

Д.46

16

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Г.И.Димов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДОРОДНОЙ
ПЛАЗМЕННОЙ МИШЕНИ**

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИНВ. № _____

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79 - 22

Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ МИШЕНИ

Г.И.Димов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков

А Н Н О Т А Ц И Я

Описана схема водородной плазменной мишени, предназначенная для использования в инжекционных системах для термоядерных установок. Параметры мишени: максимальная плотность плазмы $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, длина - 100 см, содержание молекулярных ионов < 10%, апертура - 10 см^2 .

В настоящее время широко обсуждаются возможности получения плазмы с термоядерными параметрами, связанные с инъекцией в магнитные ловушки пучка быстрых атомов изотопов водорода. Требуемые энергии имеют величину 200+300 КэВ и более [1,2].

Пучки атомов водорода такой энергии с высоким к.п.д. можно получать лишь нейтрализацией ускоренных отрицательных ионов, в получении которых в последнее время достигнуты значительные успехи [3].

Достаточно перспективным способом нейтрализации быстрых отрицательных ионов представляется обдирка их в плазменной мишени [4,5]. При энергиях в сотни КэВ основными процессами, определяющими эффективность конверсии отрицательных ионов в атомы при столкновениях с частицами мишени являются следующие:

1. Потеря одного электрона отрицательным ионом (соответствующее сечение σ_{-10}).
2. Одновременная потеря двух электронов отрицательным ионом в одном акте столкновения (сечение σ_{-11}).
3. Ионизация нейтрального атома, который может находиться в основном или одном из возбужденных состояний (сечения σ_{01} , σ_{01}^*).

Процессами обратной перезарядки с захватом электронов можно пренебречь ввиду малости соответствующих сечений. При достаточно больших геометрических размерах мишени ($L > v \cdot \tau$, где v — скорость ионов, τ — время жизни возбужденного состояния) вкладом от процессов с участием возбужденных атомов можно пренебречь и изменение зарядового состава пучка описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dN^-}{d\pi} &= -\sigma_{-10} N^- - \sigma_{-11} N^- \\ \frac{dN^0}{d\pi} &= \sigma_{-10} N^- - \sigma_{01} N^0 \\ \frac{dN^+}{d\pi} &= \sigma_{-11} N^- + \sigma_{01} N^0 \end{aligned} \quad (I)$$

Здесь $N^-(\pi)$, $N^0(\pi)$, $N^+(\pi)$ — доли частиц пучка в состояниях отрицательного иона, атома и протона после прохождения мишени толщиной $\pi = nL$. Решая систему (I) при начальном условии $N^-(0) = 1$ получим

$$\begin{aligned} N^0 &= \frac{\sigma_{-10}}{\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01}} (e^{-\sigma_{01}\pi} e^{-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})\pi}) \\ N^- &= e^{-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})\pi} \end{aligned} \quad (2)$$

Максимальный выход нейтральных атомов достигается при оптимальной толщине мишени, равной

$$\pi_{opt} = \frac{1}{\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01}} \ln \left(\frac{\sigma_{-10} + \sigma_{-11}}{\sigma_{01}} \right)$$

и равен

$$N_{max}^0 = \frac{\sigma_{-10}}{\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01}} \left(\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{-10} + \sigma_{-11}} \right)^{\frac{\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01}}{\sigma_{01}}} \quad (3)$$

При этом $N^-(\pi_{opt}) = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{-10}} N_{max}^0$

Поскольку $\sigma_{-11} \ll \sigma_{-10}$, величина выхода нейтральных атомов определяется в основном величиной отношения σ_{-10}/σ_{01} . На рис. 1 приведены расчетные зависимости долей зарядовых компонент пучка от σ_{-10}/σ_{01} , при оптимальной толщине мишени в пренебрежении величиной σ_{-11} . Для большинства газов при энергиях ионов H⁻ в сотни кэВ отношение $\sigma_{-10}/\sigma_{01} = 2,5 + 3,5$ и соответствующий максимальный выход атомов $N_{max}^0 = 52 + 55\%$. Мишени из паров металлов позволяют достичь выхода $N_{max}^0 = 65\%$.

На основании экспериментов по конверсии отрицательных ионов водорода в атомы в магниевой и литиевой плазменных мишенях описанных в [4,5] можно надеяться, что наилучшим рабочим веществом мишени является водородная плазма без примеси молекулярных ионов.

В таблице I приведены величины соответствующих сечений, а также оптимальные толщины мишени и выход N_{max}^0 , вычисленные по данным [6,7,8,9,10,11]. Основными причинами, приводящими к снижению выхода N_{max}^0 являются отклонения толщины мишени от оптимальной и наличие в плазме неионизованных примесей.

Таблица # 1.

Энергия, кэВ	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$\sigma_{-10}^e \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	250	160	122	100	80	64	54	51	47	43
$\sigma_{01}^e \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	7,05	6,25	5,0	4,17	3,53	2,96	2,56	2,32	2,11	1,94
$\sigma_{01}^p \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	13,9	8,08	5,67	4,41	3,62	3,1	2,7	2,4	2,17	1,98
$\sigma_{-11}^e \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	4,9	4,15	3,2	2,75	2,25	2,0	1,75	1,55	1,4	1,25
$\pi_{opt}, 10^{13} \text{эл./см}^2$	64	98	132	164	200	242	286	309	337	365
$N_{max}^0, \%$	85,1	84,7	84,7	85,5	84,3	83,3	83,3	83,9	84,1	84,2

Из выражения (3) следует, что при отклонении толщины мишени на $\Delta \pi$ от оптимума, изменение выхода ΔN_{max}^0 равно:

$$\frac{\Delta N_{max}^0}{N_{max}^0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta \pi}{\pi_{opt}} \right)^2 \frac{(\sigma_{-10} + \sigma_{-11}) \sigma_{01}}{(\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01})^2} \ln^2 \left(\frac{\sigma_{-10} + \sigma_{-11}}{\sigma_{01}} \right)$$

Для водородной плазменной мишени неоднородность толщины мишени по апертуре может быть значительной, так, в пренебрежении сечением σ_{-11} , для 30% неоднородности снижение выхода нейтральных атомов составит 1%. Основной эффект, приводящий к снижению выхода атомов при неполной ионизации вещества мишени, состоит в уменьшении отношения

$$\left(\frac{\sigma_{-10}}{\sigma_{01,eff}} \right) = \frac{(\sigma_{-10}^e + \sigma_{-10}^p) n_e + \sigma_{-10}^{np} n_{np}}{(\sigma_{01}^e + \sigma_{01}^p) n_e + \sigma_{01}^{np} n_{np}}$$

Здесь n_e, n_{np} - концентрации электронов и неионизованных примесей в мишени. На рис.2 приведена зависимость максимального выхода атомов в водородной плазменной мишени от содержания неионизованных газовых примесей. Если неионизованной примесью является водород, снижение выхода оказывается малым даже для относительно малой степени ионизации. Это связано с малостью соответствующих сечений отрыва электронов от отрицательных ионов и атомов при столкновении с молекулами H_2 по сравнению с реакциями на свободных зарядах. Наличие газов или паров с большими размерами электронных оболочек и, соответственно, с большими сечениями раз-

рушения σ_{-10}^{np} и σ_{01}^{np} приводит к гораздо более существенному уменьшению N_{max}^0 .

При отрыве электрона от отрицательного иона при взаимодействии с частицей мишени получающийся атом может находиться не только в основном, но и в одном из возбужденных состояний. Поскольку сечение ионизации возбужденного атома $\sigma_{01}^* \gg \sigma_{01}$ выход N_{max}^0 будет снижаться, если длина мишени сравнима с длиной релаксации атома в основное состояние. Наличие магнитных и электрических полей в мишени может приводить к переходам в основное состояние за время, меньшее времени пролета мишени, и снижение выхода может быть в принципе пренебрежимо мало.

Одна из возможных конструкций плазменной мишени, в которой можно избежать снижения атомов за счет неполной ионизации вещества мишени и возбуждения атомов пучка изображена на рис.3. Плазменный источник (1) генерирует поток плазмы, распространяющийся со звуковой скоростью вдоль силовых линий магнитного поля, создаваемого изогнутым соленоидом-плазмодом (2). При движении струи по прямолинейному участку плазмодода до поворота должна происходить откачка сопутствующего неионизованного газа и очистка плазмы от молекулярных ионов в результате диссоциативной рекомбинации.

Плазма, прошедшая поворот, поступает в прямолинейный участок плазмодода и служит мишенью для конвертируемого пучка. В конце плазмодода с помощью встречного магнитного поля, создаваемого катушкой (3) плазменный поток направляется через узкую щель в приемный объем с мощной откачкой.

В представленной схеме выгодно увеличивать длину прямолинейного участка плазмодода. При этом снижается плотность, следовательно и поток плазмы, что ведет к снижению энергозатрат на генерацию плазмы и облегчает условия откачки в приемном объеме. Поворот плазменной струи служит для вывода провзаимодействовавшего пучка из мишени. Однако, кривизна силовых линий магнитного поля такова, что может приводить к развитию желобковой неустойчивости и вследствие этого к потерям плазмы (выбросу плазменной струи на стенку плазмодода в месте поворота). Для выясне-

ния возможности создания плазменной мишени по описанной выше схеме были проведены эксперименты на установке, схематически изображенной на рис.4.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Магнитное поле в источнике плазмы и плазмоведе, величина которого могла меняться от 300 до 2500 эрстед, создавалось соленоидом, состоящим из катушек, помещенных внутри и снаружи вакуумного объема, внутренний диаметр каждой катушки 100 мм, длина 70 мм, расстояние между ними - 47 мм. Неоднородность магнитного поля на оси соленоида в прямолинейных участках была $\pm 10\%$. Катодом источника плазмы служила боридлантановая таблетка (1) диаметром 5 см, нагреваемая до 1400-1500°C, а анодом - сетка (2) из нержавеющей стали, отстоящая от катода на расстоянии 35 см. Рабочий газ (водород или дейтерий) напускался в разрядную камеру источника (труба из нерж.стали диаметром 7 см и длиной 35 см) импульсами длительностью 3 мсек электромагнитным клапаном (3) в количестве $\sim 10^{18}$ молекул. Питание разряда осуществлялось от формирующей линии с волновым сопротивлением 1Ω прямоугольными импульсами тока длительностью 1500 мсек, с амплитудой до 1000 А. Задержка включения разряда относительно начала напуска газа составляла 1,5-2 мсек. Электронная температура и плотность плазмы измерялись с помощью одиночных и двойных ленгмюровских зондов, изготовленных из вольфрамовой проволоки диаметром от 0,05 до 0,2 мм. Часть из них располагалась непосредственно в разрядной камере генератора плазмы, а остальные в плазмоведе на различных расстояниях от анода. Профиль плотности потока плазмы в струе измерялся трехсеточным зондом (4).

Максимальная плотность плазмы контролировалась по отсечке СВЧ сигнала с регулируемой длиной волны от 7 до 11 мм. Излучающие и приемные рупорные антенны были установлены до и после поворота плазмоведа (5). Относительное расположение излучающего и приемного рупора было таким, что проходящего сигнала не наблюдалось, если между ними помещался металлический цилиндр с диаметром $\gg 20$ мм. Поэтому при зондировании плазменной струи принималось, что плотность превышала критическую в таком же

диаметре при отсечке СВЧ сигнала. Плотность плазмы и степень ее ионизации определялась также с использованием пучков атомов, протонов и отрицательных ионов водорода из диагностического инжектора [12]. Измерялось ослабление интенсивности пучка, пересекающего плазменную струю после поворота её в плазмоведе, в месте, где были установлены СВЧ антенны. С помощью механической истировки инжектора и токоприемника пучка с учетом величины и направления магнитного поля плазмоведа можно было зондировать плазменную струю одним из пучков H^0 , H^+ или H^- по выбранной хорде. Для определения интегральной толщины плазменной мишени регистрировалось также ослабление пучка атомов из инжектора, прошедшего через прямолинейный участок плазмоведа - собственно плазменную мишень.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Вольтамперные характеристики разряда в источнике плазмы приведены на рис.5. Во всех режимах электронная температура по зондовым измерениям составляет 5 эВ. По масспектрометрическим измерениям состав плазмы на выходе из источника в типичном (плотность плазмы $\sim 10^{13}$ см⁻³) режиме - 85% H^+ , 15% H^0 . Измерения распределения потенциала в разрядной камере источника плазмы, проведенные одиночными зондами, установленными на различных расстояниях от катода, показали существование прикатодного скачка потенциала. Потенциал основной разрядной колонны отличается от анодного не более чем на 20-30 вольт, в то время как напряжение на разряде около 100 В.

Теоретически вопрос о транспортировке плазменной струи полем изогнутого соленоида изучался в работе Шмидта [13]. Показано, что в результате развития нулевой моды желобковой неустойчивости (смещения струи как целого) для плазмы с $\omega_{pi}/\omega_{ci} \gg 1$ поворота струи не происходит и она распространяется поперек ведущего магнитного поля. Результаты экспериментальных работ [14, 15] свидетельствуют о том, что в результате частичной нейтрализации поляризованных полей токами, текущими по плазменной струе и замыкающимися либо на источнике, либо на стенках плазмоведа водородная плазма может транспортироваться полем изогнутого соленоида при концентрации до 10^{13} см⁻³ (при полях ~ 1 кЭ). В на-

ших экспериментах плазма без существенных потерь распространялась вдоль 90° поворота радиусом 25 см в поле $1000 + 1500$ э при плотностях выше $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Это проверялось по отсечке 7 мм СВЧ сигнала до и после поворота плазмоведа. При этом наблюдалось уменьшение плотности ($\sim 20\%$) плазмы после прохождения поворота, которое может быть связано с рекомбинацией молекулярных ионов в струе. Экспериментально установлено, что стабилизация желобковой неустойчивости осуществляется в результате контакта плазменной струи с торцом, где находился эмитирующий катод.

С целью выяснения влияния контакта плазменной струи с плазмой, генерируемой в источнике, на устойчивость движения струи при её повороте, был поставлен эксперимент, схема которого представлена на рис.6.

Катушка (I) создавала импульсное магнитное поле длительного 150 мксек с амплитудой до 10 кЭ. Для определения смещения струи использовались зонды (2) и (3), работавшие в режиме измерения ионного тока насыщения. На рис.7 приведены осциллограммы токов на зонды для двух направлений тока в катушке (I), а так же тока в этой катушке (кривая а)). Если направление поля катушки (I) совпадало по направлению с полем в плазмоведе, струя оставалась устойчивой. В момент импульса поля не наблюдалось особенностей в токе на зонды, осциллограммы токов на оба зонда имеют одинаковый вид (кривая б)). При отсечке струи от источника полем встречно включенной катушки наблюдался сброс тока на внутренний зонд (3) (кривая в) рис.7) и всплеск тока на внешний зонд (кривая г)). Таким образом, при отсечке струи от источника она смещается в направлении, обратном градиенту магнитного поля, в результате развития желобковой неустойчивости, как и следует из результатов теоретической работы [13]. Наблюдаемая гидродинамическая устойчивость струи плазмы при повороте в плазмоведе связана, по-видимому, с закорачиванием поляризационных полей токами, текущими вдоль магнитного поля на катодный торец разряда.

На рис.8 приведен профиль потока плазмы в плазмоведе - зависимость ионного тока насыщения ленточного зонда от его положения. Измерения профиля потока проводились в сечении струи, отстоящем от катода на расстоянии 100 см вдоль силовой линии

ведущего магнитного поля. При движении плазменной струи в плазмоведе в поле 1000 э диффузионное расширение и вращение струи как целого были незначительны. В экспериментах можно было заменять анодную сетку пластиной из нержавеющей стали с системой отверстий. После нескольких (~ 100) импульсов работы источника на металлической пластине, установленной на пути струи в плазмоведе на расстоянии 100 см от анода, получалось изображение, соответствующее анодным отверстиям, приведенное на рис.9. Ориентация изображения струи на пластине совпадала с ориентацией отверстий в аноде, а размеры изображения отличались на величину не более 1 мм от размеров анодных отверстий.

Таким образом было установлено, что диффузионное расплывание и вращение струи плазмы как целого при движении в плазмоведе незначительны. С целью выяснения влияния диффузии плазмы в разряде на образование результирующего профиля потока плазмы был проведен эксперимент, в котором с помощью изолированной танталовой пластины диаметром 1 см, помещенной в 0,5 см от катода на оси источника, затруднялось горение разряда в приосевой области. Полученное в этом случае распределение плотности потока плазмы представлено на рис.8. (кривая 2). Как видно из рисунка, имеется отчетливо выраженный провал с резкими краями, не заполняющийся за время прохождения струи на расстояние 100 см. Размытие границы происходит на величину ~ 2 мм, порядка ионного ларморовского радиуса. Масштаб радиальной неоднородности потока плазмы существенно больше этой величины и, по-видимому, обусловлен различными условиями генерации плазмы в разряде, в частности, из-за неоднородности эмиссионных свойств катода.

Полный поток плазмы, измеренный трехсеточными зондами, один из которых находился в непосредственной близости от анода источника, а другой на расстоянии 50 см от него, отличался не более, чем на $10 + 15\%$ в соответствии с данными СВЧ измерений. Это, возможно, связано с рекомбинацией в струе молекулярных ионов. По данным [16] скорость диссоциативной рекомбинации ионов H_2^+ с электронами при $T_e = 5$ эВ составляет $1,3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек}$. При этом длина пробега иона H^+ в плазме с плотностью $N_e = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ - около 5 см. и при полученных параметрах плазмен-

ной струи должна иметь место очистка от сопутствующих молекулярных ионов. Результаты измерений относительного содержания атомарных и молекулярных ионов в плазменной струе, проведенные на расстоянии 10 см от анода и в приемном баке, на расстоянии 130 см от него, приведены на рис.8. Содержание ионов в струе плазмы, измеренное на выходе из источника, составило $10 \pm 15\%$ и слабо менялось в течение импульса. Отсутствие молекулярных ионов в плазме на выходе плазмоведа в начальный момент времени связано с очисткой струи от них в результате диссоциативной рекомбинации с электронами. Нарастание содержания H_2^+ в последующие моменты времени происходило в результате увеличения давления газа в приемном баке и последующей его ионизации электронами.

На рис.9 приведена зависимость плотности плазмы и неионизированного газа от мощности, вкладываемой в разряд. Максимальная плотность плазмы определялась по ослаблению пучка отрицательных ионов водорода с энергией 10 КэВ, пересекавшего ось плазменной струи, с учетом радиального распределения плотности в струе. Усредненное по максвелловскому распределению сечение разрушения иона H^- электронами плазмы, вычисленное на ЭВМ с использованием экспериментальных данных [17], приведено на рис.10. Полученная величина сечения слабо зависит от температуры электронов в области $T_e = 1-10$ эВ при энергии пучка 10 КэВ, так что погрешность зондовых измерений не могла существенно влиять на точность определения плотности плазмы этим методом. Для измерения количества неионизированного газа в плазменной мишени разрядный ток в источнике плазмы обрывался тиристорной схемой за время 5 мксек, а зондирующий пучок отрицательных ионов H^- включался через 50 мксек после обрыва тока.

При вычислениях плотности газа считалось, что он распределен равномерно по всему поперечному сечению плазмоведа. Для сравнения были проведены измерения ослабления протонного пучка с энергией 10 кэВ в результате перезарядки на неионизированном газе. Оба метода дали близкие результаты.

На рис.11 представлена зависимость плотности газа в плазменной мишени от времени. Во время разряда происходит накопле-

ние неионизированных примесей, сбиваемых со стенок плазмоведа и окружающих затем "шубой" плазменную струю. Была предпринята попытка очистки стенок от адсорбированного газа длительным слаботочным разрядом. Прямолинейный участок плазмоведа длиной 80 см служил анодом разряда Пеннинга, а катодами — со стороны генератора плазмы — стальная сетка, с противоположной стороны — пластина. В магнитном поле 250 э заигался разряд с током $10-30$ мА и напряжением $1200-1500$ В. Длительность разряда до 1,25 сек. Было обнаружено, что при выдержке стенок плазмоведа в слаботочном разряде в течение 400 мсек количество выделяемого стенок газа при прохождении плазменной струи уменьшалось в 2-3 раза. Повышения плотности газа в плазмоведе не наблюдалось при длительности вспомогательного разряда 1,25 сек. Следует отметить, что работа мишени в режиме длинных импульсов должна приводить к аналогичной очистке стенок. Сбитый со стенок плазмоведа газ будет ионизироваться в плазменной струе и выводиться вдоль магнитного поля в приемный бак.

З а к л ю ч е н и е

Экспериментально исследована предложенная схема водородной плазменной мишени для конверсии пучка отрицательных ионов дейтерия высокой энергии в быстрые атомы. Получена устойчивая струя плазмы с содержанием молекулярных ионов менее 10%. При длине прямолинейного участка плазмоведа в 80 см достигнута толщина мишени до $2.2 \cdot 10^{15}$ см⁻². Дальнейшее увеличение плотности плазмы ограничивается параметрами используемого генератора плазмы.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Димов, В.В.Закайдаков, М.Е.Кишиневский, Физика плазмы, 2, вып. 4, 597 (1976).
2. J.W.Beal and H.Stanley Staten, Proc. Symp. Brookhaven, 259 (1977).
3. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников ЖТФ 45, 68 (1975).
4. G.I.Dimov, G.V.Roslyakov. Nucl. Fusion 15, 551 (1975).
5. Г.И.Димов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков. ЖТФ, 47, 1881 (1977).
6. D.F.Dance, M.F.A.Harrison, R.P.Rundel. Proc. Roy. Soc, A299, 525 (1967).
7. B.Peart, D.S.Walton and K.T.Dolder. J.Phys.B,3,1346 (1970).
8. B.Peart, D.S.Walton and K.T.Dolder. J.Phys.B,4,88(1971).
9. W.L.Fite, R.T.Brakmann. Phys. Rev., 112, 1141 (1958).
10. H.V.Gilbody and J.V.Ireland. Proc Roy.Soc. A277, 137(1964).
11. J.W.Ноорер, E.W.МсDaniel, D.W.Martin and D.S.Harmer. Phys. Rev. 121, 1123 (1961).
12. Г.И.Димов, Г.В.Росляков, В.Я.Савкин ПТЭ, 4, 29 (1977).
13. G.Schmidt. Phys. Fluids, v.3, 6, 961 (1960).
14. В.С.Войценья, А.Г.Горбанюк, И.Н.Онищенко, Б.Г.Сафронов ЖТФ, 34, 280 (1964).
15. В.С.Войценья, А.Г.Горбанюк, И.Н.Онищенко, Б.Г.Сафронов, И.А.Хижняк, В.В.Шкода ЖТФ, 37, 262 (1967).
16. H.W.Drawin. Collision and Transport Cross Section, Rep. No. EUR-CEA-FC-383, January 1967, EURATOM-C.E.A.
17. D.S.Walton, B.Peart and K.T.Dolder. J.Phys. B,4,1343 (1971).

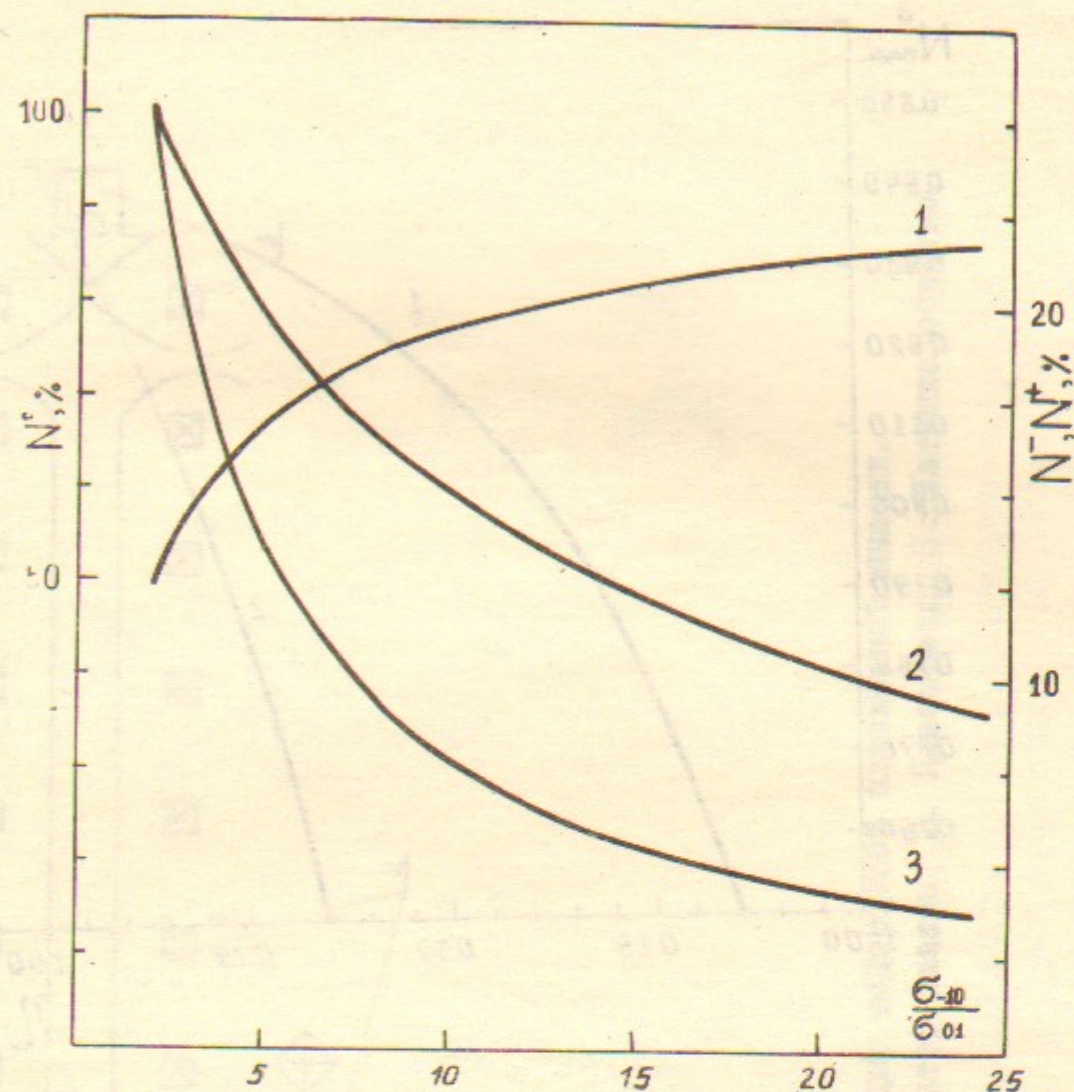


Рис.1. Расчетная зависимость долей зарядовых компонент пучка от отношения $\frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01}}$.

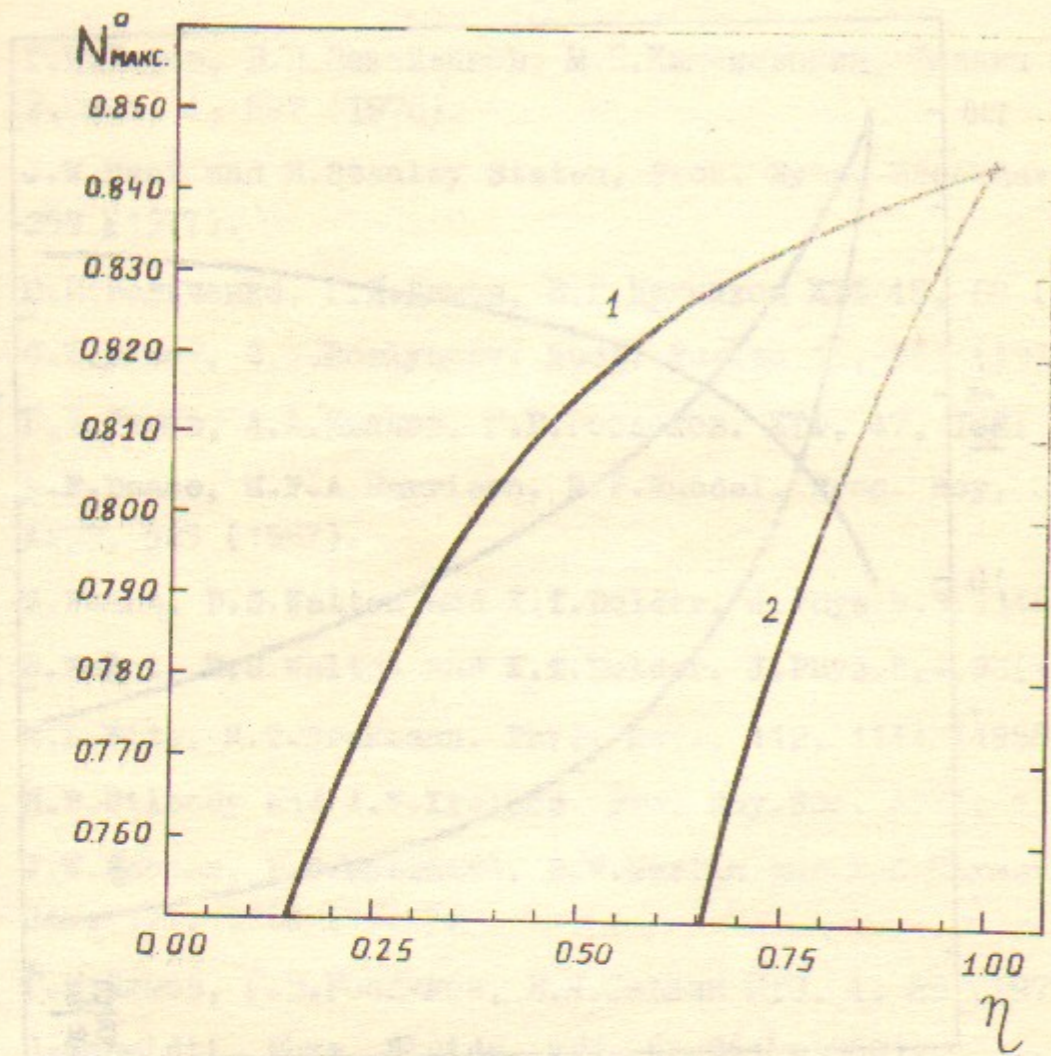


Рис.2. Зависимость максимального выхода нейтральных атомов от степени ионизации вещества мишени
 1. Для H_2 примеси.
 2. Для N_2 примеси.

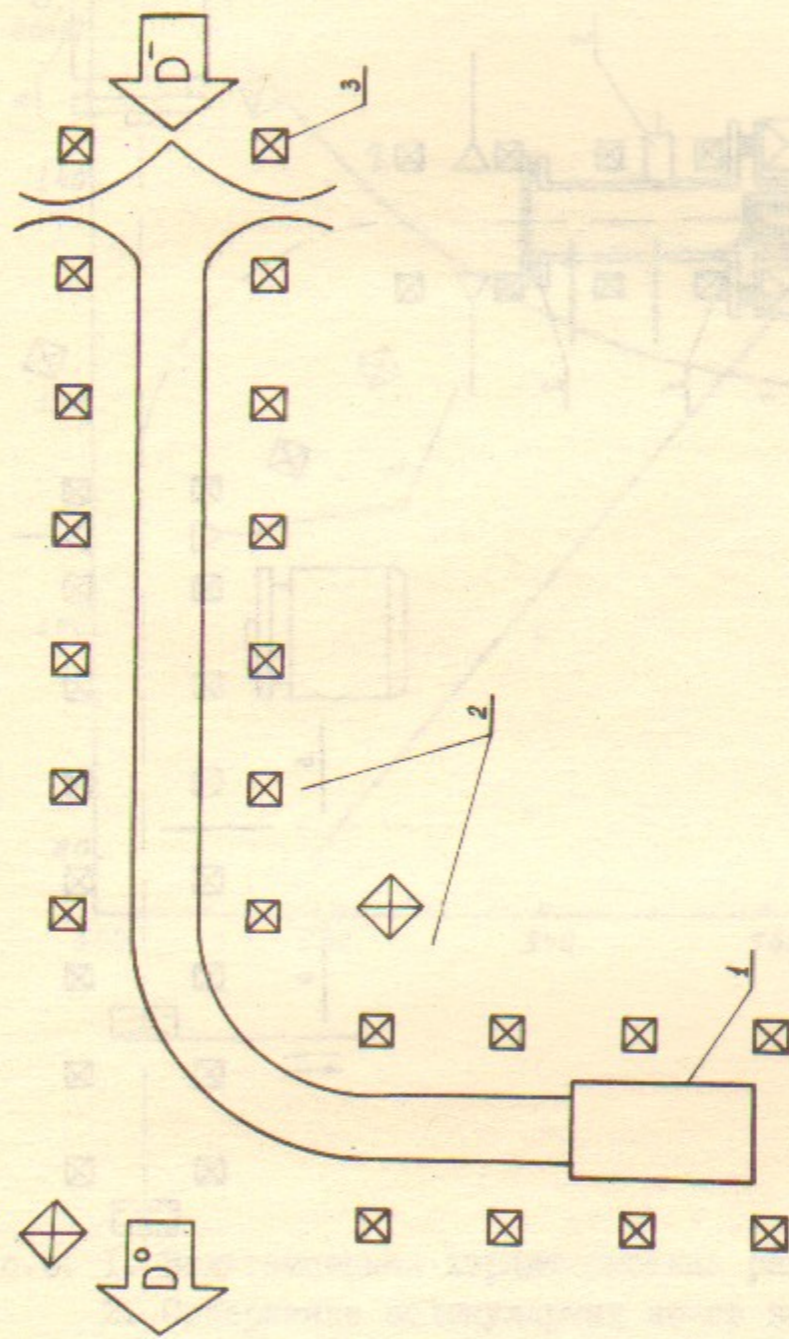


Рис.3. Конструкция водородной плазменной мишени.
 1. Генератор плазмы, 2. Плазмовод, 3. Кагушка обратного поля.

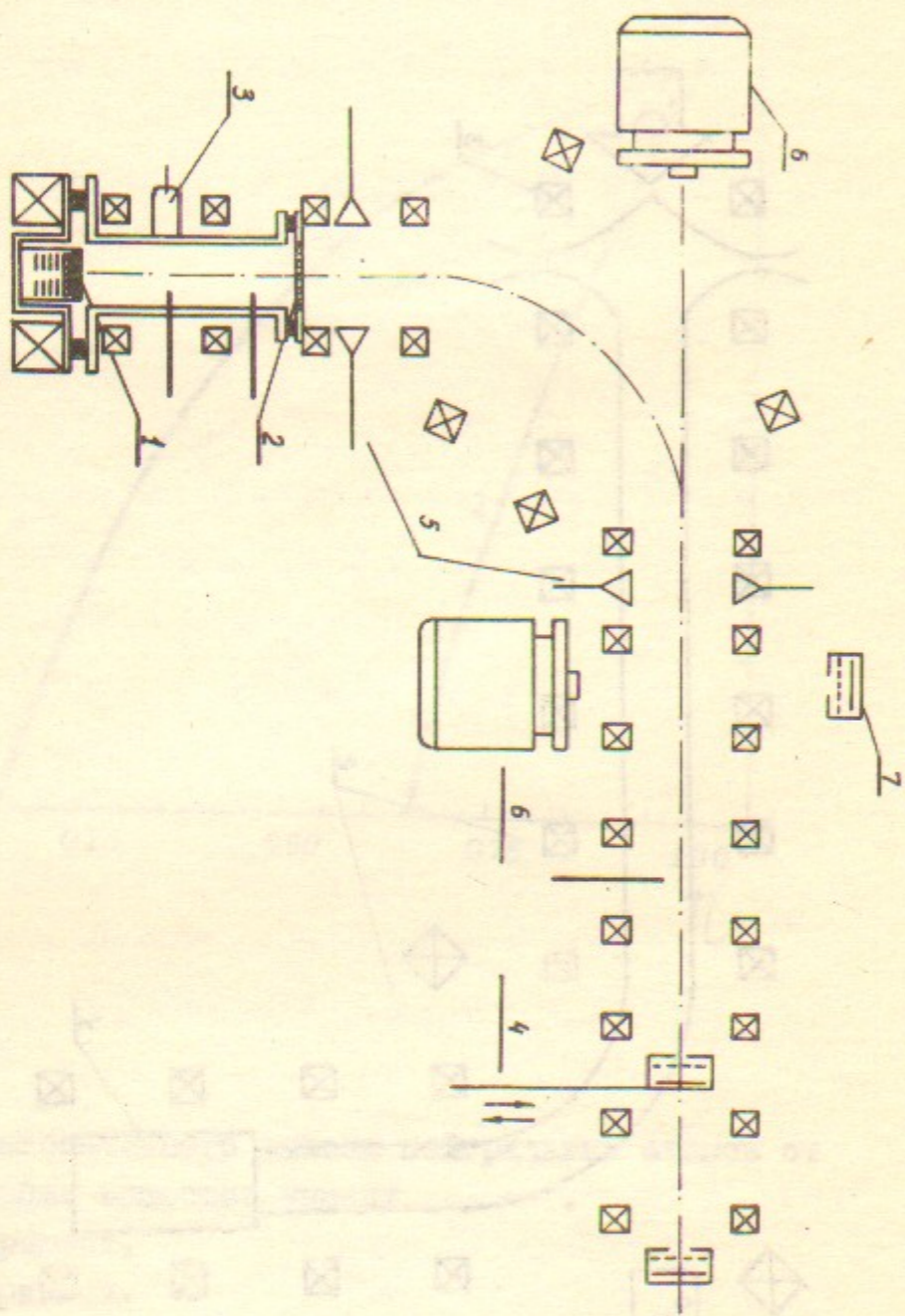


Рис.4. Схема экспериментальной установки.

1. Боридлантановый катод, 2. Анодная сетка, 3. Электромагнитный клапан, 4. Трехсекторный зонд, 5. СВЧ антенны.
6. Диагностический инжектор 7, Цилиндр Фарадея.

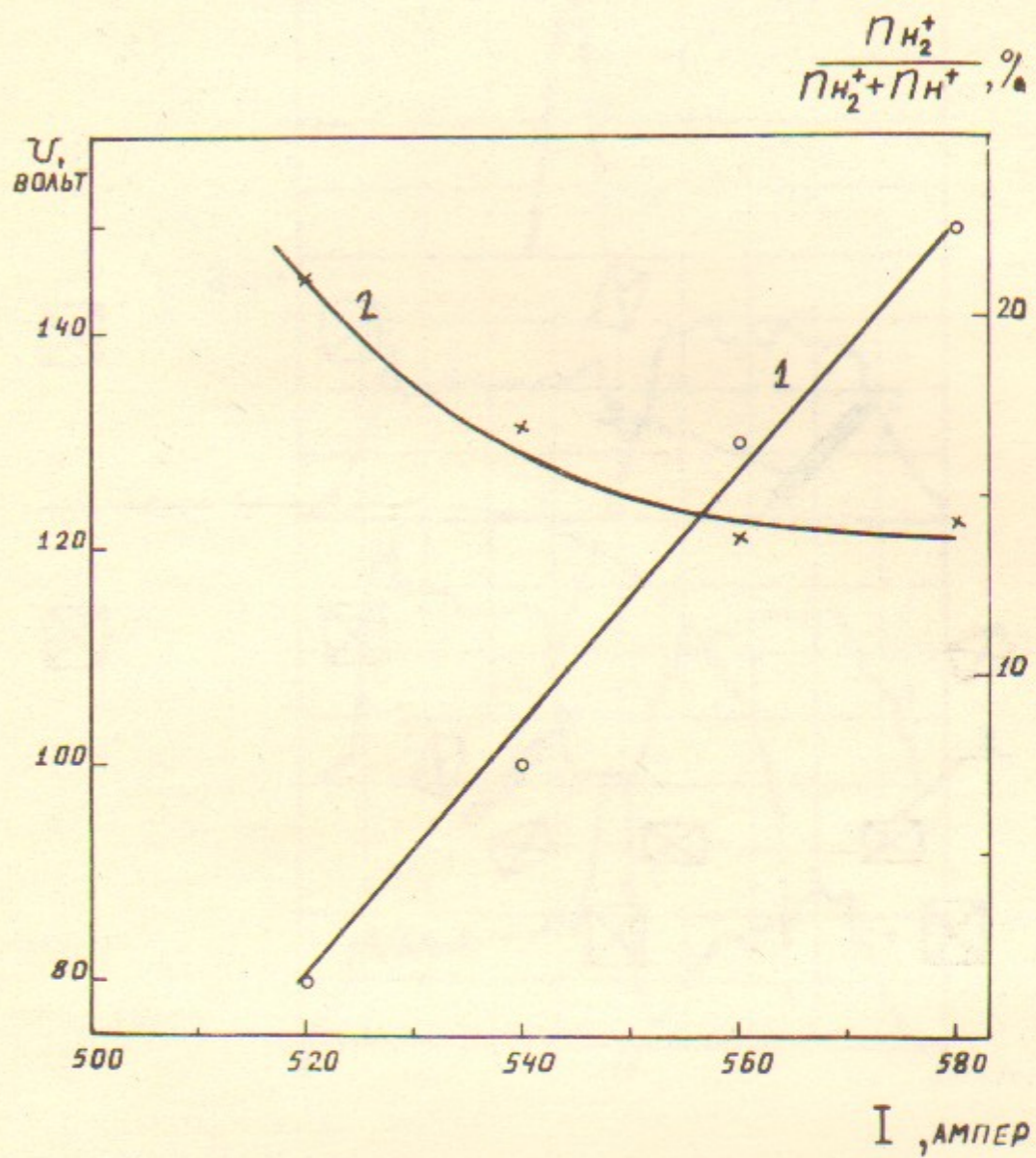


Рис.5. 1. Вольтамперная характеристика разряда.
2. Содержание молекулярных ионов на выходе из источника.

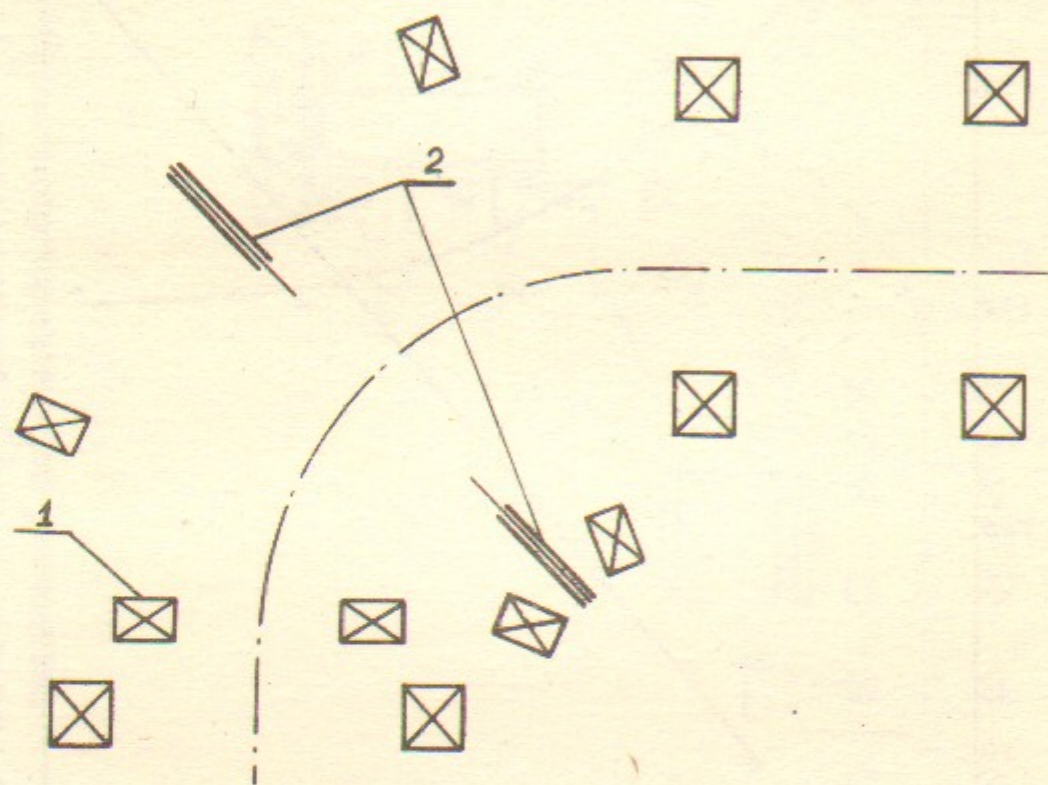


Рис.6. Схема эксперимента по стабилизации струи
 1. Катушка импульсного магнитного поля.
 2. Ленгмюровские зонды.

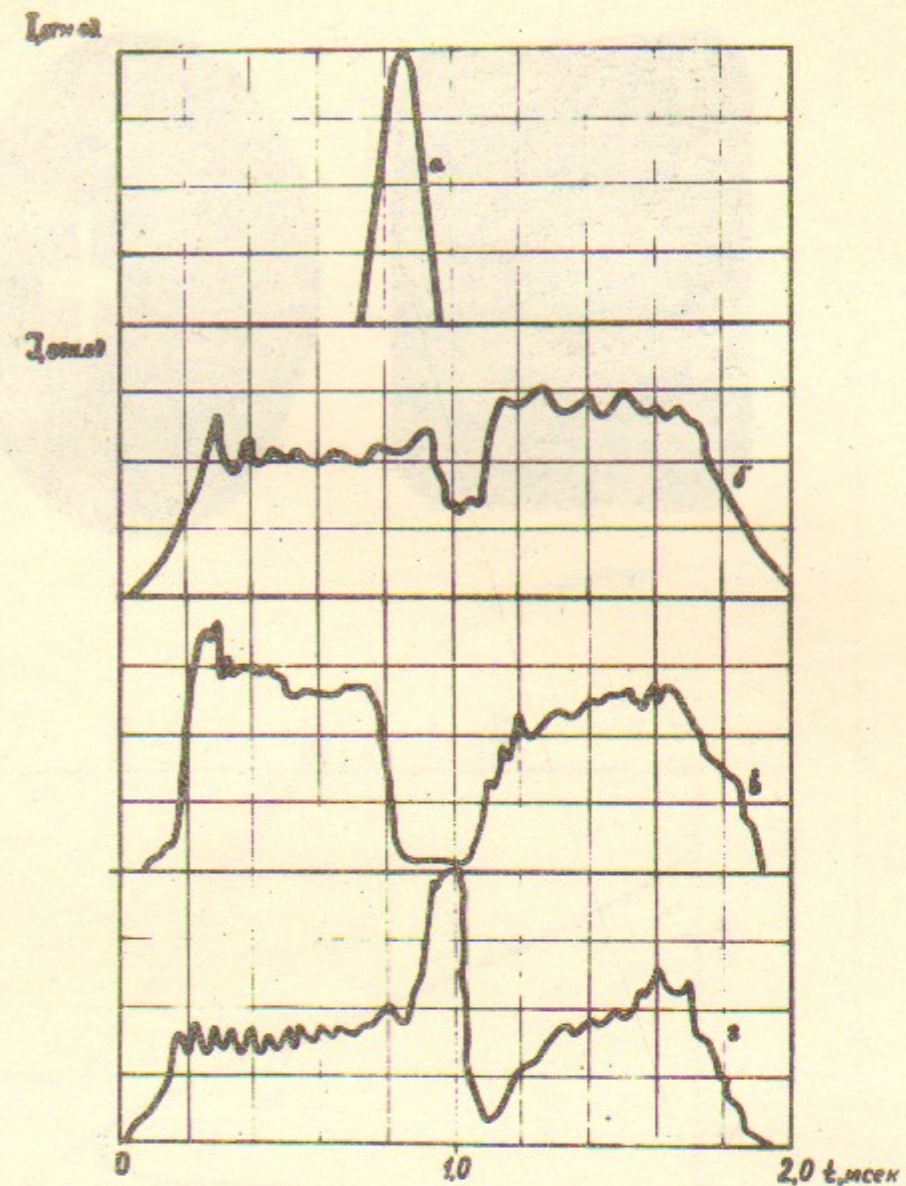


Рис.7. Осциллограммы токов с зондов.
 а) импульс тока в управляющей катушке,
 б) ток насыщения на зонд при совпадении направления полей,
 в) ионный ток насыщения на внутренний зонд для обратного направления поля,
 г) ионный ток насыщения на внешний зонд для обратного направления поля.

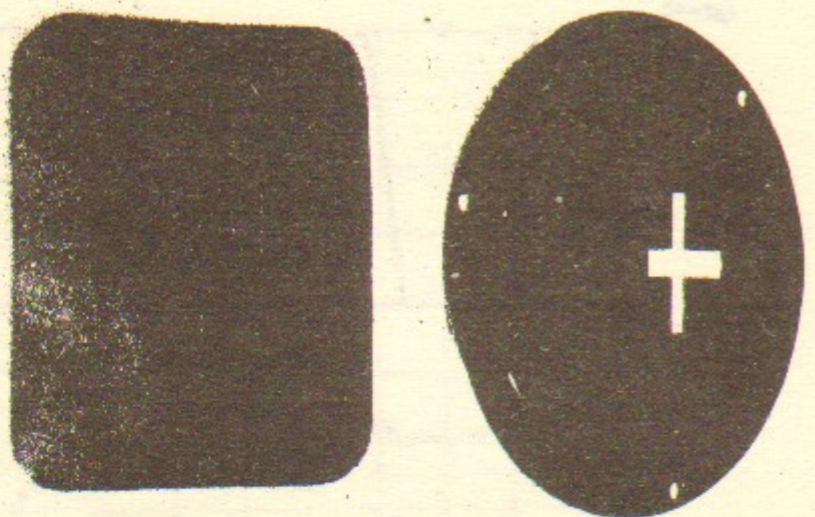


Рис.9. Изображение анодных отверстий.

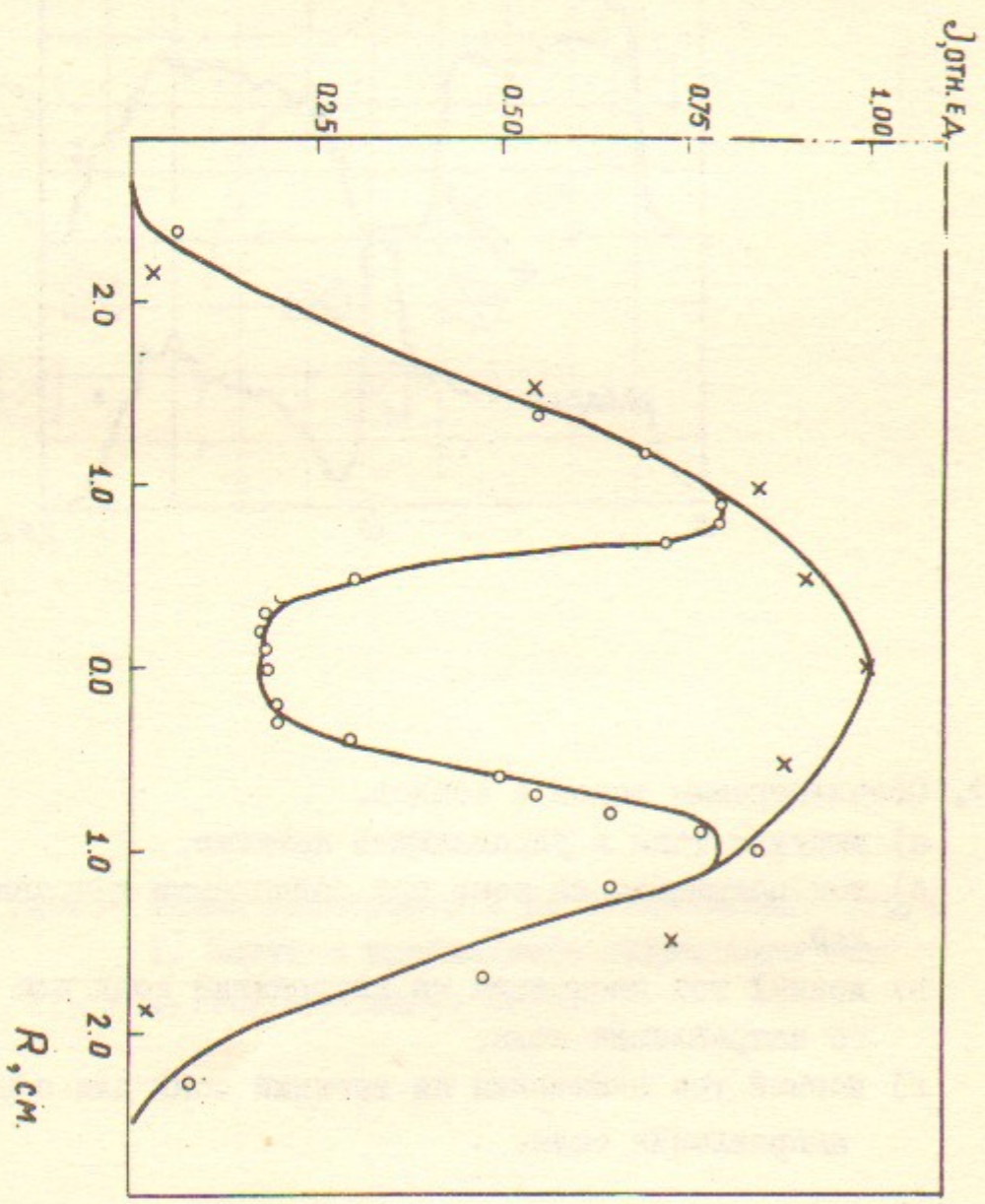


Рис.8. Профиль плотности потока плазмы в плазмоводе.

$$\frac{n_{H_2^+}}{n_{H_2^+} + n_{H^+}} \%$$

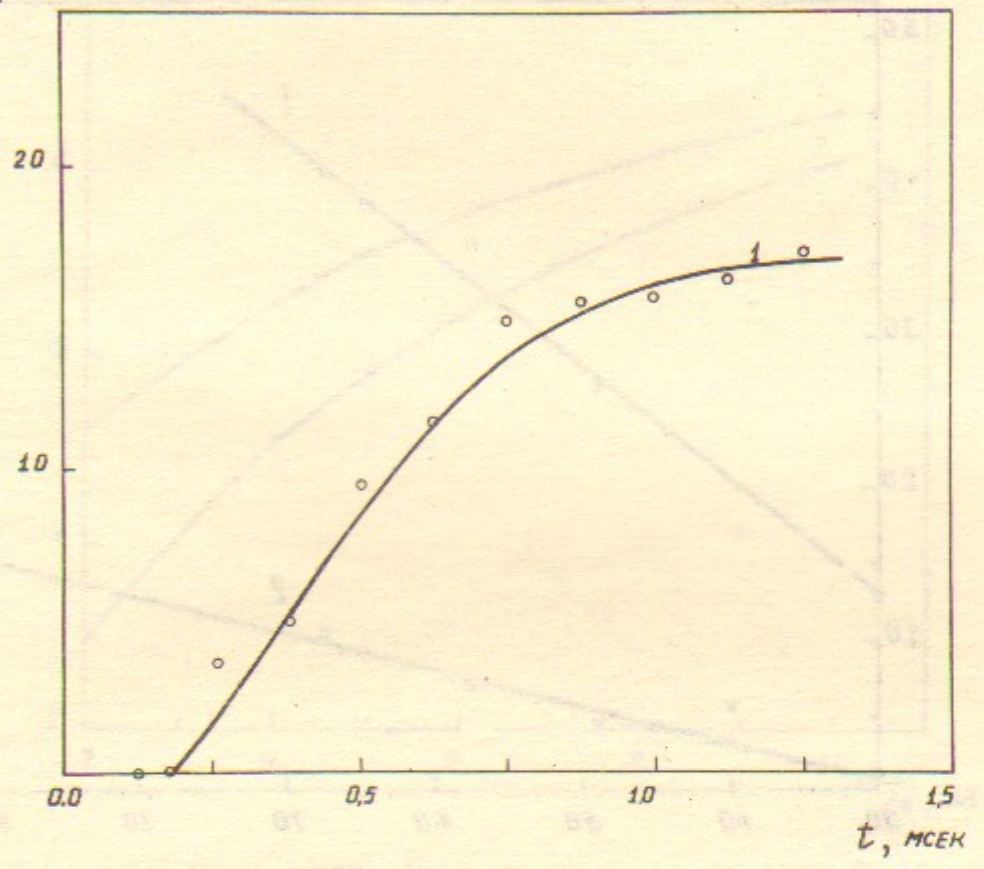


Рис.10. Зависимость содержания молекулярных ионов от времени.

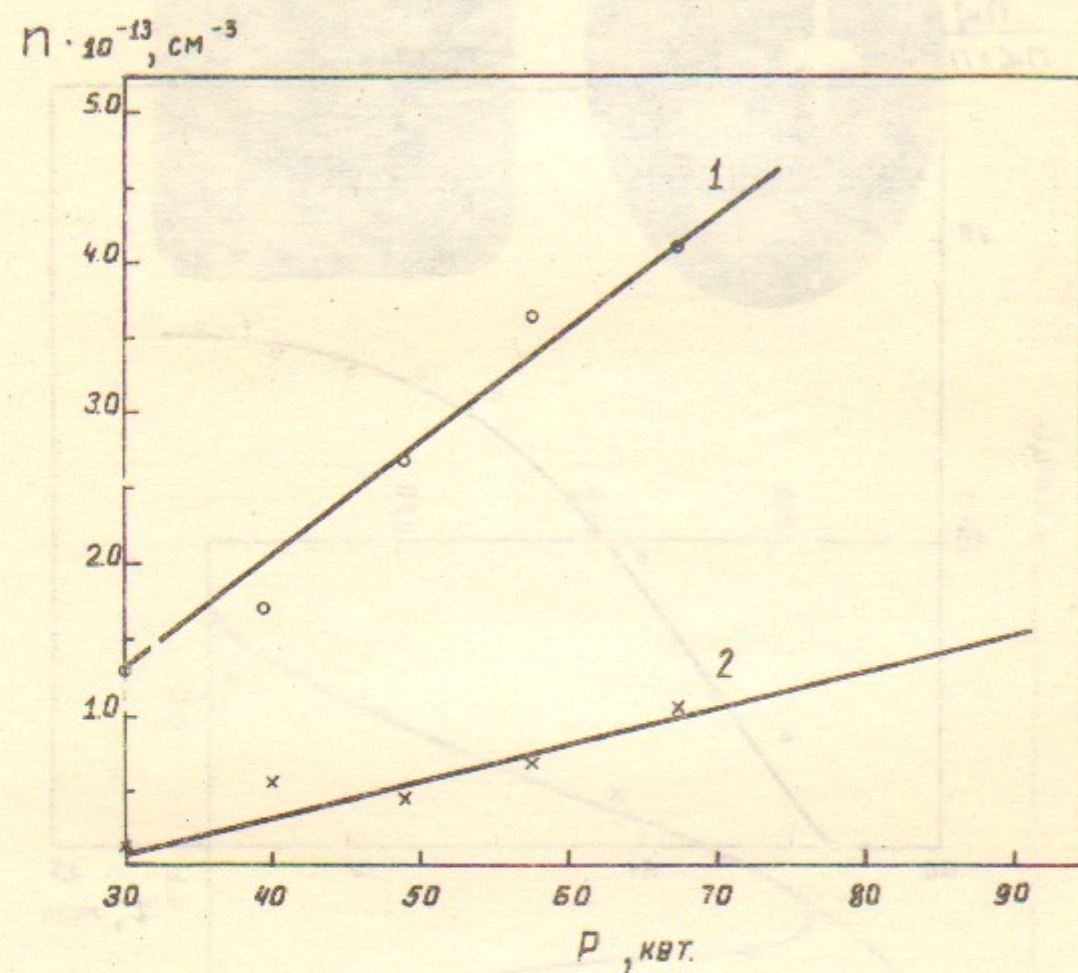


Рис. II. Зависимость максимальной плотности плазмы и неионизированного газа от мощности, вкладываемого в разряд.

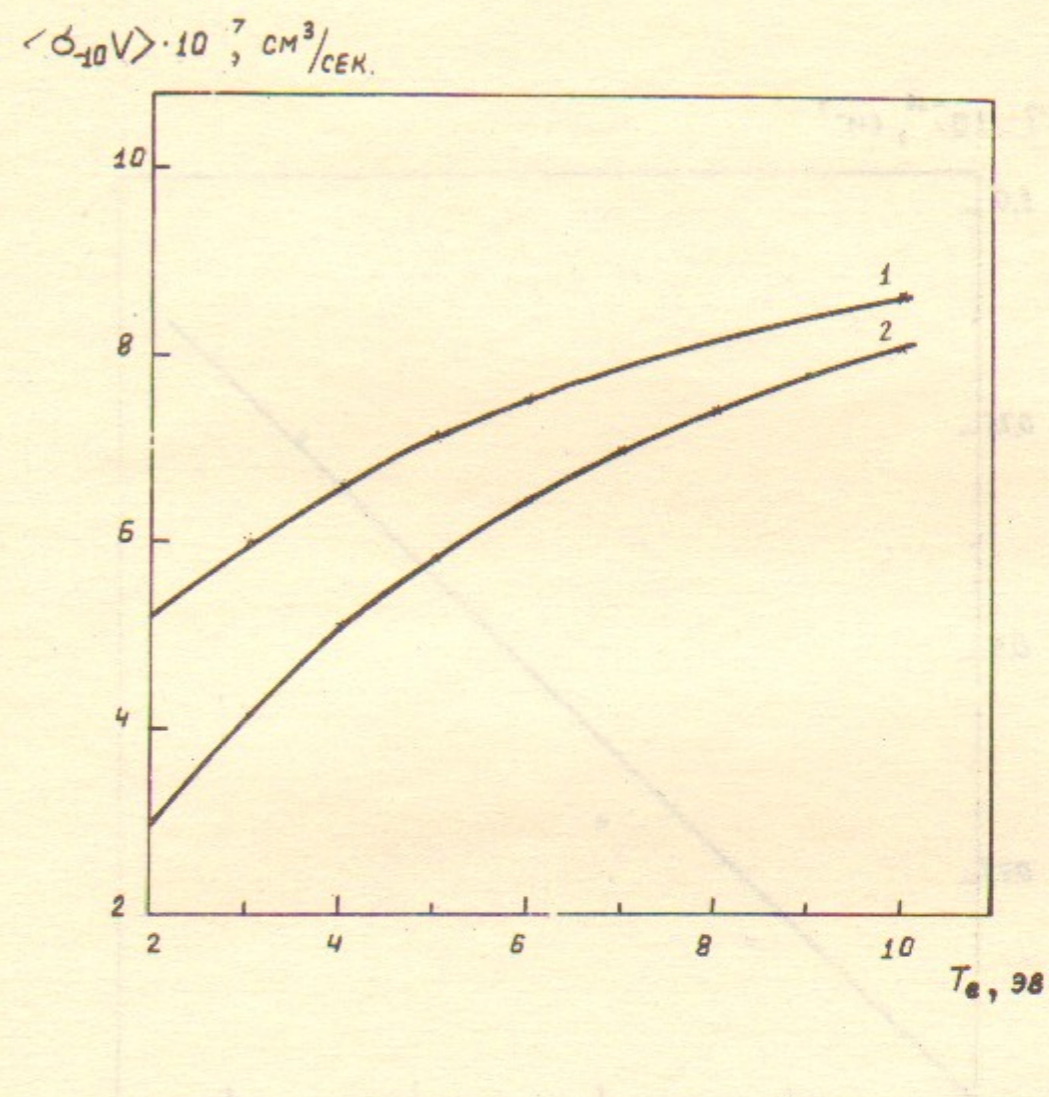


Рис. I2. Зависимость $\langle \sigma_{10V} \rangle$ от температуры электронов.
 1. Энергия пучка 10кэВ.
 2. Энергия пучка 5кэВ.

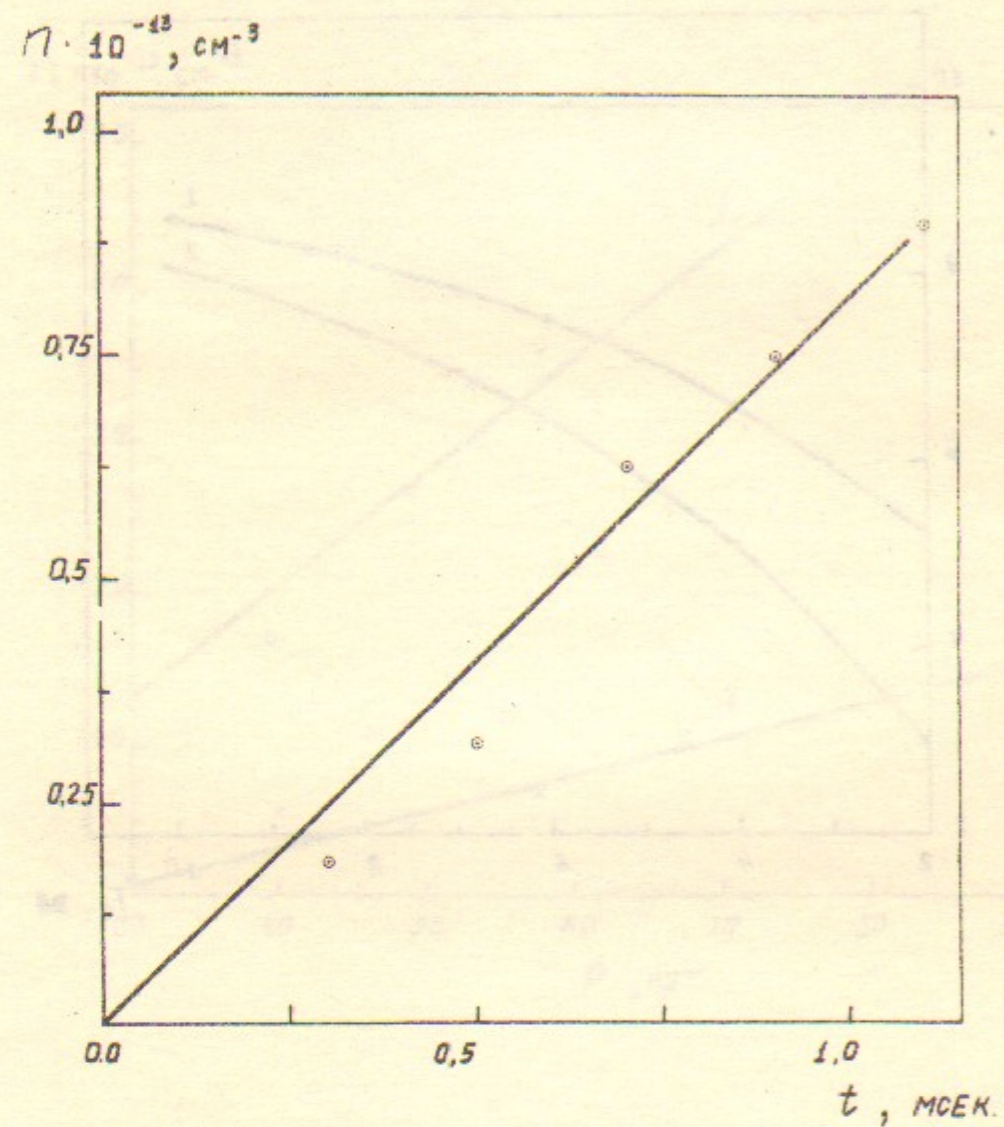


Рис.13. Зависимость плотности газа от времени.

Работа поступила - 19 февраля 1979 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
 Подписано к печати 20.IV-1979 г. МН 02763
 Усл. 1,6 печ.л., 1,5 учетно-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 22.

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР