

16

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Г.И.Димов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков,

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУИ
МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ОТКРЫТОЙ
ЛОВУШКИ

ПРЕПРИНТ 81 - 96



Новосибирск

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУИ МИШЕННОЙ
ПЛАЗМЫ ДЛЯ ОТКРЫТОЙ ЛОБУШКИ

Г.И.Дублов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков

АННОТАЦИЯ

Для заполнения открытой магнитной лобушки разработан газоразрядный кольцевой источник плазмы. Начальный диаметр струи плазмы около 13 см, плотность $2+3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, температура 10+15 эВ. Степень ионизации плазмы 99,9%.

Накопление горячей плазмы в открытой магнитной ловушке можно осуществить в результате захвата инжектируемого пучка быстрых атомов на импульсной струе "мигновенной" плазмы, создаваемой газоразрядным источником [1,2]. Торможение захваченных ионов обеспечивает нагрев электронов "мигновенной" плазмы, что приводит к увеличению времени жизни быстрых ионов. Со временем плотность быстрых ионов растет и в дальнейшем они полностью заменяют вытекающую из ловушки "мигновенную" плазму. Как правило, газоразрядная плазма имеет сравнительно низкую температуру - 5-50 эВ и для ее эффективного нагрева необходимо, чтобы плотность газа в струе плазмы удовлетворяла условию $n_e \sigma_e v \tau < 1$, где n_e - плотность газа, σ_e - сечение перезарядки, v - скорость инжектируемых частиц, τ - характерное время потерь энергии. В противном случае захваченные ионы теряются из ловушки в результате перезарядки, не успев передать заметной доли своей энергии плазме.

Плазменные пушки с титановой шайбой [3] позволяют получить плазменные струи с требуемыми параметрами, однако неуправляемость газоразделения из титана в разряд существенно ограничивает возможности их работы, в особенности в течение длительного времени. Так в экспериментах [4] пушка такого типа со свеженасыщенной водородом анодной шайбой давала плазму с плотностью $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и низкой электронной температурой 1-3 эВ. Через несколько сотен выстрелов плотность плазмы уменьшалась примерно вдвое, а электронная температура достигала 15 эВ в начале импульса, снижаясь через 250 мксек до величины менее 3 эВ. Диаметр выходного отверстия используемых в экспериментах пушек не превосходит 5 см [5], поэтому для равномерного заполнения всего объема ловушки требуется большое их количество. Более стабильные характеристики имеют дуговые источники плазмы с импульсной подачей газа в разряд [6,7]. Вместе с тем, параметры плазмы в них ($n_e \geq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 5-8 \text{ эВ}$) близки к параметрам плазмы, получаемой из пушек с титановой шайбой. Однако источники плазмы [6,7] имеют относительно небольшой диаметр выходного отверстия, менее 1 см, и применяются в магнитных полях до 1 кГс.

Экспериментальное устройство

Нами исследовалась плазменная пушка с независимой подачей водорода в разряд, горящий в кольцевом диафрагмированном канале

со средним диаметром 13 см. Конструкция пушки представлена на рис.1. Водород напускался импульсным клапаном (1) в полость электрода (2) с кольцевой прорезью шириной 2 мм для выхода газа. Полное количество газа менялось от $3 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{19}$ молекул за импульс, а задержка поджига разряда относительно начала напуска газа составляла от 2 до 6 мсек. Электрод (2) служил катодом, а молибденовая шайба (3) – анодом вспомогательного разряда, зажигаемого для инициирования основного. Длительность вспомогательного разряда – 20 мсек, ток – 150 А. Основной разряд закигался между катодом (4) с алюминиевой вставкой (5) и анодной шайбой (6). Канал разряда ограничивался изолированными друг от друга шайбами из нержавеющей стали толщиной 2 мм с шагом 10 мм (7).

Шестизвенная LC-линия с волновым сопротивлением 0,12 ома, заряжаемая до 5 киловольт, давала ток разряда до 20 кА при длительности 250 мсек. Напряжение на разряде зависело от количества напускаемого газа, задержки поджига разряда, а также материала и размеров анодной шайбы и составляло 450+650 вольт.

Исследование пушки и параметров создаваемой ею плазменной струи проводилось на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис.2. Аксиальносимметричное импульсное магнитное поле, длительностью 2,5 мсек, создавалось соленоидом (1) и катушками (2). Плазменная пушка находилась в однородном магнитном поле соленоида, величина которого могла меняться до 5 кгс. Большинство результатов получено при поле 2,5+3 кгс. В больших полях затруднялся поджиг основного разряда, что часто приводило к пробоям изоляторов и разрушению элементов конструкции пушки. Струя плазмы через буферный объем (3) поступала в пробкотрон с пробочным отношением, равным 2^M и полем в центре 3,3 кгс. Распределение магнитного поля вдоль оси установки можно было изменить независимой регулировкой токов в соленоиде пушки и катушках пробкотрона, в большинстве описанных ниже опытов оно имело вид, приведенный на рис.2.

Нами изучались параметры плазмы в пробкотроне в зависимости от режимов работы плазменной пушки, геометрии и материала электродов. Основная диагностическая аппаратура, используемая в экспериментах, представлена на рис.2. Она включала в себя: диагностический инжектор атомарных пучков (4) [8], ленгмюровские зонды (5), СВЧ-систему, регистрировавшую отсечку проходящей

через плазму волны (6), а также диамагнитную петлю (7), охватывавшую плазменную струю.

Методика измерений параметров плазменной струи

Струя плазмы из кольцевой пушки распространялась вдоль силовых линий в виде полого цилиндра. Распределение плотности плазмы по радиусу в сечении струи на различных расстояниях вдоль оси установки определялось с помощью подвижных ленгмюровских зондов. По ослаблению пучка атомов водорода с энергией 10 кэВ из инжектора (4) по рис.2 измерялся интеграл от плотности плазмы по диаметру струи $\int n_e dt$. Максимальная плотность контролировалась по отсечке СВЧ-сигнала на частоте 36 ГГц. С помощью системы из 12^{ТИ} размещенных равномерно по азимуту зондов, каждый из которых пересекал слой плазмы по радиусу, проверялась азимутальная однородность плазменной струи.

Электронная температура плазмы определялась из сравнения ослаблений атомарных пучков водорода и аргона, прошедших через плазменную струю. При энергии частиц ≤ 10 кэВ ослабление пучка атомов водорода связано, в основном, с процессами перезарядки, а пучка аргона – с ионизацией электронами [9]. Схема измерений представлена на рис.3. В качестве рабочего вещества диагностического инжектора использовалась смесь газов H_2 и Ar в пропорции 1:3. При этом из инжектора выходил смешанный пучок, состоявший из примерно равных потоков атомов водорода и аргона. Прошедший через плазму пучок атомов обдирался в импульсной гелиевой мишени (2) и анализировался по массам в поле постоянного магнита (3). Ток ионов H^+ и Ar^+ регистрировался коллекторами (4) и (5), снабженных сетками для подавления вторичной эмиссии.

Эта методика использовалась в режимах работы источника плазмы с $T_e \geq 10$ эВ, при меньших значениях температуры скорость ионизации электронами резко уменьшается и для корректного определения T_e необходимо учитывать процесс перезарядки атомов. Проводилась также оценка температуры электронов с помощью диамагнитной петли, охватывавшей плазменную струю (рис.2). Петля выполнялась из 5^{ТИ} витков провода, заключенных в медный экран. Из сигнала с диамагнитной петли вычитался сигнал наводки от внешнего магнитного поля с помощью компенсирующей катушки. Принималось, что ионы и электроны в плазме имеют одинаковую температу-

ру (время релаксации температур при $n_e = 2 \cdot 10^{14}$ и $T_e = 10$ эВ - 3 мксек, что превышает время пролета плазмы от источника до места наблюдения ~ 15 мксек). Зная радиальное распределение плотности в сечении струи и интеграл $\int n_e d\ell$ по диаметру, измеренный по ослаблению пучка атомов водорода, можно было определить среднюю по сечению температуру плазмы.

На периферии струи проводились также измерения двойными ленгмювскими зондами. Все три метода определения электронной температуры давали близкие результаты.

Плотность газа вблизи струи определялась по ослаблению в результате перезарядки протонного пучка с энергией 10 кэВ. Соответствующая траектория проходила на минимальном расстоянии 10 см от оси пробкотрона и длина ее участка, лежащего в магнитном поле, была ≈ 50 см.

Плазма сильноточных разрядов, как правило, содержит значительное количество ионов примесей, образовавшихся в результате распыления материала электродов [4, 10]. В наших экспериментах состав плазменной струи определялся с помощью анализатора, расположенного за магнитной пробкой. В этой области в результате расширения струи плотность потока ионов снижалась до величины $\leq 10^{-2}$ А/см. С помощью двух сеточных электродов из плазменного потока формировался пучок ионов диаметром 2 мм с энергией 2,5 кэВ, разделявшийся затем по массам в анализаторе. Три цилиндра Фарадея позволяли одновременно регистрировать токи H^+ , H_2^+ и сумму токов всех более тяжелых компонент.

Результаты исследований кольцевой пушки и плазменной струи

Исследование пушки с анодной шайбой из нержавеющей стали X18Ni10T показало, что варьирование напуска газа в разряд позволяет менять параметры плазмы в струе в довольно широких пределах ($n_e = 5 \cdot 10^{13} + 10^{15}$ см $^{-3}$, $T_e = 1+20$ эВ). Изменение газовых условий в разряде при неизменном общем количестве газа достигалось увеличением задержки поджига разряда относительно начала напуска газа от минимального значения 2 мсек до 6 и более миллисекунд. При этом начальное давление газа в пробкотроне менялось более чем на порядок (рис. 4). Выяснилось, что имеется два существенно отличающихся режима работы плазменной пушки. При задержках более 3 мсек, газ заполняет весь объем пушки и проникает в пробкотрон, а при меньших - сосредоточен, в основном, в

прикатодной области. В первом случае в разрядном напряжении отсутствуют заметные шумы, плазменная струя имеет высокую плотность (до 10^{15} см $^{-3}$ в центре пробкотрона) и низкую электронную температуру ($T_e \leq 5$ эВ). Вторым режимом характеризуется интенсивными шумами в напряжении и плотности плазмы в струе. В центре пробкотрона плотность плазмы, измеряемая по ослаблению пучка атомов H^+ меняется с характерными частотами ≤ 100 кГц и амплитудой до $\pm 20\%$ от средней величины. Плотность плазмы при этом $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$, электронная температура повышается и в отдельных выстрелах достигает 30 эВ.

Реализация указанных режимов зависит не только от величины задержки поджига, но также и от материала и размеров анодной шайбы. При использовании насыщенной водородом титановой анодной шайбы практически при любой задержке реализовался первый режим. Минимальная задержка (2 мсек) ограничивалась лишь условиями поджига вспомогательного разряда. Следует отметить, что через несколько сот выстрелов характеристики пушки с титановой шайбой становились близкими к характеристикам источника с анодом из X18Ni10T. Изучение пушки с молибденовой анодной шайбой показало, что такая пушка работает в режиме, близком ко второму. Плотность плазмы в пробкотроне $\leq 10^{14}$, температура составляет 10+15 эВ и слабо зависит от задержки поджига и количества газа.

Все это указывает на важную роль в формировании вытекающей плазменной струи начального давления газа вблизи анода и газовой выделенной анодной шайбы в разряде. Так использование независимого напуска водорода в прианодную область в количестве 25% от основного приводило к росту плотности плазмы в пробкотроне более чем вдвое (для пушки с молибденовым анодом). Водород напускался импульсным клапаном через кольцевую щель в ближайшей к аноду центральной шайбе. Изменение размеров анодной шайбы также влияло на плотность и температуру плазмы в струе. Уменьшение площади поверхности анода, проецирующейся вдоль силовых линий магнитного поля на катод, при прочих неизменных условиях увеличивало температуру электронов. Вариант пушки, в которой титановый анод соединялся тремя перемычками с выходной центральной шайбой (7) по рис. 1, позволил получить в пробкотроне плотную ($n_e = 10^{15}$ см $^{-3}$) и холодную ($T_e = 1+2$ эВ по диамагнитным измерениям) плазму. Перемычки были сделаны в виде пластинок толщиной 0,2 мм, которые устанавливались в выходной кольцевой

щели параллельно оси. При том же напуске газа пушка с титановой анодной шайбой, меньшей диаметр на 4 мм больше, и без перемычек давала плазму с $n_e = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 10 \pm 15 \text{ эВ}$.

Плазменная струя в пробкотроне имела в сечении вид кольца с размерами, соответствующими магнитному потоку, проходящему через выходное отверстие источника. Обычно поле в центре пробкотрона равнялось полю в пушке, при этом в медианной плоскости пробкотрона сечение струи представляло собой кольцо с внутренним диаметром 10 см и наружным — 13,5 см. Одновременное измерение максимальной величины ионного тока насыщения каждого из 12 зондов, пересекающих слой плазмы по радиусу, показало хорошую азимутальную однородность плазменной струи в пробкотроне. Разброс показаний зондов на различных азимутах был $\pm 10\%$. Плотность плазмы в пробкотроне нарастала в течение всего импульса тока в источнике плазмы, далее следовала стадия спокойного (без шумов) спада плотности с характерным временем 100 мксек. На рис.5 приведен вид временного поведения плотности плазмы, измеренного по ослаблению пучка атомов водорода, диамагнитного сигнала и сигнала со вторично-эмиссионного датчика, регистрирующего потока нейтральных частиц и излучения из плазмы.

Измеренное содержание молекулярных ионов H_2^+ во всех исследованных режимах работы источника плазмы не превышает 0,5% по току от протонов. Суммарный ток более тяжелых ионов имеет величину $< 5\%$.

Плотность газа в пробкотроне в области струи в первую очередь определяется поступлением водорода из пушки. При напуске водорода в пушку без включения разряда в ней плотность газа в пробкотроне в зависимости от момента измерения представлена кривой 1 на рис.4. Включение плазменной струи приводило к значительному увеличению плотности газа снаружи струи из-за выделения газа стенками камеры (кривая 2 на рис.4). Для уменьшения газовой выделенности на стенки камеры напылялся титан с помощью протяженного дугового испарителя [II], устанавливаемого на оси установки в полости струи. Напыление титана перед каждым выстрелом позволило уменьшить отгаживание стенок. При этом плотность газа в пробкотроне при включении только напуска газа в пушке не изменялась (кривая 1 на рис.4), а при включенной плазменной струе сказывалась заметно меньше (кривая 3 на рис.4). Приведенные данные свидетельствуют об откачивающей способности струи: попа-

дающие в плазму молекулы ионизируются и выносятся вдоль магнитного поля из пробкотрона.

Плотность газа в плазменной струе должна быть меньше плотности газа в пробкотроне. При задержках от начала напуска газа в пушку $2,2 \pm 2,5$ мсек при плотности плазмы в струе $2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ плотность газа в пробкотроне, измеренная по ослаблению протонного пучка, составляет $2 \cdot 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, концентрация газа в плазме не превышает величины 0,1%.

Взаимодействие быстрых захваченных ионов с плазменной струей

Целью дальнейших исследований была непосредственная проверка мишенных свойств плазменной струи, которая проводилась по экспериментальной схеме, приведенной на рис.6. Атомы водорода из диагностического инжектора, энергия которых менялась в разных экспериментах от 4,6 до 10 кэВ, захватывались в плазме в результате перезарядки и ионизации электронами. Неоднородность магнитного поля по радиусу приводила к дрейфу захваченных протонов вокруг оси системы с периодом $2,5 \pm 6$ мксек (для энергий 10 ± 5 кэВ при захвате на радиусе 6 см). В результате перезарядки захваченных ионов на окружающую плазменную струю газе образовывался поток атомов перезарядки, который регистрировался приемником. Попадающие в патрубок приемника частицы проходили через магнит (1), убирающий поток заряженных частиц из плазмы, и после обдирки в импульсной гелиевой мишени (2) их ток измерялся цилиндром Фарадея (3). Напряжение на сетке (4) для подавления вторичной эмиссии электронов — 300 В. Сетка (5) служила для импульсного энергетического анализа вылетающих из плазмы частиц. Время снятия распределения по энергиям 10 мксек. Угол α между осью приемника и направлением инжекции пучка можно было изменять в пределах $65 \pm 115^\circ$, что позволило наблюдать частицы из всей области движения захваченных протонов.

Время жизни частиц в плазме определялось по степени демодуляции потока атомов перезарядки при инжекции пучка, модулированного с периодом 10 мксек. Время нахождения в струе захваченного протона до вылета в приемник, связано с демодуляцией потока соотношением:

$$\tau = \frac{T}{2} (\ln I_2 / I_1)^{-1}$$

где T — период модуляции, I_1 и I_2 — соответственно минимальное и максимальное значение регистрируемого тока. Характерные осциллограммы тока в приемнике и тока инжекции приведены на рис. 7. В случае инжекции пучка в газ с плотностью $> 10^{12} \text{ см}^{-3}$ модуляция сигнала близка к 100% и соответствующее время жизни не превосходит 1+2 мксек. При инжекции пучка атомов в плазменную струю в потоке атомов перезарядки наблюдалась значительная демодуляция, причем эффект был тем сильнее, чем меньше начальное давление газа в пробкотроне, определяемое задержкой поджига разряда, и чем меньше плотность плазмы. При задержках, меньших 3 мсек, изменение плотности плазмы от $5 \cdot 10^{13}$ до $3 \cdot 10^{14}$ приводило к изменению глубины модуляции от 10% до 50%, что соответствовало времени жизни протонов в плазменной струе 50 ± 10 мксек. Аналогичные результаты были получены при изучении осциллограмм спада потока атомов перезарядки, обусловленного быстрым (за время $\approx 0,2$ мксек) выключением инжекции пучка (рис. 8).

Энергетический спектр вылетающих частиц, полученный методом задерживающего потенциала, представлен на рис. 9. В случае захвата частиц в газе спектр близок к монохроматическому с шириной, определяемой энергетическим разрешением анализатора (кривая 1 на рис. 9). Захват частиц в струе плазмы в диапазоне газовых задержек 2,25+3 мсек приводил к значительному уширению спектра в сторону низких энергий (кривые 2,3 на рис. 9).

С динамикой энергетических потерь инжектируемых частиц связано различие времен спада потока атомов перезарядки, полученных при изменении запирающего напряжения в анализаторе (см. рис. 8). При условии $\frac{M_i}{m} > \frac{\epsilon_i}{T_e} \gg \left(\frac{M_i}{m} \frac{9\pi}{16}\right)^{1/3}$ которое выполняется во всем диапазоне изменения энергии инжектируемого пучка ($\epsilon_i = 5 \pm 10$ кэВ), потери энергии захваченных частиц обусловлены кулоновскими столкновениями с электронами плазмы. Скорость потерь равна [12]

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} = - \frac{8\sqrt{2}\pi}{3} \frac{\epsilon_i e^4 \lambda n_e \sqrt{m}}{M_i T_e^{3/2}} \left(1 - \frac{3}{5} \frac{m}{M_i} \frac{\epsilon_i}{T_e}\right)$$

где λ — кулоновский логарифм. За одно прохождение плазменной струи протон уменьшает свою энергию на $\Delta\epsilon_i = \sqrt{\frac{M_i}{2}} \int \frac{d\epsilon_i}{dt} \frac{dl}{\sqrt{\epsilon_i}}$

(интеграл берется вдоль участка траектории, лежащего в плазме). Усредняя скорость потерь по периоду \bar{T}_i ларморовского вращения в неоднородном магнитном поле, получим $\langle \frac{d\epsilon_i}{dt} \rangle = \frac{\Delta\epsilon_i}{\bar{T}_i}$

При величине запирающего напряжения в анализаторе U он регистрирует ионы с энергиями в диапазоне от eU до энергии инжекции. Время спада потока атомов перезарядки в этом случае определяется временем торможения иона до энергии eU , если оно существенно меньше времени перезарядных потерь. Для протона с энергией $\epsilon_i = 8,8$ кэВ, захваченного на расстоянии 5,5 см от оси, расчетная величина периода $\bar{T}_i = 0,25$ мксек и средняя скорость потерь энергии в плазменной струе с $T_e = 10$ эВ и $\int n_e dl = 10^{15} \text{ см}^{-2}$ составляет $4 \cdot 10^8$ эВ/сек (при $\lambda = 15$). Экспериментально наблюдаемое время существования в потоке атомов перезарядки частиц с энергиями в интервале $8,8 \pm 6$ кэВ, равное 7,5 мксек (кривая 2 на рис. 8), хорошо согласуется с этой оценкой.

По измерениям плотности газа вблизи плазменной струи с $\int n_e dl \approx 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при задержках, меньших 3 мсек, перезарядное время жизни протонов составляет 30 ± 50 мксек. Наблюдаемое время спада потока атомов перезарядки без дискриминации по энергиям меньше и составляет 12 ± 15 мксек. Это может быть связано с рассеянием протонов на углы, превышающие угол попадания частиц в приемник ($\sim 5 \cdot 10^{-2}$). В случае $\frac{m}{M_i} \frac{\epsilon_i}{T_e} < 1$ угловой разброс захваченных протонов определяется рассеянием на ионах плазмы и связан с величиной потери энергии соотношением

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{3\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{M_i}{m}} \left(\frac{T_e}{\epsilon_i}\right)^{3/2} \left(1 - \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_i^0}}\right)$$

где ϵ_i^0 — начальное, ϵ_i — текущее значение энергии частиц. Для энергии инжекции 8,8 кэВ за время 12 мксек потеря энергии составит 4,8 кэВ, что приведет к появлению углового разброса $\langle \theta^2 \rangle = 7 \cdot 10^{-2}$, превышающего предельный угол попадания в приемник.

Моделирование движения инжектируемых частиц на ЭВМ с учетом ослабления на плазме потока вторично перезарядившихся частиц показало, что если газ распределен равномерно по всему объему, то полная интенсивность перезарядного потока практически не зависит от угла наклона приемника. Сравнение этих резуль-

татов с экспериментально измеренной зависимостью (рис. 10) дает основание считать, что в непосредственной близости от плазменной струи плотность газа примерно вдвое ниже, чем средняя плотность газа в вакуумной камере пробкотрона.

Таким образом, эксперименты с инъекцией в плазменную струю быстрых атомов водорода показали, что описанная кольцевая плазменная пушка позволяет получить струю плазмы в пробкотроне с удовлетворительными мишенными свойствами. Высокая степень ионизации в струе (лучше 99,9%) обеспечивает достаточно большое время жизни захваченных ионов по перезарядке, превышающее время торможения на электронах. Обеспечивается эффективная передача энергии захваченных быстрых ионов плазме.

Эти эксперименты также показали, что измеряя скорость торможения захваченных ионов можно с хорошей точностью определить электронную температуру плазмы, поскольку полученные результаты хорошо согласуются с величиной электронной температуры, измеренной несколькими другими методами.

Л и т е р а т у р а

1. F.H. Coensgen. et al. Phys. Rev. Lett. 35, 1501, 1975.
2. B.G. Logan. et al. Phys. Rev. Lett. 37, 1468, 1976.
3. F.H. Coensgen, W.F. Cummins and A.E. Sherman. Phys. Fluids, 2, 350, 1959.
4. J.F. Steinhaus, N.L. Oleson and W.L. Barr. Phys. Fluids. 8, 1720, 1965.
5. W.E. Nexsen, F.H. Coensgen, W.F. Cummins., Titanium Washer Stack Plasma Injectors, memorandum MFF/CP/77-83, 1977.
6. Г.И. Димов, Д.Г. Кононенко, О.Я. Савченко и В.Г. Шамовский. ЖТФ, 38, 997, 1968.
7. В.И. Давыденко, И.И. Морозов, Г.В. Росляков. Физика плазмы, 7, 464, 1981.
8. Г.И. Димов, Г.В. Росляков, В.Я. Савкин. ПТЭ, 4, 29, 1977.
9. Аппаратура и методы плазменных исследований под ред. В.Д. Русанова, Атомиздат, М., 1965, § II.2.
10. Э.Д. Андрикина, И.С. Шпигель. ЖТФ, 35, 1242, 1965, : ЖТФ, 37, 894, 1967.
11. Е.Н. Бендер, препринт ИЯФ СО АН СССР № 46, 1981.
12. Б.А. Трубников. Вопросы теории плазмы, выпуск I под ред. М.А. Леонтовича, Атомиздат, 1963, стр.172.

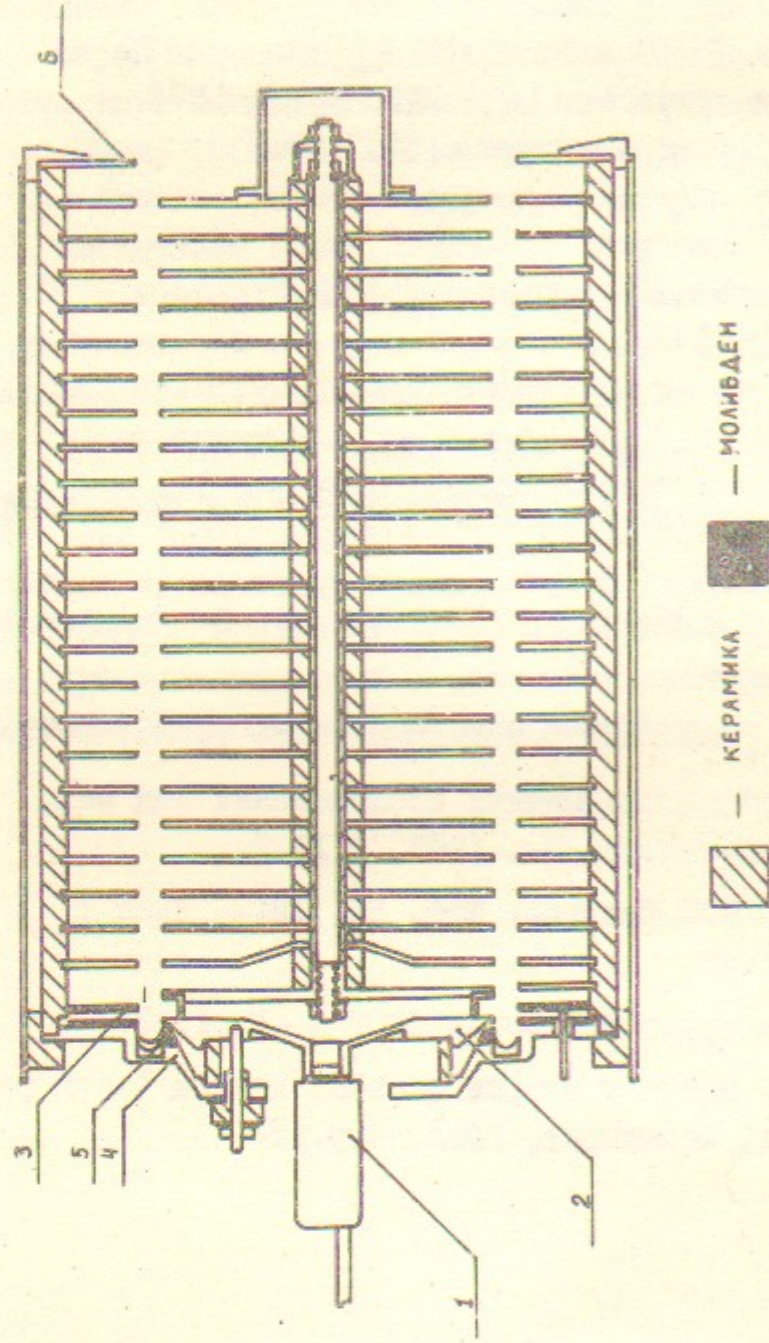


Рис. 1. Кольцевая плазменная пушка: 1 - импульсный газовый клапан, 2 - вспомогательный катод, 3 - вспомогательный анод, 4 - катод основного разряда, 5 - алмазная вставка, 6 - анодная шайба, 7 - изолированные шайбы.

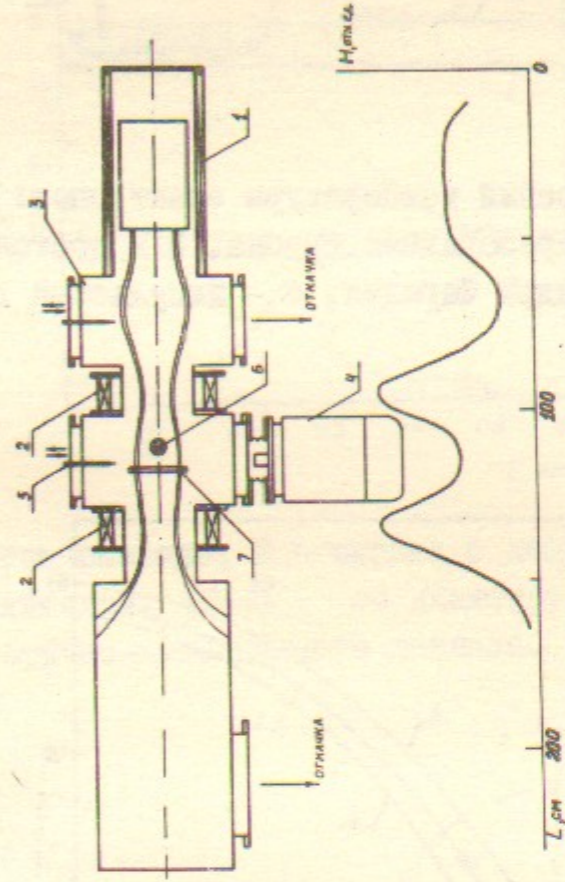


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 - соленоид плазменной пушки, 2 - катушки пробкотрона, 3 - буферный объем, 4 - диодно-статический инжектор, 5 - ленточные зонды, 6 - рупорная СВЧ-система, 7 - диамагнитная петля.

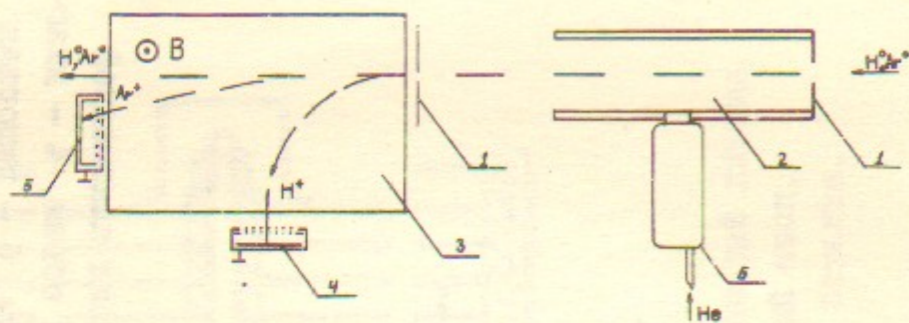


Рис.3. Схема измерений температуры электронов: 1 - коллиматор, 2 - перезарядная трубка, 3 - постоянный магнит, 4,5 - цилиндры Фарадея, 6 - импульсный газовый клапан.

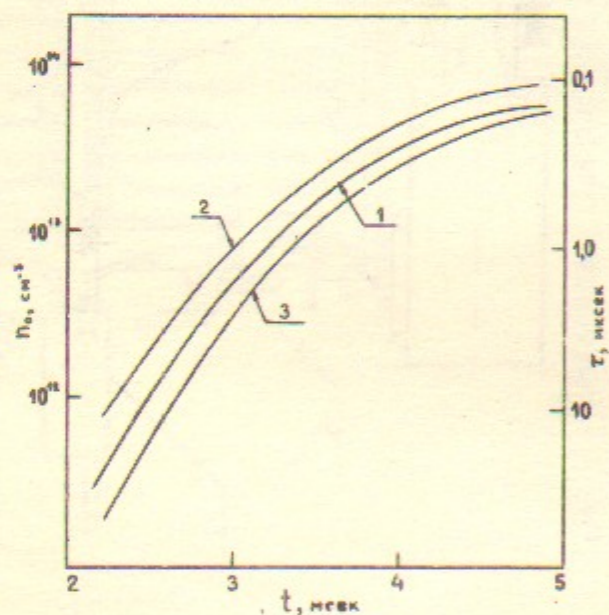


Рис.4. Зависимость давления газа в пробкотроне от времени задержки: 1 - без разряда, 2 - без распыления титана с разрядом $n_e = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 3 - с распылением титана, $n_e = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

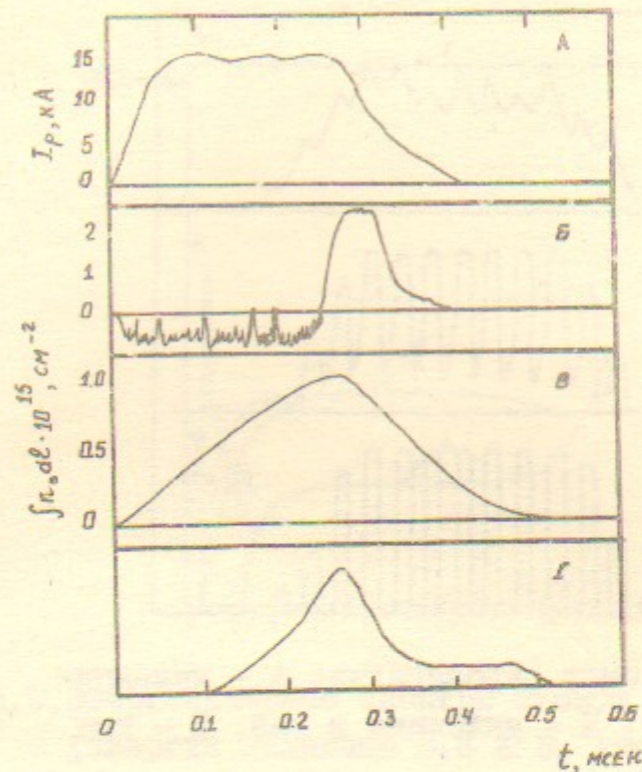


Рис.5. А - ток разряда, Б - сигнал с диамагнитной петли, В - интеграл $\int n_e dl$ по диаметру струи, Г - сигнал с вторично-эмиссионного датчика.

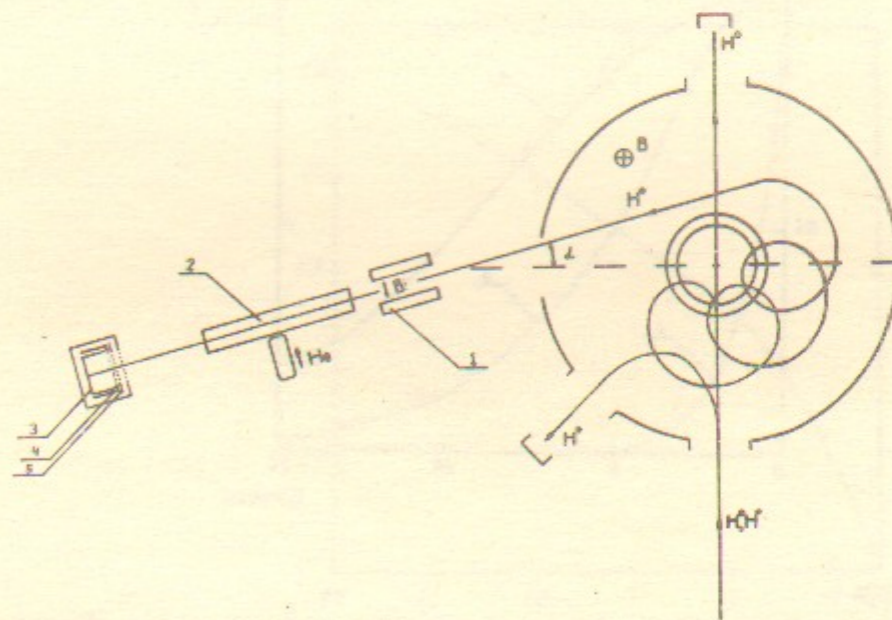


Рис.6. Схема эксперимента: 1 - постоянный магнит, 2 - перезарядная трубка, 3 - цилиндр Фарадея, 4 - сетка для подавления вторичной эмиссии, 5 - анализирующая сетка.

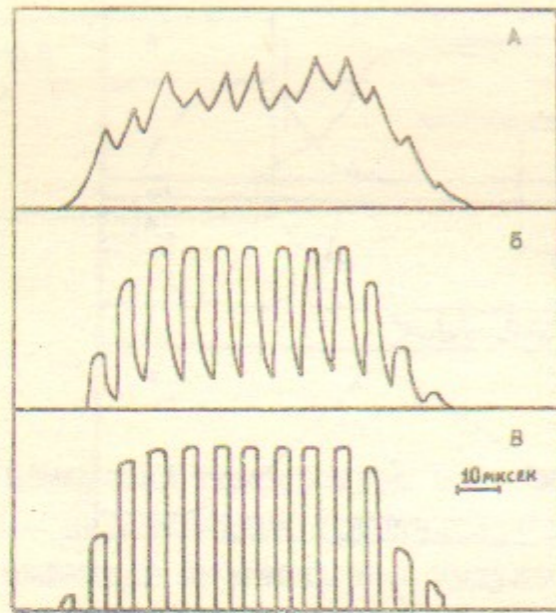


Рис.7. Поток атомов перезарядки: А - инжекция в плазму, Б - инжекция в газ, В - ток инжекции.

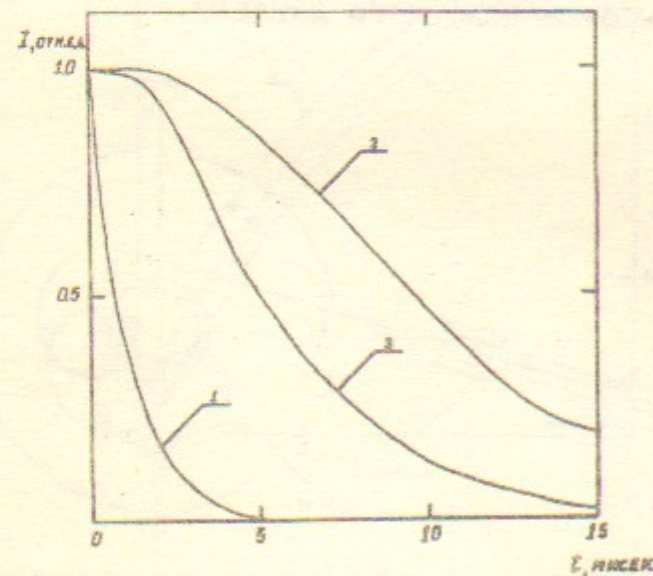


Рис.8. Осциллограммы спада потока атомов перезарядки (энергия инжекции 8.8 кэВ): 1 - при инжекции в газ, 2 при инжекции в плазму (энергия атомов перезарядки 0+8.8 кэВ), 3 - то же самое - для энергий атомов перезарядки более 6 кэВ.

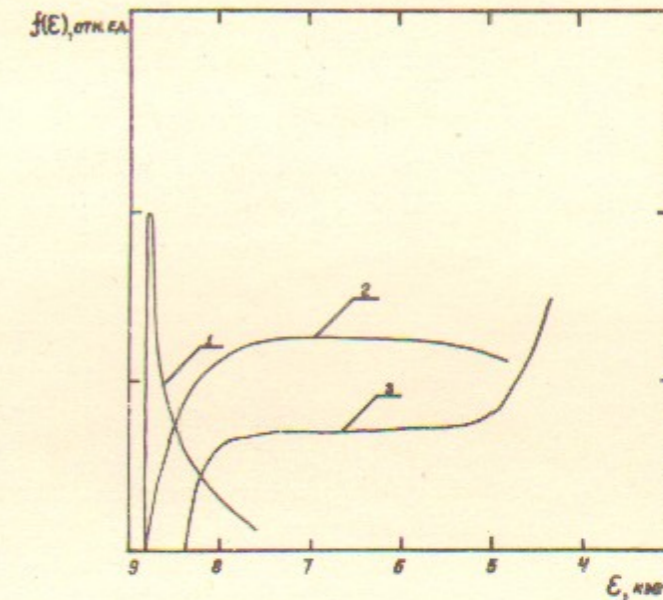


Рис.9. Энергетические спектры атомов перезарядки (энергия инжекции 8.8 кэВ, угол наклона анализатора $\alpha = 14^\circ$): 1 - инжекция в газ, 2,3 - инжекция в плазму, $n_e = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

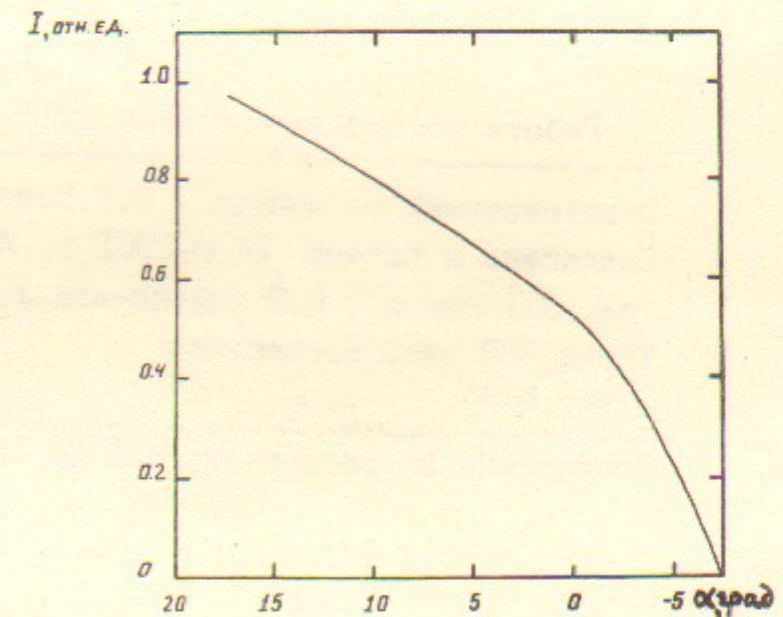


Рис.10. Зависимость интенсивности потока атомов перезарядки от угла наклона анализатора.