

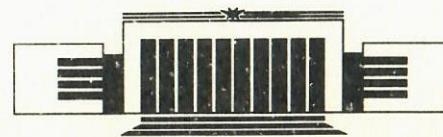


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Иванов, А.А. Кабанцев,
Г.В. Росляков, С.Ю. Таскаев

ПЛАЗМЕННАЯ СТРУЯ
В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ПРЕПРИНТ 86-77



НОВОСИБИРСК
1986

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Иванов, А.А. Кабанцев,
Г.В. Росляков, С.Ю. Таскаев

ПЛАЗМЕННАЯ СТРУЯ
В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ПРЕПРИНТ 86-77

НОВОСИБИРСК
1986

ПЛАЗМЕННАЯ СТРУЯ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Инжекция пучков быстрых атомов водорода в настоящее время широко используется для накопления и поддержания горячей плазмы в ловушках с магнитными пробками [1, 2]. На начальной стадии накопления «мишенью» для инжектируемых пучков служит предварительно созданная в ловушке относительно холодная плазма. Заполнение ловушки предварительной плазмой часто производится с помощью одного или нескольких газоразрядных источников, расположенных в запробочной области. В этом случае генерируемые источниками плазменные струи проникают в ловушку через магнитную пробку, двигаясь вдоль силовых линий. Если считать, что движения плазмы поперек магнитного поля не происходит, размеры сечения струи в ловушке, очевидно, определяются величиной магнитного потока, выходящего из разрядного канала плазменного источника. Форма сечения струи, в свою очередь, определяется формой сечения трубки силовых линий, соответствующей этому магнитному потоку. Увеличивая магнитное поле в зоне формирования плазменного потока с помощью специальных обмоток, можно соответственно увеличить размеры сечения струи в ловушке. Это обстоятельство позволяет при заданном поперечном размере струи мишенной плазмы в ловушке уменьшать требуемое для ее создания количество и размеры источников плазмы, а также располагать их на достаточно большом расстоянии от магнитной пробки, там, где собственное поле ловушки мало. Это немаловажно в условиях, когда взаимодействие плотной нагретой плаз-

мы, вытекающей через пробку, с поверхностью источника может приводить к разрушению элементов конструкции (в установках околореакторных масштабов [3]), либо к ухудшению условий удержания горячей плазмы в ловушке.

Для описываемого способа заполнения ловушки мишенной плазмой характерна следующая зависимость величины магнитного поля в плазменной струе от продольной координаты: вытекающая из источника плазма движется в начале в убывающем магнитном поле, которое затем возрастает в области магнитной пробки. После прохождения струи через магнитную пробку, непосредственно в ловушку, поле в струе уменьшается в соответствии с пробочным отношением. При использовании дополнительных обмоток, усиливающих поле в источнике на время заполнения ловушки плазмой, поле в нем по порядку величины равно полю в пробке, а минимальная величина транспортирующего струю магнитного поля (этот минимум достигается, естественно, между источником плазмы и пробкой) может составлять 0,05—0,2 от поля в пробке. Течение плазмы в таком неоднородном магнитном поле обладает рядом особенностей, существенно влияющих на соотношение плотностей плазмы в ловушке и в за пробочной области. В частности, возможны режимы, когда скорость течения плазмы в ловушке превышает звуковую, что приводит к значительному снижению плотности по сравнению с областью перед пробкой, где скорость течения оказывается дозвуковой [4, 5]. Этот режим нежелателен для заполнения ловушки, поскольку одной из важнейших характеристик мишенной плазмы является $\int n_p dl$ по ее поперечнику, определяющий захват инжектируемых атомарных пучков. Реализация различных режимов течения плазмы в неоднородном поле связана с тем, является ли плазма столкновительной или нет, а также с условиями (в частности, с противодавлением) в приемном объеме за ловушкой. Нами исследовалось течение плазменной струи из кольцевого источника [6] при заполнении аксиально-симметричной магнитной ловушки через магнитную пробку.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО

Исследование течения плазменной струи в неоднородном магнитном поле проводилось на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1, а, б. Аксиально-симметричное им-

пульсное магнитное поле длительностью ≈ 5 мс создавалось соленоидом 1 и катушками 2. Плазменная струя, имевшая в начальном сечении вид кольца, генерировалась источником 3, установленным на однородном участке поля, создаваемого соленоидом 1. Величина поля в источнике в данных экспериментах составляла 0,4 Т. Подробное описание использованного нами плазменного источника и характеристик генерируемой им струи плазмы дано в [6, 7]. Плазменная струя в начальном сечении, определяемом формой разрядного канала источника, имела вид кольца с внутренним диаметром 12 см и шириной 1 см. Изменение напуска водорода в источник и тока разряда позволяло менять плотность плазмы в вытекающей струе от $5 \cdot 10^{13}$ до 10^{15} см⁻³, а электронную температуру от 5 до 40 эВ. Струя плазмы через буферный объем 4 поступала в аксиально-симметричный пробкотрон с пробочным отношением $R=2$ и полем в центре 0,56 Т. Конструкция установки позволяла изменять распределение магнитного поля в области между источником и магнитной пробкой. Это достигалось подсоединением дополнительного вакуумного объема между источником плазмы и ловушкой. С помощью четырех катушек, закрепленных на стенках этого объема, имевшего длину 1,5 м, создавался участок относительно слабого магнитного поля (до 0,2 Т). Включение этих катушек не влияло на поле в источнике плазмы и в ловушке. В наших экспериментах распределение поля вдоль оси установки имело вид, показанный на рис. 1 (а — без дополнительного вакуумного объема с катушками, б — с дополнительным объемом). Начальный вакуум в экспериментальном объеме поддерживался на уровне $1 \div 2 \cdot 10^{-3}$ Па.

Нами изучалось изменение радиального профиля плотности плазмы в струе, транспортируемой магнитным полем, при неизменной величине поля и форме силовых линий в источнике и в ловушке. Изменялась (с помощью установки дополнительного объема) длина переходного участка от источника до магнитной пробки, а также величина магнитного поля на этом участке. Для определения радиального профиля плотности плазмы в различных сечениях вдоль струи измерялось ослабление диагностического пучка атомов водорода с энергией 10 кэВ, а также ионный ток насыщения на передвигавшиеся по радиусу лентгмюровские зонды. Данные зондовых измерений нормировались на $\int n_p dl$ по сечению струи, вычисленный из ослабления диагностического пучка с использованием известных сечений перезарядки и ионизации быстрого водородного атома. Зависимость $n(r)$ получалась также при использо-

вании схемы многохордового зондирования плазмы специально сформированным сильнорасходящимся в направлении поперек струи атомарным пучком [8]. Одновременное измерение ослаблений по 8 хордам на радиусе плазмы производилось за время ~ 100 мкс. Интегральная по времени за рабочий импульс плотность мощности в потоке плазмы измерялась подвижным калориметром. В предположении о постоянстве температуры и энергии направленного движения плазмы в сечении струи эта методика также позволяла измерять профиль плотности (разумеется только в относительных единицах). Все использованные методы давали близкие результаты, поэтому конкретный способ получения радиальных распределений плотности плазмы в струе в дальнейшем, как правило, не указывается.

Средняя по сечению струи электронная температура определялась по методике, подробно описанной в [6], из сравнения ослаблений совмещенных пучков водорода и аргона. Наряду с измерениями радиального профиля плотности плазмы в струе и электронной температуры нами также измерялась температура ионов T_i и средняя энергия направленного движения ионов ϵ_n в центральном сечении ловушки. Для этого анализировался энергетический спектр атомов диагностического пучка, рассеянных на фиксированный угол в результате однократных столкновений с ионами плазмы [9].

Схема измерений представлена на рис. 2. При рассеянии на угол $\theta \ll 1$ атомов пучка, имеющих массу m_1 и энергию E_0 , на ионах плазмы массой m_2 , имеющих среднюю энергию движения по направлению нормали к вектору скорости рассеянных атомов ϵ_n , энергетический спектр рассеянных атомов смещается на величину

$$\delta E = E_0 - E \approx E_0 \frac{m_1}{m_2} \theta^2 \mp 2\theta \left(\frac{m_1}{m_2} E_0 \epsilon_n \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь E — средняя энергия рассеянных атомов, знаки $\mp$ соответствуют различным ориентациям зондирующего пучка в плоскости рассеяния (см. рис. 2). Как известно [9], помимо смещения спектра, происходит его относительное уширение, связанное с тепловым движением ионов плазмы. В случае, если они имеют максвелловское распределение по скоростям и $T_i \ll E_0$, ширина спектра на полувысоте

$$\Delta E = 4\theta \left(\frac{m_1}{m_2} E_0 T_i \ln 2 \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Соотношения (1) и (2) использовались для вычисления температуры и энергии направленного движения ионов по измеренным энергетическим распределениям рассеянных атомов. Энергия зондирующего пучка атомов водорода или дейтерия была выбрана равной 8 кэВ, угол рассеяния $\sim 9^\circ$. Рассеянные атомы после обдирки в импульсной гелиевой мишени поступали в электростатический энергоанализатор (4) (рис. 2). Угол рассеяния определялся коллимационной системой (2) из щелей S_1 и S_2 с размерами 9×15 мм и 4×9 мм, соответственно. Расстояние между щелями 50 см, а от входной щели S_1 до центра рассеивающего объема ≈ 25 см. Для увеличения разрешения использовалось подтормаживание ионов, поступающих в анализатор после обдирки, с помощью сеток (6) и (7). Первая из них была заземлена, а на вторую подавался положительный потенциал U_{cm} . Потенциалы на пластинах анализирующего конденсатора и U_{cm} задавались омическим делителем, подключенным к выходу высоковольтного модулятора ионного источника зондирующего пучка. Характерная величина U_{cm} в описываемых экспериментах 6,6 кВ.

Ионные токи после анализа по энергии регистрировались системой из 12 коллекторов с микроканальным усилителем (5). Для калибровки анализатора использовались измеренные спектры рассеяния на газовых мишенях с размерами, равными размерам рассеивающего объема в плазменной струе.

В ходе экспериментов выяснилось, что имеется значительный фоновый сигнал от атомов, захваченных в плазме и затем вылетающих из струи в результате перезарядки на окружающем газе. Максимум спектра их был смещен от энергии инжекции на величину ≈ 1 кэВ из-за торможения на плазме. Для уменьшения этого фонового потока вблизи поверхности плазменной струи были установлены пластины, пересекавшие траектории захваченных в струе ионов. Характерные энергетические спектры рассеянных атомов представлены на рис. 3.

ТРАНСПОРТИРОВКА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Рассмотрим результаты измерений параметров плазменной струи в центральной плоскости ловушки в случае, когда магнитное поле транспортировало струю, имело вид, представленный на

рис. 1,а. В соответствии с кольцевой геометрией разрядного канала источника струя плазмы двигалась вдоль силовых линий и поступала в ловушку в виде полого цилиндра. Размеры кольцеобразного поперечного сечения струи соответствовали магнитному потоку, проходившему через газоразрядный канал источника плазмы. Измеренный радиальный профиль плотности в центральном сечении ловушки приведен на рис. 4. Временная зависимость разрядного тока в плазменном источнике, электронной температуры и $\int n_p dl$ по диаметру струи приведена на рис. 5. Ионная температура и средняя энергия направленного движения ионов в ловушке заметно менялись при изменении режима подачи водорода в разряд. Увеличение задержки поджига разряда относительно начала напуска газа приводило к росту плотности плазмы в струе и уменьшению температуры и направленной энергии ионов. Качественно схожим образом менялась также и электронная температура, как это ранее отмечалось в [6]. Изменение параметров ионной компоненты плазмы во времени представлено на рис. 6.

Существенно отличающиеся результаты были получены, когда был установлен дополнительный переходный объем между источником плазмы и ловушкой, и зависимость магнитного поля вдоль оси имела вид, изображенный на рис. 1,б. В этом случае параметры плазмы изучались в трех сечениях: в центральной плоскости ловушки (сечение *A*), в симметричном с ним относительно магнитной пробки (сечение *B*) и в центральном сечении участка слабого поля (сечение *C*).

Измеренные радиальные профили плотности плазмы во всех трех сечениях приведены на рис. 7. Из них следует, что при транспортировке струи происходит заполнение внутренней полости: если в сечении *C* плотность плазмы на оси составляет 0,15 от максимальной, то в сечении *A* $0,6 \div 0,85$ в зависимости от времени измерений зондом в течение разряда. В сечении *B* плотность плазмы на оси (отнесенная к максимуму в этом сечении) — промежуточная между *A* и *C*. Радиус, соответствующий максимуму плотности плазмы, во всех сечениях был близок к вычисленному в предположении, что поток плазмы движется из источника строго вдоль ведущего магнитного поля.

Для определения положения области, в которой происходит наиболее интенсивное заполнение приосевой полости в струе, в сечениях *B* и *C* устанавливались металлические диафрагмы с диаметром, равным расчетному внутреннему диаметру струи в соответствующем сечении (см. рис. 1,б). Наличие такой диафрагмы в сече-

нии *C* не влияло на профиль плотности плазмы в центре ловушки (сечение *A*). Если же диафрагма располагалась в сечении *B* плотность плазмы на оси уменьшалась на 50% и более от максимальной в течение всего разряда (рис. 7).

Измерения плотности плазмы ленточными зондами, установленными вблизи диафрагмы в сечении *C* до и после нее вдоль струи, давали существенно отличавшиеся результаты. Если диафрагма размещалась относительно зонда со стороны плазменного источника, распределение плотности было таким же, как и без диафрагмы. В случае, когда диафрагма располагалась со стороны магнитной пробки, измеряемая зондом плотность была существенно меньше в пределах трубки силовых линий, проходивших через край диафрагмы. Эти данные свидетельствуют о том, что наиболее интенсивно радиальное перетекание плазмы в приосевую область происходит при ее входе в магнитную пробку (по-видимому, между сечением *B* и пробкой). Кроме того, измеряемая плотность плазмы вблизи оси в сечении *C* соответствует частицам, движущимся со стороны магнитной пробки из области интенсивного радиального перетекания плазмы.

Временные зависимости интегралов от плотности плазмы по диаметру струи в сечениях *A* и *C* приведены на рис. 8. Время нарастания плотности в ловушке заметно больше, чем в области слабого поля (в сечении *C*). Электронная температура в сечениях *A* и *C* оказалась одинаковой и примерно равной измеренной в ловушке в отсутствие дополнительного вакуумного объема (рис. 1,а). Таким образом, течение плазмы происходит в условиях изотермичности электронной компоненты вдоль струи. Средняя энергия направленного движения ионов в струе в сечении *A* существенно превышала ионную температуру, которая была менее 10 эВ в течение всего разряда (рис. 9).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В наших экспериментах электронная температура в струе практически не зависела от расстояния до источника плазмы и составляла ~ 15 эВ (рис. 5,б). Соответствующее этой температуре и плотности плазмы $\sim 10^{14}$ см⁻³ время релаксации ионной и электронной температуры было сравнимо со временем пролета системы ионом с энергией порядка тепловой или с измеренной энергией

направленного движения. Вследствие этого характерные энергии ионов и электронов в струе существенно отличались. Вместе с тем имелаась общая тенденция их снижения к концу импульса разрядного тока в плазменном источнике.

Были проведены модельные расчеты продольного распределения плотности плазмы в струе, когда был подсоединен дополнительный вакуумный объем (рис. 1,б). Предполагалось, что на выходе из источника ионы имеют сферически-симметричное распределение по скоростям. Плотность ионов в этом сечении $n_0 \approx 2 \div 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и течение является, по-видимому, столкновительным. Распространение плазмы в область слабого поля (к сечению С) приводило к падению плотности и, вследствие этого, переходу течения в бесстолкновительный режим (что подтверждается соответствующими оценками). В этой области, используя известные интегралы движения и пренебрегая действием амбиполярных электрических полей на движение ионов, легко найти зависимость плотности плазмы от локального значения магнитного поля на силовой линии. Без учета вклада ионов, движущихся со стороны пробки,

$$n(H) = n(H_0) \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{H}{H_0}} \right\},$$
 где H_0 — магнитное поле, соответствующее границе перехода между столкновительной и бесстолкновительной областями (H_0 принималось равным полю в источнике плазмы и $n(H_0) = n_0$). В пробке продольное замедление ионов вследствие сохранения магнитного момента приводит к росту плотности до величины $\sim n_0 = 2 \div 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При этом оказывается, что время движения ионов в области между сечением В и пробкой превышает время ион-ионных столкновений. Далее при переходе в ловушку снова реализуется бесстолкновительный режим течения с ускорением ионной компоненты до сверхзвуковой скорости. Плотности, вычисленные согласно описанной модели, в сечениях А, В, С струи равны соответственно $0,3n_0$; $0,9n_0$ и $0,3n_0$, что хорошо согласуется с экспериментально измеренными значениями. Считалось, что в области пробки функция распределения ионов становится изотропной, и в соответствии с этим вычислялись потоки частиц из этой области. В случае, если бы течение всюду описывалось газодинамическими уравнениями, распределение плотности вдоль струи отличалось бы от измеренного. При этом скорость течения в пробках равна скорости звука, а в областях между пробками может реализоваться как дозвуковой, так и сверхзвуковой режим течения. Измеренная скорость ионного пото-

ка в ловушке превышает скорость звука, следовательно, при анализе соотношения плотностей в сечении А (в ловушке) и в сечении С возможны две ситуации. А, именно, если скорость течения в сечении С — дозвуковая, то плотность плазмы здесь должна быть заметно (~ 2 раза) больше, чем в сечении А. В обратном случае, когда течение в сечении С — сверхзвуковое, плотность в этом сечении должна быть меньше, чем в сечении А, примерно в отношении полей ($3 \div 4$).

В наших экспериментах параметры плазмы соответствовали переходной области между столкновительным и бесстолкновительным режимами течения (длины пробега были порядка размеров системы).

Как было показано, заполнение полости струи происходит в области магнитной пробки. Легко оценить величину коэффициента диффузии, который мог бы обеспечить требуемые радиальные потоки частиц. Поток частиц в пробке в полость струи по порядку величины равен $D \frac{n_{\text{пр}}}{\delta r} R_{\text{пр}}^2$, где D — коэффициент диффузии; $R_{\text{пр}}$ — радиус струи в пробке; $n_{\text{пр}}$ — плотность плазмы в этой области; δr — характерный градиентный размер. Этот поток должен быть по порядку величины равен продольному потоку частиц в полости струи в ловушке $\sim n_A v_0 R_A^2$, где R_A — радиус струи в ловушке; n_A — плотность; v_0 — скорость течения. Отсюда следует

$$D \sim \frac{R_A^2}{R_{\text{пр}}^2} \frac{n_A}{n_{\text{пр}}} \delta r v_0 \sim \delta r v_0,$$

что много больше, чем коэффициент классической диффузии за счет парных столкновений. Возможное объяснение состоит в развитии в плазме быстрых МГД-неустойчивостей. Крупномасштабная МГД-устойчивость струи обеспечивается, по-видимому, наличием в ней керн, связанного вдоль силовых линий с плазменным источником. Для плазмы, диффундирующей по радиусу из этого керн, условие стабилизации торцом уже, очевидно, не выполняется. Вынос плазмы из устойчивой части струи происходит при ее движении в области слабого поля до пробки. Оценивая требуемую величину коэффициента диффузии, как это делалось ранее, получим $D \sim v_0 \delta r_c n_A R_A^2 / R_c L_c n_c$ (где индекс «с» означает величину, взятую в области слабого поля). Эта величина, разумеется, много меньше приведенной выше. Радиальное движение плазмы в области неблагоприятной кривизны силовых линий в пробке может про-

исходить со скоростями, порядка тепловой скорости ионов, из-за развития желобковой неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Coensgen F.H., Clauser J.F., Correl D.L. In: Plasma Physics and controlled fusion research—1976: Proc. of the sixth intern. conf. Berchtesgaden, 1976, Vienna, IAEA, 1977, v.III, p.135—143.
2. Simonen T.C., Allen S.L., Casper T.A. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, N 21, p.1668—1671.
3. Osher J.E. Rev. of Scient. Inst., 1982, v.53, N 11, p.1685—1692.
4. Ronglien T.D. and Brengle T.A. The Physics of Fluids, 1981, v.24, N 5, p.871—882.
5. Нагорный В.П., Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83—73. Новосибирск, 1983.
6. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В., Физика плазмы, 1982, т.8, с.970.
7. Иванов А.А. Proc. Course on Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnet. Fusion, Varenna, 1983, p.279.
8. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-15. Новосибирск, 1983.
9. Абрамов В.Г., Афросимов В.В. и др. ЖТФ, 1971, т.41, с.1924.

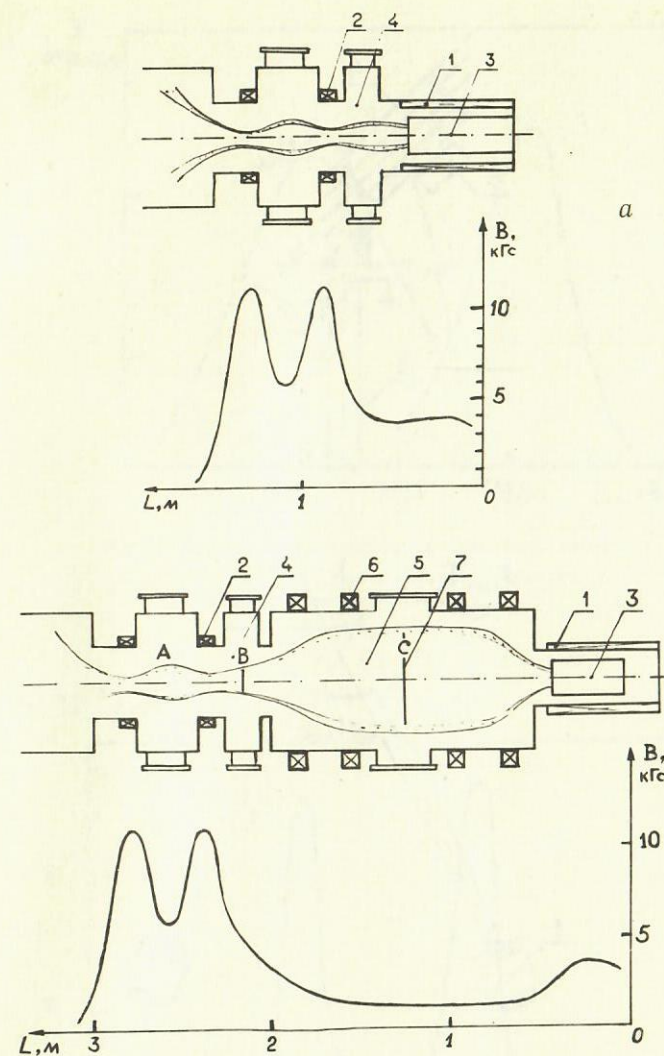


Рис. 1. (а, б). Схема экспериментальной установки:

1—соленоид плазменной пушки; 2—катушки пробкотрона; 3—плазменный источник; 4—буферный объем; 5—дополнительный вакуумный объем; 6—катушки слабого поля; 7—диафрагмы.

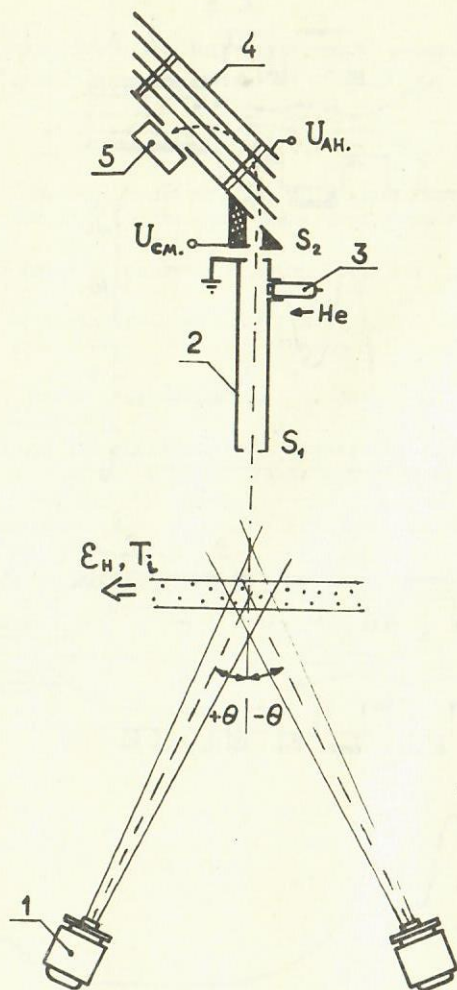


Рис. 2. Схема измерения T_i и ϵ_n :

1—диагностический инжектор; 2—коллимационная система и перезарядная трубка; 3—импульсный газовый клапан; 4—45° электростатический анализатор; 5—система регистрации; 6—заземленная сетка; 7—поддерживающая сетка.

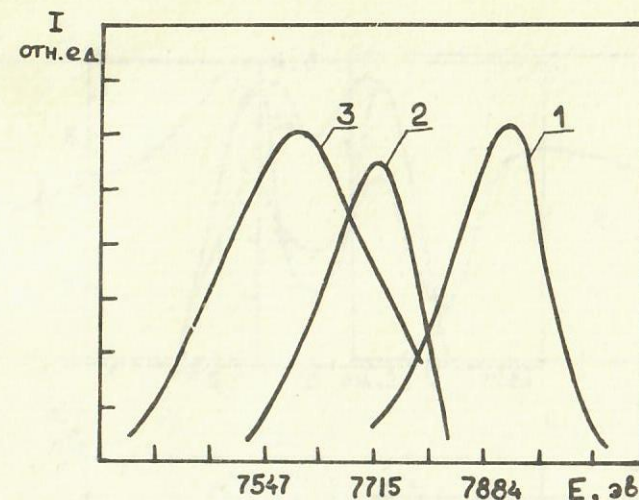


Рис. 3. Характерные спектры рассеянных атомов:

1—на остаточном газе; 2—на водороде; 3—на плазме.

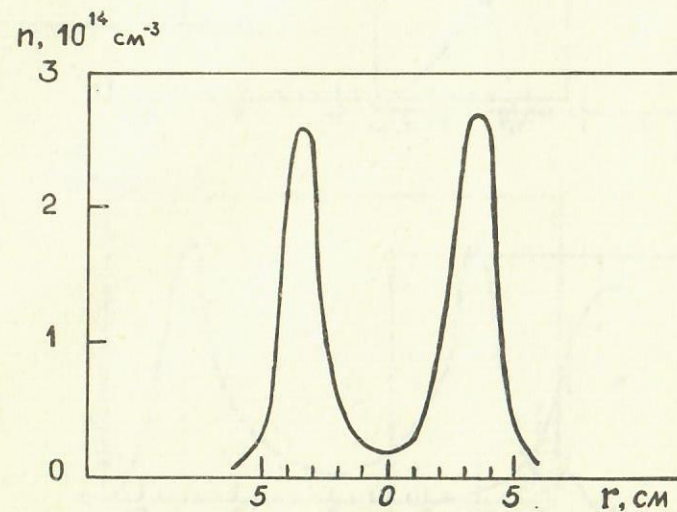


Рис. 4. Радиальный профиль плотности плазмы в центральном сечении пробкотрона.

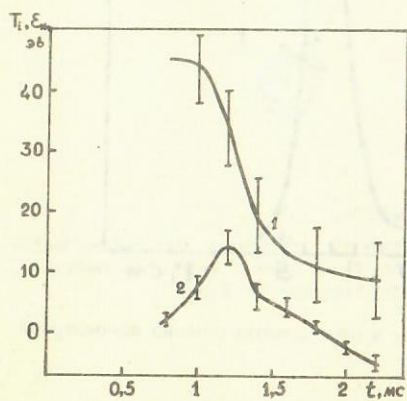
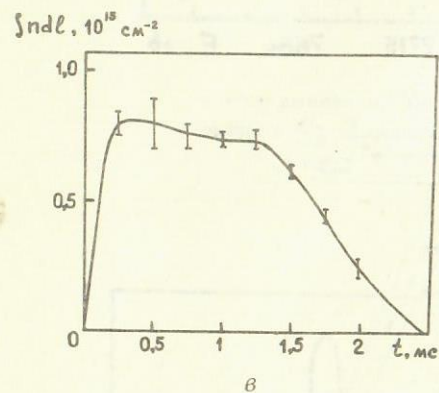
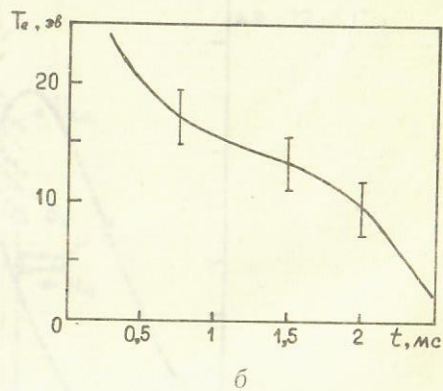
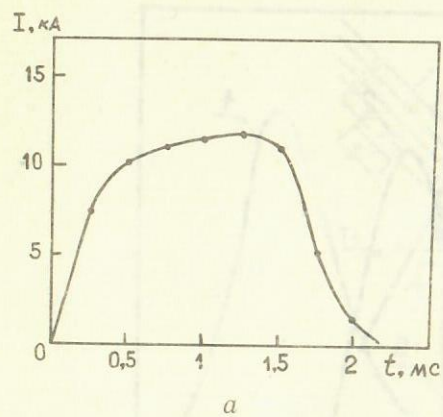


Рис. 5. а—ток разряда;
б—электронная температура; в— $\int n_e dl$.

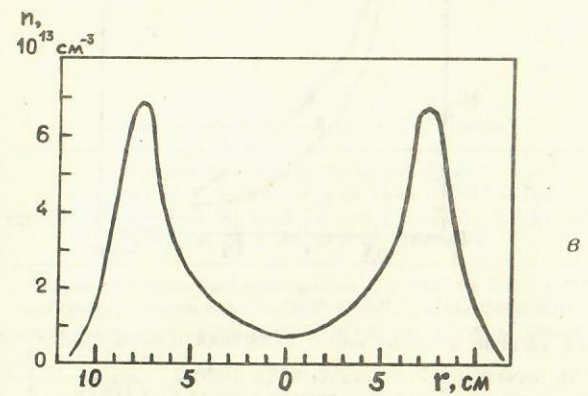
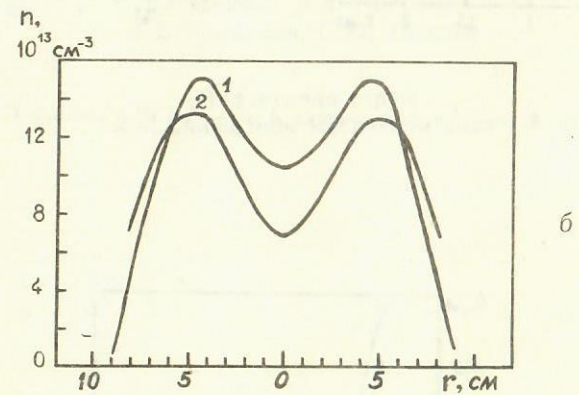
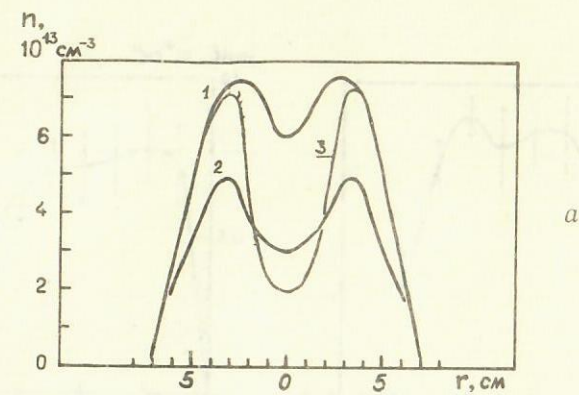
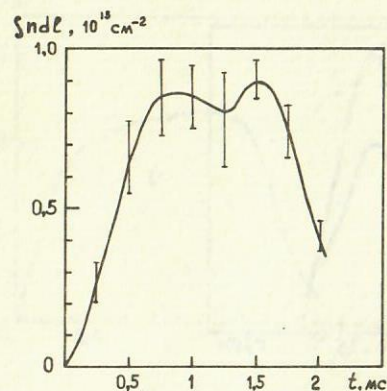
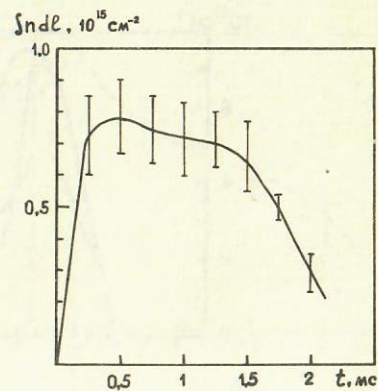


Рис. 7. Радиальные профили плотности плазмы:
а—в сечении А; б—в сечении В; в—в сечении С; 1—время от начала разряда $\tau=800$ мкс; 2 — $\tau=1800$ мкс; 3—радиальный профиль плотности плазмы в центральном сечении пробкотрона при установке диафрагмы в сечении В.



a



б

Рис. 8. а — $\int n_p dl$ в сечении А; б — $\int n_p dl$ в сечении С.

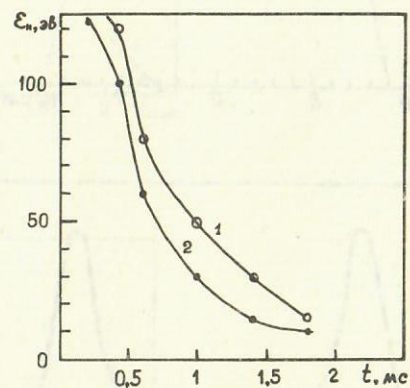


Рис. 9. Средняя энергия направленного движения ионной компоненты плазменной струи:

1 — задержка поджига разряда относительно напуска газа 1150 мкс; 2 — 1650 мкс.

А.А. Иванов, А.А. Кабанцев,
Г.В. Росляков, С.Ю. Таскаев

Плазменная струя в неоднородном магнитном поле

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 21 марта 1986 г.
Подписано в печать 14 мая 1986 г. МН 11729
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 77

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.