

Моделирование транспортировки высокоинтенсивного ионного пучка с баллистической фокусировкой

Чан Ми Ким Ан, Т.В. Коваль, Яньюшкин Н.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

634050 Томск, Россия

e-mail: tranmykiman@gmail.com, tvkoval@mail.ru

DOI 10.31554/978-5-7925-0524-7-2018-58-64

Теоретически с применением численного моделирования проводится исследование плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов в системе с баллистической фокусировкой. Получены оценки ширины слоя разделения и времени стабилизации слоя от параметров плазмы. Исследованы основные закономерности формирования пучков ионов алюминия (с током 1 А и плотностью тока до 0.5 А/см²), в зависимости от напряжения смещения ($U = -1.2$ и -3 кВ) и его от длительности (от $\tau = 2$ до 8 μs при частоте повторения импульсов $f = 10^5$ Hz). Показано, что устойчивое формирование и транспортировка ионных пучков алюминия может осуществляться при длительностях импульса смещения не превышающих $\tau = 6 \mu\text{s}$. Неполная компенсация быстрых ионов в канале транспортировки пучка приводит к провисанию потенциала, а при определенных условиях к формированию виртуального анода.

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, 2], 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 кВ/см² [1, 2] и зависимость процессов от параметров плазмы, амплитудно-частотных характеристик потенциала смещения, геометрической формы и 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.

В работе теоретически с применением численного моделирования проводится исследование формирования

слоя разделения пространственного заряда и транспортировки высокоинтенсивного ионного пучка с баллистической фокусировкой. Исследуется влияние параметров металлической плазмы и амплитудно – частотных характеристик отрицательного потенциала смещения на формирование ионного пучка и его характеристики на коллекторе.

Компьютерное моделирование проводится методом крупных частиц. Математическая модель состоит из уравнения Пуассона, включает модель крупных частиц (PIC) для ионов пучка и для плазмы, содержащей электроны и ионы, принимает во внимание уравнения движения и законы сохранения, включая самосогласованные электрические поля, связанные с плазмой и ионным пучком макрочастиц. Решение этой системы уравнений выполнено по PIC коду KARAT, описанному в публикациях [3, 4]. Плазма и ионный пучок моделировались количеством частиц порядка 10^5 в аксиально-симметричной r-z геометрии.

Формирование слоя разделения заряда

В экспериментальной системе ионы извлекаются из плазмы и ускоряются в высоковольтном слое пространственного разделения зарядов, формирующемся перед отрицательным полусферическим сеточным

электродом. Ионы, проходя через ячейки сетки, транспортируются к мишени в пространстве дрейфа, заполненном разрядной плазмой. Концентрация плазмы и ее распределение зависят от промежутка времени (скважности) между импульсами смещения, в течение которого она проникает через сеточный электрод в пространстве дрейфа и определяет условия нейтрализации ионов пучка плазменными электронами [1].

Формирование слоя $s(t)$ разделения пространственного заряда связано с выходом из него плазменных электронов [5]. 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. В стационарном режиме ширина слоя определяется выражением

$$s_c = s_0 \frac{\sqrt{2}}{3} \left(\frac{u_0}{v_{dr} + v_B} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

время формирования слоя разделения зарядов:

$$t_c \sim \frac{\sqrt{2}}{9} \frac{1}{\omega_{pl}} \left(\frac{e|U|}{\varepsilon_{dr}} \right)^{3/4}, \quad (2)$$

где ω_{pl} – ионная плазменная частота, $s_0 = (2\varepsilon_0 \varphi / Z e n_i)^{1/2}$ – толщина ионного матричного слоя, $u_B = (eZkT_e / M)^{1/2}$ – скорость Бома, $u_0 = (2eZ|U| / M)^{1/2}$ – скорость иона, Z – зарядовое число иона, $n_e = Zn_i = n$ – концентрация равновесной плазмы, ε_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства, e – заряд электрона, m и M – масса электрона и иона. При концентрации вакуумно-дуговой плазмы $n = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и амплитуде потенциала смещения (1 ÷ 3) kV, $t_c = (0.26 \div 0.6) 10^{-3} Z^{-1/2} (M/m)^{1/2}$. Для ионов алюминия $(M/m)^{1/2} = 214$ и $Z=1$: $t_c \sim 56 \div 128 \text{ ns}$, для ионов титана $(M/m)^{1/2} = 295$ и $Z=2$ (75% двухзарядных ионов): $t_c \sim 50 \div 125 \text{ ns}$, ширина слоя $s_c = 0.22 \div 0.52 \text{ см}$.

Методом крупных частиц проведены расчеты по формированию слоя

разделения заряда в системе с плоскими электродами. Для потенциала смещения на электроде -2.6 kV ширина слоя положительного заряда при отсутствии дрейфовой скорости составляет $s_c \sim 0.8 \text{ см}$. Если плазма имеет дрейфовую скорость (соответствующая энергии 30 eV) в направлении электрода, то $s_c \sim 0.6 \text{ см}$. Численные расчеты согласуются с аналитическими оценками.

Заполнение плазмой пространства дрейфа происходит в условиях сеточной стабилизации границы плазмы, поэтому средняя плотность плазмы, проникающей через ячейки сетки в промежутки между импульсами напряжения смещения, зависит от прозрачности сеточного электрода. Ток ионов пучка на входе пространства дрейфа определяется прозрачностью сеточного электрода и не зависит от потенциала смещения, так как является током насыщения, и зависит от концентрации плазмы и ее дрейфовой скорости.

Формирование ионного пучка

В системе с полусферическим эмиттером (с радиусом кривизны R_0) движение ионов компенсированных по заряду в собственных полях можно описать в сферической системе координат (r, θ)

$$\begin{aligned} r'' - r\theta'^2 &= 0, \\ r\theta'' + 2\theta'r' &= \frac{e}{M} E_\theta \end{aligned} \quad (3)$$

Собственное магнитное поле (B_φ) для низкоэнергетических ионов является пренебрежимо малым. Собственное электрическое поле $E_\theta = 4\pi r j_r / v_r (\cos-1) / \sin\theta$, j_r – плотность тока пучка обратно пропорциональна квадрату радиуса и зависит от коэффициента нейтрализации пространственного заряда γ_i :

$$j_r(r) = j_0 (R_0/r)^2 (1 - \gamma_i),$$

где j_0 – плотность тока инжекции. На рис. 1 показаны траектории некоторых ионов пучка, полученные из решения системы (3) для $j_0 = 5$ и 1.6 mA/cm^2 , $\gamma_i = 0.95$, энергия ионов 1.2 kV. Система уравнений позволяет определить влияние параметров системы и пучка на траектории частиц пучка в

приближении ламинарного движения. Для более детального исследования следует рассматривать самосогласованное движение заряженных частиц пучка и плазмы, что позволяет метод крупных частиц.

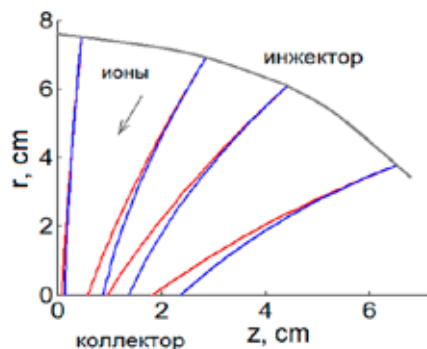


Рис. 1. Траектории ионов пучка $j_0 = 5 \text{ mA/cm}^2$ (синяя линия), $j_0 = 1.6 \text{ mA/cm}^2$ (красная линия)

Вычислительный процесс транспортировки ионного пучка требует больших временных затрат из-за большой массы ионов металла. Вычисления, проведенные при различных модельных значениях массы $M/m = 900, 1980, 13500$ (при соблюдении соответствующих эмиссионного тока пучка и масштаба времени), позволяют сделать заключение о несущественном влиянии массы иона на закономерности транспортировки пучка.

В численной модели предполагалось, что ионы пучка с энергией, соответствующей напряжению смещения $U = -1.2 \dots -3 \text{ kV}$, инжектируются с электрода (E) (рис. 2), выполненного в форме полусферы радиусом R_0 , с плотностью тока $j_0 = 5 \text{ mA/cm}^2$ и транспортируются в условиях баллистической фокусировки к коллектору (C). Начальные параметры плазмы: функция распределения энергии электронов максвелловская, плотность плазмы $n = 10^9 \dots 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, температура плазменных электронов $T_e = 10 \text{ eV}$ и ионов $T_i = 1 \text{ eV}$, направленная скорость плазмы вдоль оси симметрии $v_{pl} \sim 2.73 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Пространство транспортировки пучка эквипотенциально и ограничено поглощающими заряд стенками. На рис. 2 показан конфигурационный портрет пучка при полном заполнении плазмой области

транспортировки (частицы плазмы не показаны), стрелки – вектора скорости.

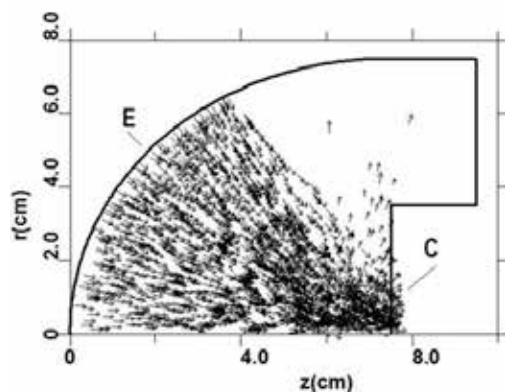


Рис. 2. Геометрия расчетной области и конфигурационный портрет ионного пучка; $\tau = 4 \text{ }\mu\text{s}$, $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, E – сеточный электрод, C – коллектор

При длительности импульса потенциала смещения $\tau = 4 \text{ }\mu\text{s}$ и частоте повторения импульсов $f = 10^5 \text{ Hz}$ время предварительной инжекции плазмы достигает $6 \text{ }\mu\text{s}$. Этого времени достаточно для полного заполнения пространства дрейфа предварительно инжектируемой разрядной плазмой. Рис. 3 демонстрирует изменение количества заряженных частиц в пространстве дрейфа во времени при средней по пространству дрейфа пучка плотности плазмы $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ и длительности импульса смещения $\tau = 4 \text{ }\mu\text{s}$.

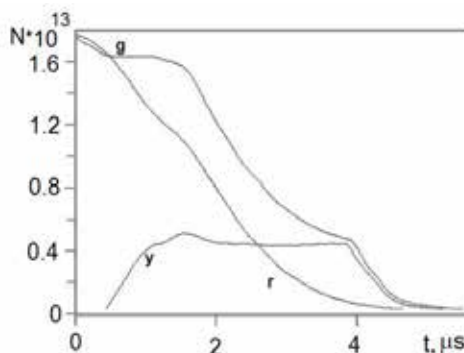


Рис. 3. Динамика числа заряженных частиц в пространстве дрейфа пучка: g и r – плазменные электроны и ионы, y – ионы пучка; $\tau = 4 \text{ }\mu\text{s}$, $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

На рис. 4 показано соответствующее этим условиям распределение продольной компоненты плотности ионного тока j_z вдоль оси симметрии и по радиусу на разных

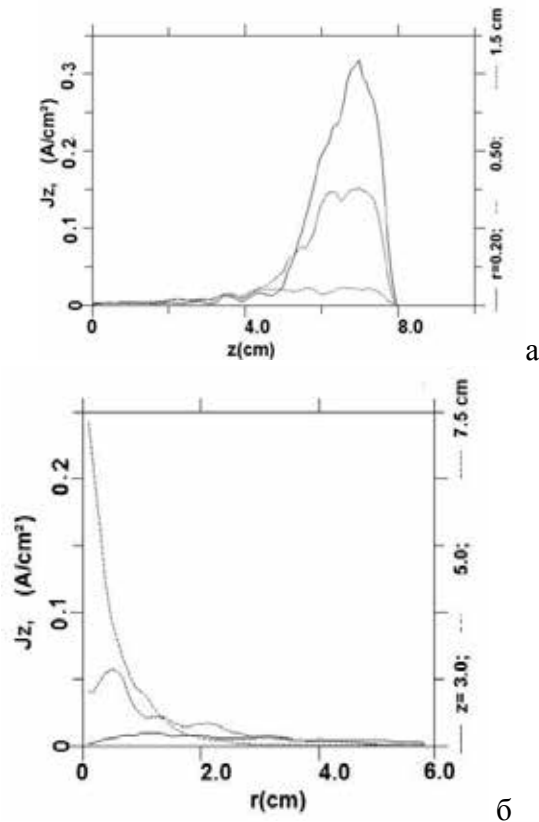


Рис. 4. Распределение плотности ионного тока пучка вдоль оси симметрии (а) и по радиусу на различных расстояниях от сеточного электрода (б); $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $U = -3 \text{ kV}$, $L = 7.5 \text{ cm}$

расстояниях L от сеточного электрода. Как видно из рис. 2, радиус пучка на коллекторе не превышает 2 см.

При увеличении длительности импульса потенциала смещения до $\tau = 8 \mu\text{s}$, время предварительной инжекции плазмы уменьшается до $2 \mu\text{s}$, что оказывается недостаточным для полного заполнения плазмой пространства дрейфа пучка. Рис. 5 демонстрирует конфигурационный портрет ионов пучка и распределение их энергии в условиях существенного дефицита плазменных электронов, в момент времени $t = 4 \mu\text{s}$ (средняя плотность плазмы $n = 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$).

Видно, что условия транспортировки и фокусировки ионного пучка алюминия нарушаются. Большинство ионов тормозятся в пространстве дрейфа и на коллектор доходит лишь малая часть ионов с энергией, соответствующей ускоряющему напряжению. Результаты численного моделирования указывают на возникновение избыточного

положительного заряда в лишь частично нейтрализованном пучке, что приводит к существенному провисанию потенциала, вплоть до образования виртуального анода.

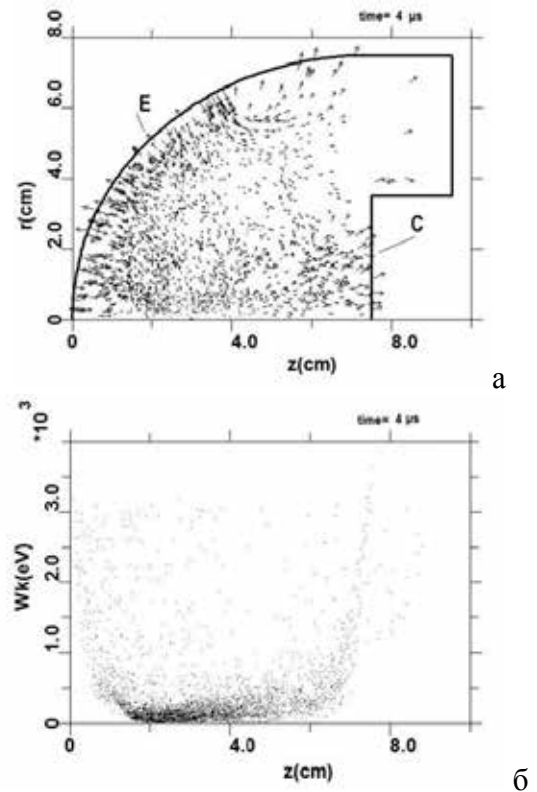


Рис. 5. Конфигурационный портрет ионного пучка (а) и распределение энергии (б); $\tau = 8 \mu\text{s}$, $n = 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, Е – сеточный электрод, С – коллектор

На рис. 6 показаны токи заряженных

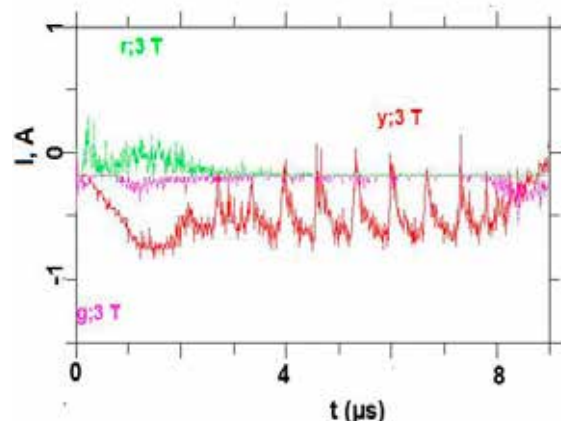


Рис. 6. Токи заряженных частиц на сеточный электрод: g и r – плазменные электроны и ионы, y – ионы пучка; $\tau = 8 \mu\text{s}$

частиц (пучка и плазмы) на сеточном электроде при этой же длительности

потенциала смещения. Колебательный характер тока на электроде, так же указывает на формирование виртуального анода, отражение ионов пучка от него и их осцилляцию вблизи сеточного электрода. На рис. 7 показаны импульсы тока на коллектор при разной длительности импульса смещения ($\tau = 2, 4, 6$ и $8 \mu\text{s}$) и амплитуде отрицательного потенциала смещения $U = -3 \text{ kV}$. Первый максимум на кривых полного тока связан с формированием сфокусированного пучка ионов, его амплитуда определяется плотностью плазменных частиц и крутизной фронта импульса смещения.

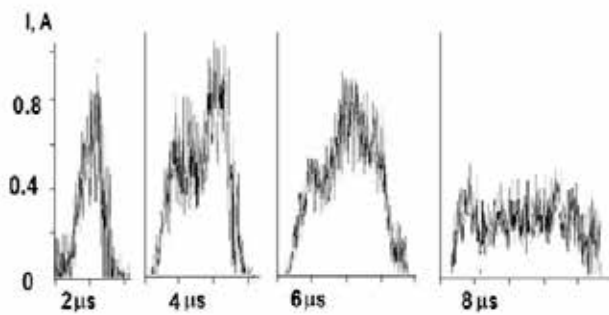


Рис. 7. Полный ток на коллектор при различных длительностях импульсах смещения, $U = -3 \text{ kV}$

При длительности импульса смещения $\tau = 8 \mu\text{s}$, как отмечалось ранее, количества плазменных электронов в пространстве дрейфа недостаточно для нейтрализации заряда пучка, что приводит к формированию виртуального анода (рис. 6), ограничивающего ионный ток на коллектор; при $\tau = 8 \mu\text{s}$ ток ионов на коллектор в 2 раза меньше, чем при $\tau = 2 \mu\text{s}$. Частота колебания местоположения виртуального анода зависит от плотности тока пучка, аналогично колебаниям виртуального катода в виркаторах. Задний фронт импульса тока коллектора (рис. 7) обусловлен направленным движением ионов пучка и частиц плазмы, получивших ускорение в электрическом поле пучка.

Плотность ионов в пучке на коллекторе зависит не только от изменяющейся в условиях фокусировки плотности тока ионного пучка, но и от амплитуды ускоряющего напряжения U .

Так как плотность ионов в пучке $n_b \sim 1/|U|^{1/2}$, то с уменьшением напряжения U возрастает плотность ионов, меняется соотношение плотностей n/n_b и, соответственно, изменяются условия формирования пучка из-за ухудшения условий нейтрализации его объемного заряда. Расчеты показали, что при напряжении смещения до -1.2 kV плотность тока ионного пучка уменьшается в 4 раза по сравнению с $U = -3 \text{ kV}$.

Кривизна поверхности сеточного электрода и длина пространства дрейфа L во многом определяет распределение плотности тока пучка на мишени. При радиусе кривизны 7.5 cm фокусное расстояние находится в центре окружности радиуса $L = 7.5 \text{ cm}$. Однако изменение кривизны поверхности электрода (особенно у края пучка) может изменить фокусное расстояние пространства дрейфа. Изменению условий транспортировки 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 в потенциальную яму. Поэтому более детальное исследование предполагает исследование влияния приповерхностных эффектов на формирование пучка, а также рассмотрение самосогласованных процессов формирования ускоряющего слоя и ионного пучка.

В целом результаты численного моделирования качественно согласуются с экспериментальными данными [1] и позволяют интерпретировать основные закономерности формирования и транспортировки ионного пучка с плазменно-иммерсионной экстракцией и баллистической фокусировкой в пространстве дрейфа.

Заключение

Теоретически с применением численного моделирования показана принципиальная возможность плазменно-иммерсионного формирования

потенциала смещения. Колебательный характер тока на электроде, так же указывает на формирование виртуального анода, отражение ионов пучка от него и их осцилляцию вблизи сеточного электрода. На рис. 7 показаны импульсы тока на коллектор при разной длительности импульса смещения ($\tau = 2, 4, 6$ и $8 \mu\text{s}$) и амплитуде отрицательного потенциала смещения $U = -3 \text{ kV}$. Первый максимум на кривых полного тока связан с формированием сфокусированного пучка ионов, его амплитуда определяется плотностью плазменных частиц и крутизной фронта импульса смещения.

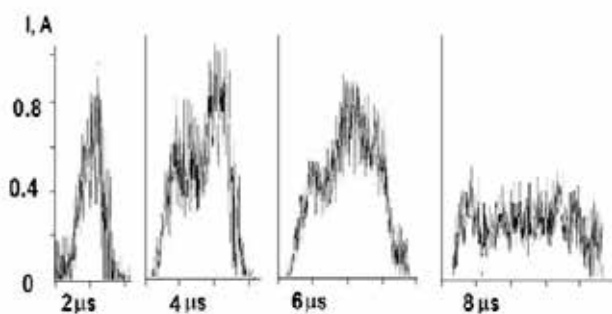


Рис. 7. Полный ток на коллектор при различных длительностях импульсах смещения, $U = -3 \text{ kV}$

При длительности импульса смещения $\tau = 8 \mu\text{s}$, как отмечалось ранее, количества плазменных электронов в пространстве дрейфа недостаточно для нейтрализации заряда пучка, что приводит к формированию виртуального анода (рис. 6), ограничивающего ионный ток на коллектор; при $\tau = 8 \mu\text{s}$ ток ионов на коллектор в 2 раза меньше, чем при $\tau = 2 \mu\text{s}$. Частота колебания местоположения виртуального анода зависит от плотности тока пучка, аналогично колебаниям виртуального катода в виркаторах. Задний фронт импульса тока коллектора (рис. 7) обусловлен направленным движением ионов пучка и частиц плазмы, получивших ускорение в электрическом поле пучка.

Плотность ионов в пучке на коллекторе зависит не только от изменяющейся в условиях фокусировки плотности тока ионного пучка, но и от амплитуды ускоряющего напряжения U .

Так как плотность ионов в пучке $n_b \sim 1/|U|^{1/2}$, то с уменьшением напряжения U возрастает плотность ионов, меняется соотношение плотностей n/n_b и, соответственно, изменяются условия формирования пучка из-за ухудшения условий нейтрализации его объемного заряда. Расчеты показали, что при напряжении смещения до -1.2 kV плотность тока ионного пучка уменьшается в 4 раза по сравнению с $U = -3 \text{ kV}$.

Кривизна поверхности сеточного электрода и длина пространства дрейфа L во многом определяет распределение плотности тока пучка на мишени. При радиусе кривизны 7.5 cm фокусное расстояние находится в центре окружности радиуса $L = 7.5 \text{ cm}$. Однако изменение кривизны поверхности электрода (особенно у края пучка) может изменить фокусное расстояние пространства дрейфа. Изменению условий транспортировки 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 в потенциальную яму. Поэтому более детальное исследование предполагает исследование влияния приповерхностных эффектов на формирование пучка, а также рассмотрение самосогласованных процессов формирования ускоряющего слоя и ионного пучка.

В целом результаты численного моделирования качественно согласуются с экспериментальными данными [1] и позволяют интерпретировать основные закономерности формирования и транспортировки ионного пучка с плазменно-иммерсионной экстракцией и баллистической фокусировкой в пространстве дрейфа.

Заключение

Теоретически с применением численного моделирования показана принципиальная возможность плазменно-иммерсионного формирования

высокоинтенсивных пучков ионов в системе с баллистической фокусировкой. Получены зависимости ширины слоя разделения и время стабилизации слоя от параметров плазмы. Методами численного моделирования исследованы основные закономерности формирования пучков ионов алюминия (с током 1 А и плотностью тока до 0.5 А/см²) в зависимости от напряжения смещения (в диапазоне $U = -1.2 \dots -3$ кВ) и от его длительности (от $\tau = 2 \mu\text{s}$ до $\tau = 8 \mu\text{s}$ при частоте повторения импульсов $f = 10^5$ Hz). Показано, что при $f = 10^5$ Hz устойчивое формирование и транспортировка ионных пучков алюминия может осуществляться при длительностях импульса смещения не превышающих $\tau = 6 \mu\text{s}$. Максимальная длительность ионного тока ограничивается процессами нейтрализации пространственного заряда пучка. Неполная компенсация быстрых ионов в канале транспортировки пучка приводит к провисанию потенциала, а при определенных условиях (определяемых геометрией пространства дрейфа, параметрами плазмы, амплитудной и частотой отрицательного потенциала смещения) к формированию виртуального анода.

Численное моделирование 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 Российским научным фондом, грант 17-19-01169.

Список литературы

[1] Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Dektyarev S.V., Sivin D.O., Shevelev A.E. // Vacuum. 2017. V. 143. P. 447–453.

[2] Ryabchikov A.I., Ryabchikov I.A., Stepanov I.B., Sivin D.O. // Vacuum. 2005. V. 78 (2-4). P. 445 – 449.

[3] V.P. Tarakanov, User's Manual for Code KARAT, Berkeley, Research Associates

Inc, Springfield, Va, 1992.

[4] Тараканов В.П. Универсальный электромагнитный код KARAT// Математическое моделирование. Сборник/ Под ред. О.М. Белоцерковского. М.: «Наука», 2003. С. 456.

[5] Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition, Edited by Andre Anders ISBN 0-471-24698-0 © 2000 John Wiley & Sons, Inc. 737 p.