

$\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $V_0 \simeq 8 \text{ км/с}$ имеем $\tau_n \simeq 40 \text{ с}$, т. е. условие $\tau \ll \tau_n$ оказывается выполненным.

Автор благодарит Б. М. Сухова, Ю. Е. Кузнецова, А. Л. Стасенко за обсуждение, которое помогло сформулировать данную задачу.

Поступила 22 X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Замечание о разлете газового облака в пустоту. — ПМТФ, 1964, № 3.
2. Стасенко А. Л. Критерий определения «границы» сплошного течения в свободно-расширяющейся струе. — ИФЖ, 1969, т. 16, № 1.
3. Антохин В. М., Балашов Ю. П. и др. Исследования на модели обтекания космического корабля «Союз» реактивными струями управляющих двигателей корабля «Аполлон». — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 3.
4. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967.
5. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964.
6. Горелик Г. С. Колебания и волны. М.: Физматгиз, 1959.
7. Лойцянский Л. Г., Лурье А. И. Курс теоретической механики. Л. — М.: Гостехиздат, 1948.

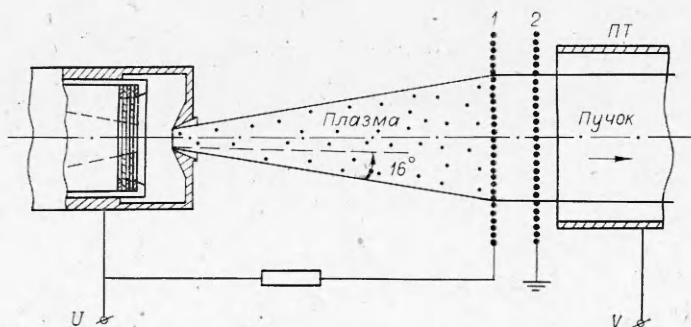
УДК 621.384.6

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ СЕТОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

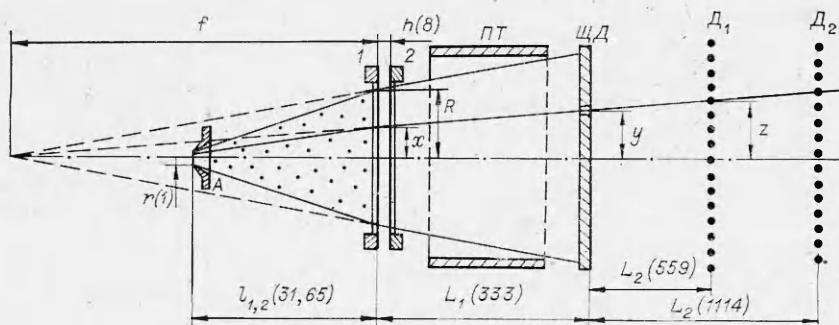
В. И. Баткин, В. Н. Гетманов, О. Я. Савченко, Р. А. Хусаинов

(Новосибирск)

В работе описывается диагностика плазменной струи, выбрасываемой из анодного отверстия импульсного дугового источника водородной плазмы [1—3]. Передняя часть этого источника вместе с сеточными электродами изображена на фиг. 1. Сетка 1 находится под потенциалом плазмы, сетка 2 заземлена. Поэтому при положительном потенциале плазмы такой сеточный диод формирует протонный пучок [4]. Если диаметр сеток много больше расстояния между ними, то влиянием пространственного заряда между сетками на расходимость пучка можно пренебречь. В ряде случаев можно пренебречь и влиянием поля пространственного заряда после сеток, если сразу же за ними поместить перезарядную трубку (ПТ), в которую напускают газ для нейтрализации пространственного заряда пучка [2, 5]. Поэтому такие сеточные электроды с параллельными нитями, снабженные перезарядной трубкой, формируют пучок, расходимость которого вдоль нитей определяется в основном распределением скоростей протонов в плазменной струе [1, 2]. По фазовой характеристике этого протонного пучка можно восстановить распределение скоростей протонов в плазме в направлении нитей сеток. Особенно просто восстанавливается такое



Ф и г. 1



Ф и г. 2

распределение, когда анализируются не протоны, а быстрые атомы водорода, образующиеся из этих протонов в перезарядной трубке. В этом случае движение частиц можно рассматривать как их свободный разлет, так как удается избавиться от влияния пространственного заряда по всему тракту пучка.

Для диагностики пучка используется система [6], близкая к системам [7, 8]. В частности, конструкция и работа вторично-эмиссионных датчиков в [6] и [8] почти идентичны. Основное различие между системами [6], [7, 8] в том, что обработка экспериментальных данных в [6] автоматизирована. Кроме того, в [6] имеется возможность отдельного анализа протонной и атомарной составляющей пучка, причем с существенно большей разрешающей способностью по поперечной энергии. Система диагностики пучка изображена на фиг. 2. После перезарядной трубки (ПТ) пучок проходит щелевой детектор (ЩД), а затем два многопроволочных вторично-эмиссионных датчика D_1 и D_2 , выполненных из золоченых вольфрамовых проволок диаметром 30 мкм с шагом 1,25 мм. ЩД содержит две ортогональные пары графитовых коллиматоров с регулируемым положением с точностью $\pm 0,1$ мм и шириной зазоров с точностью ± 20 мкм и позволяет вырезать любой участок пучка для анализа. С его помощью можно также, подавая разность потенциалов между парой коллиматоров, отклонить H^+ и обеспечить отдельный анализ H^0 и H^+ . Пластины коллиматоров имеют протяженность 18 мм вдоль пучка и сточены под углом $5 \cdot 10^{-2}$ рад, что делает систему нечувствительной к несоосности оси пучка и оси симметрии детектора. Ширина зазора контролируется емкостным датчиком, положение — потенциометрическим. Вырезанная часть пучка анализируется многопроволочными датчиками с общей прозрачностью 96%. Система обеспечивает отдельный анализ потоков H^0 и H^+ в двух проекциях одновременно с точностью определения параметров угловой расходимости 10^{-4} рад.

Для определения распределения скоростей в плазменной струе щель первого коллиматора, которая перпендикулярна нитям электродов, открывается на 150—200 мкм, другая щель открывается на 10 мм. Анализ вырезанного первой щелью пучка производится на тех нитях датчика, которые также перпендикулярны нитям сеточных электродов. Первичная электроника датчика имеет чувствительность 1 пКл на проволочку при динамическом диапазоне около 6000 пКл. Дрейф сигнала, вызванный утечками в элементах аналоговой памяти, составляет 8 пКл \cdot с $^{-1}$. Имеется возможность подавать на проволочку датчика смещение до ± 100 В и стробировать начало интегрирования тока. Эксперимент автоматизирован на базе ЭВМ «Электроника-100И» и многоканального аналого-цифрового интерфейса. Для повышения точности окончательные расчеты ведутся над средними значениями и дисперсиями профиля пучка, полученными усреднением по группе, составляющей обычно 20—30 событий. Для удобства в настройке режима работы ЭВМ выводит профиль пучка с каждым событием на экран запоминающего осциллографа. Полученный профиль пучка численно интегрируется, и для него выполняется аппроксимация

гауссовой кривой. Скорость набора информации с текущим усреднением 0,2 Гц, а без усреднения — 300 Гц.

В исследуемом варианте дугового источника [3] плазма выбрасывается на первую сетку в виде струи с расходимостью, близкой к 16° . Это означает, что продольная составляющая скорости частиц v_{\parallel} в несколько раз больше их поперечной скорости. Если скорость v_{\parallel} имеет малую дисперсию и имеет место свободный разлет плазмы, то при $l \gg r$ на участок первой сетки, удаленный от центра на $x \gg r$ (см. фиг. 2), попадут частицы с поперечной скоростью $v_x \approx (x/l)v_{\parallel}$, где l — расстояние от анода A до сетки I , r — радиус анодного отверстия. Таким образом, на первой сетке поперечные скорости частиц линейно возрастают при удалении их от центра, и частицы, ускоренные потенциалом U до скорости v_U , будут иметь мнимый фокус, удаленный от первой сетки на расстояние

$$f \approx (x + 2hv_x/v_U)v_U/v_x - h,$$

где h — расстояние между сетками. Поэтому часть пучка, проходящая через щель коллиматора, расположенную на расстоянии y от центра пучка, попадает на проволочку датчика, удаленную от центра пучка на расстояние

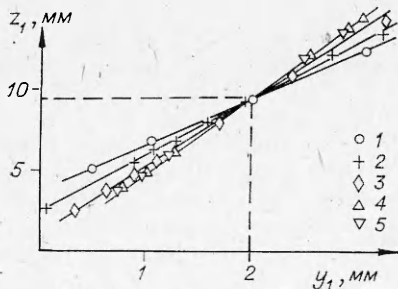
$$(1) \quad z = (L_1 + L_2 + f)y/(L_1 + f),$$

где L_1 — расстояние между первой сеткой и щелью коллиматора; L_2 — расстояние между щелью коллиматора и датчиком. Из формулы (1) следует

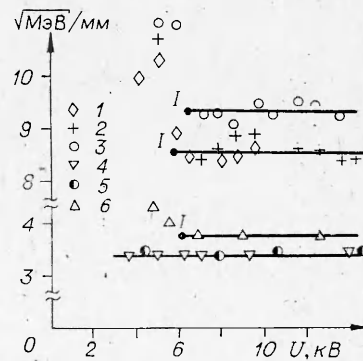
$$(2) \quad x/v_x \approx (z/y - L_1/L_2 - h/L_2 - 1)L_2 \sqrt{m_p/2eU}.$$

Формулу (2) уже можно использовать для экспериментального определения v_x/x .

В первом варианте струя исследовалась на расстоянии $l_1 = 31$ мм от анодного отверстия. Диаметр полотна сеточных электродов 52 мм, расстояние между сетками 8 мм, диаметр нитей первой сетки 28 мкм, шаг 136 мкм, диаметр нитей второй сетки 0,1 мм, шаг нитей 0,5 мм. На фиг. 3 приведены зависимости z_1 (координаты центра профиля участка пучка, вырезанного ЩД, на датчике D_1) от y_1 (координаты щели ЩД) при разных токах дуги (140; 220; 330; 370; 400 А — точки 1—5 соответственно). Энергия частиц в пучке 10,3 кэВ, время задержки запуска дуги относительно запуска газового клапана 600 мкс, давление в клапане 0,25 МПа. По пересечению прямых на фиг. 3 определялись координаты центра пучка z_0 и y_0 . Затем находились $y = y_1 - y_0$ и $z = z_1 - z_0$, и по формуле (2) определялась величина v_x/x . На фиг. 4 приведены значения $(v_x/x)\sqrt{m_p/2}$, которые вычислялись при разных значениях напряжения U для токов дуги 140; 190; 220 А (точки 1—3). Щель не перемещалась и была расположена на расстоянии 6,8 мм от центра пучка. Как видно из фиг. 4, до точек 1 значения $(v_x/x)\sqrt{m_p/2}$ получаются постоянными, а затем резко возрастают из-за выхода плазмы в межсеточный промежуток [2, 4]. В этом



Ф и г. 3



Ф и г. 4

случае вычисленная величина уже не является параметром, связанным с разлетом плазменной струи, так как она определяется в основном кривизной границы плазмы, выходящей в межсеточный промежуток. Поэтому область левее точки 1 использовать для определения параметра разлета плазмы нельзя. Это накладывает ограничения на измерения \bar{v}_x/x при больших токах дуги при выбранном расстоянии между первой сеткой и анодным отверстием: при токах дуги больше 250 А точка 1 смещается в область напряжений, больших 15 кВ. Поэтому для измерения \bar{v}_x/x в более широком диапазоне токов дуги сеточные электроды были удалены от анодного отверстия на $l_2 = 65$ мм. Кроме этого, для увеличения точности измерения использовали датчик Д₂. На фиг. 4 приводятся некоторые значения $(\bar{v}_x/x) \sqrt{m_p/2}$, вычисленные по экспериментальным данным второго варианта для токов дуги 190; 220; 270 А (точки 4—6 соответственно). Зависимости, аналогичные изображенным на фиг. 4, но не приведенные на ней, снимались во втором варианте для щелей, удаленных от центра от 2 до 8 мм. Эти зависимости использовались для определения средних значений $(\bar{v}_x/x) \sqrt{m_p/2}$ для разных токов дуги. Полученные данные (вместе с некоторыми результатами первого варианта) приведены в таблице, откуда видно, что с увеличением тока дуги значение $(\bar{v}_x/x) \sqrt{m_p/2}$ монотонно увеличивается от 3,4 до 4,6 $\sqrt{\text{мэВ/мм}}$, а значения $(\bar{v}_x/x) \sqrt{m_p/2}$ в одинаковых плазменных струях (ток дуги 190 А) в первом варианте эксперимента, согласно предположению о свободном разлете протонов в плазме, приблизительно в l_2/l_1 раз больше, чем во втором варианте. При свободном разлете при удалении от анодного отверстия не меняет свою величину лишь произведение $(\bar{v}_x l/x)^2 (m_p/2)$, совпадающее с продольной энергией движения протонов в плазменной струе. Значения этого параметра для разных условий дугового разряда приведены в таблице.

Обнаруженная линейная зависимость средней радиальной скорости протонов от расстояния до оси (в сечении плазменной струи) подтверждает предположение о свободном разлете протонов плазмы в данной конструкции источника [7], которое дает возможность оценить сверху среднюю энергию поперечного движения протонов. Эта энергия не больше $(\bar{v}_x R/x)^2 (m_p/2)$, R — радиус плазменной струи в месте измерения \bar{v}_x/x . Оценки по этой формуле дают, что верхний предел средней энергии поперечного движения протонов в струе меняется при изменении тока в диапазоне 190—400 А от 1,8 до 3,4 эВ. Эти величины, по-видимому, можно

Ток дуги, А	Время задержки запуска дуги, мкс	$(\bar{v}_x/x) \sqrt{m_p/2}$, $\sqrt{\text{мэВ/мм}}$	Продольная энергия, эВ	Примечание
140	600	8,60±0,30	71±4	Вариант 1
165	600	8,60±0,12	71±3	
190	600	9,30±0,30	83±5	
190	600	3,50±0,10	50±2	Вариант 2 В каждом варианте указана относительная ошибка. Абсолютная ошибка, связанная с неточностью определения положения центра пучка, не больше 25%.
190	900	3,45±0,10	49±2	
220	600	3,67±0,03	56±1	
220	900	3,47±0,03	51±1	
270	600	3,75±0,05	62±2	
270	900	3,47±0,03	51±1	
330	600	4,30±0,15	78±5	
330	900	3,95±0,05	66±2	
400	600	4,60±0,20	89±8	
400	900	4,20±0,20	74±5	
190	600		41,6±0,9	Результат обработки (на ЭВМ) по формулам (5)—(7). Указана абсолютная ошибка.

отождествить с верхним пределом поперечной температуры протонов на выходе из анодного отверстия и использовать затем их для оценки температуры в струе, так как температура T в сечении струи радиуса R при свободном разлете связана с анодной температурой T_0 соотношением

$$(3) \quad R^2 T \simeq r^2 T_0.$$

Поэтому

$$(4) \quad T \simeq T_0 (r/R)^2 < (\bar{v}_x r/x)^2 (m_p/2).$$

Таким образом, верхний предел поперечной температуры связан с экспериментально определяемой величиной \bar{v}_x/x и радиусом анодного отверстия r . Оценки по формуле (4) дают, что в струе на расстоянии 65 мм от анодного отверстия температура протонов уменьшается до нескольких миллиэлектронвольт. Для экспериментального обнаружения этого эффекта измерялась температурная расходимость частиц пучка в плоскости коллиматора. Поскольку эта плоскость существенно удалена от плоскости выходной сетки источника, для определения поперечной температуры в пучке измерялось распределение плотности тока $I(x, \varphi)$ компоненты пучка H^0 в фазовом пространстве, параметрами которого служат координата x и угол разлета $\varphi = v_x/v_U$. Экспериментально измеряемая величина $I(y, \varphi)$ в плоскости ЩД преобразовывалась в искомую функцию распределения $I(x, \varphi)$ в плоскости сеток источника по формуле, соответствующей свободному разлету частиц:

$$(5) \quad I(x, \varphi) = I(y - \varphi L_1, \varphi).$$

Для определения $I(y, \varphi)$ пучок сканировался узким зазором ЩД по координате y , и при каждом положении зазора в автоматизированном режиме измерялся усредненный профиль пучка, представленный сигналами с проволочек датчика, а также положение и ширина зазоров ЩД и ток источника протонов. При этом между пластинами ЩД поддерживалась разность потенциалов, обеспечивающая отклонение заряженных компонент пучка за пределы апертуры датчика. Температурная расходимость α -пучка оказалась настолько низкой ($\alpha \leq 10^{-3}$ рад), что для определения формы профиля по отличным от нуля сигналам с 2—4 проволочек приходилось совмещать измерения, у которых положения щели ЩД отличаются примерно на 1/3 шага проволочек датчика. С учетом того, что средняя радиальная скорость протонов в сечении пучка линейно зависит от их расстояния до центра пучка и область сканирования ограничена центральной частью пучка, измеряемое распределение можно аппроксимировать простой модельной функцией вида

$$(6) \quad I(y, z) = N \exp[-B(z - ky - c)^2],$$

параметры B, k, c которой определяются в ходе ее подгонки под экспериментальные данные. Затем определяется функция распределения в фазовом пространстве y, φ :

$$(7) \quad I(y, \varphi) = N \exp[-BL_2^2(\varphi - (k-1)y/L_2)^2],$$

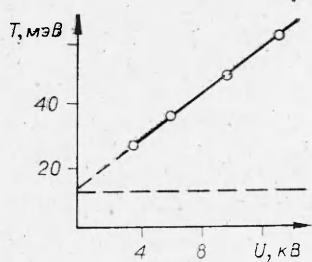
из которой после преобразования по формуле (5) получаем

$$(8) \quad I(x, \varphi) = N \exp[-(E/T)(\varphi - \kappa x)^2],$$

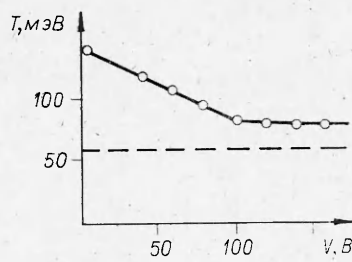
$$T = (E/B)[L_2 - (k-1)L_1]^{-2}, \quad \kappa = (k-1)/[L_2 - (k-1)L_1],$$

где T — поперечная температура протонов пучка на выходе из источника; E — их продольная энергия; $\kappa x = \varphi$.

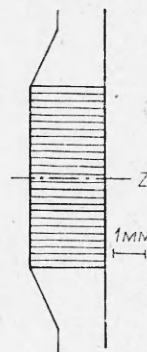
Обработка на ЭВМ экспериментальных результатов во втором варианте в интервале энергий 3—15 кэВ при токе дуги 190 А по описанной методике позволила определить начальную поперечную температуру в пучке и \bar{v}_x/x . Отличие значения продольной энергии 44,6 эВ (см. таблицу), соответствующего полученной величине \bar{v}_x/x , от величины 50 эВ, полученной в тех же условиях с использованием формулы (2), находится в пределах абсолютной погрешности 25% определения последней. Эта



Ф и г. 5



Ф и г. 6

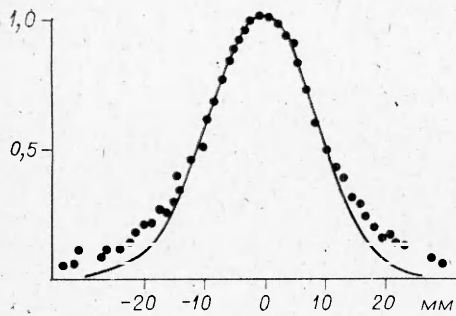


Ф и г. 7

погрешность связана с неточностью определения положения центра пучка и обусловлена погрешностью определения координат y и z (см. фиг. 2).

На фиг. 5 приведены полученные значения поперечной температуры в плоскости сеток источника пучка в тех же экспериментах. Существенная зависимость температуры пучка от потенциала сетки l указывает на наличие факторов, увеличивающих температурную расходимость пучка после его формирования. Приведенные результаты дают оценку сверху 24 мэВ для поперечной температуры ионов плазменной струи вблизи первой сетки. Определенная таким образом температура совпадает по порядку величины с верхним пределом 12 мэВ, получающейся в предположении свободного разлета протонов плазмы. Для более точного определения поперечной температуры протонов в плазме необходимо исключить или учесть факторы, повышающие эффективную поперечную температуру частиц в пучке. В частности, линейное увеличение эффективной температуры на фиг. 5, возможно, объясняется неперпендикулярной ориентацией нитей сеточных электродов к нитям вторично-эмиссионного датчика. Другой эффект связан с тем, что газовая мишень весьма протяженна (30 см) и при неполной компенсации заряда в нейтральную компоненту могли включиться атомы, образовавшиеся в областях с разной радиальной расходимостью. Действие этого эффекта пропорционально расстоянию от оси пучка. Но заметной зависимости температуры пучка от расстояния до его оси обнаружено не было, что подтверждает принятое ранее предположение об отсутствии действия пространственного заряда в перезарядной трубке. Наконец, на температуру пучка могут влиять нестационарные плазменные процессы в перезарядной трубке. На присутствие таких процессов указывает обнаруженная зависимость температуры пучка от потенциала на перезарядной трубке. Форма этой зависимости меняется от энергии пучка, тока дуги, плотности газовой мишени, однако во всех случаях наблюдалось уменьшение температуры пучка при повышении потенциала V на перезарядной трубке до 180 В и выход зависимости $T(V)$ «на полочку» при больших положительных потенциалах на трубке. При этом исчезают нерегулярные модуляции тока пучка, которые наблюдались при малых положительных потенциалах на трубке. На фиг. 6 приведен пример такой зависимости в первом варианте при межсеточном напряжении 10 кВ и токе дуги 270 А. Исследовалось также увеличение эффективной температуры частиц в пучке при перезарядке протонов пучка в быстрые атомы водорода, которое в диапазоне энергий частиц 5–15 кэВ оказалось не больше нескольких мэВ [9]. Этот результат не противоречит данным работы [10], где найдено, что при энергии частиц 10 кэВ эффективная температура при перезарядке H^+ в H^0 увеличивается на $2,5 \pm 0,7$ мэВ.

Диагностика плазменной струи подтвердила предположение, выдвинутое в [7], о свободном разлете протонов в плазменной струе. В этом случае поперечные фазовые характеристики протонов в струе на достаточно большом расстоянии l от анодного отверстия определяются лишь продольной энергией протонов E и радиусом r анодного отверстия: поперечная температура в струе $T \approx E(r/l)^2$, а средняя энергия радиального движения протонов на расстоянии x от оси струи $E_x \approx E(x/l)^2$. Поэтому таб-



Ф и г. 8

На фиг. 7 изображены сеточные электроды, которые должны формировать практически параллельный пучок протонов из неподвижных протонов. В этом случае крайние трубки тока в режиме пространственного заряда, как показывает расчет по методике [11], „отклоняются от оси пучка не более чем на $2 \cdot 10^{-3}$ рад. На фиг. 8 показано распределение плотности в потоке частиц, формируемом этими сеточными электродами, на расстоянии 920 мм от них. Как следует из фиг. 8, средняя поперечная энергия частиц этого пучка около 3 эВ. Энергия протонов в пучке 15,4 кэВ, ток 200 мА. Радиус пучка на выходе из электродов 2,5 мм, расстояние между первой сеткой и анодным отверстием 13 мм. Значение E близко к 70 эВ, поэтому энергия частиц на краю пучка $E_x \approx 70 \text{ эВ} \times (2,5/13)^2 = 2,6 \text{ эВ}$. Как и ожидалось, она оказалась близка к средней поперечной энергии частиц в пучке.

лица, в которой приведены значения E для разных режимов работы дугового источника плазмы, дает возможность определить фазовые характеристики протонного пучка, формируемого на расстоянии l от анода. Можно, например, помещая сеточные электроды на малом расстоянии от анодного отверстия, получать пучки с большой плотностью тока и относительно небольшой расходимостью, если протонный пучок формировать из центральной части плазменной струи.

Поступила 21 X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г. И., Кононенко Ю. Г. и др. Получение интенсивных пучков ионов водорода.— ЖТФ, 1968, т. 38, вып. 6.
2. Димов Г. И., Росляков Г. В., Савченко О. Я. Формирование потока ионов и нейтральных атомов из плазмы импульсного дугового источника. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1967.
3. Димов Г. И., Росляков Г. В. Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов водорода.— ПТЭ, 1974, № 1.
4. Савченко О. Я. Формирование мощных ионных потоков сеточными электродами.— В кн.: Труды II Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. М., 1970.
5. Савченко О. Я. Получение потока ионов ионизацией потока нейтральных частиц на газовой гелиевой мишени.— ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 2.
6. Гетманов В. П., Баткин В. И. Автоматизированная система для диагностики пучка ионов водорода.— Вопросы атомной науки и техники, серия ТФЭ, 1979, вып. 2—4.
7. Росляков Г. В. Датчик для измерения поперечных скоростей ионов плазменного эмиттера.— ПТЭ, 1981, № 2.
8. Брус А. С., Великов А. И. и др. Монитор пучков ионов.— ПТЭ, 1981, № 3.
9. Баткин В. И., Гетманов В. И. и др. Влияние газовых мишеней на угловой разброс в пучке быстрых атомов водорода.— VIII Всесоюз. конф. по физике электронных и атомных столкновений. Тезисы докладов. Л., 1981.
10. Wittkower A. B., Gilbody H. B. A study of the charge neutralization of fast Ne^+ , Ar^+ and Kr^+ ions during through gaseous targets.— Proc. Phys. Soc., 1967, vol. 90, p. 343.
11. Иванов В. Я., Ильин В. П. Решения смешанных краевых задач для уравнения Лапласа методом интегральных уравнений.— В кн.: Типовые программы решения задач математической физики. Новосибирск: изд. ВЦ СО АН СССР, 1975.