

04;10

О механизме уменьшения шума тока в системах формирования ионного пучка из плазмы вакуумной дуги

© В.А. Шкляев, С.Я. Беломытцев, В.В. Рыжов, И.Ю. Турчановский

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
E-mail: shklaev@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 19 февраля 2003 г.

Методом крупных частиц исследовано влияние плазмы остаточного газа на транспортировку пучка ионов в камере дрейфа ионного источника на основе вакуумной дуги. Показано, что вследствие образования плазмы в результате ионизации остаточного газа происходит перераспределение потенциала в камере дрейфа, что приводит к появлению протяженной зоны медленной транспортировки ионов, находящейся под потенциалом виртуального анода, и изменению механизма подавления шума тока ионов, по сравнению с известным механизмом для вакуумного эквипотенциального зазора. Из приведенных расчетов следует, что рассматриваемый механизм связан с пространственным перераспределением плотности ионов, имеющих разброс по скоростям, в зоне медленной транспортировки.

При генерации ионных пучков из плазмы дугового разряда параметры тока пучка зависят от источника плазмы, а поскольку дуговой разряд вследствие нестационарных процессов в катодных пятнах нестабилен, ток ионов меняется со временем. Для генерации ионных пучков с параметрами, не зависящими от стабильности источника плазмы, используются системы формирования пучков с сеточным управлением [1–3].

В таких источниках ионов (рис. 1) дуговой разряд генерирует плазму, которая расширяется в область ускоряющего промежутка через анодную сетку, где приложенное напряжение отделяет плазменные электроны от ионов и ускоряет последние. Пройдя через катодную сетку, ионы попадают в эквипотенциальную дрейфовую камеру, где при определенных условиях пространственный заряд ионов образует виртуальный анод.

Основную роль в стабилизации тока ионов в таких системах играет эквипотенциальная камера дрейфа. Если ток пучка в плоской камере дрейфа больше некоторого критического тока, в камере образуется виртуальный анод, который отражает часть ионов, тем самым ограничивая ток, прошедший через промежуток. Ток, который способен пропустить плоский эквипотенциальный промежуток j_{out} , связан с током инжектируемого пучка j_{in} соотношением

$$\frac{1}{j_{out}^{1/2}} + \frac{1}{(2j_{in} - j_{out})^{1/2}} = \frac{2}{j_{cr1}^{1/2}}, \quad (1)$$

где j_{cr1} — первый критический ток, равный току Чайльда–Ленгмюра для промежутка длиной $d/2$, где d — длина дрейфовой камеры [4]. При увеличении тока инжекции j_{out} асимптотически стремится к $j_{cr1}/4$, следовательно, небольшое изменение тока инжекции не должно сильно влиять на ток выхода.

Подчеркнем, что рассмотренный механизм уменьшения относительной амплитуды колебаний тока в подобных системах работает только для квазистационарного случая, когда характерное время изменения тока инжекции T , связанное с нестабильностью источника плазмы, много больше времени пролета ионом всего зазора τ_n :

$$T \gg \tau_n = 7.21 \cdot 10^{-7} d \left(\frac{m_i}{E} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где τ_n измеряется в секундах, d — длина дрейфовой камеры в см, m_i — масса иона в а.е., E — энергия иона в eV.

Исследование систем формирования ионного пучка с сеточным управлением проводилось в работах [2,3]. В этих работах экспериментально было получено уменьшение амплитуды колебаний тока, выходящего из системы, относительно амплитуды колебаний тока инжекции. При этом для обоих экспериментов условие (2) не выполнялось.

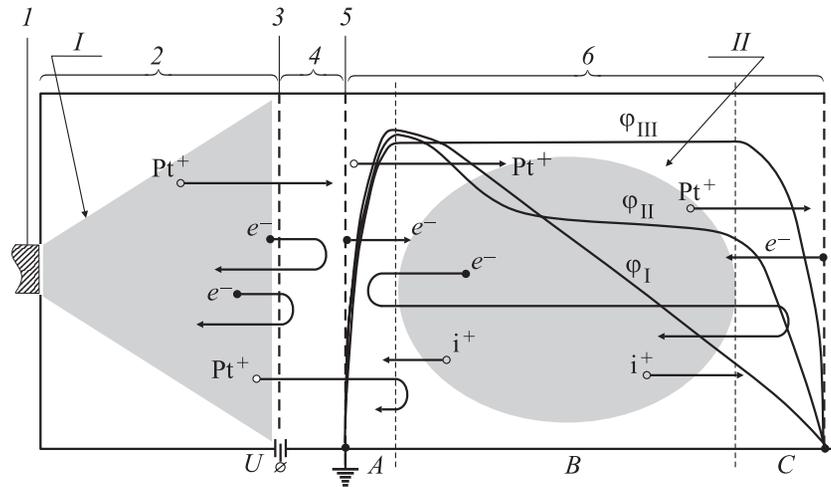


Рис. 1. Схема ионного источника с сеточным управлением и динамика перераспределения потенциала виртуального анода в процессе ионизации остаточного газа в камере дрейфа: *I* — плазма вакуумной дуги; *II* — плазма остаточного газа; *I* — источник плазмы, *2* — камера расширения плазмы, *3* — анодная сетка, *4* — ускоряющий зазор, *5* — катодная сетка, *6* — эквипотенциальная камера дрейфа. Pt^+ — ионы пучка, i^+ — ионы остаточного газа. Распределение потенциала: φ_I — в вакуумном промежутке, φ_{II} — формирование зоны медленной транспортировки, φ_{III} — в стационарном состоянии.

Расчеты показали, что в таких условиях в случае высокого вакуума в камере дрейфа шум тока ионов не только не уменьшается, но может и увеличиваться [5].

В то же время в обеих экспериментальных работах величина тока, прошедшего через камеру дрейфа, была больше тока, который способен пропустить эквипотенциальный вакуумный промежуток [4]. Одной из причин увеличения тока пучка, прошедшего через зазор, может быть присутствие плазмы, образованной в камере дрейфа в результате ионизации остаточного газа. Для исследования механизма уменьшения шума тока в камере дрейфа ионного источника (рис. 1) с использованием одномерного кода Tracks(ES-1D) [5] было проведено численное моделирование процесса транспортировки пучка ионов в эквипотенциальном зазоре методом крупных частиц с учетом влияния плазмы. При моделировании использовались начальные данные, соответствующие экспериментальным условиям в работе [3]. Пучок ионов платины с энергией 47 eV, имеющий начальное угловое распределение по скоростям и ускоренный напряжением 100–300 V, инжектировался в камеру дрейфа длиной 6 см. Плотность тока инжектируемого пучка варьировалась от $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ до нескольких миллиампер на квадратный сантиметр, ток пучка наращивался за $50 \mu\text{s}$. По истечении этого времени на ток накладывался синусоидальный сигнал с периодом $10 \mu\text{s}$ и амплитудой $2\Delta j_{in}/j_{in} = 25\%$, моделирующий шум тока инъекции.

При моделировании процесса образования плазмы предполагалось, что под действием ионного пучка со стенок камеры инжектируются вторичные электроны. Коэффициент вторичной эмиссии электронов варьировался от 10^{-1} до 10^{-3} электронов на ион. Расчет показал, что распределение потенциала в камере дрейфа является потенциальной ямой для этих электронов и они осциллируют, ионизуя остаточный газ, концентрация которого, исходя из анализа условий эксперимента, варьировалась от 10^{11} до 10^{12}cm^{-3} . При моделировании процесса ионизации сечение бралось равным $\sim 10^{-16} \text{cm}^2$, что соответствует максимальному сечению ионизации молекулярного водорода. Плотность осциллирующих электронов ограничивалась процессом их рекомбинации на ионах пучка и уходом на стенки. Параметры моделирования процесса образования плазмы подбирались таким образом, чтобы скорость нарастания тока ионов на выходе из системы соответствовала результатам эксперимента [3].

Моделирование показало, что в результате взаимодействия ионного пучка с плазмой остаточного газа в камере дрейфа устанавливается стационарное состояние, в котором можно выделить три характерные области (рис. 1). Область A расположена перед максимумом потенциала, в ней ионы тормозятся объемным зарядом, а электроны ускоряются в направлении области B , которая находится под потенциалом виртуального анода. Электроны плазмы в области B удерживаются этим потенциалом. Ионы пучка транспортируются с низкими энергиями в режиме полной компенсации объемным зарядом осциллирующих электронов, образованных в результате как вторичной электронной эмиссии, так и ионизации остаточного газа в областях A и C . В области C ионы ускоряются в направлении выхода из системы, а электроны тормозятся и разворачиваются в направлении области B .

На рис. 2 представлены расчетные осциллограммы тока инъекции, тока, прошедшего через зазор, и тока через плоскости внутри зоны транспортировки. Из рисунка видно, что уменьшение амплитуды шума тока происходит в области медленной транспортировки ионов (рис. 1, область B).

При транспортировке пучка ионов, имеющих разброс по скоростям, шум тока ионов может уменьшаться за счет пространственного перераспределения ионов в пучке. Минимальную длину транспортировки, на которой происходит уменьшение шума, можно оценить из условия, что быстрые ионы за время транспортировки догоняют ионы, летящие со средними скоростями, вышедшие на период раньше. Тогда

$$L \geq v_{\max} \frac{v_{\max} + v_{\min}}{v_{\max} - v_{\min}} T, \quad (3)$$

где L — длина транспортировки, на которой происходит уменьшение амплитуды шума, v_{\max} и v_{\min} — максимальная и минимальная скорости ионов в пучке, T — период шума.

Оценки по формуле (3) показали, что для условий расчета длина транспортировки, на которой будет происходить уменьшение шума, должна быть не меньше 1–2 см, что качественно согласуется с результатами моделирования.

Таким образом, в реальных экспериментальных установках остаточный газ ионизуется, что приводит к перераспределению потенциала в камере дрейфа, появлению области медленной транспортировки ионов, ответственной за подавление шума тока ионов. Механизм уменьшения

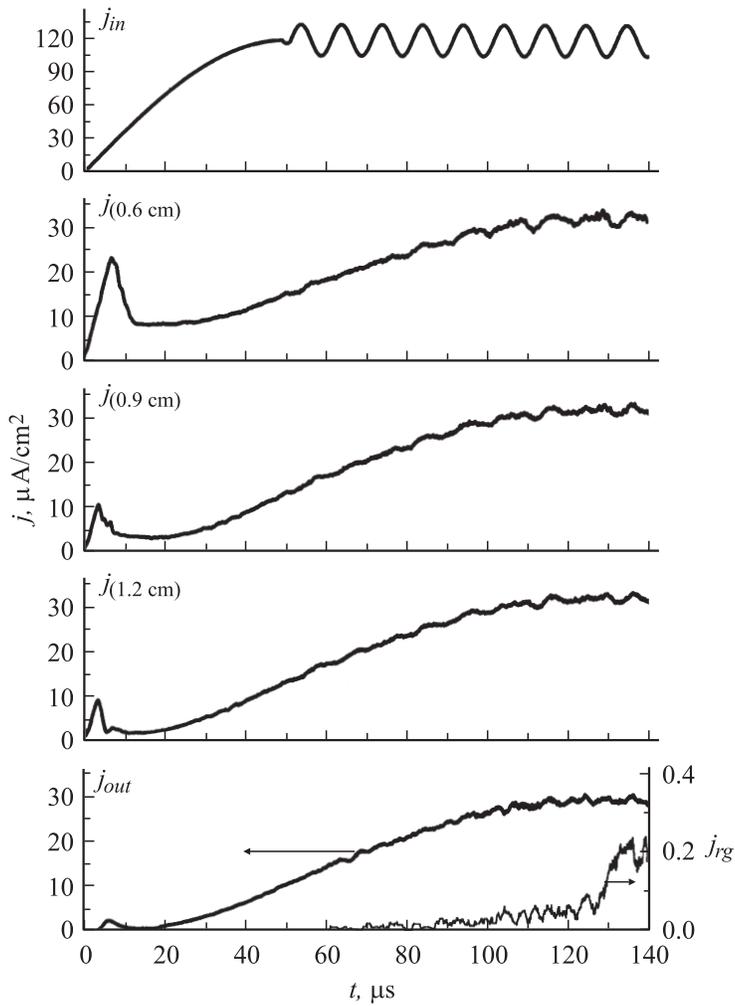


Рис. 2. Осциллограммы (сверху вниз) тока инъекции j_{in} , тока через плоскости $j(x, \text{cm})$, внутри камеры дрейфа тока пучка, прошедшего через зазор j_{out} , и тока ионов остаточного газа j_{rg} . Первый максимум соответствует моменту образования виртуального анода в камере дрейфа, $t \sim 5-7 \mu\text{s}$.

шума тока связан с пространственным перераспределением ионов, имеющих значительный разброс по скоростям в этой области. В таких условиях возможно и уменьшение амплитуды колебаний тока (рис. 2), даже когда характерное время изменения тока сравнимо с временем пролета ионами зазора, что подтверждается экспериментальными результатами [2,3].

Список литературы

- [1] *Humphries Jr.* et al. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 1790.
- [2] *Humphries Jr., Rutkowsky H.* // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 3223.
- [3] *Oks E., Yushkov G., Litovko I.* et al. // Rev. Sci. Instrum. Feb. 2002. V. 73. N 2.
- [4] *Миллер Р.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц / Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [5] *Шкляев В.А., Беломытцев С.Я., Рыжов В.В., Турчановский И.Ю.* // Proc. of 6th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. September 23–28, 2002. Tomsk. P. 631.