

04;10

Формирование пучка ионов, извлекаемых из плазмы тлеющего разряда

© Н.В. Гаврилов,¹ Д.Р. Емлин²¹ Институт общей физики РАН,
117942 Москва, Россия² Институт электрофизики УрО РАН,
620049 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 10 декабря 1998 г.)

В плазменно-эмиссионных структурах на основе тлеющего разряда разность потенциалов между эмитирующей ионы плазмой и экраным электродом ионно-оптической системы зависит от особенностей электродной системы тлеющего разряда и может изменяться в пределах 0–1 кВ. Приведены результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования формирования пучков ионов с энергией 1–50 кеВ и плотностью тока 1–10 мА/см² в ионных источниках на основе таких структур.

Введение

Высокая плотность тока j и ее однородное распределение $j(r)$ по сечению пучка являются основными требованиями к ионным пучкам большого сечения, используемым для модификации поверхности материалов. Эти параметры пучков, формируемых многоапертурными электростатическими ионно-оптическими системами, определяются не только плотностью и степенью пространственной однородности эмитирующей плазмы, но и угловой расходимостью и длиной области дрейфа пучка. Значительная угловая расходимость приводит не только к уменьшению средней плотности тока в расширяющемся пучке, но и к трансформации пучка из однородного в пучок с гауссовым профилем [1]. Поэтому угол расходимости лучей, формируемых в элементарных ячейках ионной оптики, должен быть минимальным. С другой стороны, эти лучи все же должны обладать конечной угловой расходимостью, обеспечивающей однородность распределения $j(r)$ их перекрыванием в заданном сечении ионного пучка. Таким образом, одной из основных задач формирования однородных широких пучков с использованием многоапертурной электростатической оптики является обеспечение оптимальной угловой расходимости пучка, при которой не наблюдаются мелкомасштабные неоднородности распределения $j(r)$, обусловленные проявлением дискретной структуры оптики при малых углах расходимости, и не возникает крупномасштабная неоднородность $j(r)$ из-за перераспределения тока в пучке при больших углах расходимости. Причем если для систем формирования низкоэнергетических пучков основной проблемой является уменьшение угловой расходимости, то в высокоэнергетических пучках с невысоким первеансом при изменении параметров пучка в широких пределах могут проявляться оба типа неоднородностей.

Отличительной особенностью плазменно-эмиссионных структур на основе тлеющего разряда является то, что наряду с такими характеристиками пучка и ионной оптики, как нормализованный первеанс пучка на одно отверстие (НПО) [2], отношение длины ускоряющего

промежутка к радиусу отверстий оптики [3] и отношение R разности потенциалов, определяющей конечную энергию ионов к полному напряжению, приложенному к ускоряющему промежутку [4], существенное влияние на условия формирования пучка оказывает также и разность потенциалов $\Delta\phi$ между плазмой и экраным электродом оптики, которая может изменяться в широких пределах. Эмитирующая ионы плазма может создаваться в анодной или катодной полостях, что зависит от используемой разновидности электродной системы тлеющего разряда [5]. Поскольку площадь контактирующего с плазмой экранного электрода оптики, формирующей широкий пучок, достаточно велика, то потенциал этого электрода оказывает существенное влияние на свойства разряда и не может быть задан произвольным образом. Повышение потенциала элементов электродной системы, контактирующих с плазмой разряда с полным катодом, увеличивает скорость потерь быстрых электронов, что приводит к увеличению напряжения горения и требуемого давления газа в разряде [6]. В плазменно-эмиссионных структурах такого типа [7,8] между генерируемой в катодной полости плазмой и имеющим потенциал катода экраным электродом существует слой пространственного заряда, падение потенциала $\Delta\phi$ в котором определяется напряжением горения разряда и составляет сотни вольт, а толщина слоя в зависимости от плотности плазмы может изменяться от долей миллиметра до нескольких миллиметров.

В структурах с извлечением ионов из плазмы, создаваемой в анодной полости электродной системы тлеющего разряда, через отверстия в экранном электроде, имеющем плавающий потенциал, также формируется приэлектродный слой со значительным падением напряжения. Присутствие в плазме тлеющего разряда эмитированных катодом первичных электронов, средняя энергия которых зависит от степени их энергетической релаксации и может быть значительно выше тепловой, приводит к тому, что плавающий потенциал экранного электрода оказывается значительно (на 100–200 В) ниже потенциала плазмы.

Наличие слоя с большим падением напряжения и значительной толщиной влияет на форму плазменной эмиссионной поверхности, условия отбора ионов из плазмы и формирования пучка.

В работе приведены результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования формирования пучков ионов аргона с энергией 1–50 keV и плотностью тока 1–10 mA/cm² в системах с плазменным эмиттером ионов на основе тлеющего разряда.

Экспериментальные результаты

В экспериментах изучалось формирование пучков ионов аргона в двух диапазонах энергии: 1–3 и 30–50 keV. Использовались трехэлектродные ускоряюще-замедляющие ионно-оптические системы с одинаковым для всех электродов диаметром отверстий d , который составлял 3 mm для низкоэнергетичной и 10 mm для высокоэнергетичной оптики. Отношение R напряжения U_n , определяющего конечную энергию ионов на выходе системы формирования к полному ускоряющему напряжению U_i , для высоковольтной оптики определялось из условия отражения обратного электронного потока и было близко к единице, а при формировании низкоэнергетичных пучков величина R изменялась в пределах 0.25–1 с целью определения условий достижения минимального угла расходимости пучка ω при заданной конечной энергии ионов и плотности тока эмиссии. Размеры элементарной ячейки оптики, значения ускоряющего напряжения и плотности тока эмиссии ионов выбирались таким образом, чтобы обеспечить в обоих энергетических диапазонах возможность изменения значений нормализованного первеанса на отверстие в некотором интервале вблизи значений $1-3 \cdot 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}$. Максимальная величина НПО определяется соотношением [2]

$$(I/U_i^{3/2})(l_c d)^2 = \pi \epsilon_0 / 9(2q/M)^{1/2} \quad (1)$$

и составляет для аргона $6.79 \cdot 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}$. Здесь I — ток пучка; q , M — заряд и масса иона; $l_c = (l^2 + d^2/4)^{1/2}$ — эффективная длина ускоряющего промежутка; l , d — длина ускоряющего промежутка и диаметр отверстий оптики. Согласно [2], для формирования пучка ионов аргона с минимальной угловой расходимостью необходимо использовать значения НПО, которые в 2–3 раза меньше предельной величины. Однако следует иметь в виду, что наличие слоя, в котором ионы приобретают начальную энергию, составляющую значительную долю от полной энергии ионов в ускоряющем промежутке, делает некорректным использование соотношения (1) для оценки НПО. Величина R в этих условиях определялась как отношение напряжения источника питания, определяющего конечную энергию ионов, к напряжению источника, подключенного между анодом тлеющего разряда и ускоряющим электродом, что характеризует степень замедления ионов, но не отвечает данному в [2]

определению U_i как полного напряжения на ускоряющем промежутке.

Использовались различные электродные системы тлеющего разряда с генерацией эмитирующей плазмы как в катодной, так и в анодной полостях. Потенциал экранного электрода ионной оптики измерялся относительно анода разрядной системы и составлял 500–700 V для присоединенного к катоду электрода и 150–180 V для изолированного электрода. Использовались режимы горения разряда, в которых потенциал плазмы был близок к потенциалу анода. Согласно результатам масс-спектроскопических исследований состава плазмы в катодной полости тлеющего разряда [5,7,8], содержание двухзарядных ионов аргона не превышало 10%, примесь ионов металла в плазме могла достигать нескольких процентов. В экспериментах с помощью подвижного зонда измерялись радиальные профили плотности тока в широком пучке и пучке, формируемом элементарной ячейкой оптики, а также ток пучка и токи в цепях электродов ионной оптики. Результаты измерений использовались для оценки эффективности извлечения ионов из плазмы, потерь тока ускоренных ионов и угловой расходимости пучка.

а) Формирование низкоэнергетичных пучков. Для проведения эксперимента была разработана электродная система тлеющего разряда с полыми катодом и анодом в магнитном поле, обеспечивающая повышенную однородность эмитирующей плазмы. Ионы извлекались из плазмы, генерируемой в анодной полости разрядной системы, что позволяло изменять потенциал экранного электрода от плавающего до катодного без существенного изменения характеристик разряда. Дополнительным фактором, способствующим уменьшению различий в условиях горения разряда и плотности генерируемой в этих двух режимах плазмы, являлось использование многоапертурной оптики, большая суммарная площадь апертур которой обуславливает значительное влияние ускоряющего поля на условия горения разряда. Неоднородность радиального распределения плотности эмитирующей плазмы не превышала 5% в круге диаметром 80 mm, соответствующем диаметру оптики. Плотность тока эмиссии ионов из плазмы $j_e \sim 1 \text{ mA/cm}^2$ обеспечивалась при токе разряда 0.7 A и напряжении горения разряда 670 V. Поток газа, напускаемого в разрядную систему, поддерживался постоянным и равным $10 \text{ cm}^3 \cdot \text{atm/min}$, при этом давление в вакуумной камере составляло 10^{-2} Pa . Диаметр апертур оптики составлял 3 mm, длина ускоряющего зазора изменялась в пределах 2–4 mm, замедляющий зазор был постоянным и равным 2 mm, толщина электродов составляла 1.2 mm. Общая площадь отверстий оптики была 25 cm^2 . Источник работал в режиме автокомпенсации пространственного заряда пучка.

Зависимости, иллюстрирующие влияние величины R на условия формирования пучка ионов с конечной энергией $eU_n = 1 \text{ keV}$ в оптике с длиной ускоряющего промежутка $l = 4 \text{ mm}$ при катодном и плавающем

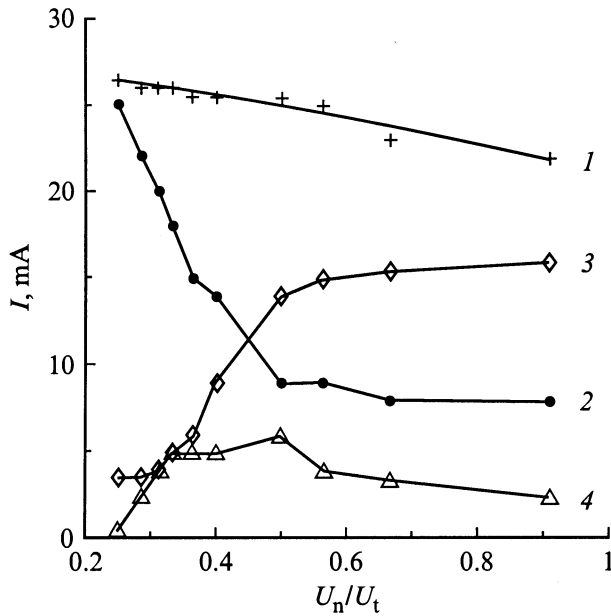


Рис. 1. Изменение тока ионов аргона на входе в оптику (1), тока пучка (2), тока на ускоряющий (3) и замедляющий (4) электроды оптики в зависимости от отношения напряжений R при катодном потенциале экранного электрода.

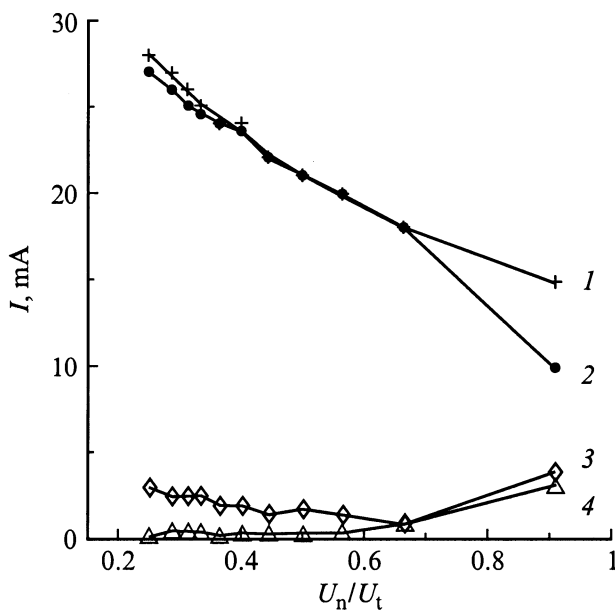


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при плавающем потенциале экранного электрода ($\Delta\varphi = 160$ V).

потенциале экранного электрода, приведены на рис. 1 и 2 соответственно. Максимальный ток пучка, близкий к току эмиссии ионов из плазмы, в этих системах достигается при минимальных значениях R . В системе с катодным потенциалом экранного электрода (рис. 1) увеличение R приводит к увеличению потерь тока на электродах оптики и резкому падению тока пучка, однако

ток эмиссии ионов из плазмы, измерившийся в цепи источника напряжения U_n , при этом изменяется незначительно. При плавающем потенциале экранного электрода (рис. 2) ток пучка монотонно уменьшается с ростом R , а его величина лишь незначительно отличается от тока ионной эмиссии.

Измерения профиля пучка проводились с использованием подвижного цилиндра Фарадея, заключенного в заземленный корпус и находящегося под отрицательным потенциалом — 100 V. Диаметр входного отверстия составлял 1.5 mm. Полный угол расходимости пучка оценивался по результатам измерений профиля пучка как $2\omega = 1/2(l_{0.9} - l_{0.1})/L$, где $l_{0.1}$, $l_{0.9}$ — ширина пучка на уровне 0.1 и 0.9 от амплитудного значения тока соответственно; L — длина области дрейфа пучка. Коэффициент $1/2$ учитывает тот факт, что размывание пучка вследствие угловой расходимости сопровождается как уширением пучка по основанию, так и уменьшением ширины плато на вершине профиля [1]. Минимальный угол $\omega \sim 5^\circ$ в системе с плавающим потенциалом был получен при $R \sim 0.5$. При катодном потенциале экранного электрода значение R составило около 0.4, однако ток пучка был примерно вдвое ниже из-за потерь ионов на электродах оптики. Уменьшение длины ускоряющего зазора до 2 mm улучшило формирование пучка в системе с катодным слоем при малых R , но привело к увеличению потерь тока пучка в системе с плавающим потенциалом при больших значениях R .

б) Формирование высокоэнергетичных пучков. Изучалось формирование пучка в элементарной ячейке оптики источника ионов на основе разряда с полым катодом в магнитном поле [7], многоапертурная ионная оптика которого была заменена на одноапертурную оптику с диаметром отверстий 10 mm и

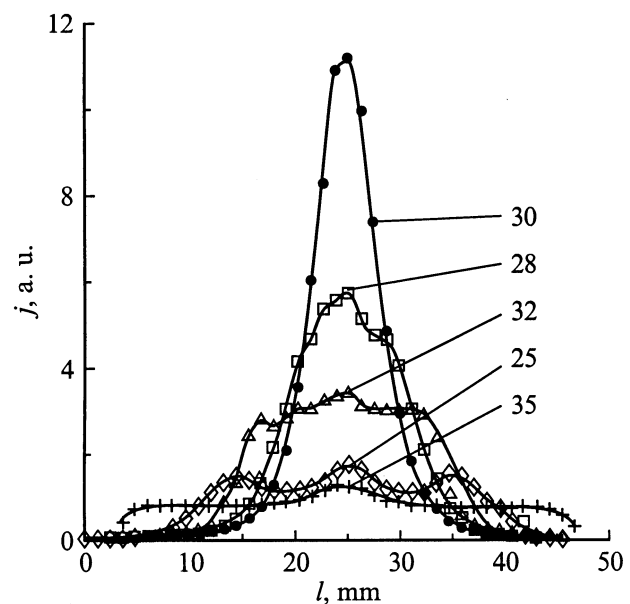


Рис. 3. Профили плотности пучка, формируемые при различных напряжениях (в kV) на ускоряющем промежутке (цифры у кривых). Ток и напряжение горения разряда 15 A и 500 V.

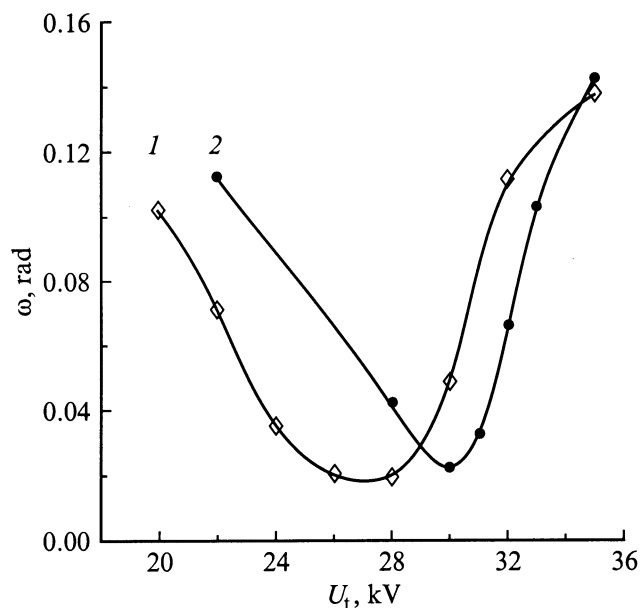


Рис. 4. Зависимости полного угла расходимости пучка от ускоряющего напряжения j_e , mA/cm²: 1 — 6.7, 2 — 10; $l = d = 10$ mm.

длиной ускоряющего зазора, изменявшейся в пределах 10–15 mm. Толщина электродов оптики составляла 1.5 mm. Эмитирующая плазма создавалась в катодной полости, экранный электрод оптики также имел катодный потенциал. Напряжение горения импульсного разряда с током 5–15 A составляло 400–500 V. Плотность тока эмиссии ионов аргона изменялась в пределах 3–10 mA/cm². Профиль ионного пучка измерялся на расстоянии 300 mm от оптики с помощью зонда в виде вольфрамовой проволоочки диаметром 0.5 mm, перемещаемой вдоль щели шириной 2 mm. На рис. 3 представлены профили пучка, полученные при плотности тока эмиссии ионов 10 mA/cm² и различных значениях ускоряющего напряжения, а на рис. 4 приведены зависимости полного угла расходимости от ускоряющего напряжения для различных значений плотности эмиссионного тока. Угол расходимости оценивался из отношения полной ширины профиля пучка на половине высоты к длине области дрейфа пучка. Как видно из рис. 4, минимальный угол расходимости пучка близок к 0.02 rad, а значения НПО, соответствующие минимуму кривых 1 и 2, составляют $1.5 \cdot 10^{-9}$ и $2 \cdot 10^{-9}$ A/V^{3/2} соответственно. Уменьшение плотности тока пучка и рост толщины слоя приводит к снижению величины нормализованного первеанса.

Результаты моделирования

С использованием программы BEAM-CAD, разработанной Ю.А. Коваленко (Всероссийский электротехнический институт, Москва), моделировались условия формирования ионного пучка одноапертурной трехэлектродной ускоряюще-замедляющей оптикой в двух диапазонах

энергий ионов 0.5–3 и 20–50 keV. Эмиттером ионов являлась аргоновая плазма с плотностью однозарядных ионов $n \sim 3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ и температурой электронов 5–10 eV. Расчеты проводились с целью анализа влияния слоя на процессы отбора и начального формирования пучка, поэтому влияние пучковой плазмы для упрощения вычислений не моделировалось. Присутствие в плазме тлеющего разряда быстрых электронов в модели также не учитывалось, поэтому значения плавающего потенциала и плотности тока эмиссии ионов оценивались приближенно. Используемые приближения и допущения обуславливают преимущественно качественный характер полученных при расчете зависимостей. В программе использован обычный алгоритм расчета, заключающийся в задании геометрии и распределения потенциалов на электродах оптики, а также первоначального положения плазменной поверхности и ее ионно-эмиссионных свойств. Затем находится решение уравнения Лапласа при заданных границах и вычисляются траектории ионов. Следующим шагом являются вычисление плотности пространственного заряда ионов и решение уравнения Пуассона. После ряда итераций граница плазмы перемещается таким образом, чтобы обеспечить нулевую напряженность электрического поля на поверхности плазмы. Расчет производится до получения самосогласованного решения. Определялись условия формирования пучка с минимальными потерями на электродах оптики, рассчитывался половинный угол расходимости пучка ω , распределение плотности тока $j(r)$ в любом заданном сечении пучка, а также оценивалось соотношение между током ионов на экранном электроде и током пучка. Потенциал экранного электрода принимался равным $\Delta\phi = 0.150$ и 500 V, что соответ-

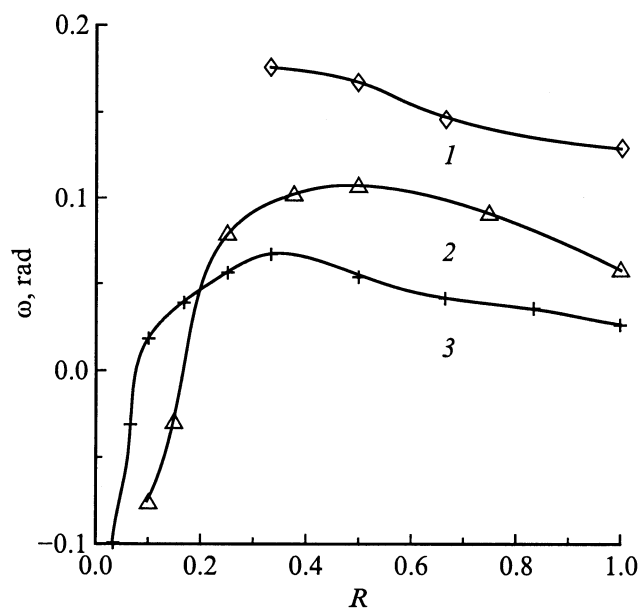


Рис. 5. Зависимости угла расходимости пучка от отношения напряжений R . 1 — $U_t = 1.5$ kV, $l = 3.75$ mm; 2 — $U_t = 2$ kV, $l = 4.75$ mm; 3 — $U_t = 3$ kV, $l = 6.5$ mm; $j_e = 2$ mA/cm².

ствует анодному, плавающему и катодному потенциалам экранного электрода.

На рис. 5 приведены результаты расчета, целью которого было определение размеров оптики и значений R , которые обеспечивают минимальную угловую расходимость пучка ионов аргона с энергией 1 keV при плотности тока эмиссии ионов из плазмы 2 mA/cm^2 в отсутствие слоя ($\Delta\phi = 0$). Расчет проводился для трех вариантов оптики с одинаковым диаметром отверстий $d = 4 \text{ mm}$ и длиной замедляющего зазора $l_d = 2 \text{ mm}$. Длина l ускоряющего промежутка и напряжение U_i для этих трех вариантов были различны и выбирались из условия обеспечения величины НПО, равной $1/2$ от ее максимального значения. Из полученных результатов следует, что при $R > 0.3$ и $\Delta\phi = 0$ минимальные значения ω достигаются в системе с наибольшей длиной зазора l . Резкое уменьшение ω при малых R , полученное для кривых 2 и 3, вызвано усилением фокусирующего действия электростатической линзы и отверстия замедляющего электрода. Изменение знака ω обусловлено тем, что угол расходимости определялся на расстоянии 5 mm от оптики, на значительном же удалении от оптики пучок при малых R будет сильно расходящимся. При малых l (кривая 1) эффект фокусировки не наблюдался, уменьшение $R < 0.3$ сопровождалось резким ростом тока ионов на замедляющий электрод.

Результаты расчета системы формирования пучка с конечной энергией ионов 1 keV при катодном потенциале экранного электрода ($\Delta\phi = 500 \text{ V}$) представлены на рис. 6. Плотность тока эмиссии ионов из плазмы в расчетах соответствовала 1 mA/cm^2 . Диаметр отверстий составлял 3 mm, длина замедляющего зазора 2 mm, ускоряющий промежуток изменялся в пределах 2–4 mm. При уменьшении R снижается угол расходимости пучка, возрастают как ток пучка I_b , так и ток ионов I_c , извлекаемых из плазмы сквозь отверстие в экранном

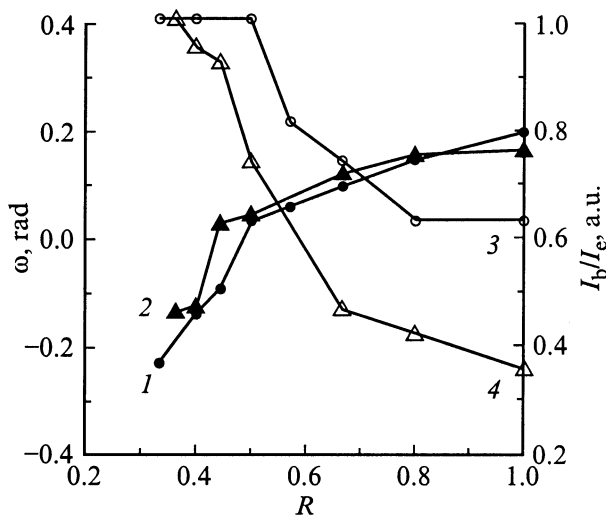


Рис. 6. Зависимости угла расходимости (1, 2) и отношения токов на входе и выходе оптики (3, 4) от R . Конечная энергия ионов аргона 1 keV; $l = 2$ (1, 3), 4 mm (2, 4).

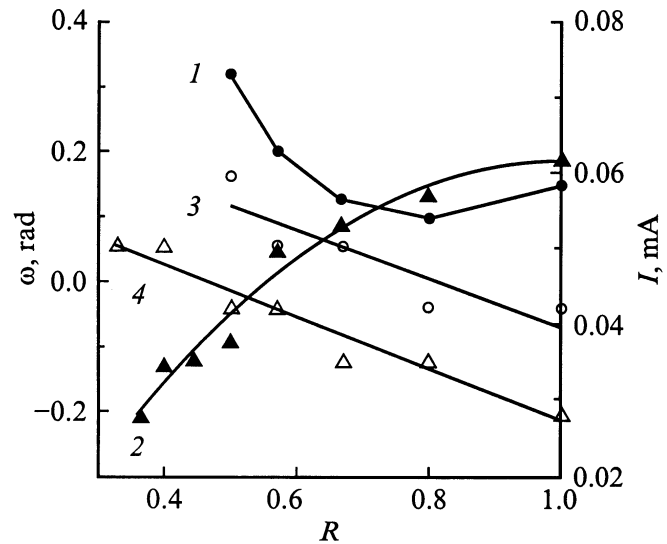


Рис. 7. Зависимости угла расходимости (1, 2) и тока на входе оптики (3, 4) от отношения напряжений R при $\Delta\phi = 150 \text{ V}$, $j_e = 1 \text{ mA/cm}^2$; конечная энергия ионов аргона 1 keV; $l = 2$ (1, 3); 4 mm (2, 4).

электроде. Отношение токов I_b/I_c также возрастает из-за снижения потерь на ускоряющем и замедляющем электродах оптики. Потери уменьшаются и при уменьшении длины ускоряющего зазора. Относительно малый угол расходимости пучка на выходе оптики при $R > 0.5$ обусловлен потерей периферийных ионов, траектории которых имеют большие углы относительно оси, на замедляющем электроде. Пучок без потерь в точке вблизи $R = 0.5$ формируется только при минимальной длине зазора $l = 2 \text{ mm}$. При $R < 0.5$ резко возрастает расходимость пучка на выходе оптики.

Результаты, полученные при плавающем потенциале экранного электрода ($\Delta\phi = 150 \text{ V}$), приведены на рис. 7. При $R = 0.5-0.8$ пучок проходит оптику без потерь при всех значениях длины ускоряющего промежутка ($l = 2-4 \text{ mm}$). При малой длине зазора с уменьшением R пучок резко расходится. Значительная неоднородность поля в отверстии экранного электрода приводит к росту aberrаций, при этом кроссовер пучка не формируется. Угол отклонения максимален для периферийных траекторий ионов. Ток ионов на входе в систему и ток пучка возрастают при уменьшении длины зазора и увеличении полного ускоряющего напряжения.

Оцененная в приближении закона $3/2$ толщина ионного слоя составила $\sim 1.5 \text{ mm}$ при плавающем потенциале и $\sim 3.5 \text{ mm}$ при катодном потенциале экранного электрода. Значительная толщина слоя приводит к тому, что при невысокой напряженности поля в ускоряющем промежутке плазменный мениск вблизи апертуры оптики имеет выпуклую форму, а поток ионов из плазмы становится расходящимся. Это приводит к уменьшению средней плотности тока в пучке по сравнению с плотностью тока насыщения ионов из плазмы. Начальная расходимость пучка ионов в ускоряющем промежутке обес-

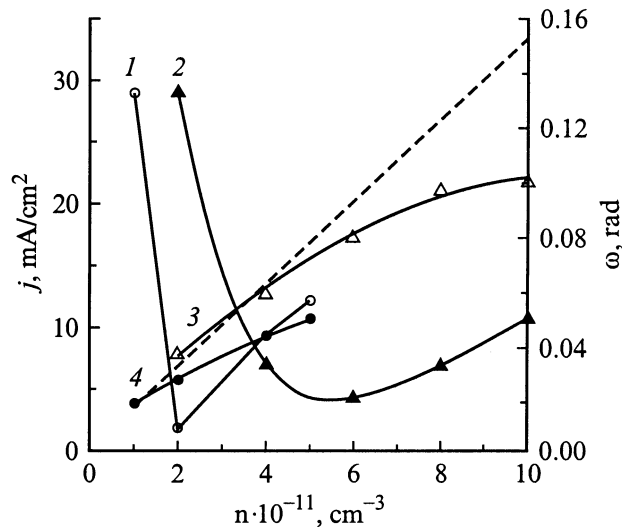


Рис. 8. Зависимости угла расходимости пучка (1, 2) и тока пучка (3, 4) от плотности плазмы при ускоряющем напряжении 30 (1, 4) и 50 кВ (2, 3). Штриховая линия — ток насыщения ионов из плазмы.

печивается радиальной составляющей поля в отверстии экранного электрода. Для увеличения тока и сходимости пучка в ускоряющем промежутке в расчетах приходилось увеличивать ускоряющее напряжение или уменьшать длину зазора.

Некоторые результаты моделирования высоковольтной оптики при $U_i = 30\text{--}50\text{ кВ}$ и $j = 1\text{--}30\text{ mA/cm}^2$ представлены на рис. 8. Получены расчетные зависимости угла расходимости ω и средней плотности тока пучка j от плотности плазмы n для оптики с размером апертуры $d = 10\text{ мм}$, длиной ускоряющего зазора $l = 15\text{ мм}$, толщиной электродов 1.5 мм и длиной замедляющего промежутка 5 мм . Зависимости $\omega(n)$ (кривые 1 и 2) являются немонотонными, а значения угла расходимости пучка в минимуме кривых составляют около 0.02 rad . Из зависимостей $j(n)$ (кривые 3 и 4) следует, что эффективность извлечения ионов из плазмы в значительной мере зависит от значений ускоряющего напряжения U_i и плотности n и может изменяться в очень широких пределах. Однако при использовании левых ветвей зависимостей $\omega(n)$ (кривые 1 и 2) может быть достигнуто оптимальное сочетание значений U_i и n , при котором плотность тока в пучке близка к эмиссионной плотности тока (штриховая кривая), а угол расходимости пучка $\omega > 0.05\text{ rad}$ обеспечивает однородность широкого пучка в сечении, расположенном на удалении $\sim 0.2\text{--}0.3\text{ м}$.

При низкой плотности плазмы средняя плотность тока в пучке оказывается выше плотности эмиссионного тока ионов в результате формирования вогнутой плазменной границы, фокусирующей ионы с поверхности, площадь которой несколько превышает площадь отверстия. Увеличение плотности плазмы и приводит к смещению плазменной границы в направлении ускоряющего проме-

жутка и изменению ее кривизны и формы. Падение тока в пучке обусловлено перераспределением тока ионов, эмитируемых плазмой на периферии апертуры, потери тока пучка на ускоряющий и замедляющий электроды при этом отсутствуют. Уменьшение угловой расходимости пучка $\omega(n)$ при увеличении n также обусловлено уходом на экранный электрод периферийных ионов, дающих наибольший вклад в расходимость пучка. При дальнейшем росте n уменьшение кривизны эмитирующей плазменной поверхности приводит к увеличению ω .

Таким образом, результаты эксперимента и расчета свидетельствуют о том, что для уменьшения расходимости и повышения интенсивности низкоэнергетичного ионного пучка в системах с катодным слоем необходимо увеличивать напряженность ускоряющего электрического поля. В системах формирования высокоэнергетичного пучка наличие слоя пространственного заряда с падением напряжения в несколько сотен вольт не является препятствием для получения пучков с малой угловой расходимостью, однако может оказывать существенное влияние на эффективность извлечения ионов из плазмы тлеющего разряда.

Обсуждение

Если положение плазменной границы в центральной области отверстия оптики определяется разностью потенциалов между плазмой и ускоряющим электродом и плотностью тока насыщения ионов из плазмы, то ближе к периферии отверстий на положение плазменной границы оказывает влияние слой пространственного заряда между экранным электродом и плазмой. При значительной толщине слоя эмитирующая поверхность плазмы становится выпуклой, что приводит к изменению тока ионов, извлекаемых из плазмы через отверстие в экранном электроде, а также начальной сходимости пучка.

Анализ простой модели ионной оптики без учета влияния ионного слоя дан в [3]. Модель основана на предположении о том, что результирующий угол расходимости пучка обусловлен совокупным действием двух эффектов: сходимостью потока ионов, эмитированных сферической плазменной поверхностью и движущихся в поле сферического диода, и расходимостью, которая обусловлена действием электростатической линзы в отверстии ускоряющего электрода. Анализ показал, что минимальная расходимость пучка достигается при правильном выборе рабочего первеанса пучка. Полученное в [3] выражение для половинного угла расходимости пучка имеет вид

$$\omega = 0.29d/2l(1 - 2.14P/P_0), \quad (2)$$

где P — рабочий первеанс пучка, определяемый величиной тока и ускоряющего напряжения; P_0 — максимальный первеанс плоского диода, определяемый его геометрическими размерами.

Отношение этих величин определяет величину НПО. Полученные нами в расчетах результаты также подтверждают вывод о том, что для получения минимальной расходимости пучка в двухэлектродных системах нужно использовать значения НПО, близкие к $1/2$ от его максимальной величины. В трехэлектродных ускоряюще-замедляющих системах для уменьшения расходимости пучка при заданной конечной энергии ионов можно увеличивать отношение l/d и полное напряжение на ускоряющем промежутке, т.е. использовать малые, но ограниченные значения R . Этот результат соответствует полученному ранее в [4]. Таким образом, используемая нами расчетная модель адекватно описывает процессы формирования пучка.

Влияние напряжения горения разряда, т.е. разности потенциалов между имеющим потенциал катода экранным электродом и плазмой, имеющей близкий к анодному потенциал, на угловую расходимость пучка ионов, извлекаемых из плазмы низковольтного разряда с термокатодом, исследовалось в работе [4]. При увеличении напряжения горения с 32 до 50 В угол расходимости пучка уменьшался на $2-3^\circ$, снижалась и величина НПО, при которой обеспечивалась наилучшая фокусировка пучка. Степень влияния напряжения горения зависела от конечной энергии пучка и уменьшалась при его увеличении.

В исследуемых плазменно-эмиссионных системах напряжение горения тлеющего разряда и плавающий потенциал экранного электрода существенно выше, чем в [4], значительно больше и толщина ионного слоя. В таких условиях кривизна эмитирующей поверхности плазмы незначительна и первичная фокусировка ионов осуществляется электростатической линзой в отверстии экранного электрода. Ионы на выходе в линзу имеют значительную продольную составляющую скорости, определяемую падением напряжения на ионном слое. Фокусное расстояние для диафрагмы с круглым отверстием определяется потенциалом экранного электрода относительно плазмы и разностью значений напряженности E_d электрического поля в слое и напряженности E_t поля в ускоряющем промежутке [9]

$$f = 4\Delta\phi / (E_t - E_d). \quad (3)$$

При увеличении падения напряжения на слое для сохранения начальной расходимости пучка в соответствии с (3) необходимо увеличивать напряженность поля в ускоряющем промежутке. Для определения условий формирования пучка с минимальной угловой расходимостью на выходе оптики необходимо по аналогии с [10] рассмотреть действие всей системы электростатических линз, содержащей фокусирующие диафрагмы с отверстием в экранном и замедляющем электродах и рассеивающую диафрагму в ускоряющем электроде. Проведенные в параксиальном приближении без учета пространственного заряда качественные оценки показали, что увеличение полного напряжения в ускоряющем промежутке или уменьшение длины замедляющего зазора приводят к

усилению фокусировки пучка на выходе оптики, что совпадает с результатами эксперимента и расчета. В отличие от [10] при проведении расчетов фокусное расстояние пучка в ускоряющем зазоре определялось не радиусом кривизны плазмы, а вычислялось из соотношения (3).

Слой между плазмой и экранным электродом оказывает существенное влияние и на эффективность отбора ионов из плазмы. При значительной толщине слоя форма плазменной границы такова, что поток ионов из плазмы становится расходящимся, поэтому даже при отсутствии токов утечки на электроды оптики могут быть реализованы такие режимы отбора, при которых ток пучка различается в несколько раз. Условия достижения максимального тока в пучке при этом не совпадают с условиями формирования пучка с минимальной угловой расходимостью. Максимальный ток обеспечивается в расходящемся пучке, диаметр которого в отверстии замедляющего электрода близок к диаметру этого отверстия. Толщина экранного электрода оказывает примерно такое же влияние на условия отбора ионов и формирования пучка, как толщина ионного слоя.

Следует отметить, что результаты изучения особенностей формирования низкоэнергетического пучка в системах с катодным слоем, полученные для определенной плотности тока, справедливы в достаточно широком диапазоне значений j , поскольку изменение плотности тока ионов одинаковым образом влияет на толщину катодного слоя и требуемую для обеспечения минимальной расходимости пучка длину ускоряющего промежутка. Изменение же ускоряющего напряжения приводит к изменению степени влияния ионного слоя. Это обусловлено тем, что для формирования пучка с невысокой угловой расходимостью требуется обеспечить некоторую оптимальную величину НПО, которая изменяется в ограниченном диапазоне значений. Увеличение U_t при постоянной плотности j приводит к необходимости увеличения длины l ускоряющего промежутка, а следовательно и диаметра d отверстий, при этом относительная толщина ионного слоя уменьшается, а его влияние ограничивается процессами на периферии плазменного мениска.

Расчеты показали, что наилучшие условия отбора ионов из плазмы и формирования высокоэнергетических пучков с энергией несколько десятков keV и плотностью тока несколько mA/cm² в системах с катодным слоем обеспечиваются при использовании ионной оптики с большим диаметром апертур (8–10 мм) и относительно тонким экранным электродом (1–1.5 мм). Такая оптика обеспечивает достаточно эффективное провисание ускоряющего поля в отверстие, в результате чего эмитирующая плазменная поверхность формируется не в канале отверстия, а за экранным электродом, причем даже при наличии ионного слоя эта поверхность может иметь вогнутую форму, обеспечивающую высокую эффективность извлечения ионов из плазмы и оптимальную угловую расходимость пучка.

Выводы

В плазменно-эмиссионных структурах на основе тлеющего разряда слой положительного пространственного заряда, существующий между эмитирующей ионы плазмой и экраным электродом электростатической ионно-оптической системы, оказывает существенное влияние на положение и форму эмитирующей поверхности плазмы в элементарной ячейке ионной оптики.

Степень влияния слоя зависит от соотношения толщины слоя и диаметра апертуры оптики. При сопоставимых размерах слоя и апертуры пучок с минимальной расходимостью формируется в условиях, когда ионы эмитируются плазменной поверхностью с незначительной кривизной. В этом случае начальная сходимости ионного пучка обеспечивается фокусировкой ускоренных в слое ионов в поле диафрагмы с отверстием. Значительная продольная составляющая скорости ионов на входе в линзу затрудняет фокусировку пучка, для усиления которой необходимо увеличивать напряженность электрического поля в ускоряющем промежутке. Поэтому для таких систем характерны более низкие значения предельно достижимой плотности тока пучка, которая ограничена напряжением вакуумного пробоя ускоряющего промежутка.

Параметры слоя оказывают влияние не только на угловую расходимость пучка, но и на эффективность извлечения ионов из плазмы. Расходимость потока эмитированных плазмой ионов на входе в систему формирования увеличивает потери тока на экраный электрод и уменьшает ток пучка. Влияние слоя возрастает при уменьшении энергии ионов, поэтому плазменно-эмиссионные структуры на основе тлеющего разряда, в которых эмитирующая ионы плазма генерируется в катодной полости, не могут быть эффективно использованы для генерации низкоэнергетичных ($eU \sim 1 \text{ keV}$) пучков с невысокой угловой расходимостью и высокой плотностью тока пучка.

При увеличении энергии ионов относительная толщина слоя уменьшается из-за необходимости увеличения длины ускоряющего промежутка и размера апертур для сохранения условий формирования слаборасходящегося пучка. Использование оптики с большим диаметром апертур (10 mm) и относительно малой толщиной (1–2 mm) экранного электрода для формирования пучков ионов с энергией порядка несколько десятков keV и плотностью тока $1\text{--}10 \text{ mA/cm}^2$ обеспечивает как высокую эффективность извлечения ионов из плазмы, так и оптимальную для достижения однородности угловую расходимость пучка.

Авторы благодарны Ю.А. Коваленко (ВЭИ, Москва) за предоставленную для проведения расчетов программу BEAM-CAD, а также В.В. Берсеневу и С.П. Никулину за участие в проведении экспериментов.

Работа выполнена в рамках NIS-IPP и USIC-IPP программ (контракт № 0248U0016-35 с Лос-Аламосской национальной лабораторией США и контракт № 857153 с Бруксгейвенской национальной лабораторией).

Список литературы

- [1] Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991. 138 с.
- [2] Aston G., Kaufman H.R., Wilbur P.J. // AIAA J. 1978. Vol. 16. N 5. P. 516–524.
- [3] Coupland J.R., Green T.S., Hammond D.R., Riviere A.C. // Rev. Sci. Instrum. 1973. Vol. 44. N 9. P. 1258–1270.
- [4] Aston G., Kaufman H.R. // AIAA Paper 78–669. 1978. P. 1–15.
- [5] Gavrilov N.V., Mesyats G.A., Radkovskii G.V., Berse-nev V.V. // Surface and Coating Technology. 1997. Vol. 96. N 1. P. 81–88.
- [6] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [7] Gavrilov N.V., Mesyats G.A., Nikulin S.P. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. Vol. 14. P. 1050–1055.
- [8] Гаврилов Н.В., Никулин С.П., Радковский Г.В. // ПТЭ. 1996. № 1. С. 93–98.
- [9] Кельман В.М., Явор С.Я. Электронная оптика. Л.: Наука, 1968. 487 с.
- [10] Green T.S. // J. Phys. D. 1976. Vol. 9. P. 1165–1171.