диамагнитными петлями. Протекающий в плазме продольный ток измерялся поясом Роговского, установленным перед входной пробкой, а его радиальный профиль изучался подвижной катушкой диаметром ~ 1 см в изолирующем корпусе из нитрида бора, измеряющей азимутальное магнитное поле. Для изучения параметров плазмы в экваториальной плоскости пробкотрона имеется ряд бесконтактных диагностик — многохордовое зондирование пучком быстрых атомов водорода [10], определение электронной температуры по ослаблению пучка атомов аргона, многохордовая регистрация свечения линии H_{α} , регистрация оптических спектров излучения монохроматором, рентгеновский спектрометр. Измерение давления в пробкотроне производилось с помощью набора быстрых вакуумметров магнетронного типа [11].

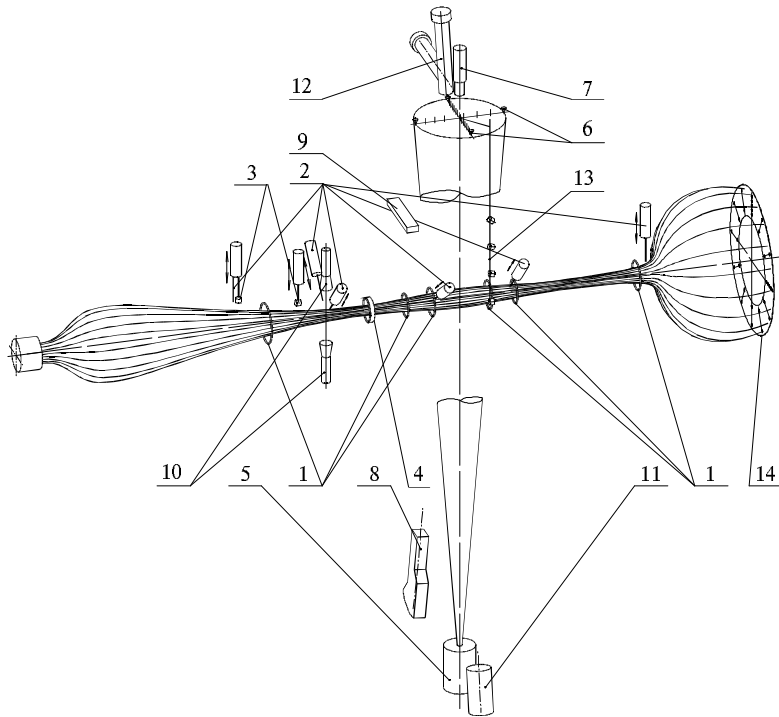


Рис.2. Расположение диагностик. 1 — диамагнитные петли, 2 — ленгмюровские зонды, 3 — магнитные зонды, 4 — пояс Роговского, 5 — диагностический инжектор быстрых атомов, 6 — датчики многохордового зондирования, 7 — времяпролетный анализатор, 8 — 5-ти канальный анализатор атомов перезарядки, 9 — оптический спектрометр, 10 — СВЧ-интерферометр, 11 — рентгеновский спектрометр, 12 — детектор излучения линий H_{α} и H_{β} , 13 — быстрые вакуумметры, 14 — торцевые датчики

Экспериментальные результаты

Параметры плазмы в пробкотроне

Проведенные измерения показывают, что создаваемая в пробкотроне плазма действительно является горячей. Из представленной на рис. 3 зависимости измеренной по доплеровскому уширению линии H_{α} ионной температуры от времени видно, что к окончанию разряда источника плазмы достигается $T_i = 200$ эВ. Электронная температура, определенная по зондовым измерениям, находится в диапазоне 40+50 эВ. Измерения рентгеновским спектрометром дают для электронной температуры величину 50 эВ. На рис. 4 представлен радиальный профиль плотности плазмы в центре пробкотрона ($z=0$), полученный абелизацией

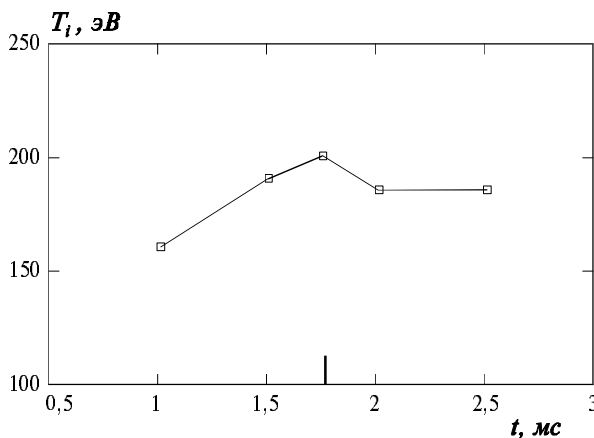


Рис.3. Зависимость ионной температуры в центре пробкотрона от времени. Окончание разряда в источнике плазмы отмечено чертой

многохордовых измерений ослабления диагностического пучка атомов водорода с энергией 8 кэВ и радиальный профиль плотности плазмы для $z = -25$ см, измеренный зондом. Осциллограмма сигнала с диамагнитной петли, установленной на $z = 25$ см, приведена на рис. 5.

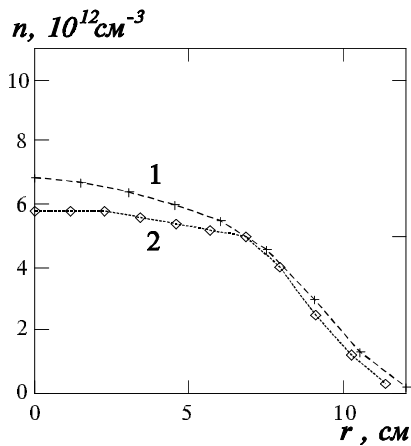


Рис.4. Радиальные профили плотности плазмы в пробкотроне. 1— в центральной плоскости, 2 — в плоскости $z=25\text{см}$

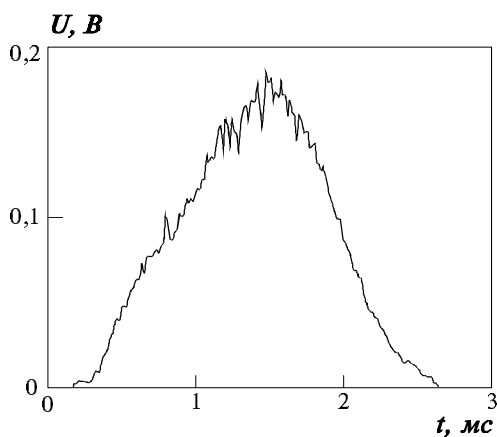


Рис.5. Осциллограмма диамагнетизма стартовой плазмы в пробкотроне ($z=25\text{ см}$)

Полученная величина диамагнетизма плазмы $\nu(T_i + T_e)S \approx 1,5 \cdot 10^{17}$ эВ·см⁻¹ согласуется с данными других измерений.

Параметры плазмы в транспортирующей области и пробкотроне

С целью выяснения причин термоизоляции плазмы пробкотрона была выполнена серия измерений лентгмюровскими зондами в нескольких сечениях плазмы в транспортирующей области и пробкотроне. В этих измерениях уверенно определялся усредненный по нескольким периодам колебаний плавающий потенциал зонда и ионный ток насыщения. Интерпретация электронной ветви зондовых характеристик и получение из них электронной температуры или средней энергии электронов и потенциала плазмы представляло некоторые затруднения вследствие неклассического вида характеристик, что, по-видимому, обусловлено немаксвелловским характером электронной функции распределения и значительной энергией электронов, вызывающей заметную вторично - электронную эмиссию. Обработка зондовых характеристик показала, что в имеющихся условиях разница между потенциалом плазмы и плавающим потенциалом зонда составляет величину порядка $2T_e/e$. Продольные распределения электронной температуры в транспортирующей области и пробкотроне приведены на рис. 6. На рис. 7 приведены характерные распределения потенциала плазмы, определенного из измеренных значений плавающего потенциала и электронной температуры, вдоль четырех силовых линий от источника плазмы до выходной пробки пробкотрона. Продольное распределение плотности плазмы вдоль оси и вдоль силовой линии, выходящей с радиуса, равного половине радиуса газоразрядного канала источника плазмы показаны на рис. 8. Из представленных зависимостей видно, что в области входной пробки имеется минимум плотности плазмы, при этом на оси, на периферии плазмы и на силовых линиях, выходящих из разрядного канала источника, в области входной пробки создается отчетливый минимум потенциала, а на приосевых силовых линиях в районе входной пробки потенциал плазмы нарастает несмотря на снижение плотности. В пробкотроне имеется максимум потенциала, обусловленный повышенной плотностью плазмы

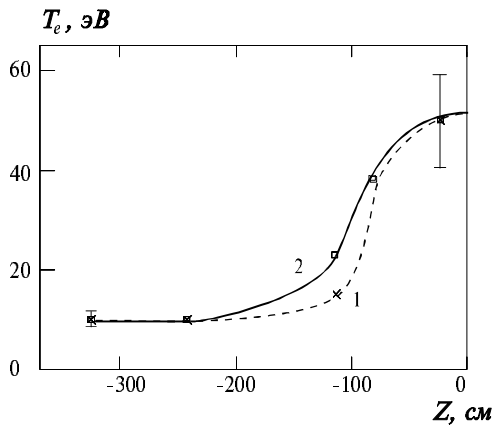


Рис.6. Продольные распределения электронной температуры. 1 — вдоль силовой линии, выходящей из газоразрядного канала источника плазмы, 2 — вдоль силовой линии, выходящей из радиуса, равного половине радиуса газоразрядного канала

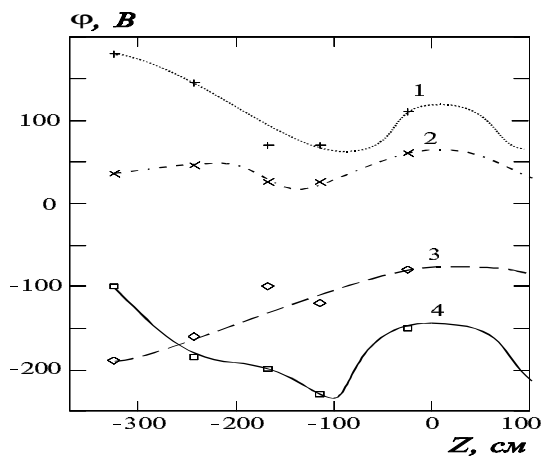


Рис.7. Продольные распределения потенциала плазмы в транспортирующей области и пробкотроне. 1 — на периферии, 2 — вдоль силовой линии, выходящей из газоразрядного канала источника плазмы, 3 — вдоль силовой линии, выходящей из радиуса, равного половине радиуса газоразрядного канала, 4 — вдоль оси

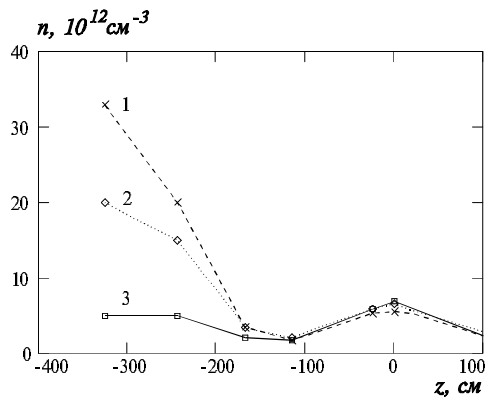


Рис.8. Продольные распределения плотности плазмы. 1 — вдоль силовой линии, выходящей из газоразрядного канала источника плазмы, 2 — вдоль силовой линии, выходящей из половины радиуса газоразрядного канала, 3 — вдоль оси

Продольный электронный ток в стартовой плазме

Существенным фактором, определяющим поведение электронов в концевой системе является обнаруженный электронный ток величиной $1,6 \pm 1,0$ кА, протекающий вдоль плазменной струи во время импульса источника плазмы. Типичная осциллограмма с магнитного датчика, измеряющего азимутальное магнитное поле, показана на рис. 9, а на рис. 10 приведены полученные в результате обработки радиальные профили плотности тока, приведенные по магнитному потоку к выходному

сечению источника плазмы. Представленные профили демонстрируют, что вначале электронный ток имеет кольцевую структуру,

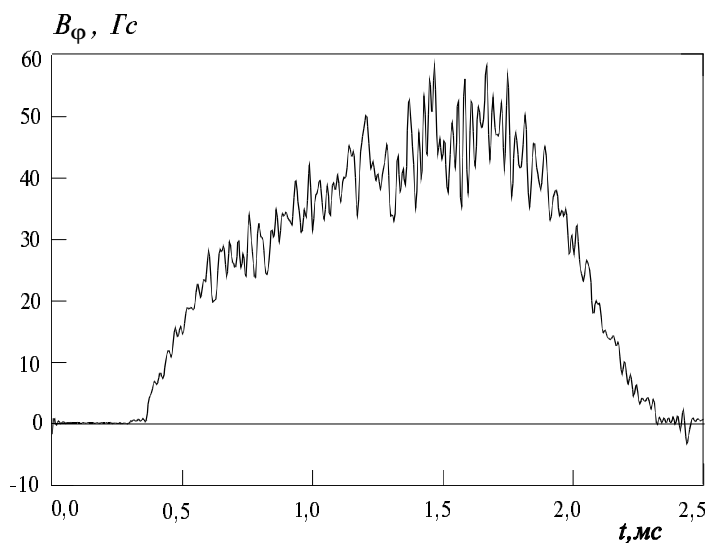


Рис.9. Осциллограмма с магнитного зонда, измеряющего азимутальное магнитное поле

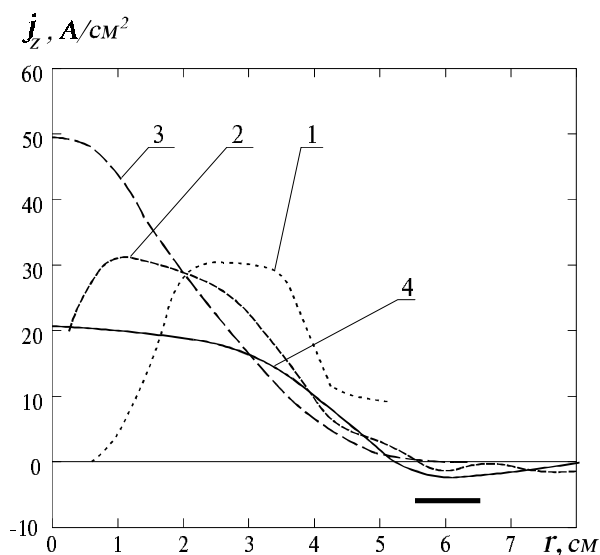


Рис.10. Радиальные профили плотности продольного тока, приведенные по магнитному потоку к выходному сечению плазменной пушки. 1 — $z=-243$ см, 2 — $z=-168$ см, 3 — $z=25$ см, 4 — $z=168$ см. Положение газоразрядного канала отмечено прямоугольником

а затем при приближении к входной пробке ток заполняет все сечение плазменной струи. Максимальный электронный ток, текущий в сторону плазмоприемника, составляет 1,6 кА в транспортирующей области и 1,0 кА при входе в полукасп; на периферии плазмы имеется обратный ток с характерной величиной 0,4 кА

Изучение колебаний в стартовой плазме

В плазме, создаваемой в концевой системе, имеется развитая турбулентность с широким спектром колебаний. Наиболее интенсивной является турбулентность, вызываемая развитием неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, возникающая при генерации плазменной струи с помощью использованного кольцевого газоразрядного источника плазмы и изученная в работе [12]. На рис. 11 показан характерный радиальный профиль плавающего потенциала зонда, измеренный в транспортирующей области во время импульса тока в источнике плазмы. Возникающее значительное электрическое поле, неоднородное по радиусу и направленное внутрь, величиной до 100 В/см, является причиной развития неустойчивости. Осциллограмма плавающего потенциала зонда (рис. 12) демонстрирует, что при работе источника в плазме поддерживаются колебания с амплитудой до 200 В. Усредненная величина потенциала изменяется в течении импульса от -400 В в начале разряда до -100 В в конце разряда, что связано с уменьшением напряжения на разряде в источнике плазмы. Спектр флуктуаций плавающего потенциала зонда, соответствующий интервалу времени 200 мкс, взятому через 1000 мкс после начала импульса тока источника плазмы представлен на рис. 13. В низкочастотной

области спектра присутствуют максимумы, кратные основной частоте, и вызванные азимутальным дрейфом соответствующих азимутальных гармоник.

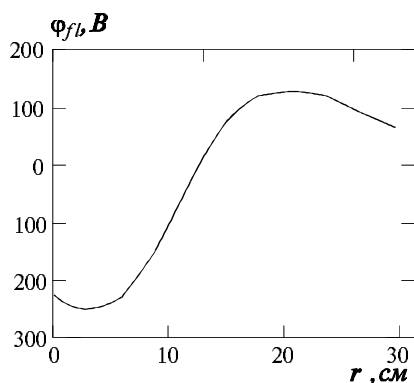


Рис.11. Радиальный профиль плавающего потенциала зонда в транспортирующей области ($z=-243$ см)

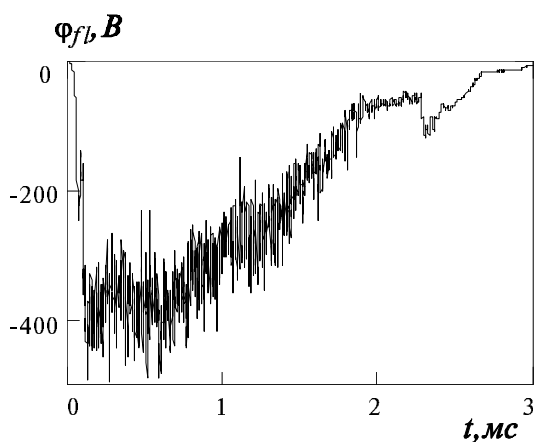


Рис.12. Осциллограмма плавающего потенциала зонда ($z=-115$ см)

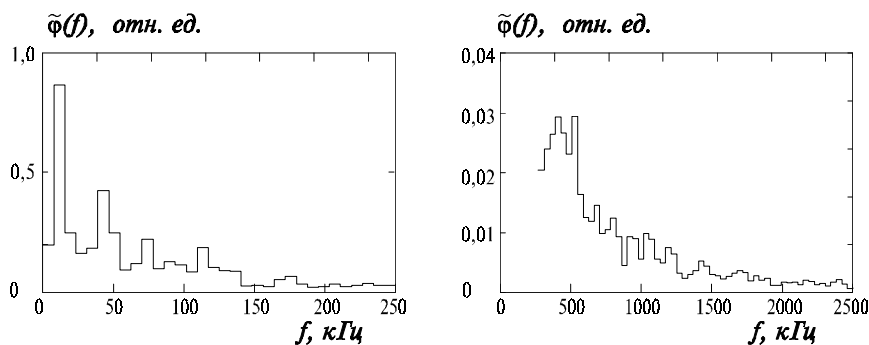


Рис.13. Спектр электростатических флуктуаций во входной пробке

Основная частота во время импульса уменьшается с $24 \div 26$ кГц в начале до $10 \div 12$ кГц в конце, что связано с отмеченным выше снижением напряжения на разряде. Высокочастотная область спектра мощности флуктуаций не содержит выделенных максимумов и монотонно спадает с частотой. Измерения разности потенциалов между зондами, разнесенными по азимуту на 1 см, дают для колебаний азимутального электрического поля величину $E \approx 100$ В/см.

Наряду с электростатическими флуктуациями в стартовой плазме при работе источника плазмы также присутствуют флуктуации магнитного поля. Наиболее существенными эти флуктуации являются для транспортирующей области, где магнитное поле имеет сниженную величину. На рис. 14 показана зависимость амплитуды флуктуаций от радиуса для транспортирующей области, а на рис. 15 — спектр флуктуаций.

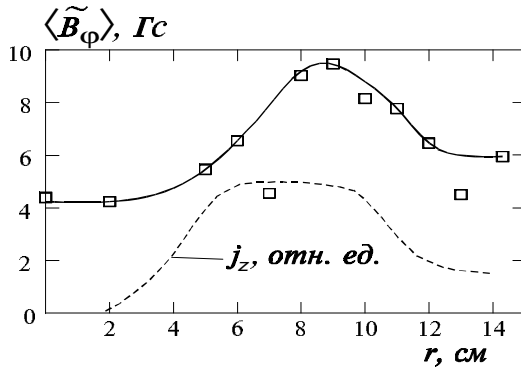


Рис.14. Зависимость амплитуды флуктуаций азимутального магнитного поля от радиуса в транспортирующей области

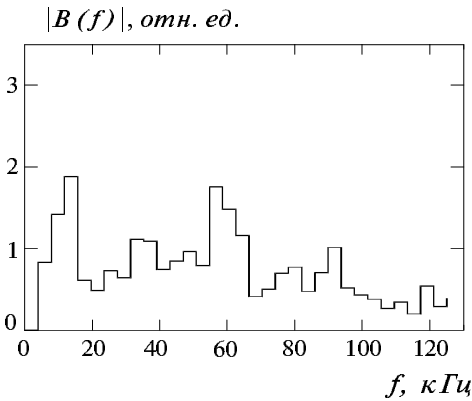


Рис.15. Спектр флуктуаций азимутального магнитного поля в транспортирующей области

Диффузия плазмы

Развитие колебаний в плазме приводит к повышенной диффузии. Величину коэффициента диффузии плазмы можно определить по изменению профиля плотности в различных сечениях. В частности, на рис. 16 приведен радиальный профиль плотности плазмы в транспортирующей области, демонстрирующий начальную стадию заполнения центральной полости.

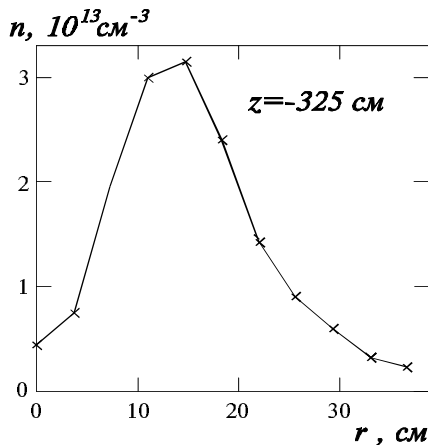


Рис.16. Радиальный профиль плотности плазмы в транспортирующей области для $z = -325 \text{ cm}$

Величина коэффициента диффузии, оцениваемая из скорости изменения радиального профиля плотности плазмы, составляет $\sim 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$, что согласуется с выполненными ранее исследованиями по транспортировке кольцевой плазменной струи, генерируемой аналогичным источником плазмы в аксиальносимметричном магнитном поле [12].

Определение корреляций между флуктуациями плотности и флуктуациями азимутального электрического поля и радиального магнитного поля позволяет найти локальные скорости переноса

са и определить коэффициенты диффузии, связанные с электростатическим и магнитным механизмом переноса [13]. Изучение переноса, связанного с электростатическими флуктуациями, производилось с помощью двойного зонда, измеряющего потенциал и ионный ток насыщения. Азимутальное электрическое поле определялось из спектра угловых гармоник. Степень когерентности флуктуаций плотности и азимутального электрического поля показана на рис. 17. Величина локального коэффициента диффузии, связанной с электростатическим переносом, определенная из коррелированной части радиального потока и градиента плотности, составляет $\sim 2 \cdot 10^5$ см²/с и объясняет приведенную выше величину интегрального коэффициента диффузии.

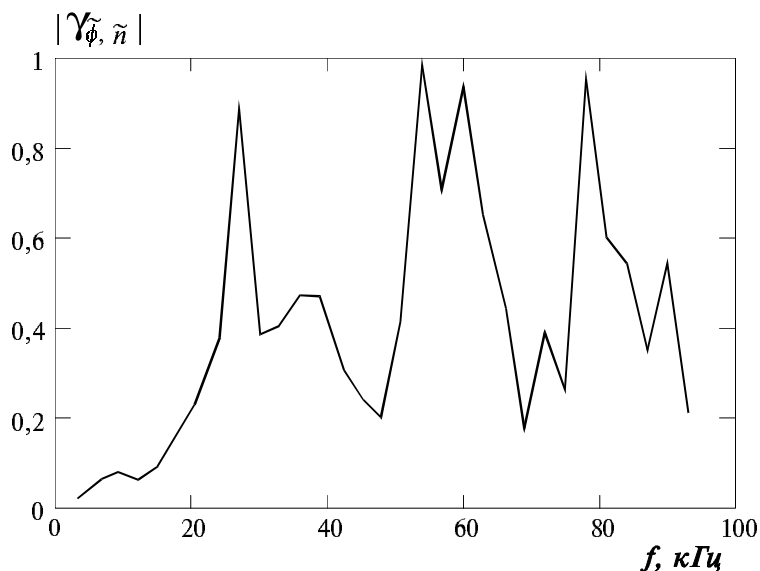


Рис.17. Спектр когерентности флуктуаций плотности и азимутального электрического поля во входной пробке

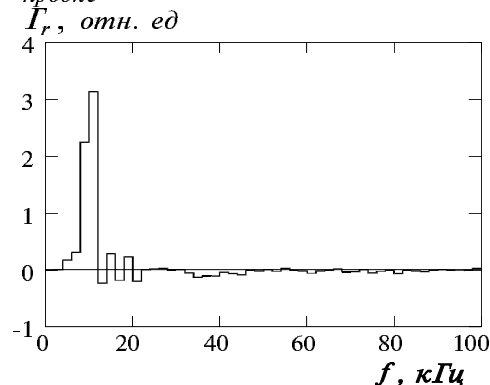


Рис.18. Спектральная плотность потока частиц, вызванного магнитными флуктуациями в транспортирующей области

Для изучения переноса, вызываемого флуктуациями магнитного поля использовался датчик, в котором для измерения флуктуаций радиального магнитного поля использовалась малогабаритная катушка, а измерения плотности производилось ленгмюровским зондом. При определении радиального потока частиц, связанного с этими флуктуациями, удобно перейти к фурье-разложению по частотам; тогда поток $\Gamma_r(\omega) \propto n^*(\omega) V_r(\omega) \cos(\varphi(\omega))$, где $\varphi(\omega)$ — сдвиг фаз между колебаниями плотности и радиального магнитного поля. Оказалось, что флуктуации радиального магнитного поля и плотности коррелированы только в полосе вблизи основной частоты (рис. 18). Коэффициент диффузии, вызванной флуктуациями радиального магнитного поля, составляет $\sim 10^4$ см²/с, что на порядок меньше электростатического коэффициента диффузии.

На стадии распада плазмы уровень колебаний и коэффициент диффузии снижаются. Для оценки интегрального коэффициента диффузии на этой стадии производились измерения радиального профиля ионного тока насыщения на ленгмюровский зонд в пробкотроне, а также профиля потока ионов на торцевой плазмодриемник. Полученный профиль потока близок к трапецевидному, (см. рис. 4) и сохраняется в течение всей распадной стадии. Аналитическое решение уравнения диффузии в цилиндрической геометрии записывается в виде ряда по функциям Бесселя, причем каждая пространственная гармоника имеет собственное время затухания. Отличие полученного профиля от $J_0(R/R_0)$, где J_0 — нулевая функция Бесселя, R_0 — радиус ближней к плазме диафраг-

мы, указывает на присутствие высших гармоник с меньшими временами затухания. Численное моделирование показывает, что сохранение полученного радиального профиля потока с точностью $\sim 5 \div 10\%$ ограничивает сверху коэффициент диффузии на стадии распада величиной $\sim 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$.

Продольные и поперечные потери

С помощью набора торцевых датчиков, установленных на плазмодриемнике полукаспа, а также линейки зондов, установленных за отверстием в катушке полукаспа, были выполнены измерения выходящего ионного потока. Измерения производились в режиме ионного тока насыщения. Измеренные профили потока приведены на рис. 19. Из представленного профиля плотности тока на кольцевой плазмодриемник видно, что часть потока проникает за сепаратрису магнитного поля. Характерная ширина проникновения соответствует зоне потери адиабатичности в полукаспе, рассчитанной в соответствии с работой [14] для энергии ионов 200 эВ. Профиль потока ионов через осевую пробку полукаспа, аппроксимируемый гауссовской кривой, также соответствует размеру области потери адиабатичности в полукаспе. Более того, поперечный размер приосевого распределения снижается с ростом магнитного поля в установке. Полный поток ионов, полученный в результате интегрирования приведенных профилей, составляет $I_i \approx 140 \text{ А}$, причем 135 А попадает на кольцевой плазмодриемник и 5 А вытекает через отверстие в катушке полукаспа. С помощью точного анализатора, установленного на кольцевом плазмодриемнике, изучался энергетический спектр ионов.

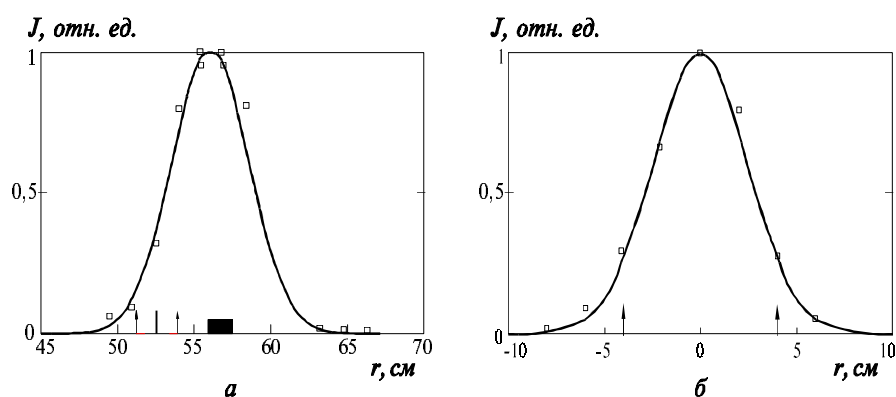


Рис.19. Измеренные профили потока плазмы на кольцевой плазмодриемник полукаспа (а) и через осевую пробку (б). Стрелками указаны границы зоны адиабатичности. Положение сепаратрисы отмечено чертой, проекция газоразрядного канала показана прямоугольником

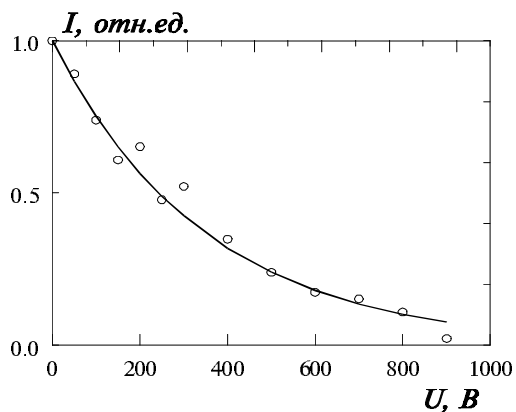


Рис.20. Кривая задержки ионного тока на торцевой электростатический анализатор

На рис. 20 приведена измеренная кривая задержки. Приведенная кривая хорошо аппроксимируется экспонентой $\exp(-eU/E_i)$, и средняя энергия вытекающих ионов составляет $E_i \approx 320 \text{ эВ}$. Полная мощность, выносимая ионами через полукасп, оценивается величиной $W_i = I_i E_i \approx 45 \text{ кВт}$.

Измерения магнитным датчиком показывают, что продольный ток уходит вблизи сепаратрисы в кольцевую щель полукаспа и далее попадает на заземленный экран плазмодриемника. Средняя энергия электронов в области плазмодриемника, определенная из зондовых характеристик торцевых датчиков, составляет $E_e \approx 60 \text{ эВ}$. Полный поток электронов, выходящих через полукасп составляет $I_e = I + I_i$, где $I \approx 1 \text{ кА}$ — продольный ток, а мощность, выносимая электронами, оценивается величиной $W_e = I_e E_e \approx 70 \text{ кВт}$.

Поперечные энергетические потери определялись из измерений прогрева двух диафрагм установленных в области входной пробки пробкотрона на расстоянии ~1 см друг от друга. В результате измерений обнаружилось, что мощность потерь на диафрагму, обращенную к транспортирующей области составляет ~3 кВт, а мощность потерь на диафрагму, обращенную к пробкотрону, не превышает 1 кВт.

МГД устойчивость плазмы

Создаваемая в концевой системе плазма является макроскопически устойчивой. Наблюдение с помощью наборов азимутальных зондов и многоканальная регистрация излучения линии H_α показывают, что глобальные смещения плазмы отсутствуют как при работе источника плазмы, так и на стадии распада. На стадии распада плазмы обнаруживаются колебания плотности ионного тока на отдельные датчики плазмоприемника полукаспа и на периферийные ленгмюровские зонды в пробкотроне с амплитудой ~10% и характерной частотой ~5 кГц. Для выяснения роли полукаспа был выполнен эксперимент с его отключением. При этом глобальная устойчивость плазмы сохранилась, осциллограммы диамагнетизма в пробкотроне не изменились. На периферии плазмы относительный уровень колебаний плотности на стадии распада возрос примерно вдвое. По временным зависимостям ионных токов насыщения на четыре равномерно расположенных по азимуту периферийных зонда определялось движение центра плазмы на стадии распада. Профиль плотности плазмы аппроксимировался гауссовской зависимостью. Определение центра плазменного шнура производилось по минимизации функционала

$$W\{I_0, x_0, y_0, R_0\} = \sum_k (I\{x_k, y_k, I_0, x_0, y_0, R_0\} - I_k)^2,$$

где I_0 — плотность тока насыщения в центре шнура, x_0, y_0 — координаты центра шнура в системе установки, R_0 — характерный радиус плазмы, а x_k, y_k и I_k — координаты зондов и токи насыщения на них.

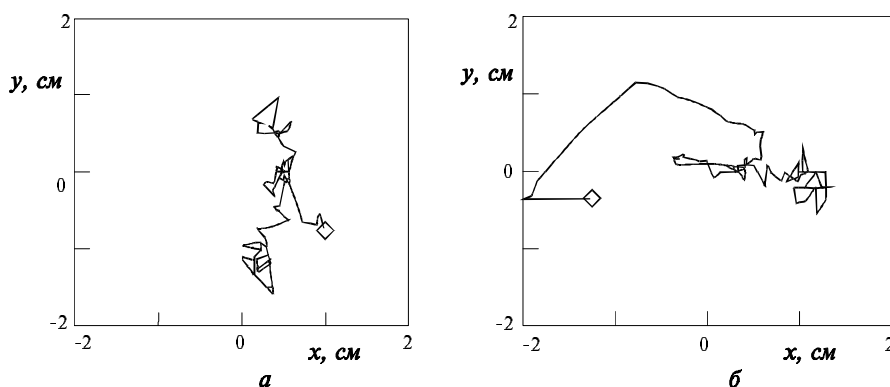


Рис.21. Перемещения центра плазменного шнура на стадии распада при включенном (а) и выключенном (б) полукаспе. Ромбы указывают начало движения

Траектории движения центра плазмы при включенном и выключенном полукаспе показаны на рис. 21. Выключение полукаспа увеличивает размер области движения центра плазмы примерно вдвое. В ходе описанных далее экспериментов по инъекции пучков быстрых атомов водорода с помощью двух симметрично расположенных инжекторов производилась также инъекция только одного пучка. При этом не было зарегистрировано заметного поперечного смещения стартовой плазмы в пробкотроне, что свидетельствует о значительной МГД жесткости плазмы концевой системы.

Плотность газа в пробкотроне

Измерения давления при заполнении пробкотрона мишенной плазмой производилось набором импульсных вакуумметров. На рис. 22 показано расположение вакуумметров и приведены зависимости давления водорода вблизи плазмы от времени. Из приведенных зависимостей видно, что через 1,5 мс после включения источника плазмы начинается подъем давления, причем прирост давления увеличивается по мере приближения к плазменной струе. Измерения давления при подаче водорода в источник, но без тока разряда, показали, что подъем давления в пробкотроне в этом случае начинается примерно на 5 мс позже. Аналогичный эффект быстрого проникновения водорода в пробкотрон наблюдался также на пробкотроне АМБАЛ—Ю и связан с формированием струи

быстрых атомов водорода при перезарядке протонов струи на вытекающем из источника водороде [15].

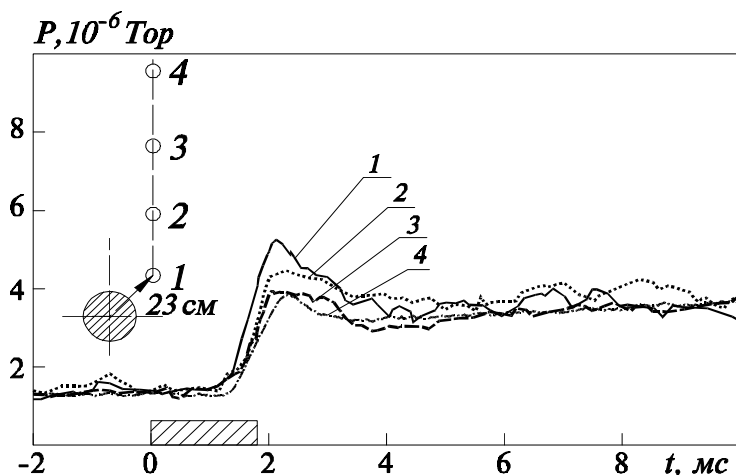


Рис.22. Зависимости давления водорода в пробкотроне от времени

Импульсная инжекция мощных пучков быстрых атомов в пробкотрон

С целью выяснения мишенных свойств созданной стартовой плазмы был выполнен эксперимент по инжекции в пробкотрон двух импульсных пучков быстрых атомов водорода с энергией 16 кэВ, полным эквивалентным током 100 А, длительностью 200 мкс, создаваемых двумя инжекторами СТАРТ-2 [16]. Возникающий при инжекции пучков прирост сигнала с установленной за кожухом диамагнитной петли показан на рис. 23.

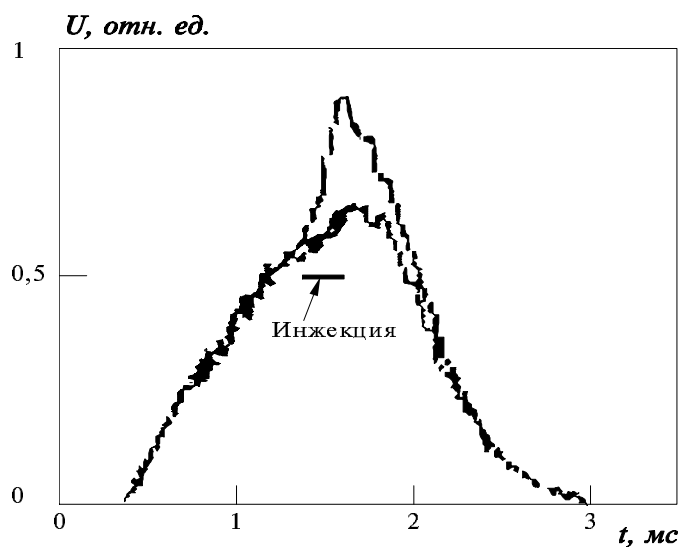


Рис.23. Прирост диамагнитного сигнала в пробкотроне при инжекции пучков быстрых атомов водорода

Наблюдаемый линейный рост диамагнетизма во время инжекции и последующий спад с характерным временем ~ 1 мс свидетельствует о значительном времени жизни захваченных быстрых ионов. Приведенная величина прироста сигнала с диамагнитной петли составляет $\sim 0,3$ от максимума сигнала, обусловленного мишенной плазмой. Вследствие влияния установленного в центре пробкотрона проводящего кожуха с временем проникновения магнитного поля ~ 2 мс, диамагнитная петля измеряет сигнал от выступающей за кожух короткой части популяции (длиной ~ 7 см в соответствии с модельными расчетами), поэтому давление быстрых протонов примерно равно давлению мишенной плазмы. Из измеренной величины захвата инжектируемых пучков быстрых атомов — 8 % следует, что средняя плотность популяции быстрых протонов, накопленной к концу импульса в объеме 20 л, должна составлять $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Обсуждение результатов.

Наиболее принципиальным фактором, обеспечивающим создание горячей стартовой плазмы в концевой системе, является подавление электронного теплообмена между пробкотроном и транспортирующей областью. Как следует из полученных экспериментальных данных, для периферийной плазмы и на оси термоизоляция обеспечивается минимумом потенциала плазмы в области входной пробки. Минимум потенциала обусловлен минимумом плотности, возникающим вследствие отражения анизотропно нагретых ионов от возрастающего магнитного поля в области входной пробки. Существование обнаруженного минимума потенциала находится в соответствии с ранее выполненными исследованиями. Однако в промежуточной приосевой плазме возле входной пробки минимум потенциала отсутствует несмотря на снижение плотности. В этой области поддерживается продольное электрическое поле, обеспечивающее протекание значительного продольного электронного тока. Протекание интенсивного потока электронов через входную пробку резко ограничивает уход тепла из пробкотрона через эту пробку в промежуточной приосевой области. При плотности тока 100 А/см^2 и плотности плазмы $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ средняя потоковая скорость электронов составляет $3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, что соответствует энергии 25 эВ. Потоковая скорость электронов больше тепловой и это подавляет перенос тепла из пробкотрона в транспортирующую область.

Другим фактором, определяющим создание горячей стартовой плазмы является нагрев ионов электростатическими колебаниями, возникающими при развитии неустойчивости Кельвина—Гельмгольца. Причина развития неустойчивости — радиально неоднородное поперечное электрическое поле и основное проявление — раскачка интенсивных колебаний азимутального электрического поля с широким спектром, близки к наблюдавшимся и изученным ранее на установке МАЛ [12]. Интересная особенность развития неустойчивости в концевой системе, когда плазменная струя имеет в 2 раза большую длину в сравнении с [12], состоит в доминировании нечетных азимутальных мод с $m=1,3,5$ (см. рис. 13), амплитуда которых на порядок превосходит амплитуду четных мод с $m=2,4$. Как отмечалось ранее, в протяженной плазменной струе существует механизм нелинейной конкуренции азимутальных мод [12], проявляющийся в передаче энергии из коротковолновой части спектра флуктуаций, где осуществляется накачка на неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, в длинноволновую его часть. В результате конкуренции мод амплитуда первой азимутальной гармоники оказывается настолько велика, что становится существенным ее влияние на остальную часть спектра. В частности, преобладание нечетных гармоник по отношению к четным, по-видимому, связано с тем, что доминирующая первая гармоника вследствие своей нечетности поддерживает нелинейную накачку только нечетных мод.

Происхождение колебаний потенциала плазмы в высокочастотной области спектра связано с дуговым характером разряда в источнике плазмы. Ток разряда разбивается на токовые петли, соответствующие отдельным катодным пятнам, имеющим конечное время жизни. При исчезновении отдельного пятна возрастает падение напряжения на остальных петлях, и поскольку часть токовых петель замыкается через плазму концевой системы, меняется ее потенциал. Таким образом, источник плазмы является генератором “белого шума”, и, хотя мощность колебаний в высокочастотной области спектра невелика, ее присутствие важно для обеспечения стохастичности нагрева, поскольку обеспечивает эффективный сброс фазы.

Рассмотрим поведение плазмы в пробкотроне. Повышенная плотность плазмы в центральной части пробкотрона и заметное энергетическое время жизни, полученное из скорости спада диамагнетизма — $\tau_{\text{сexp}} \sim 500 + 700 \text{ мкс}$, свидетельствует о создании популяции захваченных в пробкотроне ионов. Поведение популяции захваченных в пробкотроне ионов вполне объясняется классическими процессами. Для $n = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_i = 200 \text{ эВ}$ и $T_e = 50 \text{ эВ}$ классические времена рассеяния ионов и передачи энергии от ионов к электронам имеют величины: $\tau_i \approx 310 \text{ мкс}$ и $\tau_{ie} \approx 1900 \text{ мкс}$. Время жизни ионов в пробкотроне по отношению к уходу в конус потерь составляет [17] $\tau_{11} = 0,525 \cdot \tau_i (\ln R + \sqrt{\ln R}) \approx 420 \text{ мкс}$, а время потерь энергии вследствие ухода в конус потерь — $\tau_e = 1,348 \cdot \tau_i \ln R \approx 570 \text{ мкс}$. Полученное время потерь энергии ионов хорошо согласуется со временем спада диамагнитного сигнала. Из вычисленной величины времени жизни ионов, подтверждающейся зондовыми измерениями плотности плазмы на стадии распада, следует, что поток ионов из пробкотрона с объемом плазмы $V \sim 20 \text{ л}$ составляет $\sim 40 \text{ А}$. Кроме того, плотность плазмы в пробкотроне нарастает с темпом, соответствующим захвату $\sim 10 \text{ А}$. Таким образом, в пробкотрон захватывается $\sim 50 \text{ А}$. Захват ионов происходит из протекающего через пробкотрон потока. Согласно измерениям потока на торцевом плазмоприемнике, величина протекающего через пробкотрон потока составляет $I_j \sim 140 \text{ А}$. Эта величина показывает, что из генерируемого источником плазмы потока ионов $\sim 2 \text{ кА}$ в пробкотрон попадает малая часть, что вызвано отражением ионов от входной пробки.

Для моделирования бесстолкновительного течения ионов перед входной пробкой в условиях развитой неустойчивости Кельвина—Гельмгольца были выполнены численные расчеты методом

Монте—Карло. Расчеты проводились для 10^5 частиц, стартующих с расстояния 1 м до входной пробки, соответствующего длине свободного пробега. На пробку налетала половина максвелловского распределения с исходной температурой ионов 50 эВ. Для каждой отдельной частицы движение в магнитном поле разбивалось на отдельные мелкие продольные шаги, на каждом шаге сохранялись магнитный момент и полная энергия, а при переходе к следующему шагу скачком в соответствии с темпом нагрева возрастала поперечная энергия ионов. Параметры плазменного потока определялись усреднением по ансамблю и для темпа набора поперечной энергии 5 эВ/мкс [18] были получены для входной пробки следующие величины: плотность плазмы — $1,5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, температура ионов — 175 эВ, поток ионов через пробку — 170 А. Полученные расчетные параметры плазмы во входной пробке достаточно близки к экспериментально измеренным.

В пробкотроне переход из пролетных ионов в захваченные происходит из-за увеличения питч-угла за счет рассеяния и за счет роста поперечной энергии при стохастическом нагреве низкочастотными колебаниями. Входящие в пробкотрон протоны имеют температуру ~180 эВ, определенную зондовыми измерениями во входной пробке и диамагнитными измерениями перед входной пробкой. Приведем численные оценки, поясняющие захват протонов в пробкотрон. Для протона с энергией $E = 200$ эВ, имеющего во входной пробке питч-угол, близкий к $\pi/2$, время пролета от входной пробки до центра пробкотрона составляет $\tau \approx 10$ мкс, а $\pi\tau$ при этом пролете оценивается величиной $\sim 3,4 \cdot 10^{13}$ см⁻³·мкс, что соответствует времени $\tau_1 \approx 5,7$ мкс для плотности в центре пробкотрона. Следовательно, при пролете от входной пробки до центра пробкотрона протон рассеется на угол $\delta\theta_1 \approx \sqrt{\tau_1/\tau} \approx 0,14$. Скорость приобретения поперечной энергии протонами в пробкотроне можно оценить из того, что набор энергии захваченными протонами компенсирует передачу энергии электронам и поддерживает рост ионной температуры со временем. Из рис. 3 следует, что $dT_i/dt \approx 0,04$ эВ/мкс и темп набора поперечной энергии составляет $dE/dt = 3/2(T_i/\tau_{ie} + dT_i/dt) \approx 0,2$ эВ/мкс. При пролете до центра пробкотрона поперечная энергия протона возрастает на $\delta E = \tau dE/dt \approx 2$ эВ. Такое изменение энергии приводит к тому, что протоны, имеющие в центре пробкотрона питч-углы в интервале от θ_c до $\theta_c - \delta\theta_2$, где $\theta_c = \arcsin 1/\sqrt{R} = \pi/6$ — угол конуса потерь и $\delta\theta_2 \approx \delta E/E \approx 0,01$, захватятся в пробкотрон. Поскольку $\delta\theta_1 > \delta\theta_2$, то основным процессом, обеспечивающим захват протонов в пробкотрон, является рассеяние, но присутствие набора поперечной энергии является важным, поскольку обеспечивает уход захваченных протонов от границы конуса потерь внутрь области удержания и снижает обратное рассеяние в конус потерь. Доля потока пролетных ионов с питч-углами между θ_c и $\theta_c - \delta\theta_1$ по отношению к полному потоку пролетных ионов составляет $2\delta\theta_1/\theta_c$. Рассеяние идет в две стороны по питч-углу, поэтому поток протонов, рассеявшихся внутрь области удержания и захваченных в пробкотрон, оценивается величиной $I_1 \approx I_i \delta\theta/\theta_c \approx 40$ А. Учет второй половины пути от центра пробкотрона до выходной пробки увеличивает долю захваченных протонов примерно в $\sqrt{2}$, и окончательная оценка потока захваченных протонов составляет $I_1 \approx 56$ А, что близко к определенной выше величине потока протонов, захватываемых в пробкотрон.

Перейдем к обсуждению поведения электронов. Электроны в пробкотроне удерживаются в потенциальной яме глубиной $\Delta\phi \sim 100$ В. Поскольку глубина ямы относительно невелика $\Delta\phi \sim 2T_e/e$ и отношение температуры ионов к температуре электронов ~ 4 , то классические потери захваченных в пробкотроне электронов превышают потери ионов. (Потери ионов и электронов равны в пробкотроне с инжекцией пучков быстрых атомов, но для обеспечения равенства классических потерь требуется $\Delta\phi \sim 5T_e/e$ при $E_i/T_e \sim 10$ [19]). В соответствии с формулой Пастухова [17], потери захваченных электронов из пробкотрона оцениваются величиной $I_e \sim 300$ А, а мощность, выносимая электронами через пробки, составляет $W \approx I_e T_e \approx 15$ кВт. Захват электронов в пробкотрон, компенсирующий потери, обеспечивается за счет рассеяния и торможения электронов, переносящих продольный ток. На присутствие захвата в плазме пробкотрона указывает различие профилей входящего и выходящего токов (кривые 3 и 4 на рис. 10). Радиальный профиль плотности захваченных в плазме пробкотрона электронов уширяется вследствие диффузии. При уходе захваченных электронов через выходную пробку результирующий профиль тока уширяется по отношению к профилю пролетных электронов из-за сложения токов, а профиль тока электронов, втекающих через входную пробку сужается из-за вычитания выходящего потока захваченных электронов. В итоге, электронный ток на выходе из пробкотрона должен быть уширен по сравнению с током на входе, что и подтверждается измеренными профилями. Величина захвата электронов в пробкотрон объясняется классическими процессами. Особенность данной ситуации состоит в том, что вследствие малой плотности плазмы перед входной пробкой переносящие продольный ток электроны бесстолкновительно ускоряются электрическим полем и, попадая в пробкотрон, имеют значительную продольную энергию ~ 100 эВ и малую температуру. Время пролета электронов через пробкотрон составляет

$\tau \sim 0,3$ мкс, кулоновское время рассеяния пролетных электронов на ионах и электронах $\tau_s \sim 1,5$ мкс и время потерь энергии при столкновении с электронами $\tau_e \sim 3$ мкс. Таким образом, при прохождении через пробкотрон электроны рассеиваются на угол $\delta\theta \sim \sqrt{\tau/\tau_s} \sim 0,4$, приобретают энергетический разброс $\Delta E \sim E_e \sqrt{\tau T_e/\tau_e E_e} \sim 20$ эВ и теряют энергию $\delta E_e \sim E_e \tau/\tau_e \sim 10$ эВ. В результате отражения от выходной пробки и рассеяния часть электронного потока захватывается в пробкотрон, и объяснение необходимой величины захвата $\sim 0,3$ не является проблематичным. Вместе с тем, потоковый характер функции распределения электронов в пробкотроне может вызвать развитие неустойчивостей, приводящих к дополнительному рассеянию. Выносимая электронами мощность превышает мощность нагрева электронов от захваченных ионов, равную $W_{ie} \sim 3/2 n V T_i / \tau_{ie} \sim 3$ кВт. Мощность, получаемая захваченными электронами от протекающего через пробкотрон продольного электронного тока величиной $I \sim 1$ кА составляет $W_{ee} = I \delta E_e \sim 10$ кВт. Этот нагрев связан с протеканием тока, но не является джоулевым. Таким образом, поддержание высокой электронной температуры в пробкотроне, в основном, обеспечивается передачей энергии электронам от протекающего электронного потока. Суммарная мощность нагрева электронов $W_e = W_{ie} + W_{ee} \approx 13$ кВт, достаточно хорошо согласуется с оцененной выше мощностью, выносимой из пробкотрона уходящими электронами. В целом, подтвержденное проведенными рассмотрениями классическое поведение захваченных в пробкотроне популяций ионов и электронов является важным для успешного выполнения запланированных экспериментов по инжекции мощных пучков быстрых атомов и высокочастотному нагреву.

Результаты импульсной инжекции мощных пучков быстрых атомов, продемонстрировавшие линейный рост плотности популяции быстрых ионов в пробкотроне являются обнадеживающими и позволяют перейти к инжекции квазистационарных мощных пучков быстрых атомов. При инжекции пучков с полным эквивалентным током 100 А можно рассчитывать, что за время существования стартовой плазмы можно накопить популяцию быстрых ионов с плотностью $\sim 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, сравнимой с плотностью стартовой плазмы и позволяющей продолжить процесс накопления. Некоторое возрастание плотности водорода в пробкотроне на заднем фронте стартовой плазмы не представляется опасным и может быть снижено за счет имеющейся возможности увеличения скорости откачки и изменения режима работы источника плазмы.

Обсуждение интересных и важных обнаруженных экспериментальных фактов заполнения внутренней полости в радиальном профиле продольного электронного тока в транспортирующей области и поддержания МГД устойчивости плазмы пробкотрона при выключенном полукаспе выйдут за рамки настоящей статьи и будут представлены в отдельных публикациях.

Работа выполнена при поддержке Миннауки России на установке АМБАЛ—М, Международного Научного Фонда (грант RPE 000), Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты 95-02-05316 и 96-02-19296).

Литература

1. *Dimov G.I.* // Proc. of Int. School of Plasma Phys. Varenna, 1987. P. 703.
2. *Dimov G.I., Davydenko V.I. and Lysyansky P.B.* // Proc. 16th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Venice, 1989. V.2. P. 815.
3. *Dimov G.I.* // Proc. 10th Int. School of Plasma Physics. Tbilisi, 1990. P.157.
4. *Dimov G.I.* // Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, 1993. P.23.
5. *Глявин М.Ю., Нусинович Г.С., Панкратова Т.Б. и др.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный Синтез. 1990. Вып.4. С.65.
6. *Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В.* // Физика плазмы. 1982. Т.8. С. 970.
7. *Гилев Е.А., Димов Г.И., Кабанцев А.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57 С.621.
8. *Akhmetov T.D., Belkin V.S., Bender E.D. et al.* // Proc. 21st Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Montpellier, 1994. V.1. P. 446.
9. *Belkin V.S., Bender E.D., Gilev E.A. et al.* // Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, 1993. P.37.
10. *Давыденко В.И., Иванов А.А., Кабанцев А.А. и др.* // Диагностика плазмы. Вып. 5. Под ред.Пергамент М.И. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 147.
11. *Бендер Е.Д., Чуприянов В.Е.* // V Всесоюзное совещание по диагностике высокотемпературной плазмы. Минск, 1990. С. 230.
12. *Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю.* // Физика плазмы. 1990. Т.16. С.700.
13. *Liewer P.C.* // Nuclear Fusion. 1985. V.25. P. 543.
14. *Чириков Б.В.* // Вопросы теории плазмы. Под ред. Кадомцева Б.Б. М.: Атомиздат, 1984. Вып.13.
15. *Gilev E.A., Dimov G.I., Kabantsev A.A. et al.* // Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, 1993. С. 485.
16. *Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный Синтез. 1983. Вып. 2. С. 67.
17. *Пастухов В.П.* // Вопросы теории плазмы. Под ред. Кадомцева Б.Б. М.: Атомиздат, 1984. Вып.13.
18. *Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю.* // Физика плазмы. 1992. Т.18. С.635.
19. *Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишиневский М.Е.* // Физика плазмы. 1976. Т.2. С.597.