ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2007–1
ОУ У-70 ОЛУ

Б.А. Фролов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ВЫТЯГИВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Протвино 2007

УДК 621.384.6:519.6 М–24

Аннотация

Фролов Б.А. Моделирование ионно-оптической системы вытягивания отрицательных ионов: Препринт ИФВЭ 2007–1. – Протвино, 2007. – 16 с., 11 рис., 1 табл., библиогр.: 41.

Описывается двумерная программа для моделирования ионно-оптической системы вытягивания из плазмы отрицательных ионов. Приведены численные примеры расчета оптики для ионной пушки на 100 кэВ. Исследуется влияние начальных условий для ионов, вытягиваемых из плазмы, на характеристики пучка.

Abstract

Frolov B.A. Simulation of Optics for Negative Ions Extraction: IHEP Preprint 2007–1. – Protvino, 2007. – p. 16, figs. 11, table 1, refs.: 41.

The 2-D code for simulating of ion optics system of positive ion extraction from a plasma source is described. The numerical examples of extracting optics calculation of 100 keV ion gun are given. The influence of initial conditions of plasma extracted ions on the optical characteristics of a beam is investigated.

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2007

Введение

Значительный интерес к разработке интенсивных источников отрицательных ионов связан с возможностью их применения в циклотронах и в перезарядных ускорителях для питания накопительных колец синхротронов, а также в термоядерных установках по управляемому синтезу для нагрева плазмы методом инжекции нейтральных пучков высокой энергии. Перезарядная инжекция ионов H^- в ускорители высоких энергий дает значительные преимущества и используется в нескольких ускорительных центрах. Эту методику планируется применить в накопительном кольце бустера ИФВЭ. Поэтому необходим источник отрицательных ионов (ИОИ), способный генерировать пучки H^- с высокими оптическими характеристиками, с малой скважностью при умеренной интенсивности пучка.

Существует несколько различных методов получения ионов H^-. Метод получения пучков отрицательных ионов путем двойной перезарядки в струе паров металла непригоден для наших целей. К настоящему времени широкое распространение получили в основном два типа источников: источники с генерацией отрицательных ионов в объеме плазмы и источники с поверхностно-плазменным механизмом образования отрицательных ионов в газовом разряде[1-3]. Сначала пучки отрицательных ионов с максимальными токами были получены в поверхностно-плазменных источниках [4-6]. Однако в источниках такого типа для увеличения выхода отрицательных ионов в разрядную камеру вместе с водородом подается цезий, попадание которого на электроды ускорителя негативно сказывается на работе последнего. За последние два десятилетия значительные успехи были достигнуты в разработке мультипольных источников с объемной генерацией отрицательных ионов [7-9]. В отличие от поверхностных объемные источники, как правило, не требуют обязательного добавления цезия, и ионы H^-, образованные в результате процессов объемной генерации, имеют более низкий эмиттанс пучка. В результате многочисленных экспериментальных исследований объемных источников были найдены методы преодоления трудностей, связанных с тем, что наряду с отрицательными ионами из плазмы вытягиваются и ускоряются электроны, и разработаны эффективные способы увеличения выходного тока ионов H^- при значительном уменьшении выведенного потока электронов по сравнению с потоком ионов H^- [10-13]. Затем были созданы мультипольные источники, в которых наряду с объемным был задействован и поверхностный механизм генерации ионов H^- [14, 15]. С этой целью вблизи выходного отверстия плазменного электрода устанавливалась кольцевая вставка (из тантала), на поверхности которой образовывалось дополнительное количество колебательно-возбужденных молекул H_2. В работе [14] на вставку осаждался цезий. Дозированная добавка цезия в малом количестве (слабо влияющая на работу ускорителя) позволила увеличить выходной ток в 4.5 раза и обеспечить отношение тока электронов к току ио-

нов H^- ~5. В таком источнике был получен импульсный ток ионов H^- 120 мА при диаметре отверстия эмиссии 5 мм (плотность тока ≈ 153 мА/см^2) [14, 16]. При длительности импульса 1.2 мс и частоте повторения 50 Гц средний ток этого источника составил 7.2 мА. Оценка среднеквадратичного нормализованного эмиттанса дала величину $\varepsilon_{n,rms} \approx 0.006\,\pi$ см·мрад. Представляются интересными данные публикации [17], в которой при работе с накальным катодом без цезия в стационарном режиме ток ионов H^- достигал 20 мА ($\varepsilon_{n,4rms} \approx 0.1\,\pi$ см·мрад, сопутствующий ток электронов $I_e \approx$ 80 мА), а ток ионов D^- около 8 мА ($\varepsilon_{n,4rms} \approx 0.05\,\pi$ см·мрад, $I_e \approx 100$ мА). С точки зрения продолжительности и надежности работы, мультипольные ИОИ имеют существенный недостаток. Для получения умеренных и высоких плотностей тока (100 ÷200 мА/см^2) в объемных источниках H^- требуется большая мощность разряда [18]. В ИОИ этого типа сначала использовались вольфрамовые или танталовые катоды с прямым накалом, срок службы которых невелик и обычно мал в стационарном режиме или режиме высокой частоты повторения импульсов. В приведенном выше источнике [14] использовались четыре катода из вольфрама с целью уменьшения мощности накала, приходящейся на одну нить. Были разработаны ИОИ с катодами прямого накала из LaB_6, которые служат примерно в три раза дольше катодов из W или Ta [17, 19, 20].

В настоящее время, с точки зрения получения высокой яркости пучка, продолжительности и надежности работы, наиболее перспективными представляются мультипольные источники ионов H^- с ВЧ-возбуждением плазмы [15, 21-25]. Были созданы ВЧ-источники с внутренней и с внешней (вне плазмы) антенной возбуждения. Рекордный ток 80 мА (средний ток 96 мкА) был получен в источнике без цезия с внутренней антенной [15, 22, 23]. Такой источник проработал более года, в то время как срок службы объемных источников с накальным катодом ограничен 500-700 часами. Источник с внешней антенной генерировал пучки ионов H^- с током 40 мА в импульсе длительностью 100-200 мкс и частотой повторения 1-6 Гц в течение 25 000 часов [23, 24]. Измеренная величина среднеквадратичного эмиттанса (на уровне 90%) составила $\varepsilon_{n,rms} \approx 0.025\ \pi$ см·мрад.

В ИФВЭ на протяжении ряда лет под руководством В.В. Нижегородцева разрабатывается источник ионов H^- дуаплазматронного типа с безнакальным катодом. Прототипом для него послужил плазменный источник положительных ионов с полым холодным катодом [26], главными достоинствами которого являются надежность, длительный срок службы и высокая яркость пучка. Источники протонов такого типа хорошо зарекомендовали себя, обеспечивая на протяжении трех десятилетий эксплуатацию линейного ускорителя протонного синхрофазотрона ИФВЭ. ИОИ, в принципе, устроены так же, как и источники положительных ионов. Однако физические механизмы образования отрицательных и положительных ионов существенно различаются [1-3]. Преобладающим механизмом образования ионов H^-, по-видимому, является процесс диссоциативного прилипания электронов низкой энергии (≤ 1 эВ) к молекулам с возбужденными колебательными состояниями ($\nu \geq 6$)

$$H_2^*(\nu) + e^-(\leq 1\ \text{эВ}) \rightarrow H_2^- \rightarrow H^- + H_1 \quad (\sigma = 2\times 10^{-16}\ \text{см}^2\ [27],\ \sigma = 5\times 10^{-15}\ \text{см}^2\ [28])$$

и, возможно, захват электронов тепловыми атомами H_1 на стенках разрядной камеры [27]

$$H_1 + e^- + \text{стенка} \rightarrow H^-.$$

Колебательно-возбужденные молекулы $H_2^*(\nu)$ возникают в катодной области при столкновении быстрых электронов с молекулами H_2 или с ионами H_3^+, образующимися в разрядной плазме, а также, возможно, при столкновении со стенками. При первом способе сначала обра-

зуются молекулы водорода в электронно-возбужденном состоянии, которые затем переходят в основное электронное состояние (оставаясь при этом колебательно-возбужденными) вследствие радиационного затухания или столкновения со стенками. Другой путь образования молекул $H_2^*(\nu)$ связан с реакцией

$$H_3^+ + e^-(\text{быстрые}) \rightarrow H_2^*(\nu) + H_1 .$$

Плотность ионов H_3^+ в разрядной камере источника типа дуаплазматрон обычно велика вследствие реакции

$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H_1 .$$

Плотность тока электронов в катодной области на несколько порядков выше плотности тока ионов H^-. Для уменьшения этого отношения необходимо, чтобы в область отбора ионов поступала преимущественно плазма из периферийной области разряда с пониженной плотностью электронов и повышенной плотностью H^-. Кроме того, область образования отрицательных ионов и область их отбора разделены промежутком, к которому приложено магнитное поле. В область отбора электроны могут попасть только благодаря диффузии в магнитном поле. На отрицательные ионы магнитное поле влияет гораздо слабее, в результате отношение плотностей токов электронов и ионов значительно уменьшается. В ИОИ существенное значение имеет относительная легкость разрушения отрицательных ионов. Поэтому потребовалось внести принципиальные изменения в конструкцию источника, систему электрического питания, а также значительно увеличить скорость вакуумной откачки ИОИ. Конструктивные особенности созданного ИОИ (геометрия электродов, геометрия и величина магнитного поля источника) и выбор оптимальных параметров газового разряда (величин тока и напряжения разряда, давления рабочего газа) позволили существенно уменьшить выход электронов, понизить потери отрицательных ионов за счет столкновений с электронами и с молекулами нейтрального газа в самом источнике и на стадии отбора. В результате проведенных исследований В.В. Нижегородцевым был разработан источник, который должен быть способен обеспечить получение пучка ионов с импульсным током около 30 мА и энергией 100 кэВ при диаметре выходного отверстия эмиссии 6 мм (длительность импульса ~50 мкс, частота повторения 17 Гц). В выведенном пучке отношение числа ионов H^- к числу электронов изменялось от 1:2 до 1:8 (в зависимости от тока).

Ионная пушка состоит из эмиттера ионов и ионно-оптической системы (ИОС), где происходит формирование и ускорение ионных потоков. Для получения пучка с малым эмиттансом требуется высококачественная ИОС, которая должна обеспечить извлечение ионов из плазмы и необходимую фокусировку пучка с минимальными аберрациями. Мощным средством оптимизации систем вытягивания и ускорения ионов и расчета их оптических характеристик являются программы компьютерного моделирования [3].

Уилтон из Окриджской национальной лаборатории и Бакаль из Политехнической школы (Франция) показали, что извлечение из плазмы и формирование пучка отрицательных ионов представляет гораздо более сложный процесс, чем формирование пучка положительных ионов [29, 30]. Это обусловлено, в первую очередь, тем, что при вытягивании отрицательных ионов из плазмы происходит также извлечение и ускорение сопутствующих электронов. Последние могут влиять на поведение пучка отрицательных ионов и его оптические характеристики посредством двух эффектов: 1) вкладом в механизм образования плазменной оболочки, что приводит к изменению формы поверхности, эмиттирующей ионы; 2) усилением влияния пространственного заряда, по крайней мере, в области вытягивающего промежутка. Присутствие электронов в системе вытягивания и ускорения ионов необходимо свести к минимуму, так как электроны высокой энергии могут генерировать рентгеновское излучение, повреждать электроды и снижать к.п.д. ускоряющей системы. В случае объемных источников, чтобы уменьшить электронную плотность плазмы, в область вытягивания обычно вводят поперечное магнитное поле

[11-13]. Поэтому в общей постановке задача извлечения отрицательных ионов из источника является трехмерной. Уилтон с сотрудниками разработали сложную трехмерную программу, которая учитывает вклад электронов в формирование плазменной оболочки [31]. Проведенные по этой программе расчеты хорошо согласовались с различными экспериментальными данными [29, 30]. Хорошо известна также трехмерная программа KOBRA3-INP, составленная на основе полного физического описания [3]. Более простую расчетную модель процесса вытягивания отрицательных ионов, основанную на диффузии электронов поперек магнитного поля в области плазменной оболочки и учитывающую пространственный заряд электронов в ускоряющей системе, разработал Памела [32]. Автор показал также, что при определении оптических характеристик пучка важную роль играет еще один физический эффект – процесс обдирки ионов H^- на нейтральных атомах газа в ИОС. На основе модернизированного кода SLAC для расчета оптики положительных пучков он составил двумерную компьютерную программу вытягивания отрицательных ионов. Проведенные расчеты и сравнение полученных результатов с тремя сериями экспериментальных данных – из Политехнической школы, из Калэмской лаборатории (Великобритания) и из Японского исследовательского института по атомной энергии – показали, что двумерная программа способна давать точные результаты [32]. В последние годы для моделирования процессов извлечения отрицательных ионов широко применяются модернизированные двумерные программы IGUN, PBGUNS [16, 33, 34], первоначально разработанные для расчета оптики электронов и положительных ионов. Двумерные программы проще и примерно на порядок величины быстрее трехмерных. Поэтому они необходимы и особенно полезны для первичной оптимизации систем вытягивания и ускорения отрицательных ионов.

Два года назад в ИФВЭ была разработана двумерная программа моделирования оптики вытягивания положительных ионов для системы с плазменным эмиттером [35]. На ее основе была создана программа расчета траекторий и исследования процесса вытягивания из плазмы отрицательных ионов, представленная в настоящей работе. Задача проектирования ИОС для ИОИ, разрабатываемого в ИФВЭ, является двумерной. В таком источнике, по сравнению с другими [10-25], электронная плотность плазмы в области отбора ионов относительно невысока и поперечное магнитное поле для подавления электронов не прикладывается. В программу включен самосогласованный алгоритм расчета плазменной оболочки, учитывающий три вида частиц: положительные и отрицательные ионы и электроны, а также процесс обдирки отрицательных ионов на нейтральных атомах газа. При необходимости наша программа позволяет провести расчеты ИОС и с поперечным магнитным полем на основе модели, предложенной Ж. Памела в [32], которая включает в себя описание поведения электронов как процесса диффузии в поперечном магнитном поле в области плазменной оболочки.

Расчетная модель

Двумерная программа для расчета и оптимизации системы вытягивания и формирования пучка отрицательных ионов составлена на основе программы для расчета оптики пучков положительных ионов [35]. Для определения границы плазмы используется самосогласованная процедура, состоящая в нейтрализации пространственного заряда в той части пространства, где потенциал φ, найденный из решения уравнения Пуассона, не превышает заданный потенциал плазмы φ_P. В плотность объемного заряда ρ дают вклад три вида частиц: положительные ионы ρ_{i^+}, отрицательные ионы ρ_{i^-} и электроны ρ_{e^-}. Внутри плазмы выполняется условие электронейтральности

$$\rho_{i^+0} + \rho_{i^-0} + \rho_{e^-0} = 0. \qquad (1)$$

В переходном слое вблизи границы плазмы плотность положительных ионов уменьшается согласно соотношению

$$\rho_{i^+} = \rho_{i^+0} \cdot \exp\left(\frac{e(\varphi_P - \varphi)}{kT_i}\right), \qquad (2)$$

где e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T_i – ионная температура; а за его пределами

$$\rho_{i^+} = 0.$$

Из источника будут вытягиваться два вида отрицательно заряженных частиц – ионы и электроны. При моделировании используется метод макрочастиц. Для аксиально-симметричной системы последние представляют собой бесконечно тонкие равномерно заряженные кольца переменного радиуса. Траектории частиц начинаются внутри плазмы на некотором расстоянии от плазменного электрода. Решение уравнения Пуассона в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \qquad (3)$$

с граничными условиями на поверхностях электродов

$$\varphi\|_{S_k} = U_k \qquad (k=1,2,\ldots,K) \qquad (4)$$

ищется методом граничных интегральных уравнений [35-37]*. Здесь ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, U_k – потенциал электрода, K – число электродов. Траектории частиц и распределение объемного заряда находятся из совместного решения уравнения Пуассона и уравнений движения больших частиц методом последовательных приближений. Численно задача решается методом нижней релаксации

$$\Delta\overline{\varphi^{(n+1)}} = -\frac{\rho^{(n)}}{\varepsilon_0}, \qquad (5)$$

$$\varphi^{(n+1)} = \omega\cdot\overline{\varphi^{(n+1)}} + (1-\omega)\cdot\varphi^{(n)}, \qquad (6)$$

$$E^{(n+1)} = \omega\cdot\overline{E^{(n+1)}} + (1-\omega)\cdot E^{(n)}, \qquad (7)$$

$$\rho^{(n+1)} = \omega\cdot\overline{\rho^{(n+1)}} + (1-\omega)\cdot\rho^{(n)}, \qquad (8)$$

где $\overline{\varphi^{(n+1)}}, \overline{E^{(n+1)}}, \overline{\rho^{(n+1)}}$ – соответственно потенциал, напряженность электрического поля и плотность заряда, вычисленные на n+1-й итерации, а $\varphi^{(n+1)}, E^{(n+1)}, \rho^{(n+1)}$ и $\varphi^{(n)}, E^{(n)}, \rho^{(n)}$ – принимаемые в действительности значения потенциала, напряженности поля и плотности заряда на n+1- и n-й итерациях соответственно; $0<\omega<1$ – коэффициент релаксации. На первом шаге итерации плотность объемного заряда $\rho^{(0)}$ считается постоянной по сечению пучка (радиус пучка принимается равным радиусу плазменного электрода), а вдоль оси z, начиная от плоскости плазменного электрода, частицы распределены обратно пропорционально продольной скорости, т.е. $\rho^{(0)} \sim 1/\sqrt{\varphi(z)-\varphi_p}$, $\varphi(z)$ – потенциал электрического поля, найденный из решения уравнения Лапласа. Заметим, что в программе для положительных ионов [35] метод нижней релаксации применялся только при вычислении потенциала и плотности заряда. Использование этого релаксационного процесса также и при нахождении напряженности электрического поля увеличивает скорость сходимости итерационного процесса. В методе

* В упомянутых выше во введении программах для расчета систем вытягивания ионного пучка используется или метод конечных разностей, или метод конечных элементов [3].

граничных интегральных уравнений потенциал и напряженность поля вычисляются численно на каждой итерации независимым образом друг от друга. Для вычисления потенциалов и полей один раз рассчитываются матрицы их значений в узлах сеток и точках коллокации при единичной плотности поверхностных и объемных зарядов. Значения потенциалов и полей на каждой итерации по объемному заряду вычисляются затем простым умножением этих матриц на вектор значений плотности поверхностных зарядов в точках коллокации и вектор значений плотности объемных зарядов в ячейках сетки [36,37]. Для описания распределения заряда пучка на плоскости (r, z) используется непрерывный набор прямоугольных сеток с разными размерами и разным разбиением на ячейки. Самая мелкая сетка покрывает область вблизи плазменного электрода, где происходит формирование плазменной оболочки и пространственный заряд оказывает наиболее сильное воздействие на оптику ионов.

В системе вытягивания и ускорения происходит гибель отрицательных ионов на молекулах нейтрального газа в результате следующей реакции

$$H_1^- + H_2^0 \rightarrow H_1^0 + H_2^0 + e^- .$$

Плотность нейтрального газа n_0 составляет порядка 10^{14} см$^{-3}$ вблизи плазменного электрода и порядка 10^{12} см$^{-3}$ на выходе системы ускорения, эффективное сечение обдирки σ достаточно велико (~10^{-15} см^2 при энергии ~10 кэВ [32]), поэтому потери ионов в ИОС могут быть весьма значительны (~20…50%). Памела показал, что уменьшение пространственного заряда пучка H^- вследствие обдирки во многих случаях оказывается существенным и оказывает влияние на траектории ионов. Это влияние наиболее значительно в области между вытягивающим и ускоряющим электродами. Обдирка отрицательных ионов была введена в нашу программу следующим образом. После вычисления одного шага траектории Δt величина пространственного заряда, привнесенная к-той частицей с током I_k в j-тую ячейку сетки, $Q_{kj} = I_k \cdot \Delta t$ корректируется:

$$Q_{kj} = Q_{kj} \cdot \lambda(z), \tag{9}$$

где $\lambda(z)$ соответствует доле отрицательных ионов, которая остается после прохождения участка пути z

$$\lambda(z) = \exp\left(-\int_0^z \sigma \cdot n_0(z)\, dz \right). \tag{10}$$

Здесь n_0 – плотность нейтрального газа в сечении с координатой z.

Сделаем одно небольшое замечание. На формирование плазменной оболочки, которая во многом определяет траектории ионов, решающее значение оказывает напряженность электрического поля, зависящая от величины приложенного напряжения, геометрии электродов, длины первого ускоряющего промежутка и пространственного заряда пучка. Электроны, вытягиваемые вместе с отрицательными ионами, изменяют распределение потенциала и наиболее сильное воздействие оказывают на формирование плазменной оболочки и на оптику ионов вблизи плазменного электрода. Мерой оценки влияния пространственного заряда электронов по сравнению с пространственным зарядом отрицательных ионов может служить отношение

$$\frac{\rho_e}{\rho_i} = \frac{j_e}{j_i} \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{m_i}}, \tag{11}$$

которое ≈ 1, если ток электронов в 42.8 раза превышает ток ионов (электроны с током 42.8 мА дают такой же вклад в пространственный заряд, что и протоны с током 1 мА). По мере ускоре-

ния электронов влияние их пространственного заряда $\rho_e = j_e / \upsilon_e$ на траектории ионов быстро уменьшается.

Результаты расчетов

Численное моделирование было проведено для двух вариантов ИОС, состоящей из трех и четырех электродов (ИОС-3 и ИОС-4). Сначала был проведен расчет траекторий пучка отрицательных ионов и сравнение результатов расчета с экспериментальными данными для ИОС-3, разработанной В.В. Нижегородцевым (рис. 1). Получение пучка с высокой яркостью (с малым эмиттансом при величине тока около 30 мА) и уменьшение потерь пучка из-за обдирки отрицательных ионов в ИОС потребовали, в первую очередь, компромиссного решения при выборе отверстия эмиссии в плазменном электроде (диаметр отверстия влияет на поток газа из источника в канал ускорения). В результате экспериментальных исследований диаметр отверстия был выбран равным 6 мм. Вытягивающее напряжение ($\approx$125 кВ), радиусы апертур электродов, расстояния между ними подбирались экспериментально так, чтобы на выходе ИОС получить пучок с радиусом 1-2 мм с минимальной расходимостью. Угол клиновидности кромки плазменного электрода был выбран равным 30^0 для получения наиболее оптимальных оптических характеристик.

При проведении расчетов задавались плотность тока у поверхности эмиссии, начальные продольные и поперечные (тепловые) скорости ионов и электронов. Потенциал плазменного электрода считался постоянным и равным –100 кВ. Потенциал плазмы, как показали проведенные в [38] измерения, на несколько вольт более положителен по отношению к потенциалу плазменного электрода (при условии, что потенциал последнего поддерживается фиксированным). К сожалению, в нашем распоряжении нет необходимых для расчетов точных экспериментальных данных для источника о величинах плазменного потенциала, температур и начальных продольных энергий ионов и электронов. Известен лишь диапазон их возможных значений. Поэтому, как и в случае источника положительных ионов [35], потенциал плазменного электрода определялся из условия баланса ионного и электронного токов, идущих на поверхность электрода. Температура электронов T_e варьировалась в расчетах от 0.1 до 5 эВ, а температура ионов T_i и их начальная продольная энергия E^i_{0z} изменялись от 0.02 до 1 эВ. Начальные поперечные энергии ионов и электронов распределялись случайным образом от 0 до T_i и T_e соответственно. При моделировании использовалось до 1000 больших частиц. Предполагалось, что в плоскости старта частицы распределены с постоянной по сечению плотностью. Плотность тока ионов у поверхности вытягивания принималась равной 135 мА/см^2, плотность тока электронов 700 мА/см^2.

На рис. 1 приведены расчетные траектории пучка для случая, когда начальная продольная энергия ионов и их температура равны 0.2 эВ, а значения E^e_{0z} и T_e для электронов равны 1 эВ. На рис. 2а показана диаграмма эмиттанса пучка в плоскости r,r' (напомним, что моделируемая частица представляет собой кольцо и в координатах r,z изображается точкой), а на рис. 2б показана соответствующая диаграмма эмиттанса в плоскости x,x'. Диаграмма эмиттанса в плоскости x,x' построена по методике, изложенной в [34]. Расчетные радиус и наклон огибающей согласуются с экспериментальными данными. Ток ионов на выходе ИОС составил 31 мА, потери на обдирку отрицательных ионов около 20%. На рис. 3 приведена диаграмма эмиттанса пучка при $E^i_{0z} = T_i$ =1 эВ и $E^e_{0z} = T_e$=5 эВ (при том же вытягивающем напряжении). Следует заметить, что огибающая пучка для этого случая практически совпадает с приведенной на рис. 1. В то же время величины нормализованных эмиттансов для начальных энергий,

указанных на рис. 2 и 3, различаются существенно (см. табл. 1). В табл. 1 приведены величины нормализованного среднеквадратичного эмиттанса пучка $E_{n,4rms}$, нормализованного эмиттанса $E_{n,x-x',90\%}$ и угла наклона $\alpha_{x-x',90\%}$ для эффективного эллипса, охватывающего 90% частиц. Значения эмиттансов, приведенные в таблице, вычислены для плоскости переменных x,x'.

Предложенная трехэлектродная ИОС формирования пучка с энергией 100 кэВ имеет два недостатка. Во-первых, как показали экспериментальные исследования, для получения наибольшего выхода ионов H^- оптимальная толщина плазменного электрода вблизи отверстия эмиссии должна составлять приблизительно 3 мм. Хорошо известно, что плазменный электрод, по крайней мере, в непосредственной близости к пучку должен быть по возможности более тонким, чтобы эмиссия ионов была однородной по всей эмиссионной поверхности [3]. В теоретической работе Холмса [39] показано, что неоднородность плазмы у вытягивающего отверстия приводит к росту эмиттанса пучка. В эксперименте распределение плотности плазмы у вытягивающего отверстия не контролировалось. Трудно ожидать, что при толщине плазменного электрода равной радиусу отверстия эмиссии оно будет близко к однородному. Влияние неоднородности плазмы в плоскости эмиссии на выходные характеристики пучка хорошо видно из рис. 4, на котором приведен эмиттанс пучка для начального гауссовского распределения плотности заряда $\rho_0(r_0,z_0) = const \cdot \exp(-r^2/2\sigma_r^2)$ со значением дисперсии $\sqrt{\sigma_r^2} = R_0$, где R_0 – радиус пучка. Как видно из сравнения рис. 2 и рис. 4, наблюдается заметный рост нелинейных искажений и величины эмиттанса для гауссовского распределения заряда ($E_{n,x-x',90\%}$ = 0.0125 π см·мрад, $E_{n,4rms}$ = 0.0103 π см·мрад) по сравнению с однородным пучком, когда $\rho_0 = const$.

Во-вторых, трехэлектродная ИОС, с точки зрения оптимизации системы извлечения и формирования пучка, имеет определенные ограничения. В подобной ИОС при выборе параметров газового разряда, обеспечивающих наибольший выход ионов H^- (величин тока и напряжения разряда, магнитного поля в источнике, давления рабочего газа), имеется только одна степень свободы для регулировки выходных характеристик пучка – разность потенциалов между вытягивающим и плазменным электродами. С одной стороны, это напряжение является вытягивающим и должно соответствовать определенной плотности плазмы для получения пучка с малой расходимостью, с другой – оно же является ускоряющим и используется для настройки двух выходных параметров пучка (радиуса и угла наклона). Известно [2], что для подавления обратного потока электронов и получения пучков высокой плотности тока с малой угловой расходимостью трехэлектродная ИОС должна быть ускоряюще-замедляющая. Предпочтительной является работа с минимальным замедляющим напряжением, поскольку большое замедляющее напряжение может привести к ряду нежелательных эффектов: нагреву электрода и большому потоку вторичных электронов высокой энергии, которые могут генерировать рентгеновское излучение. Величина ускоряющего напряжения, подобранная экспериментально с точки зрения получения оптимальных выходных характеристик, составляет $\approx$125 кВ. Замедляющее напряжение при этом достаточно высокое – 25 кВ. Расчеты показали, что если в данной геометрии отношение ускоряющего напряжения к энергии пучка составляет 1.1, то радиус и наклон огибающей на выходе ИОС практически не отличаются от случая, когда это отношение равно 1.25, но аберрации при этом возрастают и величина эмиттанса составляет $E_{n,x-x',90\%}$ = 0.01 π см·мрад, $E_{n,4rms}$ = 0.0068 π см·мрад (рис. 5). Последнее объясняется тем, что уменьшение разности потенциалов со 125 до 110 кВ заставляет плазму выгибаться наружу. Это наглядно видно из рис. 6, на котором приведены траектории ионов вблизи плазменного электрода. Для достижения более плоской формы плазмы при ускоряющем напряжении 110 кВ следует изменить геометрию.

При энергии ионов 100 кэВ и выше более оптимальной представляется конструкция ИОС из четырех электродов, для которой отсутствуют упомянутые выше недостатки. В такой системе извлекающее и ускоряющее напряжения независимы друг от друга и расходимость менее чувствительна к изменениям плотности плазмы в источнике [2]. В работах [2, 30, 35, 40] указывается, что для получения пучка с высокой яркостью и малой расходимостью вытягивающее напряжение должно составлять часть (в зависимости от геометрии 1/5÷1/10) от полного напряжения, соответствующего энергии пучка.

ИОС, состоящая из четырех электродов, была исследована численно (рис. 7-11). В результате расчетов была оптимизирована геометрия плазменного электрода, позволяющая получить пучок с минимальными аберрациями и малым эмиттансом. Проведенные вычисления показали, что искажения эмиттанса пучка, также как и в случае источника положительных ионов, будут меньше, если геометрия плазменного электрода отличается от пирсовской [3, 35]. Для электрода с квазипирсовской геометрией (рис. 7) плазма исключается из областей с чрезмерной кривизной эквипотенциалей у краев отверстия и обеспечивается более равномерная кривизна эквипотенциалей вдоль плазменной оболочки. На рис. 7 приведены траектории ионов при тех значениях начальной энергии ионов и электронов, что и на рис. 1, а на рис. 8а и 8б показаны диаграммы эмиттанса пучка в плоскостях r,r' и x,x' соответственно. Величины нормализованных эмиттансов в плоскости x,x´ для ИОС-3 и ИОС-4 практически совпадают при одинаковых начальных продольных и поперечных скоростях (см. табл. 1). Следует заметить, что положительные ионы и электроны в плазме источника типа дуаплазматрон обладают большими направленными аксиальными скоростями. Средняя энергия положительных ионов может достигать 100 эВ и выше [41]. Величина начальной продольной энергии отрицательных ионов неизвестна. Были проведены расчеты ИОС-4 при разных начальных значениях продольной (E_{0z}) и поперечной (T) энергии ионов и электронов. Траектории ионов вдоль оси z слабо зависят от начальных энергий частиц, и огибающие практически не отличаются от приведенной на рис. 7. На рис. 8-11 приведены диаграммы эмиттансов в координатах r,r'. Они рассчитаны при потенциалах электродов, указанных на рис. 7. Из рис. 8-11 видно, что радиус пучка одинаков для всех рассмотренных случаев, диаграммы эмиттанса имеют почти равный наклон, но отличаются разбросом координат частиц. Величины нормализованных эмиттансов $E_{n,4rms}$ и $E_{n,x-x',90\%}$ в плоскости x,x' приведены в табл. 1.

Таблица 1. Расчетные значения нормализованного среднеквадратичного эмиттанса пучка $E_{n,4rms}$, нормализованного эмиттанса $E_{n,x-x',90\%}$ и угла наклона $\alpha_{x-x',90\%}$ эффективного эллипса в плоскости x,x', охватывающего 90% частиц.

ИОС	E^{i}_{0z} (эВ)	T_i (эВ)	E^{e}_{0z} (эВ)	T_e (эВ)	$E_{n,4rms}$ (π см·мрад)	$E_{n,x-x',90\%}$ (π см·мрад)	$\alpha_{x-x',90\%}$
ИОС-3	0.2	0.2	1	1	0.0037	0.0051	0.0071
	1	1	5	5	0.0060	0.0078	0.0073
ИОС-4	0.2	0.2	1	1	0.0037	0.0050	0.0110
	1	1	5	5	0.0060	0.0077	0.0106
	1	0.2	1	1	0.0028	0.0036	0.0105
	1	0.2	5	1	0.0026	0.0034	0.0105

В заключение отметим, что разработанная программа позволяет решать задачи проектирования и оптимизации ионно-оптических систем вытягивания и формирования пучка отрицательных ионов. С ее помощью можно исследовать влияние распределения плотности тока по сечению, начальных скоростей частиц, формы электродов, вытягивающего и ускоряющего потенциалов, пространственного заряда электронов, вытягиваемых с ионами, а также влияние эффекта от обдирки отрицательных ионов на нейтральных атомах газа на характеристики ионного пучка.

Автор выражает благодарность В.В. Нижегородцеву за предоставленные данные экспериментальных исследований для ИОС-3, Ю.А. Буданову за полезные дискуссии.

Рис. 1. Геометрия ИОС из трех электродов и траектории ионов. $E^{i}_{0z} = T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 1$эВ, плотность тока ионов и электронов в плоскости вытягивания $j_i = 135$ мА/см^2, $j_e = 700$ мА/см^2, ток ионов H^- на выходе $I_i = 31$ мА, потери на обдирку $\approx$ 20%.

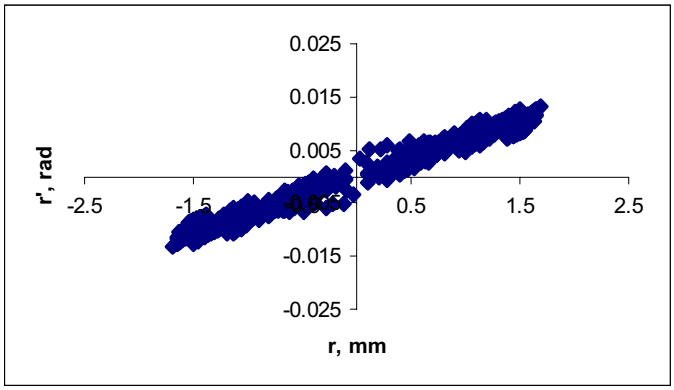

Рис. 2а. Эмиттанс пучка в плоскости **r,r'** для ИОС-3. $E^{i}_{0z} = T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 1$ эВ. $U_{уск} = 125$ кВ.

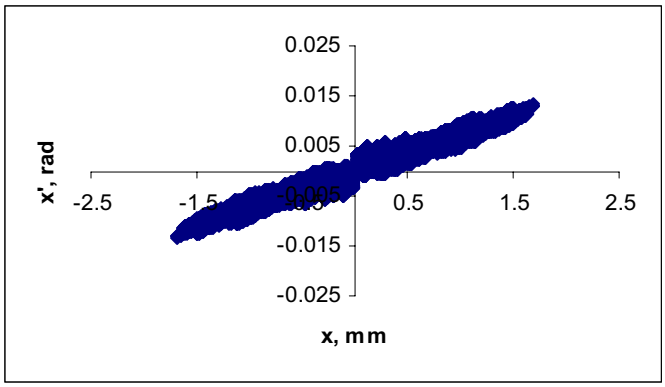

Рис. 2б. Эмиттанс пучка в плоскости **x ,x'** для ИОС-3. $E^{i}_{0z} = T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 1$ эВ.

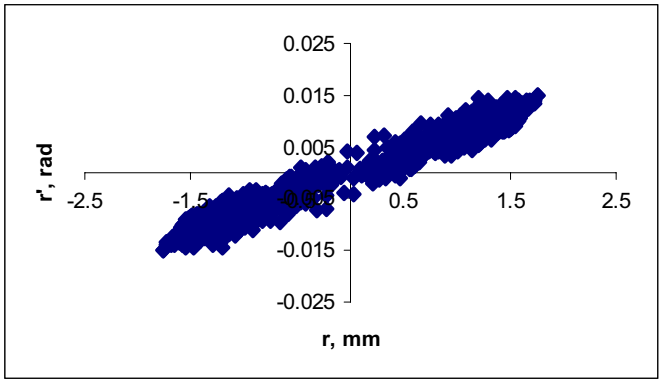

Рис. 3. Эмиттанс пучка в плоскости **r,r'** для ИОС-3. $E^{i}_{0z} = T_i = 1$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 5$ эВ. $U_{уск} = 125$ кВ.

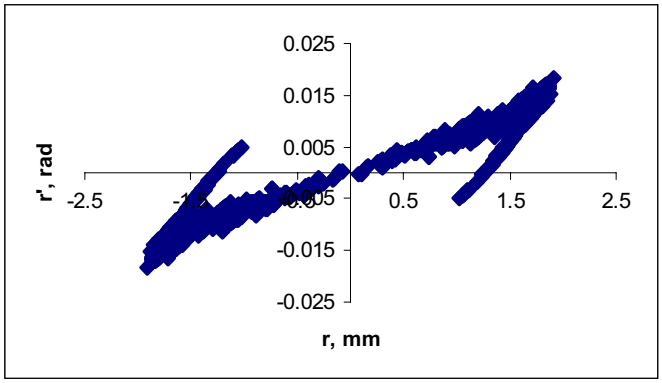

Рис. 4. Эмиттанс пучка в плоскости **r,r'** для ИОС-3 для начального гауссовского распределения плотности заряда ($\rho_0 = const \cdot \exp(-r^2 / 2R_0^2)$). $E^{i}_{0z} = T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 1$ эВ, $U_{уск} = 125$ кВ.

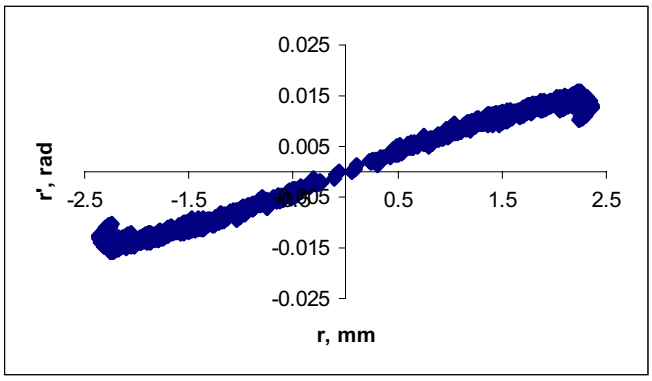

Рис. 5. Эмиттанс пучка в плоскости **r,r'** для ИОС-3. $E^{i}_{0z} = T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 1$ эВ, $U_{уск} = 110$ кВ.

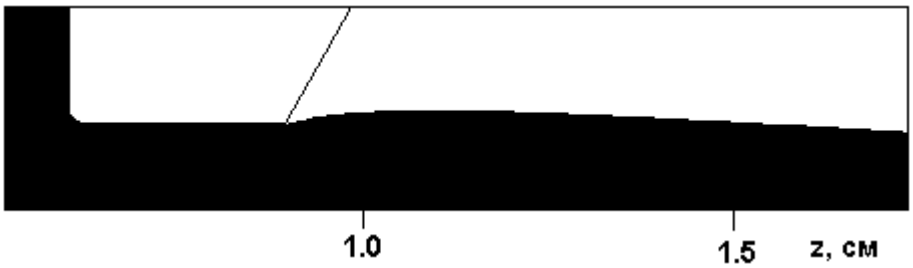

Рис. 6. Траектории ионов для ИОС-3 вблизи плазменного электрода при $U_{уск}$ = 110 кВ.

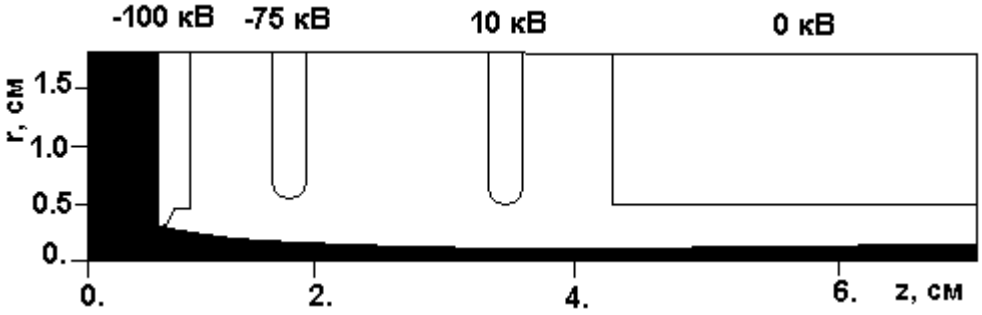

Рис. 7. Геометрия ИОС из четырех электродов и траектории ионов. $E^{i}_{0z} = T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 1$ эВ, плотность тока ионов и электронов в плоскости вытягивания j_i =135 А/см^2, j_e =700 мА/см^2, ток ионов H^- на выходе I_i =31 мА, потери на обдирку ≈ 20%.

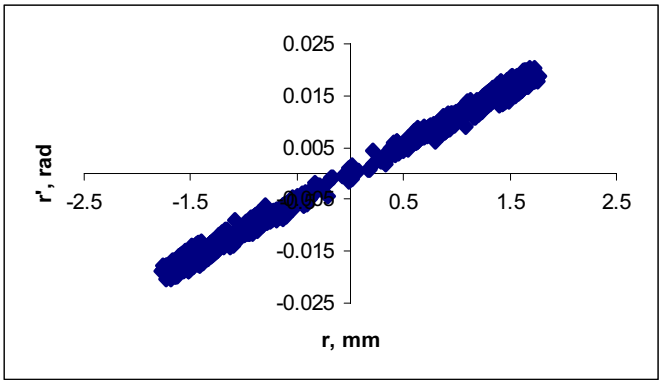

Рис. 8а. Эмиттанс пучка в плоскости **r,r'** для ИОС-4. $E^{i}_{0z} = T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 0.5$ эВ.

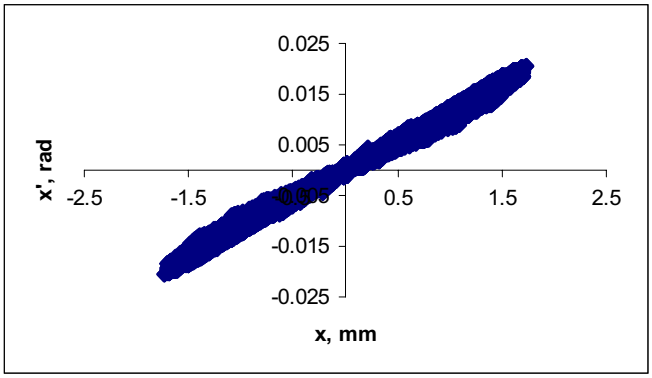

Рис. 8б. Эмиттанс пучка в плоскости **x ,x'** для ИОС-4. $E^{i}_{0z} = T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 1$ эВ.

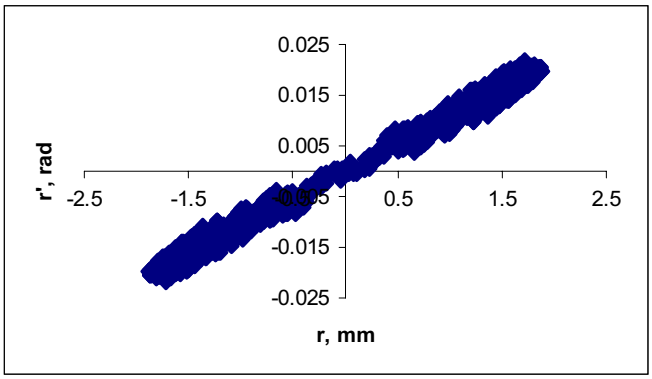

Рис. 9. Эмиттанс пучка в плоскости **r,r'** для ИОС-4. $E^{i}_{0z} = T_i = 1$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 5$ эВ.

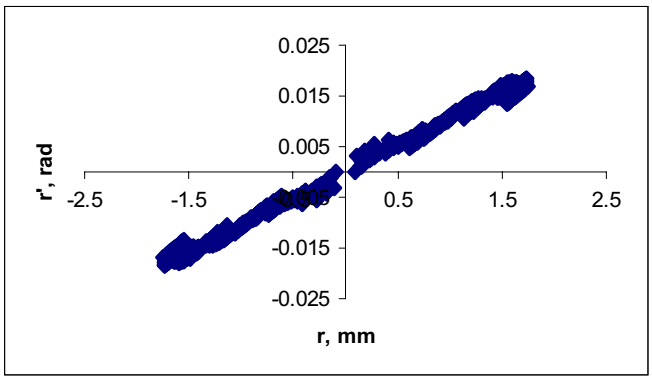

Рис. 10. Эмиттанс пучка в плоскости **r,r'** для ИОС-4. $E^{i}_{0z} = 1$ эВ, $T_i = 0.2$ эВ, $E^{e}_{0z} = T_e = 1$ эВ.

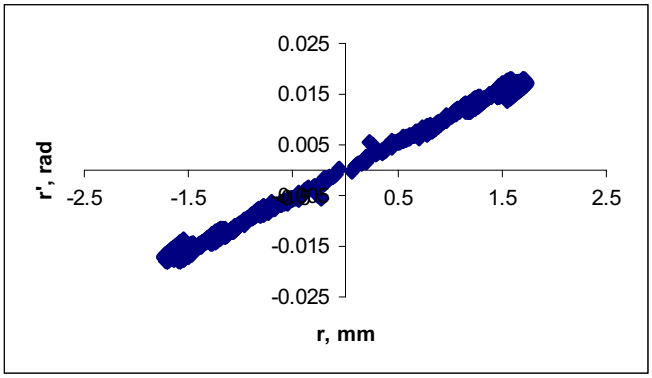

Рис. 11. Эмиттанс пучка в плоскости **r,r'** для ИОС-4. E^{i}_{0z} = 1 эВ, T_i = 0.2 эВ, E^{e}_{0z} = 5 эВ, T_e = 1 эВ.

Список литературы

[1] Н.Н. Семашко и др. Инжекторы быстрых атомов водорода. – М.: Энергоиздат, 1981, с. 165.

[2] Я.Т. Форрестер. Интенсивные ионные пучки. – М.: Мир, 1991, с. 358.

[3] Физика и технология извлечения ионов./ Под ред. Я. Брауна. – М.: Мир, 1998, с. 496.

[4] Ю.И. Бельченко, Г.И. Димов, В.Г. Дудников, А.С. Куприянов. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 8-14, Новосибирск, 1988.

[5] Yu.I. Belchenko and A.S. Kupriyanov, Rev. Sci. Instrum. **65,** № 4, Part II, p. 1179-1181 (1994) (Proceedings of the 5 th International Conference of Ion Sources, August -September 1993, Beijing, China).

[6] H.V. Smith et al., Rev. Sci. Instrum. **65,** № 4, Part II, p. 1176-1178 (1994).

[7] M.P.S. Nightingale, A.J.T. Holmes, Rev. Sci. Instrum. **57**, № 10, p. 2396-2401 (1986) (Приб. для науч. исслед., № 10, с. 3-8 , 1991); A.J.T. Holmes, M.P.S. Nightingale, Rev. Sci. Instrum. **57**, № 10, p. 2402-2408 (1986) (Приб. для науч. исслед., № 10, с. 8-12, 1991).

[8] J.W. Kwan et al., Rev. Sci. Instrum. **62,** № 6, p. 1521 –1526 (1991) (Приб. для науч. исслед., № 6, с. 79- 85, 1991).

[9] K.N. Leung, Rev. Sci. Instrum. **65,** № 4, Part II, p. 1165-1169 (1994).

[10] M. Bacal, J. Bruneteau, P. Devynck, Rev. Sci. Instrum. **59** , № 10, p. 2152-2157 (1988) (Приб. для науч. исслед., № 10, с. 20-26, 1988).

[11] L.M. Lea et al., Rev. Sci. Instrum. **61**, № 1, p. 409-411 (1990).

[12] R. McAdams, R.F. King, A.F. Newman, Rev. Sci. Instrum. **61**, № 8, p. 2176-2183 (1990) (Приб. для науч. исслед., № 8, с. 81- 88, 1990).

[13] K.N. Leung et al., Rev. Sci. Instrum. **61,** № 3, p. 1110 – 1116 (1990) (Приб. для науч. исслед., № 3, с. 108- 115, 1991).

[14] K. Volk, A. Maaser and H. Klein, Proceeding of the XVIV International Linear Accelerator Conference (TH405), Chicago, 23-28 August 1998.

[15] J. Peters, Rev. Sci. Instrum. **69**, № 2, p. 992-994 (1998).

[16] Ushakov, K.Volk, H. Klein and U. Ratzinger, Rev. Sci. Instrum. **75,** № 3, p. 1178-1785 (2004) (Proceeding of the 10th International Conference on Ion Sources, Dubna, Russia, September 8-13, 2003).

[17] T. Kuo, D. Yuan, K. Jayamanna et al., Rev. Sci. Instrum. **69,** № 2, p. 959-961 (1998).

[18] K.N. Leung et al., Rev. Sci. Instrum. **59,** № 3, p. 453-456 (1988) (Приб. для науч. исслед., № 3, с. 55-59, 1988).
[19] K.N. Leung et al., Rev. Sci. Instrum. **60,** № 4, p. 531-538 (1989) (Приб. для науч. исслед., № 4, с. 3-12, 1989).
[20] Ueno, K. Ikegami, Y. Kondo, Rev. Sci. Instrum. **75**, № 2, Part II, p. 1714-1718, (2004) (Proceeding of the 10th International Conference on Ion Sources. Dubna, Russia, September 8 - 13, 2003).
[21] K.N . Leung et al., Rev. Sci. Instrum. **62,** № 1, p. 100-104 (1991) (Приб. для науч. исслед., № 1, с. 52-57, 1991).
[22] J. Peters, Rev. Sci. Instrum. **73**, № 2, Part II, p. 900-902 (2002) (Proceeding of the 9th International Conference on Ion Sources. Oakland, USA, September 3 -7, 2001).
[23] J. Peters, Rev. Sci. Instrum. **75**, № 2, Part II, p. 1709-1713 (2004).
[24] R.F. Welton, M.P. Stockli, R.T. Roseberry et al., Rev. Sci. Instrum. **75**, № 2, Part II, p. 1789-1792 (2004).
[25] M. Bacal, A. Hatayama, J. Peters, Volume production negative hydrogen ion source, IEEE Transactions on Plasma, v. 33, № 6, p. 1845-1871, Part 1, Dec. 2005.
[26] В.В. Нижегородцев. Плазменный ионный источник. Авт. свид. № 439232. Бюлл. изобр., № 27, 178 (1975); В.В. Нижегородцев – Труды V Всесоюз. Совещ. по ускор. заряж. част., Дубна, 1976, т. I, с. 368-370.
[27] G. Dutto et al., Rev. Sci. Instrum. **65**, № 4, part II, p. 1189-1191 (1994).
[28] M. Bandyopadhyay and R. Wilhelm, Rev. Sci. Instrum. **75**, № 5, Part II, p. 1720-1722 (2004).
[29] J.H. Whealton et al., Rev. Phys. Appl. **24**, 945 (1989).
[30] J.H. Whealton et al., Rev. Sci. Instrum. **61**, № 1, p. 436-438 (1990).
[31] J.H. Whealton et al., J. Appl. Phys. **64**, № 11, p. 6210- 6226 (1988).
[32] J. Pamela, Rev. Sci. Instrum. **62**, № 5, .p. 1163-1172, 1991 (Приб. для науч. исслед., № 5, с. 26-37, 1991).
[33] R.F. Welton, M.P. Stockli, J.E. Boers et al., Rev. Sci. Instrum. **73**, № 2, Part II, p. 1013-1016 (2002).
[34] R. Keller, D. Cheng, R. DiGennaro et al., Rev. Sci. Instrum. **73**, № 2, Part II, p. 914-916 (2002).
[35] B.A. Frolov. Calculation of extraction optics for ion system with plasma emitter. − Proceedings of the XIXth Russian Conference on Charge d Particle Accelerators, Dubna, 2004; Б.А.Фролов. – Препринт ИФВЭ 2004-43, Протвино, 2004, с. 8.
[36] Б.А. Фролов. Расчет параметров аксиально-симметричных электростатических линз в согласующем канале линейного ускорителя. – Труды XIV Совещания по ускор. заряж. частиц, Протвино, 1994, т. 3, с. 124-129; Б.А.Фролов. – Препринт ИФВЭ 94-105, Протвино, 1994, с. 31.
[37] М.Ф. Тиунов, Б.М. Фомель, В.П. Яковлев. SAM – интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини-ЭВМ. – Препринт ИЯФ СО АН СССР, 87-35, Новосибирск, 1987, с. 64.
[38] K.N. Leung, K.M. Ehlers, M. Bacal, Rev. Sci. Instrum. **54,** № 1, p. 56-61 (1983) (Приб. для науч. исслед., № 1, с .61-67, 1983).
[39] A.J.T. Holms, E. Surrey, Rev. Sci. Instrum. **62**, № 5, p. 1173-1178 (1991) (Приб. для науч. исслед., № 5, с. 37- 43, 1991).
[40] R. McAdams, A.J.T. Holmes, M.P.S. Nightingale, Rev. Sci. Instrum. **59**, № 6, p. 895-901 (1988) (Приб. для науч. исслед., № 6, с. 72-79, 1988).
[41] М.Д. Габович. Физика и техника плазменных источников ионов – М.: Атомиздат, 1981, с. 165.

Рукопись поступила 29 января 2007 г.

Б.А. Фролов
Моделирование ионно-оптической системы вытягивания отрицательных ионов.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 02.02.2007. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. 2,25. Уч.– изд.л. 1,8. Тираж 80. Заказ 32. Индекс 3649.
ЛР №020498 от 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2007-1, ИФВЭ, 2007