

14  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников

**ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ИОНОВ  $H^-$   
ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ В ПОВЕРХНОСТНО -  
ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ**

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79 - 17

Новосибирск

ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ИОНОВ  $H^-$  ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ  
В ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ

Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрены особенности формирования пучков ионов  $H^-$  с нормализованной яркостью до  $10^8$  А/см<sup>2</sup>рад<sup>2</sup> при интенсивности  $\simeq 0,1$  А в поверхностно-плазменных источниках (ППИ). Исследовано влияние режимов работы ППИ, условий формирования и других факторов на ионно-оптические характеристики формируемых пучков.

Получение интенсивных пучков отрицательных ионов — необходимое условие для реализации ряда перспективных применений потоков ускоренных частиц, основанных на программированном изменении их заряда за счет "перезарядки" в специальных "мишенях" [1,2]. Достижения последних лет в получении пучков отрицательных ионов, отраженные в материалах Ерукхэвенского симпозиума по получению пучков ионов  $H^-$  [3], создают хорошие предпосылки для осуществления ряда эффективных применений этих пучков. Разработка поверхностно-плазменного метода генерации отрицательных ионов (ППМ) обеспечила получение интенсивных потоков ионов  $H^-$  с эмиссионной плотностью до  $3-4 A/cm^2$  [4], практически предельной для используемых электростатических систем извлечения ионов. Увеличение яркости сформированных пучков ионов  $H^-$  остается актуальной задачей.

В настоящем сообщении рассмотрены особенности формирования пучков с высокой яркостью в поверхностно-плазменных источниках отрицательных ионов (ППИ). Принципиальные основы рассматриваемого метода формирования пучков отрицательных ионов предложены в работах [5,6] и обсуждались в [4]. Исследовалось формирование пучков в ППИ, конструкция которых описана в [7]. Некоторые результаты этих исследований приведены в [7,8].

#### 1. Генерация ионов

Схема формирования пучков ионов  $H^-$  и исследования его ионно-оптических характеристик (ИОХ) показана на рис.1. Ионы  $H^-$  образуются при горении сильноточного тлеющего разряда в газоразрядной ячейке I с пеннинговской геометрией за счет захвата электронов из электродов, бомбардируемых частицами плазмы, на уровне электронного сродства распыленных с поверхности и отражившихся частиц водорода. Для увеличения вероятности ухода частиц с поверхности в виде отрицательных ионов работа выхода электродов уменьшается за счет адсорбции цезия, подаваемого в ячейку из нагреваемого контейнера. Более подробно процессы образования отрицательных ионов в ППИ рассмотрены в [4] и других докладах сборника [3]. Источник работал с частотой следования импульсов до 100 Гц, при длительности до 250 мксек.

## 2. Подавление потока сопутствующих электронов

Для фильтрации потока отрицательных ионов от сопутствующих электронов плазмы в ШИ вместо традиционно применявшейся в источниках с извлечением ионов поперек поля эмиссионной щели, вытянутой вдоль магнитного поля, использована эмиссионная щель, ориентированная поперек магнитного поля. Протяженность щели вдоль магнитного поля сравнима с толщиной стенок. В исследовавшемся источнике отрицательные ионы извлекаются из газоразрядной ячейки через узкую эмиссионную щель 2 с размерами  $\delta \times \ell = 0,5 \times 10 \text{ мм}^2$ . При диффузионном движении потока плазмы через такую щель поперек магнитного поля электроны с малыми ларморовскими радиусами успевают уходить вдоль магнитного поля на стенки щели, тогда как поток отрицательных ионов с много большими ларморовскими радиусами проходит почти без ослабления.

Уменьшение потока электроно-ионной плазмы при движении поперек магнитного поля между поглощающими поверхностями рассматривалось неоднократно при исследовании источников с извлечением положительных ионов поперек магнитного поля (см., например [9,10] и цитированную там литературу). Однако фильтрация потока отрицательных ионов от потока сопутствующих электронов в ШИ рассматривалась только в самых грубых приближениях.

Уменьшая ширину эмиссионной щели  $\delta$  и увеличивая напряженность магнитного поля можно добиться многократного ослабления потока электронов плазмы при небольшой толщине стенок эмиссионной щели  $h \approx \delta$ .

В реальных условиях ШИ фильтрация извлекаемого потока отрицательных ионов от потока сопутствующих электронов осложнена множеством факторов: проникновением электрического поля экстрактора в эмиссионную щель, вторичной эмиссией со стенок, выносом цезия и т.д. При увеличении магнитного поля от минимальных значений  $B_{mi} \approx 0,3 \text{ кГс}$ , необходимых для зажигания разряда, до  $B \approx 1 \text{ кГс}$ , электронный ток из разряда быстро уменьшается, но в дальнейшем его зависимость от магнитного поля становится более сложной. Возникновение колебаний в разряде может приводить и к увеличению, и к уменьшению потока электронов. По-

ток электронов сложным образом зависит от подачи водорода, цезия, вытягивающего напряжения [5]. При перегреве газоразрядной камеры значительный вклад в ток вытягивающего промежутка дает ионизация на экстракторе и вторичная эмиссия электронов с газоразрядной камеры, обусловленная бомбардировкой положительными ионами цезия и водорода.

В оптимальных условиях полный ток в вытягивающем промежутке, обусловленный всеми факторами, превышает интенсивность сформированного пучка ионов  $\text{H}^-$  лишь в 1,5-2 раза, но в некоторых случаях это отношение может увеличиваться и до 10-20.

## 3. Извлечение ионов $\text{H}^-$

При малой протяженности эмиссионной щели вдоль магнитного поля интенсивность извлекаемого пучка ионов  $\text{H}^-$  можно увеличивать за счет увеличения длины щели. Таким образом, мы приходим к ионной оптике, формирующей ленточный пучок отрицательных ионов.

В принятой системе формирования зазор  $D$  между крышкой газоразрядной камеры с эмиссионной щелью и вытягивающим электродом по возможности минимизирован. За счет этого обеспечивается формирование пучков с высокой эмиссионной плотностью тока, минимизируется разрушение отрицательных ионов в вытягивающем промежутке, ухудшаются условия для размножения электронов. При формировании пучков отрицательных ионов эти факторы оказываются особенно существенными из-за большой плотности газа в газоразрядной ячейке, больших сечений разрушения отрицательных ионов, выноса сопутствующих электронов. Только за счет высокой эмиссионной плотности тока обеспечивается приемлемая газовая эффективность источника. Благодаря высокой напряженности электрического поля ионы  $\text{H}^-$  ускоряются до энергии в несколько кэВ, при которой существенно уменьшается сечение резонансной перезарядки, на достаточно коротком участке. Но при минимизированном зазоре  $D$  сильно проявляется дефокусировка в экстракторе и пучок ионов  $\text{H}^-$  приобретает значительную упорядоченную расходимость вдоль магнитного поля.

Конфигурация электродов системы формирования пучка показана на рис.1. На газоразрядную камеру с эмиссионной щелью пода-

ется напряжение  $U_0$  до  $-25$  кВ. Типичные значения зазора между эмиссионной щелью и вытягивающим электродом  $D \approx 2+2,5$  мм. Зазор между пластинами вытягивающего электрода  $\Delta \approx 0,8$  мм. Для обеспечения высокой жесткости системы формирования электрод с эмиссионной щелью сделан массивным, пластины вытягивающего электрода из молибдена закреплены на плите основания источника и припаяны к ней для обеспечения хорошего теплоотвода. Газоразрядная камера жестко крепится на керамических стержнях, изолирующих её от заземленных частей источника. При характерных размерах системы формирования  $\approx 0,5$  мм требуется очень точная юстировка электродов: смещение от плоскости симметрии на  $0,1$  мм и эквивалентные перекосы вызывают заметные смещения формируемого пучка ионов  $H^+$ . При вытягивающем напряжении  $U_0 \approx -20$  кВ обеспечивается извлечение пучков ионов  $H^+$  с интенсивностью  $I_1^-$  до  $0,1+0,15$  А при  $l = 10$  мм и до  $0,2$  А при  $l = 15$  мм (эмиссионная плотность тока  $j \approx 2+3$  А/см<sup>2</sup>). По свечению водорода под пучком ускоренных ионов можно наблюдать визуально за формированием пучка в вытягивающем промежутке и при его дальнейшей транспортировке. Пучок с малой интенсивностью в вытягивающем промежутке фокусируется, так что в области между пластинами вытягивающего электрода образуется тонкая перетяжка. Но после вытягивающего электрода размер пучка, параллельный магнитному полю, снова начинает увеличиваться. С увеличением интенсивности начальная фокусировка пучка ослабевает, но во всех случаях при хорошей юстировке и достаточном вытягивающем напряжении пучок проходит между пластинами вытягивающего электрода свободно. Как уже отмечалось даже небольшие нарушения юстировки могут вызывать смещения и перекосы пучка, приводящие к перегреву и интенсивному распылению пластин вытягивающего электрода.

Отгибание сформированного пучка в двух взаимноперпендикулярных продольных сечениях схематически показано на рис.1. После вытягивающего электрода получается клиновидный пучок с квазипараллельными проекциями траекторий ионов на медианную плоскость, параллельную эмиссионной щели (координата  $Y$ ) и с упорядоченной расходимостью ( $\alpha_x \approx 0,05 + 0,2$  рад) проекций траекторий на плоскость, перпендикулярную эмиссионной щели, (координата  $X$ ).

В электродных системах с магнитным полем при обеспечении условий для осцилляции электронов легко загорается высоковакуум-

ные разряды, инициирующие пробой в вытягивающем промежутке. Во многих случаях именно это явление ограничивает максимально достижимые значения вытягивающего напряжения.

В ППИ для предотвращения таких разрядов предпринимаются специальные меры: за счет выбора конфигурации магнитного поля и электродов исключаются условия для осцилляции электронов в скрещенных полях [5]. Для этого около пластин вытягивающего электрода укреплены ферромагнитные пластинки, искривляющие силовые линии магнитного поля таким образом, чтобы электроны из вытягивающего промежутка сбрасывались вытягивающим напряжением вдоль силовых линий магнитного поля на плиту основания, покрытую молибденом.

Если область осцилляций небольшая, а плотность остаточного газа достаточно мала, время накопления электронов может составлять секунды. При импульсной подаче вытягивающего напряжения разряд не успевает разгореться, и тогда требования к исключению электронных ловушек ослабляются. В рассматриваемом случае при длительности импульсов вытягивающего напряжения  $200+300$  мксек. оказалось возможным использование квазипирсовской оптики, при которой около эмиссионной щели неизбежно остается ловушка электронов. При этом импульс вытягивающего напряжения необходимо подавать за  $20-30$  мксек. до начала разряда в источнике. В противном случае проникающая через эмиссионную щель плазма разряда может инициировать пробой в вытягивающем промежутке.

#### 4. Формирующая система

Для преобразования клиновидного пучка, формируемого оптической экстрактором ППИ, в квазипараллельный по обеим координатам в [6] было предложено использовать фокусирующий магнит. В рассматриваемом случае используется поворотный магнит с одномерной фокусировкой по  $X$ , завораживающий пучок на  $90^\circ$  в плоскости  $YZ$ . Показатель спада поля  $n \approx 1$ , апертура магнита  $3$  см на радиусе  $8$  см. Используя магниты с другими фокусирующими свойствами и углами поворота, можно варьировать распределение ионов пучка в фазовом пространстве. В такой схеме формирования квазипараллельного пучка энергетический разброс ионов и нестабильность вытягивающего напряжения влияют на итоговый угол поворо-

та, усредненную угловую расходимость и в конечном итоге могут сильно уменьшить результирующую яркость пучка. Для обеспечения разброса траекторий по углам  $\Delta\alpha_y \approx 10^{-3}$  рад. необходимо стабилизировать вытягивающее напряжение и магнитное поле с относительной точностью лучше  $10^{-3}$ . На краю пучка с током  $\approx 0,1$  А и радиусом  $\approx 1$  см в вакууме при энергии ионов  $\approx 20$  КэВ напряженность поля достигает величины 1 кВ/см. Это означает, что при радиусе поворота 8 см и показателе спада магнитного поля

$\eta = 1$  расталкивающая сила пространственного заряда в 3-4 раза превышает фокусирующую силу магнитного поля. Из этого следует, что формирование квазипараллельного пучка возможно только при хорошей компенсации пространственного заряда ионов  $H^+$  положительными ионами остаточного газа. С целью создания благоприятных условий для накопления положительных ионов в пучке область формирования экранировалась от внешних электрических полей, нарушающих компенсацию. Степень компенсации пространственного заряда увеличивается с ростом давления остаточного газа. Одновременно при увеличении давления возрастает вероятность разрушения отрицательных ионов. В рассматриваемом случае в оптимальных условиях через фокусирующий магнит удается пропустить практически все ионы, извлекаемые из источника.

Некоторые вопросы, связанные с компенсацией пространственного заряда можно найти в материалах сборника [3] и в [9]. Экспериментальное изучение вопросов транспортировки компенсированных пучков ионов  $H^+$  с током до 10 мА отражено в [11]. Тем не менее вопросы, связанные с компенсацией пространственного заряда, фокусировкой и транспортировкой интенсивных пучков отрицательных ионов с током в сотни миллиампер и единицы ампер требуют дальнейшего всестороннего изучения.

##### 5. Система регистрации ионно-оптических характеристик пучка

При исследовании формирования пучка (рис.1) подвижным коллектором 5 измерялась интенсивность пучка  $I_1^-$  непосредственно после экстрактора. Интенсивность сформированного пучка  $I_2^-$  регистрировалась коллектором 10, который мог перемещаться в трех взаимно перпендикулярных направлениях  $X, Y, Z$  с помощью координатного механизма. По свечению газа под пучком и терми-

ческому свечению коллекторов проводились визуальные наблюдения за размерами пучка.

На коллекторе 10 смонтирована система регистрации распределения ионов пучка по поперечным координатам  $X$  и  $Y$  и углам  $\alpha_x, \alpha_y$ . С помощью отверстия с размерами  $1 \times 1$  мм<sup>2</sup> в коллекторе 10 коллектором 11 регистрировалось распределение плотности тока  $\int(x,y)$  ионов  $H^+$  по сечению пучка. Отверстием с размерами  $S_1 = 0,1 \times 0,1$  мм<sup>2</sup> в коллекторе 11 из пучка вырезалась струйка ионов 13, которая в дальнейшем пропусклась через систему регистрации функции распределения ионов струйки по углам. Измерялось распределение плотности тока в струйке, прошедшей в пространстве дрейфа  $L = 200$  мм. С помощью двух дефлекторов 12 с угловой апертурой  $\approx \pm 0,1$  рад струйка разворачивалась во взаимноперпендикулярных направлениях по поверхности экрана 14 с отверстием  $S_2 = 0,1 \times 0,1$  мм<sup>2</sup>. Ионы, прошедшие через это отверстие регистрировались заэкранированным коллектором 15. Для наблюдения за размерами струйки и калибровки дефлекторов на экран нанесен люминофор. Сигнал с коллектора передавался на осциллограф через усилитель с уровнем токовых шумов  $\approx 10^{-9}$  А и коэффициентом передачи  $\approx 2,5 \cdot 10^7$  В/А при полосе  $\approx 1$  МГц. Электрическая система обеспечения измерений функций распределения показана на рис.2.

Измерения проводились следующим образом. Коллектор 10 с измерительной системой устанавливался на расстоянии 5-20 см от среза магнита. При фиксированном значении координат, в фиксированный момент времени от начала разряда регистрировалась интенсивность сформированного пучка  $I_2^-$  и ток на коллектор 11, по которому определялась плотность тока  $\int(x,y)$ . Симметризованное постоянное напряжение на пластинах горизонтального дефлектора устанавливалось таким образом, чтобы при добавлении треугольного импульса с крутым передним фронтом струйка ионов сканировала анализирующее отверстие в экране 14 по горизонтали за время  $\approx 10$  мксек. в выбранный момент времени. Этот же импульс напряжения подавался на вход горизонтального отклонения осциллографа. На вход вертикального отклонения подавался сигнал  $I_3^-$  с коллектора 15. На время прохождения струйки ионов по анализирующему отверстию модулирующим импульсом отпиралась

электронная пушка осциллографа. На экране осциллографа, таким образом, регистрировалось распределение плотности тока ионов  $H^-$  в струйке, расширившейся за счет локального разброса ионов  $H^-$  по углам наклона траекторий при движении в пространстве дрейфа. Примеры зависимости тока  $I_3^-$  на коллектор I5 от углов сканирования приведены на рис.3. Использование калиброванного усилителя позволяет проводить абсолютные измерения яркости пучка в фиксированные моменты времени в выбранном элементе фазового объема:

$$B = I_3^- \cdot L^2 / S_1 \cdot S_2$$

По значениям постоянных напряжений на пластинах горизонтального и вертикального дефлекторов, регистрируемых цифровыми вольтметрами  $V_1$  и  $V_2$ , определялись средние углы наклона траекторий пучка в фиксированных точках поперечного сечения. По распределениям плотности тока в струйке при быстрой сканировке по  $\alpha_x$  определялись функции распределения ионов в пучке по горизонтальным углам наклона траекторий  $f(\alpha_x)$  при фиксированных значениях координат  $X, Y$  и вертикального угла наклона траекторий  $\alpha_y$ . Производя такие измерения при разных значениях напряжения на пластинах вертикального дефлектора получали двумерные функции распределения по углам  $f(\alpha_x, \alpha_y)$ . Перемещая измерительную систему по координатам  $X, Y$  получали полную функцию распределения ионов по координатам и углам

$$f(X, Y, \alpha_x, \alpha_y).$$

По этим данным определялись фазовые портреты пучка — границы областей  $V_x, V_y$  на плоскостях  $\alpha_x, X$  и  $\alpha_y, Y$ , в которых максимальные по  $\alpha_y, Y$  значения  $f(\alpha_x, X)$  и максимальные по  $\alpha_x, X$  значения  $f(\alpha_y, Y) \geq 5\%$  от своих амплитудных значений (отличны от нуля с осциллографической точностью). Примеры фазовых портретов пучков приведены на рис.5,6,7. За величины эмиттансов  $E_x$  и  $E_y$  принимались деленные на  $\pi$  площади эллипсов, вмещающих соответствующие области  $V_x$  и  $V_y$  [9]. В обозначениях рис.5  $E_x = \Delta\alpha_x \cdot \Delta X$ ,

$E_y = \Delta\alpha_y \cdot \Delta Y$ . Соответствующие значения нормализованных эмиттансов  $E_{nx} = \beta \cdot E_x$ ,  $E_{ny} = \beta \cdot E_y$ , где  $\beta = v/c$  — отношение скорости ионов к скорости света. По этим данным можно оценить максимальные значения локальных полуразбросов энергий

поперечного движения в различных сечениях пучка  $\Delta W_x = \frac{mc^2}{2} \cdot \frac{E_{nx}^2}{(\Delta X)^2}$  и  $\Delta W_y$ , в том числе и пересчитанные к поверхности эмиссионной щели  $\Delta W_{ox} = 2mc^2(E_{nx}^2/\delta^2)$ ,  $\Delta W_{oy} = 2mc^2(E_{ny}^2/\ell^2)$

Таким же образом исследовались ионно-оптические характеристики частей пучка, вырезанных узкими щелями в перемещающемся коллекторе 5.

## 6. Режимы разряда

Для источников с разрядами в сильном магнитном поле характерны интенсивные флуктуации напряжения и тока разряда с широким спектром частот, которые очень сильно ухудшают ионно-оптические характеристики получаемых пучков [9,13,14]. Значительные усилия, затраченные на изучение этих колебаний, в ряде случаев позволили значительно уменьшить их интенсивность, но, насколько нам известно, полностью устранить флуктуации плазмы в рабочих режимах источников положительных ионов с разрядом в магнитном поле так и не удалось. В связи с этим в последнее время стали использовать для генерации ионов разряды без магнитного поля, в которых эффективность получения ионов ниже, но отсутствие флуктуаций обеспечивает получение пучков с большей яркостью.

Значительные флуктуации характерны и для большинства режимов работы поверхностно-плазменных источников и с планотронной и с пеннинговской геометрией газоразрядных ячеек и для дуоплазматрона с трубчатым разрядом.

В поверхностно-плазменных источниках режим с интенсивными шумами реализуется при высокой напряженности магнитного поля (1,5 — 2 кГс) и минимальной плотности водорода и цезия в ячейке, достаточной для перехода тлеющего разряда в низковольтный режим с напряжением 100 + 150В. Интенсивность шумов уменьшается при уменьшении магнитного поля и при увеличении плотности водорода и цезия. Спектр флуктуаций почти однороден в полосе частот 0,1 + 10 мегагерц. На рис.4а приведена характерная осциллограмма напряжения разряда в этом режиме. Таким же образом промодулирован ток разряда, интенсивность пучка ионов  $H^-$  и ток в вытягивающем промежутке. В этом режиме обеспечивается наибо-

лее эффективная генерация ионов  $H^-$ , но флуктуации сильно ухудшат качество получаемых пучков.

При уменьшении магнитного поля хаотические флуктуации параметров разряда исчезают скачкообразно. Но в некоторых случаях появляются модулированные когерентные колебания с частотой  $17+18$  мегагерц (рис. 4в,с). Частота этих колебаний практически не зависит от варьируемых параметров (магнитного поля, тока разряда, плотности водорода и цезия), а на характер модуляции их амплитуды эти параметры влияют сильно. Дальнейшее уменьшение магнитного поля, увеличение подачи водорода или цезия устранивает регистрируемые флуктуации всех параметров разряда (рис. 4д). При фиксированной геометрии газоразрядной ячейки флуктуации исчезают при примерно одинаковых значениях отношения напряженности магнитного поля к плотности водорода [4]. С уменьшением ширины анодного окна критическое значение этого параметра увеличивается (разряд без шумов получается при большем магнитном поле и меньшей плотности водорода), но увеличивается и минимальная напряженность магнитного поля, при которой устойчиво зажигается сильноточный тлеющий разряд, а рабочая область параметров сужается. При увеличении ширины анодного окна уменьшается эффективность использования разряда для генерации отрицательных ионов. Для источников с пеннинговской геометрией удается подобрать условия, при которых в разрядах без шумов обеспечивается эффективная генерация отрицательных ионов и устойчивое формирование пучков ионов  $H^-$  с высокой яркостью [6,7].

По-видимому, возникновение флуктуаций связано с характером переноса электронов в разряде поперек магнитного поля на анод. При фиксированном магнитном поле поперечная подвижность электронов как функция эффективной частоты рассеяния электронов  $\nu_{эф}$  имеет максимум при  $\nu_{эф} \approx \omega_c$ , где  $\omega_c$  — циклотронная частота электронов. Если частота парных столкновений электронов с ионами и нейтрами  $\nu$  меньше  $\omega_c$ , возникновение флуктуаций увеличивает подвижность за счет увеличения эффективной частоты столкновений. Если плотность газа и плазмы в ячейке такова, что частота парных столкновений превышает циклотронную, возникновение колебаний оказывается "невыгодным". Зависимость падения напряжения на разряде от подачи водорода

не противоречит этому предположению: в режиме с шумами это напряжение в широком диапазоне не зависит от подачи водорода, но при этом изменяется интенсивность шумов; в режиме без шумов напряжение на разряде заметно увеличивается при увеличении подачи водорода. Флуктуации могут поддерживать поперечную подвижность плазменных электронов на максимальном уровне. Переходу в режим без шумов должно соответствовать критическое значение отношения магнитного поля к плотности водорода, при котором  $\nu \approx \omega_c$ . Точное определение критического значения этого параметра затруднено из-за неопределенности спектра плазменных электронов и соответствующих сечений рассеяния с одной стороны и сильным уменьшением плотности водорода в ячейке при зажигании разряда — с другой. Имеющиеся данные зависимости интенсивности флуктуаций от магнитного поля и плотности водорода в ячейке перед зажиганием разряда не противоречат этим предположениям [4].

В разрядах с добавлением цезия на возникновение шумов могут влиять флуктуации эмиссионных свойств катодов, которые сильно зависят от процессов адсорбции — десорбции цезия, в свою очередь подверженных колебаниям [4,12].

Это влияние заведомо проявляется при малых подачах цезия в ячейку: релаксационные колебания концентрации цезия на катоде вызывают соответствующие переходы низковольтного разряда с цезием (напряжение  $\approx 100В$ ) в высоковольтный с напряжением до  $10^3В$ .

В разрядах без цезия режим без шумов более устойчив и реализуется при больших магнитных полях (правда и при большей плотности водорода). В то же время даже небольшие добавки цезия могут заметно увеличивать частоту рассеяния электронов и подавлять шумы.

В разрядах без цезия коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода  $K_e \approx 0,1-0,3$ , и ток разряда переносится, в основном, плазменными электронами. В разрядах с цезием

$K_e \approx 5+7$  [4], так что на анод должны переноситься большие потоки катодных электронов. При этом должны различаться энергетические спектры электронов, переносящих ток разряда, их эффективные сечения рассеяния и условия возбуждения шумов.



Природа высокочастотных когерентных колебаний (рис.4в,с) пока что совершенно не изучена. Можно лишь отметить, что в некоторых режимах когерентные колебания генерируются удивительно эффективно. Последнее относится и к генерированию широкополосных шумов в ряде режимов.

### 7. Результаты измерений

В режиме с шумами (осциллограмма *a* на рис.4) наблюдается корреляция флуктуаций напряжения разряда, тока разряда, интенсивности и плотности тока пучка. При получении ионов в этом режиме анализируемая струйка ионов I3 на экране I4 расплывается до 2-3 мм по X и до 5-10 мм по Y, максимальные значения

$$I_3 \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ А, соответствующая нормализованная яркость}$$

$B_n = B/\beta^2 \approx 5 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2 \text{ рад}^2$ . Характерные распределения плотности тока и фазовые портреты пучков ионов  $\text{H}^-$  с энергией

$e \cdot U_0 = 20 \text{ кэВ}$  и током 0,1 А, получаемых в этом режиме на выходе из поворотного магнита показаны на рис.5. Типичные значения  $2 \Delta X \approx 3+3,5 \text{ см}$ ,  $2 \Delta \alpha_x \approx 0,7+1 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$ ,  $2 \Delta Y \approx 3+3,5 \text{ см}$ ,  $2 \Delta \alpha_y \approx 2-3 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$ . В сформированном пучке сохраняется упорядоченная расходимость  $\approx 10^{-2} \text{ рад}$  на 1 см поперечного смещения. Регистрируемым значениям нормализованных эмиттансов

$E_{nx} \approx 3+5 \cdot 10^{-2} \text{ см.мрад}$ ,  $E_{ny} \approx 0,1+0,2 \text{ см.мрад}$  соответствуют приведенные разбросы энергий поперечного движения

$\Delta W_{ox} \approx 1,5 \text{ кэВ}$ ,  $\Delta W_{oy} \approx 0,1 \text{ кэВ}$ . В то же время угловая апертура вытягивающей системы позволяет пропускать лишь пучки с начальной расходимостью вдоль поля  $\pm 0,2 \text{ рад}$ , что при энергии ионов 20 КэВ соответствует разбросу энергий поперечного движения  $\approx 0,8 \text{ кэВ}$ . По-видимому, значительная часть результирующего разброса энергий поперечного движения вдоль поля набирается при движении пучка в магните.

Локальному угловому разбросу  $\Delta \alpha_x \approx 5 \cdot 10^{-3}$  соответствует  $\Delta W_x \approx 0,5 \text{ эВ}$ . Для приобретения такого разброса достаточно, чтобы на частицы, проходящие по близким траекториям в разные моменты времени, в сопровождающих системах действовали поперечные электрические поля разных знаков с эффективной напряженностью  $\approx 25 \text{ В/см}$ . Эти оценки показывают, что в интенсивных пучках с шумами, сильно охлажденных за счет расширения, даже не-

большие, практически неустраняемые недокомпенсации переменных полей пространственного заряда могут сильно увеличивать эффективный эмиттанс, тогда как значительно большие стационарные поля пространственного заряда могут лишь исказить фазовый портрет почти без увеличения эмиттанса.

В направлении, перпендикулярном магнитному полю пучок расширяется лишь в 2+3 раза. На фоне значительного исходного локального углового разброса, сохраняющегося при движении через магнит, разогрев пучка флуктуирующими полями по Y оказывается не столь катастрофическим. В результате эмиттансы по этим направлениям различаются лишь в 3+5 раз, тогда как соответствующие размеры эмиссионной щели различаются в 20 раз.

Колебания эмиттирующей плазмы портят пучок и на начальном участке формирования в вытягивающем промежутке. Флуктуации плотности плазмы вызывает колебания формы эмиссионной поверхности, изменения во времени упорядоченной расходимости и исходных фазовых портретов пучка. Полная расходимость пучка вдоль поля увеличивается до  $\pm 0,2 \text{ рад}$ , так что заполняется почти вся апертура  $\Delta$  между пластинами экстрактора. При этом максимально проявляются дефокусирующие свойства апертуры экстрактора, вызывающие увеличение полной расходимости до предельного значения  $\Delta/20$ .

Энергетический разброс ионов  $\text{H}^-$ , извлеченных из разрядов с шумами  $\approx 50 \text{ эВ}$ . Но при высокой интенсивности пучка флуктуации тока в вытягивающем промежутке могут вызывать некомпенсируемые системой стабилизации флуктуации вытягивающего напряжения со значительно большими амплитудами. После поворота пучка в магнитном поле энергетический разброс преобразуется в разброс по углам. Регистрируемый угловой разброс  $\Delta \alpha_y \approx \pm 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$  может получаться за счет сравнительно небольшого исходного углового разброса  $\Delta \alpha_{y0} \approx \pm 5 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$  или флуктуаций вытягивающего напряжения с относительной амплитудой 2% от среднего значения.

Как уже отмечалось, дефокусирующее действие поля пространственного заряда некомпенсированного пучка значительно больше фокусирующего действия поворотного магнита. Поэтому формирование квазипараллельного пучка на выходе магнита и практически

полное прохождение пучка через магнит ( $I_2^-/I_1^- \approx 0,9$ ) свидетельствует о высокой степени компенсации усредненных полей пространственного заряда даже в присутствии значительных флуктуаций интенсивности пучка и при минимальной подаче водорода в источнике.

Увеличение давления водорода в камере до  $10^{-4}$  торр уменьшает локальный угловой разброс вдоль поля в  $1,5 \pm 2$  раза, но при этом начинает проявляться разрушение ионов  $H^-$  ( $I_2^-/I_1^-$  уменьшается до  $0,8$ ).

В режиме без шумов (осциллограмма  $\alpha$  на рис.4) размер струйки ионов  $H^-$  на экране I4 по координате  $X$  меньше  $1$  мм. По координате  $Y$  размер струйки  $3-5$  мм. Характерные зависимости тока  $I_3^-$  на коллектор I5 от углов сканирования  $\alpha_x, \alpha_y$  в этом режиме показаны на рис.3. Максимальные значения  $I_3^-$  в этом случае увеличиваются до  $10^{-7}$  А, что соответствует нормализованной яркости  $\theta_n \approx 10^8$  А/см<sup>2</sup>рад<sup>2</sup>.

Таким образом при устранении шумов яркость увеличивается в  $10^2$  раз. При этом горизонтальный размер струйки оказывается сравнимым с размерами анализирующих отверстий, и аппаратная функция анализирующей системы вносит вклад в увеличение регистрируемого углового разброса. На рис.7 приведены распределения плотности тока и фазовые портреты пучка ионов  $H^-$  с интенсивностью  $0,15$  А при энергии  $18$  КэВ (фазовый портрет  $V_x$  построен без вычитания аппаратного уширения). Характерными значениями  $2\Delta X \approx 2$  см,  $2\Delta\alpha_x \approx 1,5 \pm 2 \cdot 10^{-3}$  рад,  $2\Delta Y \approx 2,5$  см,  $2\Delta\alpha_y \approx 1,5 \pm 3 \cdot 10^{-2}$  рад соответствуют нормализованные эмиттансы  $E_{nx} \lesssim 5 \cdot 10^{-2}$  см.мрад,  $E_{ny} \approx 6 \cdot 10^{-2}$  см.мрад. (Разрешающей способности измерительной системы недостаточно для корректных измерений  $E_{nx}$ ). Ядро пучка с максимальной яркостью занимает на фазовых диаграммах центральные участки с существенно меньшими фазовыми объемами.

При устранении шумов разряда ликвидируется грубое перемешивание частиц по поперечным импульсам. Но во многих случаях начинают проявляться более тонкие перераспределения частиц в фазовом пространстве. Часто наблюдаются большие неоднородности распределения плотности тока в сформированных пучках (рис. 7,8,9). Максимумам плотности тока соответствуют увеличенные

локальные угловые разбросы  $\Delta\alpha_y$  (рис.7). Немонотонным становится  $\int(x,y)$ . Исследование частей пучка, вырезаемых узкими ( $\approx 1$  мм) щелями в подвижном коллекторе 5, показали, что появление максимумов плотности тока может быть обусловлено фокусировкой в эти области поперечного сечения пучка ионов, эмитируемых разными участками эмиссионной щели. Струйки ионов, стартующих с разных участков эмиссионной щели, приходят в область фокусировки с разными средними углами и примерно одинаковыми угловыми разбросами. В результате наложения таких потоков на фазовых портретах получаются области с увеличенным размером по  $\alpha_y$ .

Тенденции к появлению больших неоднородностей плотности тока разче проявляются при повышенной плотности газа (рис.9). Такие перераспределения ионов в фазовом пространстве могут вызывать неоднородность эмиссии по длине эмиссионной щели. Максимуму эмиссионной плотности тока в средней части щели (рис. 10) должна соответствовать выпуклая граница эмиссионной поверхности плазмы и провал в плотности тока на траекториях ионов, выходящих из этой области.

Формированию острых максимумов плотности тока может способствовать газовая фокусировка за счет перекомпенсации пространственного заряда, наиболее сильная на периферийных участках, в которых сосредоточивается основной перепад потенциала [I5+I7].

Распределения с острыми максимумами плотности тока сохраняются при удалении плоскости регистрации на расстояние до  $20$  см от магнита. Сохраняются и особенности на фазовых диаграммах. В сформированном пучке без шумов локальный разброс энергий поперечного движения  $\Delta W_x \approx 0,02$  эВ. Повидимому, этот разброс обусловлен начальным угловым разбросом  $\Delta\alpha_{x0} \approx 5 \cdot 10^{-2}$  рад, приобретаемым на начальном участке формирования, а разогрев пучка при транспортировке через магнит в режимах без флуктуаций практически отсутствует. Благодаря малым энергиям поперечного движения даже небольшая перекомпенсация, повышающая потенциал выделившихся потоков с увеличенной плотностью на несколько вольт, может способствовать их дальнейшему уплотнению. Естественно, что тенденции к контрагированию должны усиливать-

ся при повышении плотности остаточного газа.

Ионно-оптические характеристики пучков, получаемых из разрядов с когерентными ВЧ-колебаниями близки к характеристикам пучков, получаемых из разрядов без регистрируемых флуктуаций. Но тенденции к формированию пиков плотности тока в этом случае проявляются <sup>слабее</sup> энергетический разброс ионов, извлеченных из разряда без шумов через эмиссионную щель с малыми размерами,  $\approx 5 \pm 10$  эВ [18]. Из-за перезарядки в вытягивающем поле около эмиссионной поверхности появляются ионы с энергией, меньшей чем у эмиттированных из плазмы на 2-3 десятка эВ. Вытягивающее напряжение при отсутствии шумов в разряде стабилизируется с относительной точностью  $10^{-3}$ . В режиме без шумов монохроматичность ионов не должна давать углового разброса, существенно большего  $10^{-3}$  рад. Таким образом регистрируемый разброс

$\Delta\alpha_y \approx \pm 10^{-2}$  рад набирается на начальном этапе формирования при извлечении ионов из эмиссионной щели. Возможно, что часть этого углового разброса, может быть и значительная, обусловлена мелкомасштабными искривлениями эмиссионной поверхности плазмы, связанными с относительно устойчивыми мелкомасштабными вариациями распределения эмиссионной плотности тока по длине эмиссионной щели (рис. II), дефектами обработки поверхности эмиссионной щели. Эти факторы могут увеличивать и эмиттанс в перпендикулярном направлении.

### 8. Электростатическая фокусировка

В рассмотренной выше системе формирования существуют благоприятные условия для компенсации пространственного заряда (что, собственно, и определило выбор системы).

Существуют и другие способы формирования, не предполагающие компенсации пространственного заряда, в частности, электростатические системы. В этой связи была предпринята попытка использования для фокусировки пучка одиночную электростатическую линзу. Линза с апертурой в центральном электроде ( $2\Delta x \cdot 2\Delta y = 35 \times 50$  мм), и толщиной 4 см, экранированная от магнитного поля ШИ, устанавливалась на расстоянии 2 см от вытягивающего электрода.

Предварительные результаты, полученные с этой линзой представлены на рис. 12. Из этого рисунка видно, что достигается высокая степень прохождения пучка (близко к 100%), из-за ионизации остаточного газа регистрируется значительный ток на центральный электрод линзы. Анализ фазовых диаграмм показывает, что линза обладает большой нелинейностью, вследствие чего эмиттанс примерно такой же, как и для магнитной системы формирования. Отсюда можно заключить, что тщательная экранировка от магнитного поля, оптимизация линзы с целью улучшения её линейности и улучшение вакуумных условий позволит получить пучок с высокими характеристиками. Здесь необходимо заметить, что улучшение линейности линзы, вероятно, потребует увеличения её размеров и, следовательно, увеличения напряжения на центральном электроде. Поэтому представляется более рациональным использование электростатической фокусировки с доускорением ионов до энергии 80-100 КэВ. Можно надеяться, что это позволит полностью использовать высокие возможности ШИ в получении ярких пучков отрицательных ионов.

### 9. Заключение

В заключение всего сказанного выше можно отметить следующие моменты.

1. В поверхностно-плазменных источниках возможно формирование интенсивных пучков отрицательных ионов водорода с током 0,1-0,15 А и высокой яркостью (до  $10^8 \frac{A}{cm^2 \cdot рад}$ ), для эффективного применения в ускорительной технике.

2. Требования эффективной фильтрации отрицательных ионов от сопутствующих электронов и высокой эмиссионной яркости при соблюдении приемлемой газовой эффективности источника с необходимостью приводят к щелевой геометрии экстрактора. Это в свою очередь требует применения специальных фокусирующих устройств для формирования квазипараллельного пучка ионов.

3. Достижимая степень компенсации пространственного заряда положительными ионами остаточного газа позволяет использовать для формирования пучка относительно простые магнитные фокусирующие системы при сравнительно невысокой энергии ионов ( $\approx 20$  КэВ).

4. Поведение разряда в источнике в конечном итоге оказывает определяющее влияние на ионно-оптические характеристики формируемого пучка.

5. Хаотические флуктуации, обусловленные процессами переноса в разряде источника, ограничивают минимальную величину нормализованного эмиттанса сформированного пучка на уровне  $(4+5) \cdot 10^{-5}$  см.рад поперек и  $(1+2) \cdot 10^{-4}$  см.рад вдоль эмиссионной щели.

6. Подбирая параметры, влияющие на режим разряда (магнитное поле, напуск водорода и подача цезия, температуры электродов и т.д.) можно реализовать разряд без наблюдаемых флуктуаций.

7. Минимальная величина эмиттанса, достигаемая при бесшумовом разряде,  $5 \cdot 10^{-6}$  см.рад и  $(4+5) \cdot 10^{-5}$  см.рад, соответственно, ограничивается коллективными процессами, развивающимися в плазме компенсированного пучка, и инициируемыми неоднородностью эмиссии отрицательных ионов.

8. Достигнутые высокие результаты не являются предельными для ШИИ. Дальнейшая отработка источника с целью улучшения его эмиссионных характеристик, разработка более эффективных способов формирования пучка позволит полнее использовать высокие возможности ШИИ.

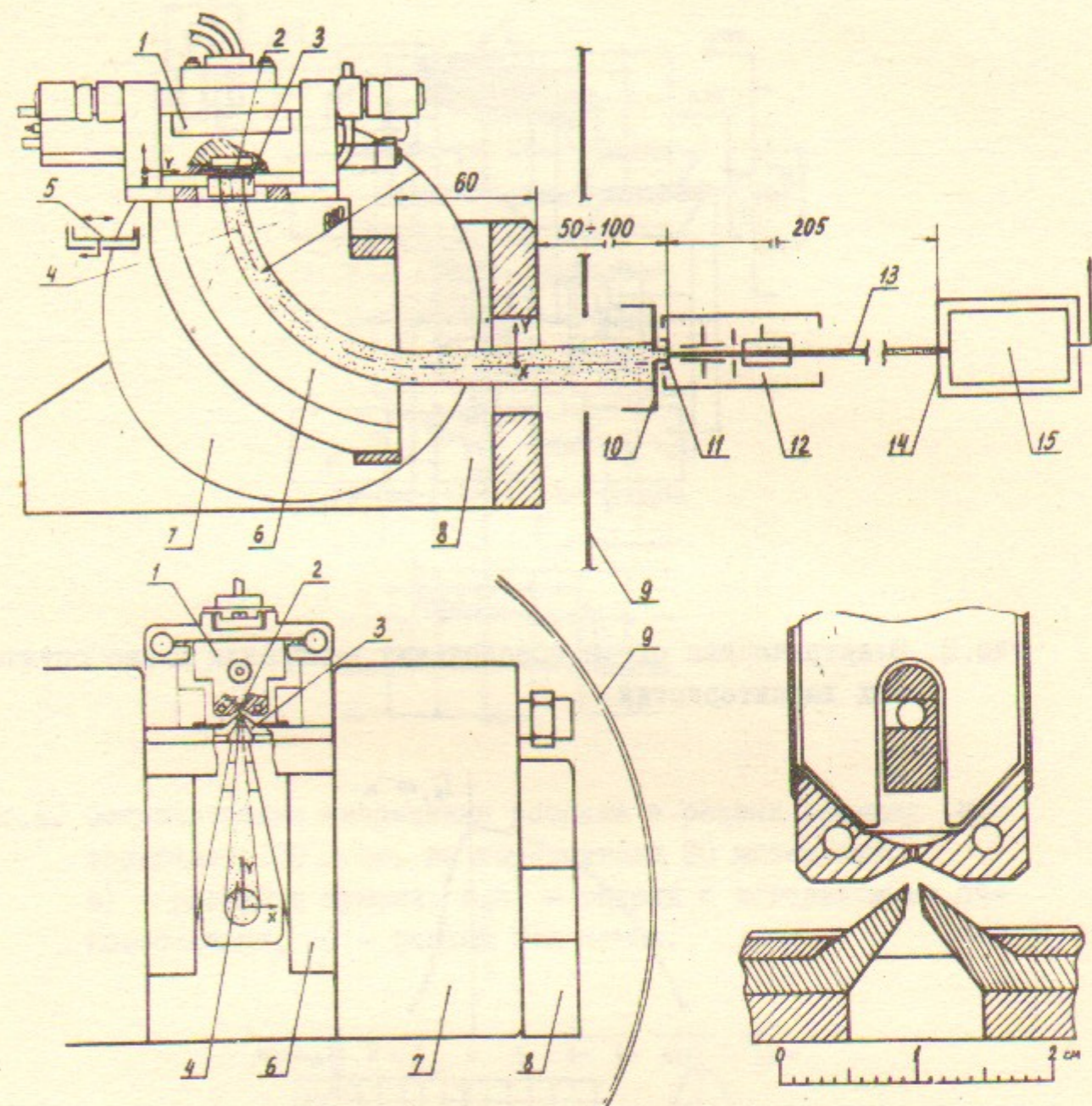


Рис. I. Схема формирования пучка и исследования его ионно-оптических характеристик.

1 — газоразрядная камера источника; 2 — эмиссионная щель; 3 — пластины вытягивающего электрода; 4 — пучок отрицательных ионов; 5 — перемещающийся коллектор для измерения извлеченного пучка; 6 — полюса поворотного магнита; 7 — герметизированные катушки магнита; 8 — ярмо магнита; 9 — экран ионного источника; 10 — коллектор для измерения сформированного пучка; 11 — коллектор для измерения плотности тока; 12 — отклоняющая система; 13 — исследуемая струйка ионов; 14 — экран с анализирующим отверстием; 15 — коллектор для измерения распределения ионов в струйке с усилителем тока.

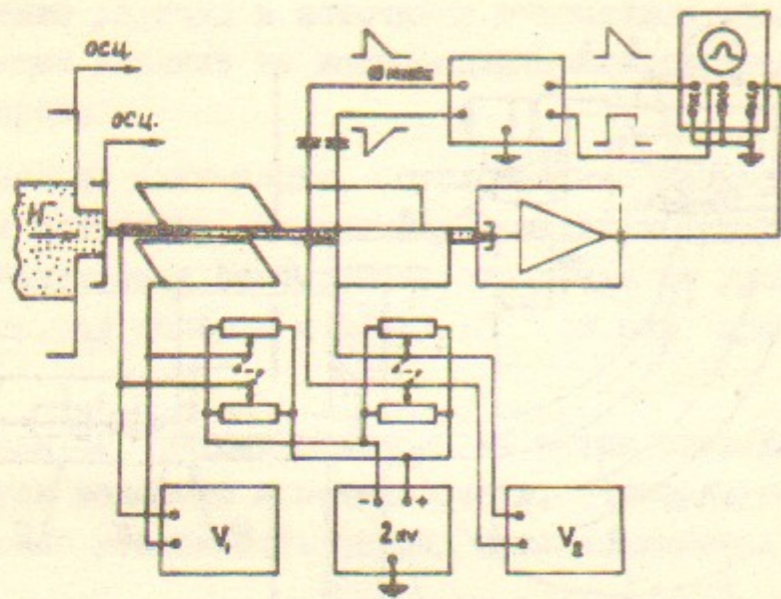


Рис.2. Электрическая схема обеспечения измерения ионно-оптических характеристик.

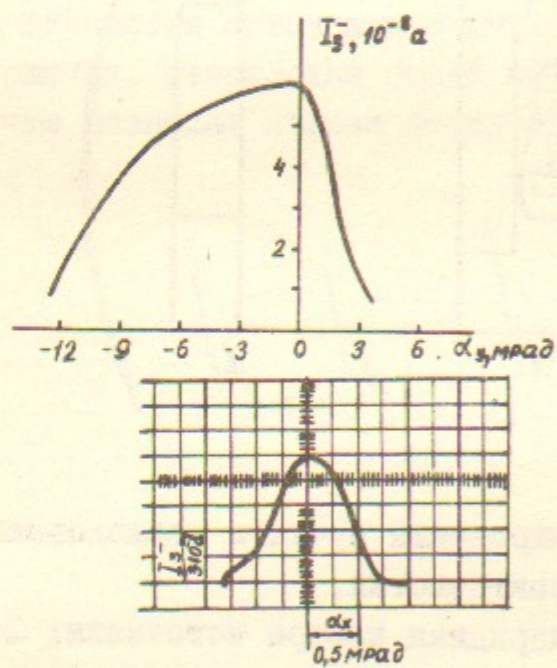


Рис.3. Зависимости тока  $I_3$  на коллектор I5 от углов сканирования в режиме без шумов.

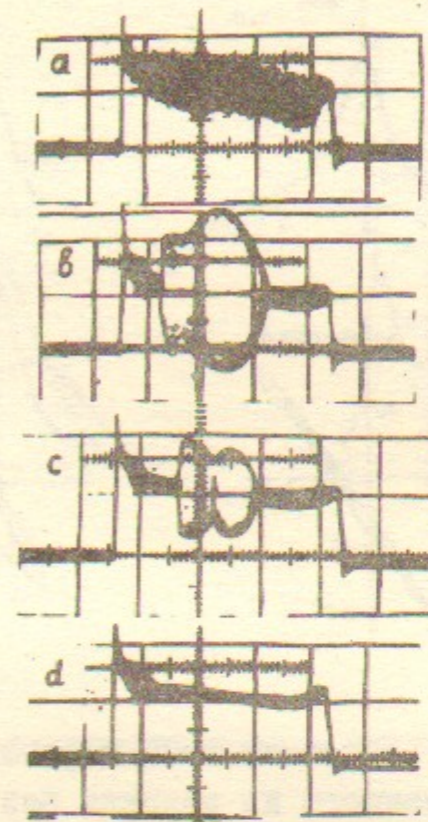


Рис.4. Осциллограммы напряжения разряда в разных режимах (по вертикали 100 В/см, по горизонтали 50 мксек/см). а) - разряд с шумами, в,с) - разряд с когерентными ВЧ-колебаниями, d - разряд без шумов.

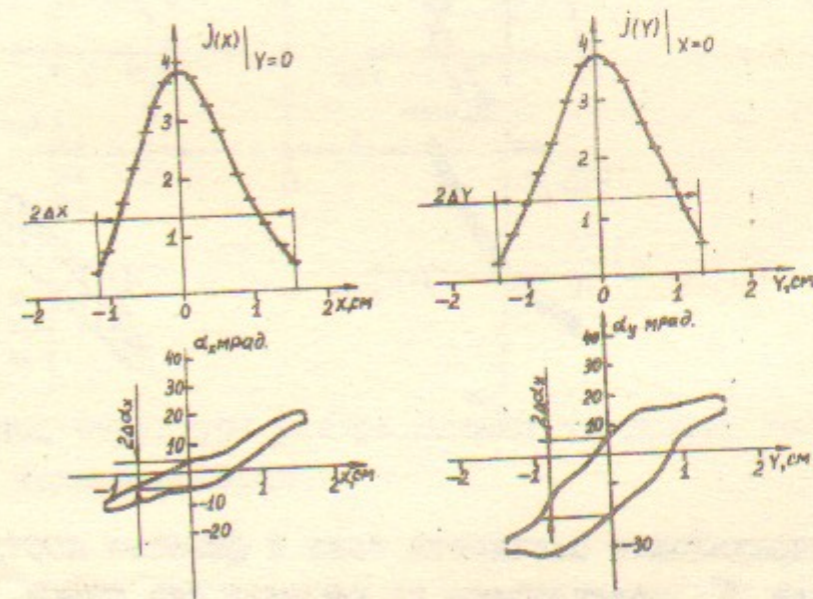


Рис.5. Распределения плотности тока и фазовые портреты пучка ионов  $H^+$ , полученного из разряда с шумами. Интенсивность пучка 0,1А, энергия 20 КэВ.

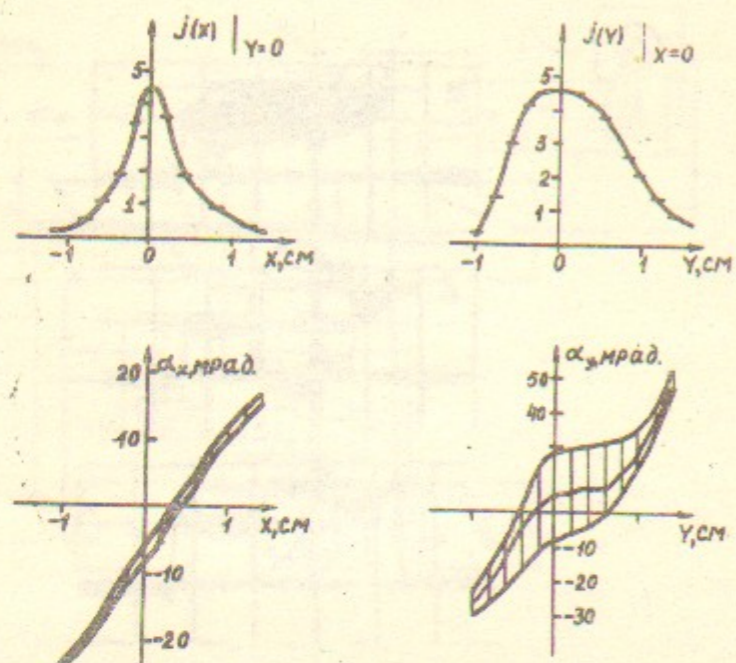


Рис.6. Распределение плотности тока и фазовые портреты пучка ионов  $H^+$ , полученного из разряда без шумов. Интенсивность пучка 0,15А, энергия 18 КэВ, давление в вакуумной камере  $3 \cdot 10^{-5}$  торр. (монотонные распределения плотности).

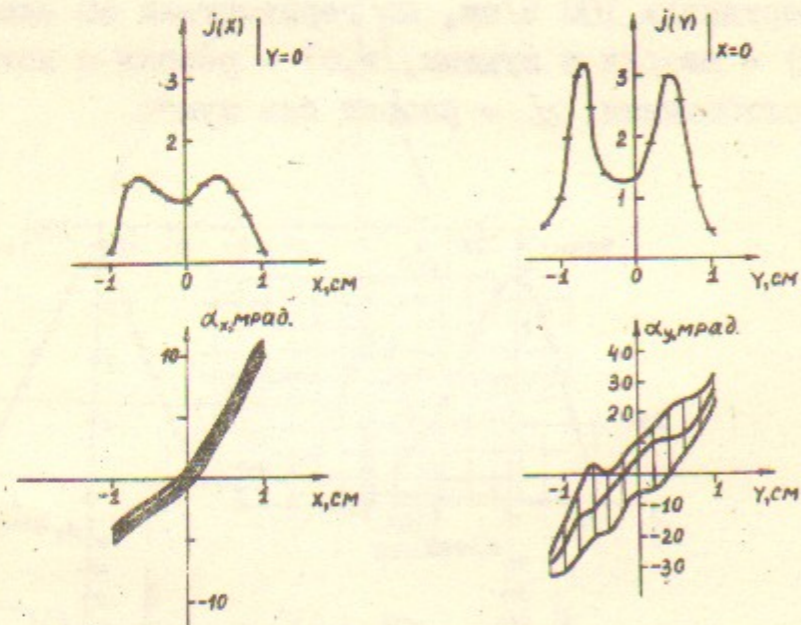


Рис.7. Распределение плотности тока и фазовые портреты пучка ионов  $H^+$ , полученного из разряда без шумов. Интенсивность пучка 0,1А, энергия 18 КэВ, давление в вакуумной камере  $6 \cdot 10^{-5}$  тор (распределение с пиками плотности тока).

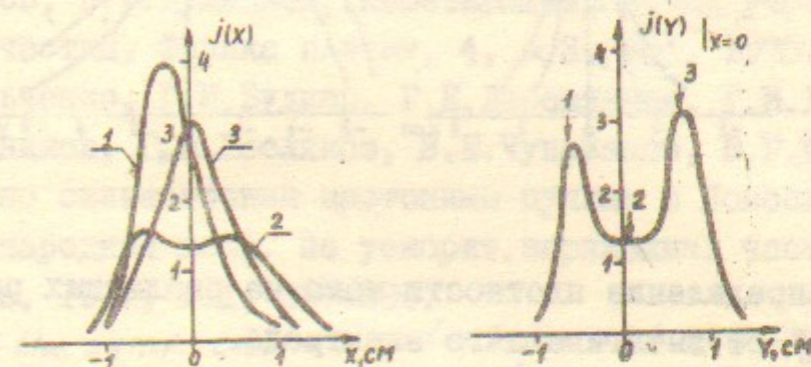


Рис.8. Распределение плотности тока в пучке с пиками плотности.

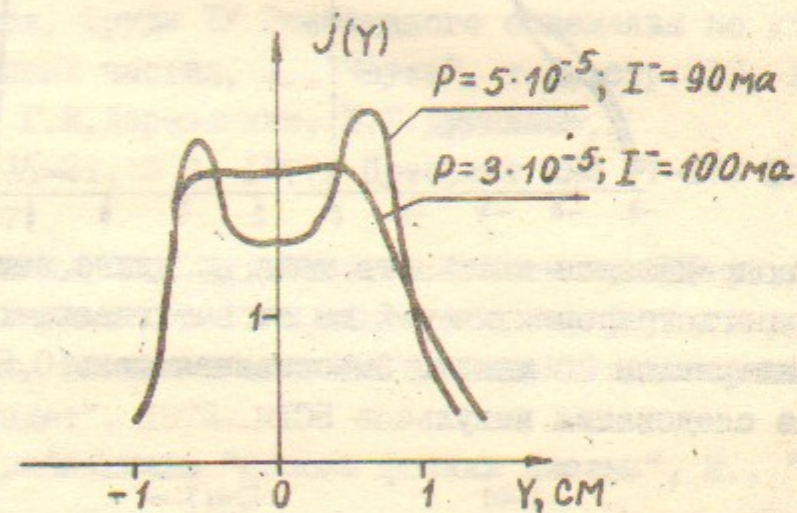


Рис.9. Изменение структуры распределения плотности тока с изменением подачи водорода.

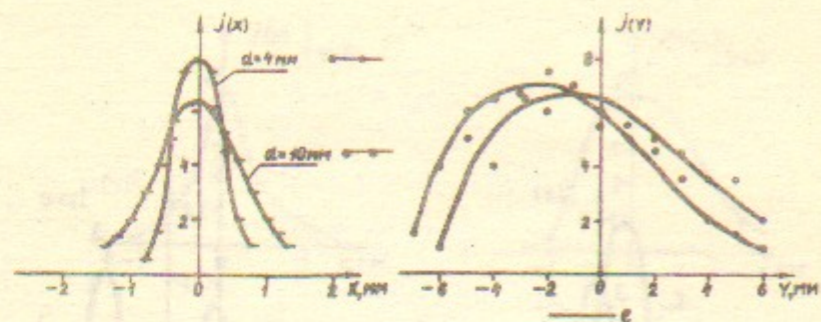


Рис.10. Распределение плотности тока на различных расстояниях  $d$  от вытягивающего электрода.

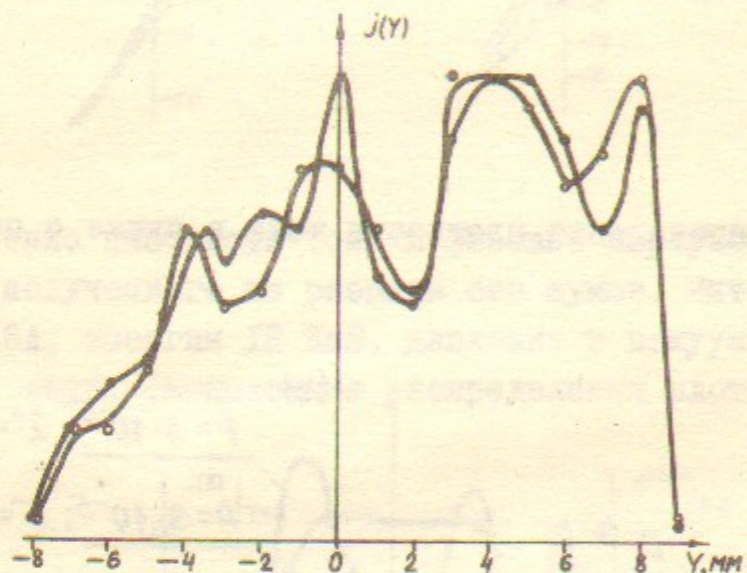


Рис.11. Распределения плотности тока по длине эмиссионной щели, зарегистрированные в 2 мм от вытягивающего электрода с интервалом 20 минут. Эмиссионная щель  $0,5 \times 15$  мм, частота следования импульсов 50Гц.

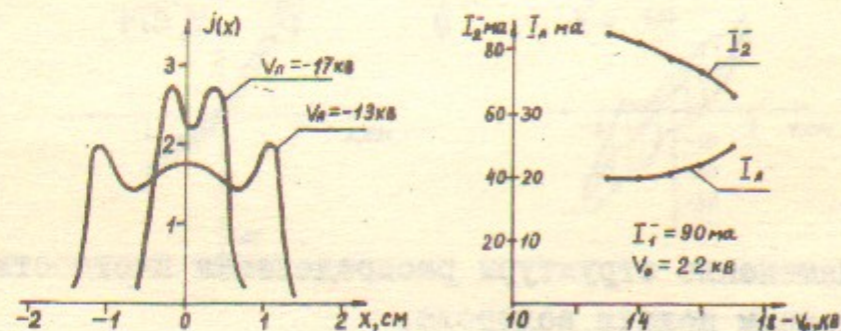


Рис.12. Распределения плотности тока на расстоянии 7 см от эмиссионной щели при фокусировке пучка электростатической линзой при разных напряжениях  $U_n$  на центральном электроде и зависимость интенсивности сформированного пучка и тока на центральный электрод от  $U_n$ . Энергия ионов 22 КэВ.

## Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, Перезарядный метод управления потоками частиц, Физика плазмы, 4, № 3, 701, 1978.
2. Ю.И.Бельченко, Г.И.Будкер, Г.Е.Деревянкин, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, Г.В.Росляков, В.Е.Чуприянов, В.Г.Шамовский, Работы по сильноточным протонным пучкам в Новосибирске, X Международная конф. по ускорит.заряженных частиц, ИФВЭ, Серпухов, 1977, т.1, 287-294.
3. Proc. of the symp. on the production and neutralization of negative hydrogen ions and beams. BNL 50727, 1977.
4. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, "Физические основы поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов", в сб.3, стр.79-96, Препринт ИЯФ 77-56, Новосибирск, 1977.
5. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, ЖТФ, 43, 1720 (1973), Препринт ИЯФ 76-72, Новосибирск, 1972.
6. В.Г.Дудников, Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., "Наука", т.1, стр.323, 1975.
7. Г.И.Димов, Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников, IEEE Trans. NS-24, № 3, 1977; Препринт ИЯФ 77-17, Новосибирск, 1977.
8. Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников, В.С.Кленов, ЖТФ 48, 404 (1978); Препринт ИЯФ 77-8, Новосибирск, 1977.
9. М.Д.Габович, Физика и техника плазменных источников ионов", М., "Атомиздат", 1972.
10. Н.Кролл, Трайвелпилс "Основы физики плазмы", М., "Мир", 1975.
11. М.Д.Габович, Л.С.Симоненко, И.А.Солошенко. Препринт № 13, ИФ АН УССР, Киев, 1977.
12. Ю.И.Бельченко и др. Письма в ЖТФ, 3, 693, 1977.
13. C. Lejeune. Proc. of the second Symp. on Ion sources and form. of Ion beam. Berkeley, 22-25 October 1974. LBN 3399, I-1 (1-12).
14. M.V. Neslin. Plasma Phys. 10, 337, 1968.
15. М.Д.Габович и др. ЖТФ, 44, 861, 1974.
16. Л.П.Кацубо и др. ЖЭТФ, 67, 110, 1974.
17. М.Д.Габович, И.А.Солошенко, ЖТФ, 43, 1656, 1973.
18. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, Изв.АН СССР, сер. физ., XXXVII, № 12, 2573, (1973).