

Д. 13

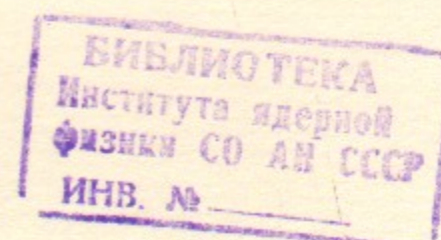
54

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

В.И.Давыденко, Г.И.Димов, Г.В.Росляков

**ПОЛУЧЕНИЕ ПРЕЦИЗИОННЫХ
ИОННЫХ И АТОМНЫХ ПУЧКОВ
ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ**

ПРЕПРИНТ 82-153



НОВОСИБИРСК

Предложен и экспериментально подтвержден новый способ получения ионных и атомных пучков с высокой яркостью. Малая поперечная температура сформированного ионного пучка достигается применением плазменного эмиттера, образованного бесстолкновительно расширяющейся плазменной струей. Экспериментально получен пучок протонов диаметром 4 см, с током 2,5 А, энергией 15 кэВ, поперечной температурой 0,2 эВ, яркостью $1,1 \cdot 10^8$ А/см² рад². После фокусировки магнитной линзой и перезарядки в газовой мишени получен пучок атомов водорода с максимальной плотностью тока 1,7 А/см² на расстоянии 1 м от инжектора.

V.I.Davydenko, G.I.Dimov, G.V.Roslyakov

OBTAINING THE PRECISE ION AND ATOM BEAMS HIGH INTENSITY

ABSTRACT

In the work presented here a new way for obtaining the ion and atom beams with high brightness is suggested and experimentally proved. The low perpendicular temperature of extracted beam achieved by the use of plasma emitter formed by the collisionlessly expanding plasma jet. In the experiment a proton beam with a diameter of 4 cm, current of 2.5 A, energy of 15 keV, perpendicular temperature of 0.2 eV, brightness of $1.1 \cdot 10^8$ A/cm² rad² is obtained. After focusing this beam by the magnetic lense a beam of hydrogen atoms with maximum current density of 1.7 A/cm² at distance from an injector of 1 m is obtained.

©Институт ядерной физики СО АН СССР, 1982

Интенсивные ионные источники с малым фазовым объемом необходимы для сильноточных ионных инжекторов в ускорительных комплексах. Интенсивные слаборасходящиеся пучки быстрых атомов необходимы для диагностики высокотемпературной плазмы в экспериментах по УТС, а также для проведения прецизионных экспериментов по атомной физике. Например, для диагностики плазмы в установках типа Токамак требуются слаборасходящиеся пучки атомов водорода и гелия с энергией в десятки кэВ и плотностью тока в $0,1 \div 1$ А/см² на расстоянии в несколько метров от источника атомов с полным током до 10 А.

В настоящее время разработан ряд ионных источников (пушек) с газоразрядными плазменными эмиттерами, позволяющих получать пучки ионов, а с последующей перезарядкой в газе и атомов водорода с токами в десятки ампер и энергией в десятки кэВ. Из-за ограничения электрической прочности вытягивающего промежутка эмиссионная плотность ионного тока не превышает 0,5 А/см², а ионная температура плазменных эмиттеров находится в интервале 3—10 эВ. При этом яркость таких источников не превосходит 10^7 А/см² рад².

В настоящей работе описывается способ получения интенсивных ионных и атомных пучков с высокой яркостью за счет значительного снижения поперечной ионной температуры плазменного эмиттера. Обычно плазменный эмиттер представляет собой поверхность достаточно однородной и изотропной плазмы с температурой не ниже нескольких электронвольт. Нами предложено формировать ионный эмиттер с помощью расходящейся плазменной струи, падающей на вытягивающий промежуток. Если рассеяние ионов в струе достаточно мало, то ее можно рассматривать как расходящийся ионный пучок, компенсированный электронами. В расходящемся пучке снижается поперечная температура вследствие сохранения фазового объема.

Плотность ионного тока в струе определяется параметрами генератора плазмы и обычно ограничивается тепловыми нагрузками и эрозией электродов в этом генераторе. За счет высокой начальной плотности струи можно получить в ней поток ионов с очень высокой яркостью. В частности, в ИЯФ СО АН СССР получена струя водородной плазмы длительностью 0,1 сек с током в ней до 40 А при начальном диаметре струи ~1 см и начальной температуре ~5 эВ. Соответствующая нормализованная яркость протонного пучка в струе с энергией ~5 эВ составляет ~ 10^9 А/см² рад². В соответствии с теоремой Лиувилля такая высокая яркость может быть сохранена и после

вытягивающего промежутка в доускоренном и сфокусированном пучке протонов. Пучок с сохранением исходной высокой яркости, но с относительно небольшим током (в сотни миллиампер) можно сформировать в одноапертурном вытягивающем промежутке, предварительно вырезав диафрагмой из струи малую ее часть. Однако при формировании многоамперных пучков приходится использовать многоапертурные вытягивающие системы электродов, имеющие ограниченную прозрачность и увеличивающие угловую расходимость пучка (поперек щелей для многощелевой системы), что приводит к снижению яркости полученного пучка. Представляется возможным отмеченное уменьшение яркости ограничить фактором ~ 5 .

На рис. 1 представлена экспериментальная схема плазменного эмиттера с охлаждением ионной компоненты в результате бесстолкновительного разлета плазмы в вакуум. Выходящая из малого анодного отверстия диаметром $2R_0 = 0,5$ см дугового источника [1] плазма с плотностью $n_0 \sim 10^{14}$ см $^{-3}$ и температурой ионов $\sim 3-5$ эВ свободно расширяется в вакуум, при этом ее плотность резко уменьшается с увеличением расстояния от анода $n(r) \sim n_0 R_0^2 / (R_0^2 + r^2)$. В области максимального градиента плотности на расстоянии от анода $r \sim R_0$ сосредоточено основное падение амбиполярного потенциала $\varphi \sim T_e \ln(n_0/n(r))$, доускоряющего ионы. Начиная с расстояния $r_0 \sim 1$ см течение ионной компоненты плазмы становится бесстолкновительным, то есть средний квадрат угла рассеяния

$$\langle \theta_i \rangle = \int_r^\infty v_i \frac{dr}{V_i} \ll 1$$

Здесь v_i — частота кулоновских столкновений ионов в плазме, $V_i \simeq \sqrt{2e\varphi/m}$ — скорость ионов. В первом приближении можно считать, что ионы, начиная с расстояния r_0 , двигаются по прямолинейным траекториям. В этом случае в плоскости плазменного электрода системы формирования, находящейся на расстоянии r_e от анода, создается ионный поток, имеющий регулярную радиальную скорость $V_\perp(r) \simeq V_i R / r_e$ (R — расстояние от оси пучка) с тепловым разбросом $\delta V_\perp \simeq V_i r_0 / r_e$. Таким образом, поперечная температура ионов эмиттирующей плазмы уменьшается в $r_e^2 / r_0^2 \gg 1$ раз, а имеющаяся регулярная радиальная скорость ионного потока не дает вклада в величину фазового объема сфокусированного ионного пучка и эквивалентна действию рассеивающей линзы с фокусным расстоянием $f = -r_e V_b / V_i$, где V_b — скорость ионов пучка.

Экспериментальная проверка описанного способа проводилась на основе диагностического инжектора атомов водорода [2], в конструкцию которого был внесен ряд изменений. Для формирования пучка применялась многощелевая четырехэлектродная система [3], установленная на расстоянии $r_e \sim 5$ см от анодного отверстия дугового источника. Объем экспандера, в котором расширяется плазма, сделан достаточно большим (около двух литров) для демпфирования импульсного газового потока из источника плазмы. В результате этого перезарядное ослабление сфокусированного ионного пучка на вытекающем из источника водороде было пренебрежимо мало ($\sim 5\%$). Сформированный протонный пучок диаметром $2R_e = 4$ см фокусировался магнитной линзой и перезаряджался в атомы в импульсной водородной мишени.

Проведенные измерения локальной угловой расходимости сфокусированного пучка протонов с энергией 10 кэВ в направлении вдоль щелей системы формирования показали, что пучок имеет регулярную радиальную расходимость $d\alpha/dR \simeq 6 \cdot 10^{-3}$ рад./см и угловой разброс $\delta\alpha \simeq 4,5 \cdot 10^{-3}$ рад, соответствующий поперечной температуре протонов 0,2 эВ. Численные значения этих величин достаточно хорошо согласуются с приведенными выше оценками. Экспериментально установленная обратно пропорциональная зависимость этих величин от расстояния между источником и системой формирования также подтверждает принятую модель. Угловой разброс несколько возрастает при повышении плотности плазмы в анодном отверстии, что связано с увеличением размеров столкновительной области.

Расстояние между системой формирования и магнитной линзой составляло в опытах $L_1 = 20$ см и расстояние между линзой и плоскостью измерения $L_2 = 80$ см. Минимальная полуширина пучка R_2 в направлении вдоль щелей системы формирования при оптимальной фокусировке должна определяться следующим соотношением $R_2 = \delta\alpha L_2 / (1 + L_1 d\alpha/dR)$. После подстановки приведенных выше значений $d\alpha/dR$ и $\delta\alpha$ получим $R_2 = 3,2$ мм. Измеренная полуширина (на уровне $1/e$) сфокусированного атомного пучка равна 3,4 мм, что находится в хорошем согласии с вычисленным значением R_2 . Это свидетельствует об отсутствии значительных искажений фазового объема пучка при его транспортировке и перезарядке. Имеющиеся в протонном пучке электрические поля с напряженностью в несколько В/см не приводят к заметным искажениям фазового объема при малой длине транспортировки. Согласно [4], перезарядка протонов с

энергией 10 кэВ в водородной мишени приводит к рассеянию атомов на угол $\sim 1,5 \times 10^{-3}$ рад, что соответствует дополнительной энергии $\sim 0,02$ эВ, которая в данном случае существенно меньше начальной ионной температуры, но, вообще говоря, является ограничением на минимальную температуру атомного пучка. Полуширина сфокусированного пучка в направлении поперек щелей составила 13 мм и также находится в соответствии с измерениями локальной угловой расходимости. При энергии пучка 15 кэВ, соответствующей максимальной амплитуде импульса вытягивающего напряжения от использованного модулятора, из источника получен пучок протонов с током 2,5 А. Нормализованная яркость протонного пучка, вычисленная по формуле [5]

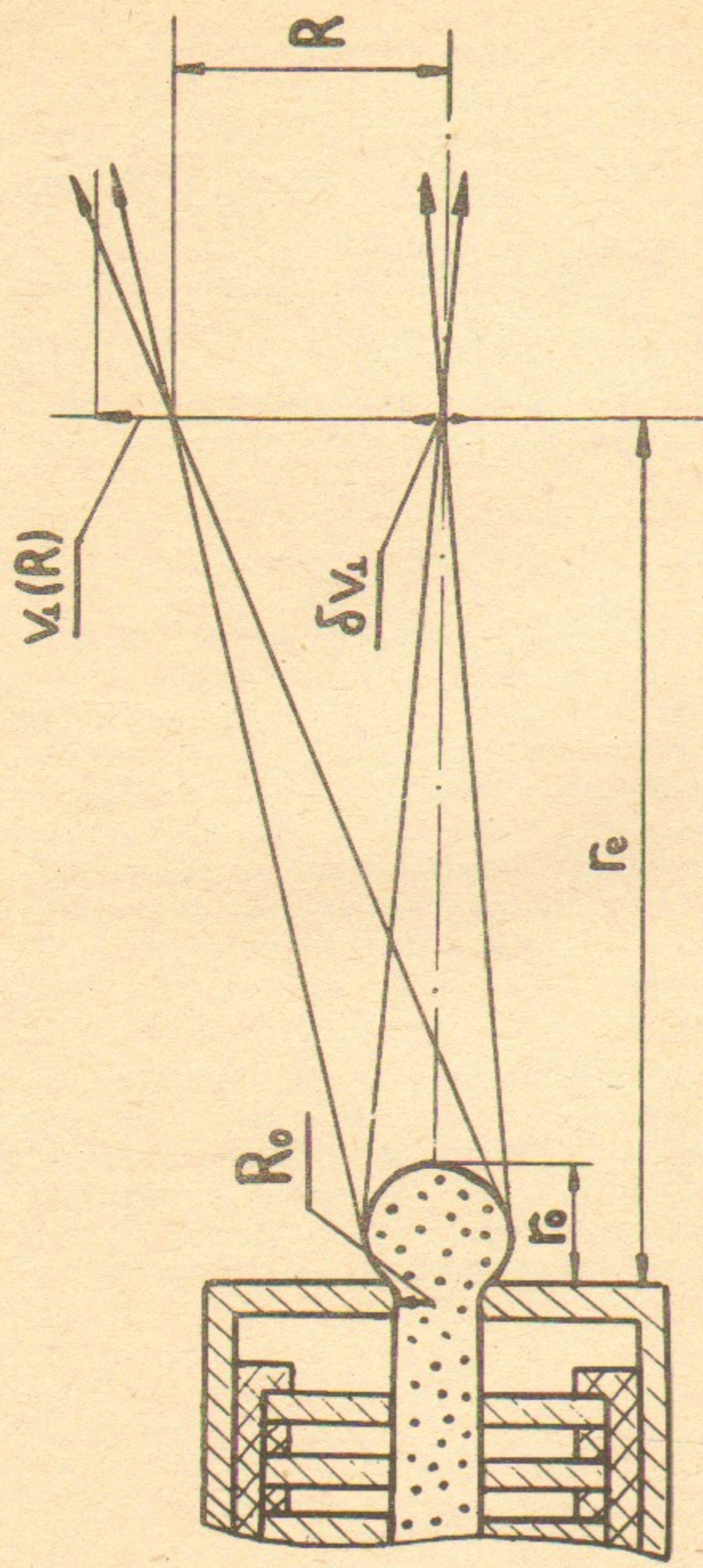
$$B = \frac{2Ic^2}{\pi^2 \delta\alpha_x \delta\alpha_y R_e^2 V_b^2}$$

составила $1,1 \cdot 10^8$ А/см² рад². Соответствующий атомный пучок, профиль которого приведен на рис.2 имел эквивалентный ток 2 А и максимальную плотность тока 1,7 А/см². Из-за ограниченной прозрачности системы формирования (80%) и увеличения углового разброса поперек щелей яркость сформированного протонного пучка должна уменьшиться в 4 раза по сравнению с яркостью протонного потока в плазменной струе. Таким образом, яркость протонного потока плазменной струи должна составить $0,4 \cdot 10^9$ А/см² рад². Эта величина находится в хорошем согласии с измеренным током протонов в струе (18 А), их энергией (5 эВ) и оцененными размерами столкновительной области ($r_0 \sim 1$ см).

В заключение отметим, что применение описанной схемы позволит получить пучок атомов водорода с параметрами, обеспечивающими потребности активной корпускулярной диагностики плазмы в токамаках следующего поколения: энергией до 40 кэВ, эквивалентным током до 10 А, размерами на расстоянии 2 м от инжектора не более $1,5 \times 5$ см² и максимальной плотностью тока до 2 А/см².

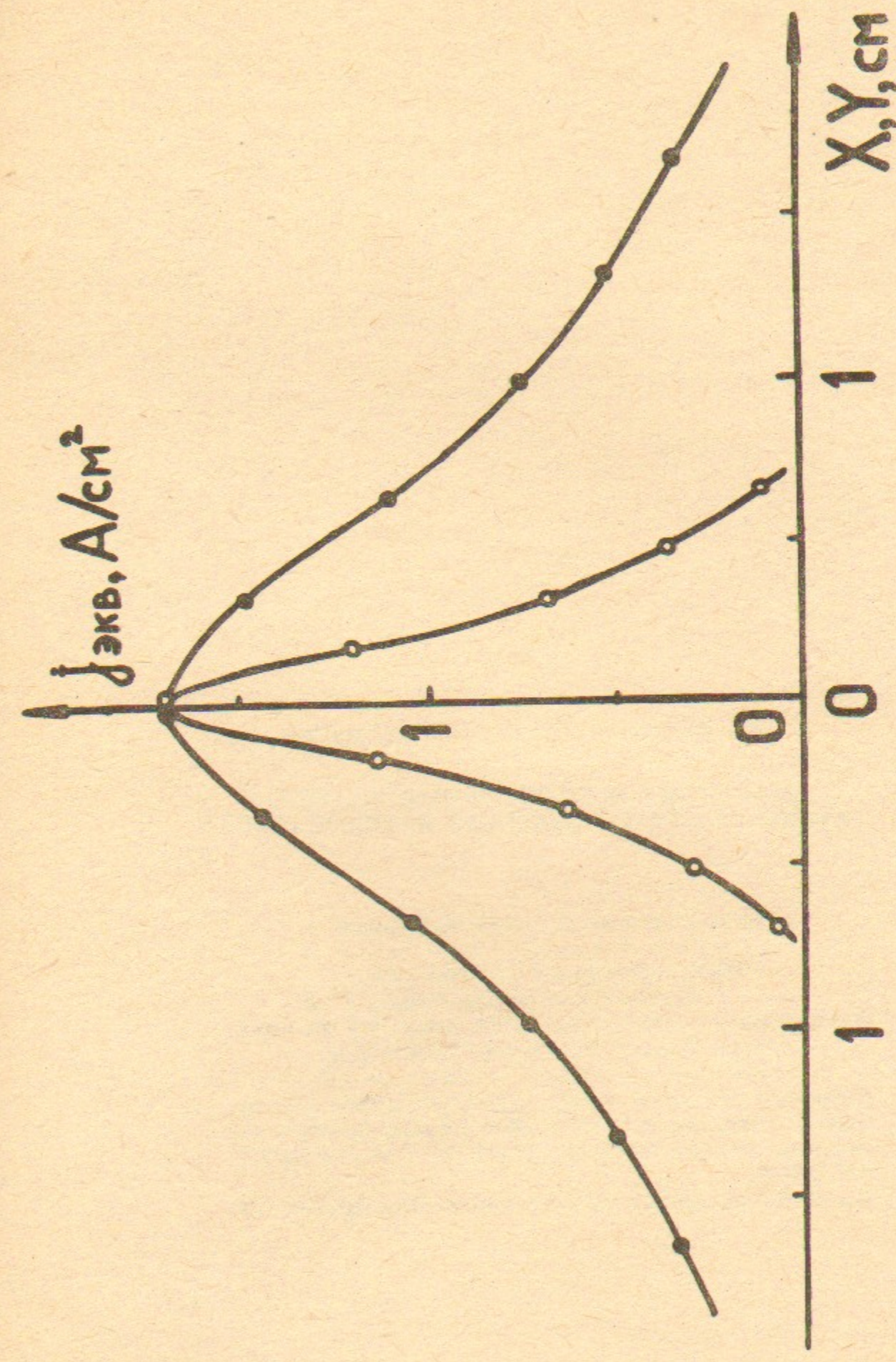
ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И.Димов, Г.В.Росляков. ПТЭ, 1974, №1, с.29-36.
2. Г.И.Димов, Г.В.Росляков, В.Я.Савкин. ПТЭ, 1977, №4, с.29-32.
3. В.И.Давыденко, Г.В.Росляков, Н.Г.Хавин. ПТЭ, 1981, №5, с.21-22.
4. Wittkower A.V., Rose P.N., Bastide R.H., Brooks N.V. Phys. Rev. A, 1964, vol. 136, p. 1254-1259.
5. М.Д.Габович. Физика и техника плазменных источников ионов. Атомиздат, 1972, с.304.



8

Рис.1. Схема плазменного эмиттера.



9

Рис.2. Распределение плотности потока атомов водорода с энергией 15 кэВ в двух взаимно перпендикулярных направлениях, измеренное на расстоянии 1 м от инжектора.