

УДК 533.93,537.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ В СИСТЕМЕ С БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИОНОВ

© 2019 г. Т. В. Коваль^{1, *}, Чан Ми Ким Ан¹, В. П. Тараканов^{2, 3}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский Томский политехнический университет”, Томск, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук”, Москва, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: tvkoval@mail.ru

Поступила в редакцию 20.05.2019 г.

После доработки 20.06.2019 г.

Принята к публикации 27.07.2019 г.

Теоретически с применением численного моделирования проведено исследование основных закономерностей транспортировки ионного пучка в системе с баллистической фокусировкой. Показано, что эффективность транспортировки пучка металлических ионов (с током 0.66 А и энергией ионов 1–3 кэВ) зависит от напряжения смещения и плотности плазмы в пространстве дрейфа пучка. Неполная компенсация быстрых ионов в канале транспортировки пучка приводит к возрастанию потенциала, а при определенных условиях к формированию виртуального анода. Ионно-электронная эмиссия электронов из мишени и сеточного электрода является дополнительным механизмом компенсации пространственного заряда пучка ионов металлов.

DOI: 10.1134/S0367676519110140

ВВЕДЕНИЕ

Система формирования ионных пучков, сочетающая в себе особенности традиционных сеточных ионных экстракторов и плазменно-иммерсионный метод извлечения ионов с их последующей баллистической фокусировкой [1–3], является перспективным источником высокоинтенсивных пучков ионов металлов, газов и смешанных пучков ионов металла и газа для высокоинтенсивной имплантации ионов низкой энергии. Экспериментально показана возможность формирования пучков ионов алюминия и титана с плотностью ионного тока свыше 1 А/см² и импульсной плотностью мощности 2.6 кэВ/см² [1–3]. Экспериментально исследовали зависимость процессов от амплитудно-частотных характеристик потенциала смещения, размеров системы экстракции и баллистической фокусировки ионного пучка. В этой связи для более детального понимания всех процессов и построения целостной модели плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов проведено численное моделирование посредством кода КАРАТ [4, 5], в котором решаются уравнения Максвелла, а плотность тока вычисляется методом крупных частиц – PIC методом.

Исследованы формирование слоя разделения пространственного заряда и транспортировка высокоинтенсивного (с током 0.66 А) пучка металлических ионов (с энергией ионов 1–3 кэВ) в эквипотенциальном дрейфовом пространстве с баллистической фокусировкой.

ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА

В экспериментальной системе [1–3] ионы металлов извлекаются из плазмы вакуумно-дугового генератора и ускоряются в высоковольтном слое пространственного разделения зарядов, формирующемся перед полусферическим сеточным электродом с отрицательным потенциалом смещения. На оси системы, на поверхности сеточного электрода, устанавливается затеняющий диск диаметром 4 см, исключая прямой пролет макрочастиц от катода дугового испарителя в область баллистической фокусировки ионного пучка на мишень [3]. Ионы, проходя через ячейки сетки, транспортируются к коллектору в пространстве дрейфа, заполненном разрядной плазмой. Концентрация плазмы и ее распределение

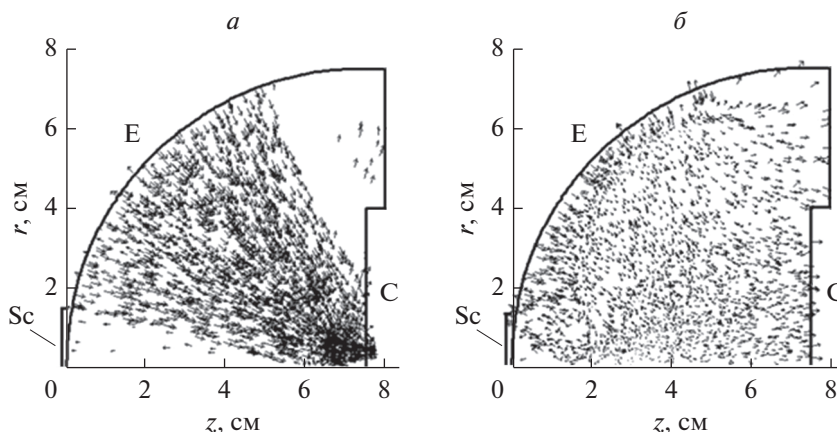


Рис. 1. Геометрия пространства дрейфа с затеняющим экраном и конфигурационные портреты пучка при разной плотности плазмы: *a* – $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, *б* – $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

зависят от промежутка времени (скважности) Δ между импульсами смещения, в течение которого она проникает через сеточный электрод в пространство дрейфа и определяет условия нейтрализации ионов пучка плазменными электронами.

Формирование слоя пространственного разделения заряда связано с выходом из него плазменных электронов. Стабилизация слоя разделения заряда происходит при выполнении условия ограничения тока эмиссия ионов с плазменной границы пространственным зарядом, а ширина слоя s соответствует закону Чайлда–Ленгмюра. Учитывая, что в скорость расширения слоя вносит вклад не только скорость Бомы u_B [6], но и дрейфовая скорость (металлической) плазмы v_{dr} , можно определить ширину слоя плазмы в стационарном режиме:

$$s = \frac{2}{3} \left(\frac{\epsilon_0 U}{Z e n v_{dr} + u_B} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

и оценить время формирования слоя разделения зарядов:

$$t_c \sim \frac{\sqrt{2}}{9} \frac{1}{\omega_{pl}} \left(\frac{eU}{\epsilon_{dr}} \right)^{3/4}. \quad (2)$$

Здесь ω_{pl} – ионная плазменная частота, $u_0 = (2eZU/M)^{1/2}$, Z – зарядовое число ионов в плазме, n – концентрация равновесной плазмы, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства, e – заряд электрона, M – масса иона, ϵ_{dr} – энергия дрейфа ионов, U – амплитуда отрицательного потенциала смещения.

Ширина слоя s уменьшается с ростом плотности плазмы n и увеличивается с ростом амплитуды потенциала смещения. Численные оценки показывают, что при $\epsilon_{dr} = 60$ эВ и амплитуде потен-

циала смещения 1–3 кВ ширина слоя при плотности вакуумно-дуговой титановой плазмы $n = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ составляет 0.13–0.25 см, а время формирования слоя не превышает 200 нс. Аналитические оценки согласуются с результатами численного исследования (методом крупных частиц) формирования слоя разделения заряда.

ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННОГО ПУЧКА

Ионный ток I в ускоряющем промежутке является током насыщения и существенно зависит от плотности генерируемой плазмы. Кодом KARAT моделируется транспортировка пучка с током kI и энергией ионов W , соответствующей амплитуде потенциала смещения U , в заполненном (полностью или частично) плазмой эквипотенциальном пространстве с баллистической фокусировкой, $k = 0.65$ – прозрачность сеточного электрода.

На рис. 1 показана геометрия пространства дрейфа с затеняющим экраном слева (для очистки от макрочастиц в эксперименте) и конфигурационные портреты пучка при разной плотности плазмы. Система аксиально-симметричная. Электроны и ионы, присутствующие в системе, моделируются PIC-частицами (от англ. “particle in cell” – частица в ячейке). Плазма состоит из PIC-электронов сорта “cyan” с температурой 5 эВ, и PIC-ионов сорта “red” температурой 1 эВ. PIC-ионы пучка сорта “yellow”, моделирующие пучок, с током пучка 0.66 А энергией ионов $W = 1–3$ кэВ инжектируются через левую границу сеточного электрода E , выполненного в форме полусферы радиусом R_C , и транспортируются в условиях баллистической фокусировки к коллектору C . Пространство транспортировки пучка эквипотенциально и ограничено поглощающими заряд границами. Кроме того, учитывается ионно-электронная

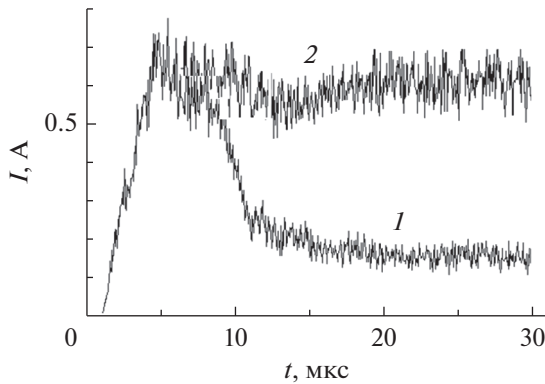


Рис. 2. Ток пучка ионов титана на коллекторе при энергии инжектируемых ионов $W = 2$ и 1 кэВ и плотности плазмы $n = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

эмиссия электронов сорта “blue” с коллектора и эмиссионного электрода с соответствующими коэффициентами вторичной эмиссии γ_C и $\kappa\gamma_E$. Учитывается, что по мере увеличения энергии вблизи порога кинетического выбивания коэффициент $\gamma_{C,E}$ растет линейно с энергией бомбардирующей частицы ($W < 3$ кВ) [7], в расчетах $\gamma_{C,E} = 0.1-0.8$ при $W = 1-3$ кВ. В расчете не моделировали процессы ионизации и рекомбинации, так как в эксперименте металлическая плазма практически 100% ионизована при давлении остаточной атмосферы [1] 0.06 Па. Таким образом, в модели используется 4 сорта PIC-частиц.

Вычислительный процесс транспортировки ионного пучка требует больших временных затрат из-за большой массы металлических ионов. Динамику физических процессов в пространстве дрейфа определяют ионы пучка и плазмы. Уменьшение относительной массы ионов M/m при расчетах эквивалентно увеличению скорости движения $\sim (m/M)^{-1/2}$ ионов при соответствующем увеличении тока ионного пучка $I \sim (m/M)^{1/2}$. Вычисления, проведенные при различных значениях массы иона $\eta^2 = M/m = 900, 4000, 16000$ и т.д., показали, что закономерности транспортировки ионного пучка практически не зависят от массы иона. Это позволяет интерпретировать результаты, полученные для ионов с модельной массой, для реальных ионных пучков (с учетом масштаба времени и тока пучка).

Время 4 мкс (между импульсами потенциала смещения [1–3]) достаточно для заполнения пространства транспортировки пучка металлической плазмой при энергии дрейфа плазмы 60 эВ. На рис. 2 показано изменение от времени тока пучка на коллекторе при энергиях инжектируемых ионов $W = 2$ и 1 кэВ и плотности плазмы $n = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\eta_{Ti} = 300$ (ионы титана), на рис. 1а показан конфигурационный портрет ионов пучка и

их скорости векторами. Ток ионного пучка на коллекторе практически не изменяется со временем для $W = 3$ кэВ. С уменьшением W после $t > t_1 = 10$ мкс происходит снижение тока коллектора, которое обусловлено динамикой заряженных частиц, описанной ниже. При транспортировке ионного пучка формируется неоднородная электрическая потенциальная яма для плазменных и вторичных электронов. С уменьшением энергии W уменьшается коэффициент вторичной эмиссии γ_E и, соответственно, вклад вторичных электронов в компенсацию пространственного заряда ионов пучка. Так при $W = 1$ кэВ только часть ионов пучка проходит на коллектор (ограничение тока пространственным зарядом пучка), а остальные движутся в обратном направлении. Это связано с формированием виртуального анода, на расстоянии от поверхности инжекции сравнимом с шириной слоя пространственного разделения заряда s . В действительности, при ширине слоя s , соизмеримой с ячейками сеточного электрода, плазменно-эмиссионная граница искривляется, повторяет структуру сетки, и формирование виртуального анода может привести к срыву тока пучка коллектора. Время t_1 возрастает с увеличением плотности плазмы.

Моделирование показало, что на коллекторе диаметр пучка ~ 3 см, распределение плотности тока пучка имеет выраженный максимум, значение которого зависит от энергии инжектируемых ионов. Так как плотность ионов в пучке $n_b \sim W^{-1/2}$, то с уменьшением W возрастает плотность ионов пучка, меняется соотношение плотностей n/n_b и, соответственно, изменяются условия формирования пучка из-за ухудшения условий нейтрализации его объемного заряда. При уменьшении энергии инжектируемых ионов от 3 до 1 кэВ максимальное значение плотности тока ионного пучка изменяется от 0.8 до 0.2 А/см². Такая же зависимость наблюдалась в экспериментах [3] по формированию пучка ионов алюминия при уменьшении амплитуды потенциала смещения от 3 до 1.2 кВ.

Условия транспортировки и фокусировки ионного пучка нарушаются при недостаточной концентрации плазмы, в эксперименте [1, 2] это происходит при неполном заполнении пространства дрейфа предварительно инжектируемой разрядной плазмой ($\Delta < 4$ мкс). В частично нейтрализованном пучке возникает избыточный положительный заряд, что приводит к существенному подъему потенциала, вплоть до образования виртуального анода вблизи поверхности инжекции пучка. Большинство ионов тормозится и на коллектор доходит лишь малая часть ионов с энергией, соответствующей ускоряющему напряжению. На рис. 1б показан конфигурационный портрет ионов пучка при частичном заполнении плазмой пространства дрейфа (средняя по простран-

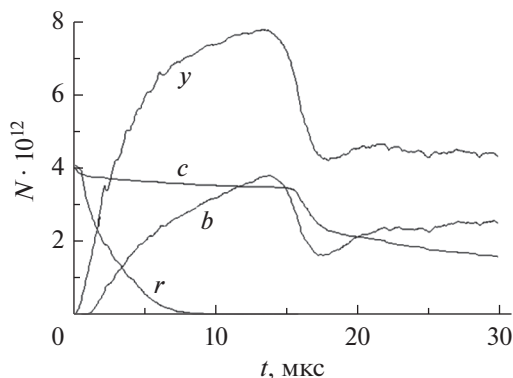


Рис. 3. Динамика количества заряженных частиц в пространстве дрейфа пучка; *y* – ионы пучка, *c* – плазменные электроны, *r* – плазменные ионы, *b* – вторичные электроны.

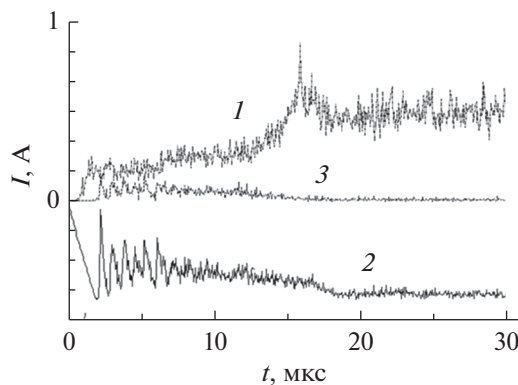


Рис. 4. Динамика тока пучка (*I*) и вторичных электронов (*3*) на коллекторе, полного тока пучка (*2*) на сеточном электроде.

ству дрейфа плотности плазмы $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) и их вектора скоростей, энергия инъекции $W = 2 \text{ кэВ}$.

На рис. 3 показано изменение во времени количества заряженных частиц в счетной области. Ускоренный ионный пучок, входя в пространство дрейфа, создает значительный положительный потенциал. Плазменные ионы *r* выходят из области пучка за 10 мкс. Нейтрализация холодными электронами плазмы *c* не обеспечивается и формируется виртуальный анод ($t = 2.5 \text{ мкс}$), который обуславливает торможение и накопление ионов пучка *y*. В момент времени $t = 18 \text{ мкс}$ достигается зарядовая компенсация пространственного заряда быстрых ионов вторичными электронами *b*, снимается ограничение тока пространственным зарядом и ионный пучок транспортируются на коллектор (рис. 4).

На рис. 4 показана динамика тока пучка на коллекторе (кривая 1), вторичных электронов (кривая 2) и полного тока пучка на сеточном электроде (сумма токов эмиссии и отраженных в пространстве дрейфа ионов пучка, кривая 3). В течение 15 мкс увеличение числа инжектируемых ионов и вторичных электронов (рис. 3) сопровождается слабым ростом тока пучка на коллекторе (рис. 4). При исчезновении виртуального анода наблюдается резкое возрастание ($t = 15\text{--}18 \text{ мкс}$) тока, затем устанавливается равновесное состояние заряженных частиц, при котором происходит устойчивая транспортировка ионного пучка.

Колебания полного тока ионов пучка на инжектируемом электроде указывают на формирование виртуального анода и отражение от него ионов пучка. Частота колебаний местоположения виртуального анода зависит от плотности тока пучка, аналогично колебаниям виртуального катода в виркаторах [8]. Экспериментально наблюдаемый интенсивный разогрев сеточного электрода [3], вплоть до расплавления при дли-

тельности $\tau = 8 \text{ мкс}$ и частоте 10^5 Гц импульса напряжения смещения указывает на проявление виртуального анода с отражением значительной части ионов пучка от положительного потенциального барьера в пространстве дрейфа и их осцилляции относительно сеточного анода.

Наличие затеняющего экрана практически не влияет на характеристики ионного пучка на коллекторе. При радиусе экрана 2 см инжектируемый в пространство дрейфа ток пучка уменьшается не более 5% при радиусе сеточного электрода 7.5 см.

Таким образом, если основным дополнительным механизмом компенсации пространственного заряда является ионно-электронная эмиссия, то эффективность транспортировки ионного пучка с баллистической фокусировкой существенно зависит от амплитуды потенциала смещения и концентрации плазмы в пространстве дрейфа пучка. Это необходимо учитывать при генерации пучка металлических ионов в импульсном режиме. Так эффективная транспортировка пучка с массой ионов $M = m\eta^2$ при амплитуде потенциала смещения 1 кВ осуществляется, если скважность импульсов $\Delta > v_{dr}R_C$ и длительность импульса напряжения смещения не превышает $10(\eta_{Ti}/\eta) \text{ мкс}$. В экспериментах [1–3] при частоте следования импульсов 10^5 Гц эффективная транспортировка пучков ионов алюминия и титана осуществлялась при длительности импульса напряжения смещения $\tau = 4 \text{ мкс}$ и амплитуде напряжения смещения $U = 1\text{--}3 \text{ кВ}$.

Кривизна поверхности сеточного электрода и длина пространства дрейфа *L* во многом определяют распределение плотности тока пучка на мишени. При радиусе кривизны 7.5 см фокусное расстояние находится в центре окружности радиуса $L = 7.5 \text{ см}$. Однако изменение кривизны поверхности электрода (особенно у края пучка) мо-

жет изменить фокусное расстояние пространства дрейфа.

В общем случае изменению условий транспортировки пучков ионов газов и металлов могут способствовать процессы на поверхности мишени (ионизация адсорбированного газа с поверхности мишени, ионно-электронная эмиссия, перезарядка ионов) при высокоэнергетическом воздействии ионного пучка, а также ионизация остаточного газа плазменными и вторичными электронами, захваченными положительным потенциалом. Поэтому более детальное исследование предполагает исследование влияния приповерхностных эффектов на формирование пучка, а также рассмотрение самосогласованных процессов формирования ускоряющего слоя и ионного пучка.

Результаты моделирования позволяют интерпретировать основные механизмы формирования и транспортировки ионного низкоэнергетического пучка с плазменно-иммерсионной экстракцией и баллистической фокусировкой в пространстве дрейфа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически с применением моделирования кодом KARAT проанализированы результаты эксперимента и исследованы условия эффективной транспортировки низкоэнергетического (1–3 кэВ) пучка ионов титана с током 0.66 А в системе с баллистической фокусировкой. Получены оценки ширины слоя разделения и время стабилизации слоя от параметров плазмы. Путем моделирования показано, что длительность ионного тока коллектора ограничивается процессами нейтрализации пространственного заряда пучка. Неполная компенсация быстрых ионов в канале транспортировки пучка приводит к подъему потенциала, а при определенных условиях (определяемых плотностью плазмы в пространстве транспортировки пучка ионов и их энергией) к формированию виртуального анода.

В эквипотенциальном пространстве с радиусом кривизны эмиссионного электрода 7.5 см достигаются плотности тока пучка на коллекторе 0.8 А/см². В пространстве дрейфа пучка, предварительно заполненном плазмой, длительность эффективной транспортировки пучка ионов титана при амплитуде потенциала смещения меньше 2 кВ не превышает 10 мкс. Ионно-электронная эмиссия с поверхности сеточного электрода и коллектора является одним из основных механизмов компенсации пространственного заряда пучка ионов металлов.

Результаты моделирования кодом KARAT находится в хорошем согласии с экспериментальными исследованиями и позволит определить оптимальные условия формирования сфокусированных ионных пучков и необходимых режимов для высокоскоростного глубинного ионного легирования материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 17-19-01169).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Dektyarev S.V. et al. // Vacuum. 2017. V. 143. P. 447.*
2. *Ryabchikov A.I., Anan'in P.S., Shevelev A.E. et al. // Techn. Phys. 2018. V. 63. № 10. P. 1516.*
3. *Ryabchikov A.I., Shevelev A.E., Sivin D.O. et al. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. № 23. Art. № 233301.*
4. *Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT. Springfield: Berkeley Research Associates Inc., 1992.*
5. *Тараканов В.П. Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003. С. 456.*
6. *André A. et al. Handbook of plasma immersion ion implantation and deposition. N.Y.: Wiley, 2000. 737 p.*
7. *Медвед Д., Штраццер Й. // УФН. 1967. Т. 91. № 3. С. 485.*
8. *Grigorjev V.P., Zherlitsyn A.G., Kanaev G.G. et al. // J. Comm. Techn. Electronics. 2013. V. 58. № 7. P. 720.*