

ТРАНСПОРТИРОВКА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИОННОГО ПУЧКА С БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

© 2021 г. Т. В. Коваль^{а, *}, В. П. Тараканов^{б, с}

^а Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^с Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: tvkoval@mail.ru

Поступила в редакцию 20.10.2020 г.

После доработки 02.04.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

PiC-методом исследована транспортировка ионного пучка в полусферическом эквипотенциальном пространстве дрейфа. Показано, что при энергии инжектируемых ионов $W \leq W_c$ (W_c – критическая энергия) ток коллектора переходит в импульсный режим, обусловленный динамическими процессами формирования виртуального анода и нейтрализации его положительного заряда плазменными и вторичными электронами. Для ионного тока $I_b = 1$ А при концентрации газа $n_g = 10^{13}$ см⁻³ критическая энергия $W_c = 2$ кэВ. Критическая энергия и период колебаний тока пучка на коллекторе зависят от энергии ионов, тока пучка и концентрации газа.

Ключевые слова: ионный пучок, виртуальный анод, транспортировка, баллистическая фокусировка, PiC-моделирование

DOI: 10.31857/S0367292121080072

ВВЕДЕНИЕ

Модификация поверхностных слоев материалов и изделий с использованием источников ионов в твердые тела [1–3]. В последние годы активно развивается метод плазменно-иммерсионной имплантации [4–6], при котором ионы извлекаются непосредственно с границы плазмы и ускоряются в высоковольтном слое разделения зарядов. На возможность значительного увеличения глубины модификации металлов с использованием низкоэнергетических ионных пучков с плотностью ионного тока в единицы мА/см² было указано в работах [7–9]. Высокая эффективность предложенного метода в условиях глубокой модификации металлических мишеней, включая образование интерметаллидных фаз и твердых растворов на глубинах, во много раз превышающих проективный пробег иона заданной энергии, была подтверждена с использованием пучков ионов с энергией на уровне единиц кэВ при плотностях ионного тока, достигающих десятков и даже сотен мА/см² при реализации баллистической фокусировки ионного пучка [10, 11].

В работах [10–12] представлены экспериментальные данные по формированию высокоинтенсивных пучков ионов (титана, алюминия) низкой

энергии с плотностями тока, достигающими сотен мА/см² при высокой частоте следования импульсов 10⁵ Гц. Физические процессы, связанные с транспортировкой и баллистической фокусировкой пучка ионов алюминия с энергией 1–3 кэВ и плотностью тока до 500 мА/см² в различных условиях динамической нейтрализации его объемного заряда исследованы экспериментально и численно в работе [13] при частоте следования импульсов напряжения 10⁵ Гц (длительности импульса 10 мкс). Частичная нейтрализация заряда ионов в канале транспортировки пучка приводит при определенных условиях к формированию виртуального анода (ВА), при этом эффективная транспортировка пучков ионов алюминия и титана осуществляется при длительности импульса 4 мкс [12, 13]. Численные расчеты показали, что пространственный заряд ионного пучка нейтрализуется электронами плазмы, проникающей через ячейки сеточного электрода в пространство транспортировки в промежутке между импульсами напряжения смещения, а ионно-электронная эмиссия является дополнительным механизмом нейтрализации пространственного заряда фокусируемого ионного пучка [13, 14].

В эксперименте [15] при длительности импульсов ускоряющего напряжения выше 100 мкс

(с коэффициентом заполнения импульсов до 0.8) наблюдались срывы и периодическое восстановление эффективной транспортировки и фокусировки ионного пучка при амплитудах смещения менее 2 кВ, что связано с периодическими процессами формирования виртуального анода и нейтрализации его положительного заряда.

Поскольку при модификации материалов требуется минимизация радиационных повреждений обрабатываемой поверхности, возникает необходимость снижения энергии ионного пучка (<1.5 кэВ). При этом менее интенсивными становятся процессы ионно-электронной эмиссии и ионизации остаточного газа. Наиболее сильно это проявляется при низком давлении газа <0.1 Па [16–18]. В соответствии с теоретической моделью формирования плазмы [16], базирующейся на результатах экспериментов: в отсутствие внешних источников электронов, может происходить нейтрализация заряда ионов низкой энергии за счет электронов, возникающих при ионизации атомов остаточного газа, и вторичных электронов, выбитых ионами пучка из мишени. В этих условиях в пространстве транспортировки ионного пучка образуется квазинейтральное плазменное образование, смещающее электрическое поле к границам пучка и понижающее потенциал пучка.

В данной работе посредством 2.5D аксиально симметричной версии электромагнитного PiC кода КАРАТ [19, 20] проводится моделирование транспортировки баллистически фокусируемого ионного пучка в эквипотенциальном пространстве, геометрия которого соответствует эксперименту [15]. В диапазоне энергий ионов пучка 0.5–2.5 кэВ исследуется динамический процесс нейтрализации положительного пространственного заряда и формирования плазмы, определяются условия стационарного режима транспортировки ионного пучка.

1. ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННОГО ПУЧКА С БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

На рис. 1 показана геометрия системы и конфигурация ионного пучка (стрелки – векторы скоростей ионов пучка) в начальные моменты транспортировки. В процессе моделирования на прямоугольной сетке размером 100 × 100 узлов решается полная система уравнений Максвелла. Токи вычисляются PiC-методом. Характерное число макрочастиц каждого сорта не меньше 10⁴–10⁵, и осуществляется контроль выполнения закона сохранения энергии в системе. Расчетная область представляет собой объем, заполненный газом и ограниченный идеально проводящими, поглощающими падающие частицы эквипотенциальными границами. Через левую границу,

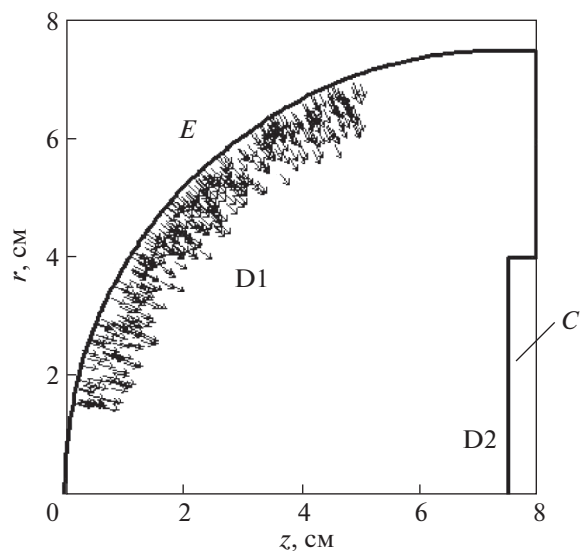


Рис. 1. Геометрия пространства транспортировки пучка (*E* – эмиттер, *C* – коллектор) и векторы скорости ионов пучка в момент времени 0.05 мкс; *D1* и *D2* – точки, в которых определяется разность потенциалов.

имитирующую сеточный электрод (*E*), выполненный в форме полусферы радиусом $R = 7.5$ см, в направлении ее центра инжектируются с заданной энергией ионы. В центре эмиссионного электрода (*E*) эмиссия отсутствует, что соответствует наличию в реальном эксперименте затеняющего экрана (не обозначен на рисунке), предназначенного для предотвращения попадания в дрейфовое пространство микрочастиц металла из области вакуумного дугового разряда, плазма которого служит источником [12]. Транспортировка пучка ионов с током I_b и начальной кинетической энергией W к коллектору (*C*) осуществляется в условиях баллистической фокусировки за счет начальной сходимости пучка. Инжектируемые ионы моделируются PiC-частицами – ионы пучка. На коллекторе (*C*) и на эмиттере (*E*) моделируется ионно-электронная эмиссия посредством испускания PiC-электронов (вторичные электроны). Коэффициенты вторичной эмиссии электронов γ_C и γ_E вблизи порога кинетического выбивания растут линейно с энергией бомбардирующих ионов ($W < 2.5$ кэВ) [21, 22]. В расчетах $\gamma_{C,E} = 0.1–0.8$ при $W = 0.7–2.5$ кэВ.

Образовавшиеся вторичные электроны ускоряются в поле ионного пучка и ионизуют газ. Моделирование упругих и неупругих столкновений с нейтральными атомами выполняется методом Монте-Карло с использованием соответствующих экспериментальных сечений для азота [23, 24]. При ионизации образуются ион-электронные пары, моделируемые PiC-ионами (плазмен-

ные ионы) и РiС-электронами (плазменные электроны), которые также участвуют в ионизации газа. В работе исследованы закономерности транспортировки в эквипотенциальном пространстве (рис. 1) фокусируемого пучка ионов с относительной массой $M/m = 10000$ (m – масса электрона), моделируемых РiС-частицами при постоянной плотности газа. Все перечисленные электроны и ионы разного происхождения моделируются разного типа РiС-частицами, что позволяет отслеживать их количество, места появления и поглощения.

При инжекции ионов с энергией W с полусферического эмиттера и их движении к коллектору (рис. 1), расположенному в геометрическом фокусе системы ($r = 0$), плотность тока возрастает с уменьшением расстояния r , как $1/r^2$. В области пучка возникает положительный потенциал U , который при отсутствии нейтрализации положительного пространственного заряда может достичь величины W/e . В этом случае скорость инжектируемых ионов обращается в ноль, после чего они рассеиваются и/или отражаются назад к поверхности инжекции. Аналогичное явление, возникающее при инжекции сильноточных электронных пучков, называется виртуальным катодом, а область его существования потенциальной ямой. При инжекции положительно заряженных частиц будем говорить, соответственно, о виртуальном аноде (ВА) и потенциальном холме. Если в камере происходит образование плазмы, то электроны плазмы захватываются в области ВА, а ионы плазмы вытесняются из нее. В результате высота потенциального холма уменьшается.

При формировании ВА отраженные от него ионы бомбардируют металлическую поверхность эмиссионного электрода, нагревают и распыляют его, вызывают эмиссию вторичных электронов [21, 22]. Положительный заряд ионов нейтрализуется за счет этих электронов и электронов, рождающихся при ионизации атомов остаточного газа в области ВА, происходит “автокомпенсация” ионного пучка [17, 18]. При достаточном количестве электронов в области ВА величина потенциала U уменьшается ($U < eW$), и инжектируемые в пространство транспортировки ионы проходят на коллектор.

Генерация вторичных электронов в пространстве транспортировки пучка и на границах определяет скорость и параметры формируемой плазмы. В дрейфовом пространстве образуется ионно-пучковая плазма, состоящая из следующих компонент: быстрые инжектированные ионы пучка; замедленные ионы пучка; ионы и электроны, рожденные в результате ионизации газа; электроны, выбитые из металлических поверхностей. Происходит непрерывный процесс рождения и потери частиц каждой компоненты. Если

скорость рождения электронов меньше скорости их потерь, за счет “нагрева” электронов [16, 17] и их выхода из области ионного пучка, то в транспортируемом пучке формируется потенциал $U < eW$. При усилении “нагрева” высота потенциального холма увеличивается: ионы тормозятся и вновь возникает ВА, в который захватываются электроны, и цикл может повториться.

Из сказанного следует, что при определенных условиях транспортировка ионного пучка может быть неустойчивой и, как следствие, ток коллектора переменным. В этом случае колебательный характер тока коллектора будет связан с периодическим процессом формирования ВА, накопления вторичных электронов и нейтрализации заряда ВА. Рассмотрим случаи, когда в газонаполненной системе (рис. 1) реализуются условия стационарной или нестационарной транспортировки ионного пучка с током инжекции $I_b = 1$ А с линейно нарастающим фронтом длительностью 0.2 мкс и энергией инжектируемых ионов $W = 1$ кэВ.

2. СТАЦИОНАРНАЯ ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННОГО ПУЧКА

При плотности нейтрального газа $n_g = 2 \times 10^{13}$ см⁻³ ток пучка на коллекторе после нейтрализации ВА выходит на стационарный уровень. На рис. 2 показаны конфигурационные портреты ионного пучка (а) и соответствующие им распределения потенциала (б) для трех характерных моментов времени. При инжекции ионов с полусферического эмиттера и их движении к коллектору (рис. 1) внутри пучка формируется неоднородное распределение потенциала с максимумом вблизи коллектора. Ток инжекции нарастает, число ионов пучка увеличивается, и по мере накопления ионов пучка происходит перераспределение потенциала, область максимального значения потенциала расширяется, и при возрастании U до величины (W/e) образуется ВА (рис. 2, а1–б1). После этого большая часть ионов пучка возвращается на эмитирующий электрод, а часть рассеивается, и ток ионов на коллектор становится значительно меньше инжектированного тока. Попадающие на внешние границы ионы пучка вызывают эмиссию вторичных электронов, которые, ускорившись в поле ВА, ионизируют газ: возникают плазменные ионы и электроны. Вторичные и плазменные электроны постепенно захватываются потенциалом ионного пучка, что уменьшает высоту потенциального холма (рис. 2, б2). В результате ионы пучка проходят на коллектор (рис. 2, а3–б3) и ток на коллектор выходит на стационарный уровень.

Последнее демонстрируется соответствующими временными зависимостями. Изменение во

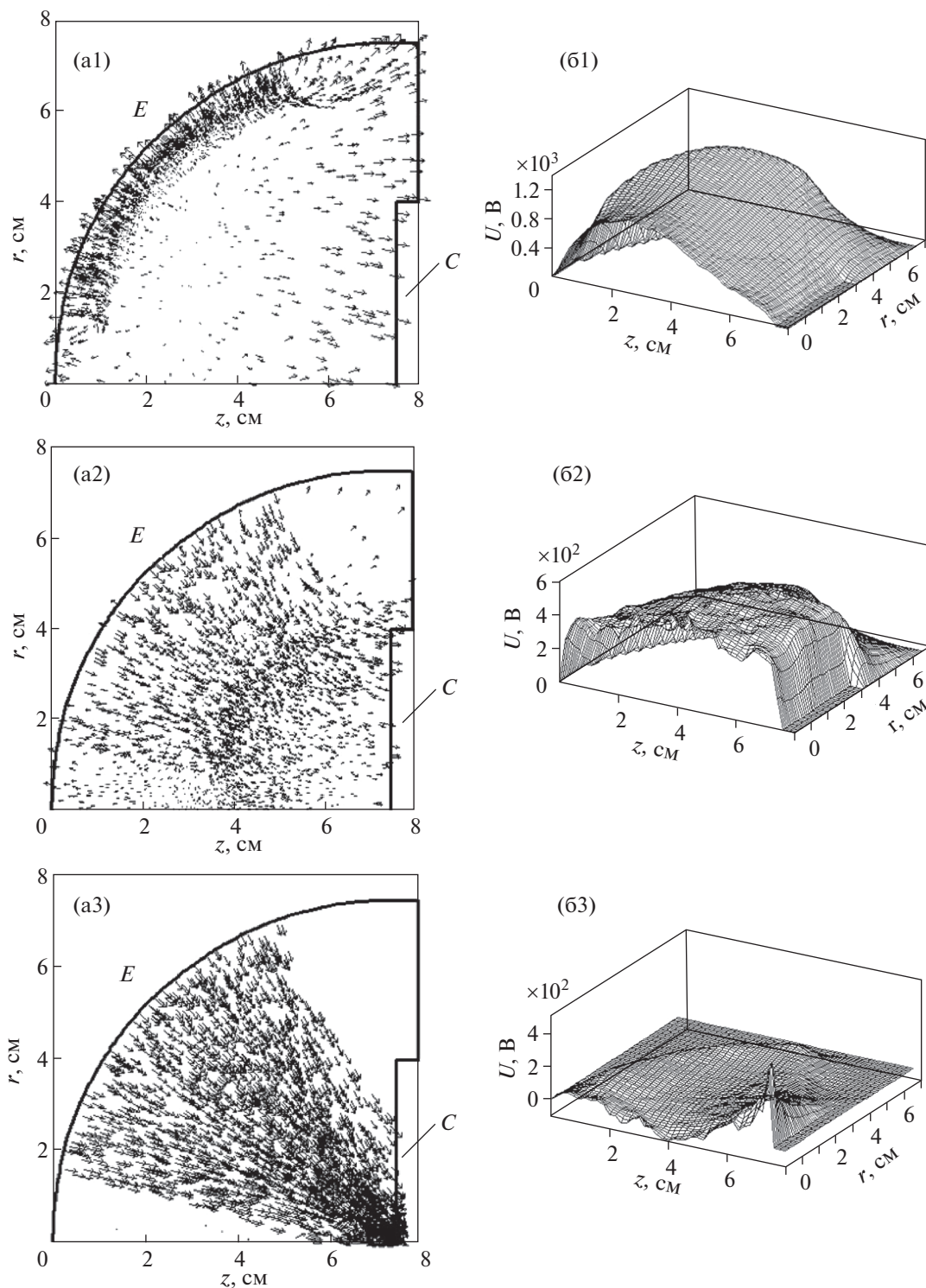


Рис. 2. Конфигурационные портреты ионов пучка (а) и распределение потенциала (б) в моменты времени 0.5 мкс (а1, б1), 3.5 мкс (а2, б2) и 10 мкс (а3, б3); векторы – скорости ионов пучка.

времени тока пучка на коллектор (рис. 3а) отражает динамику процесса нейтрализации пространственного заряда ионного пучка: в началь-

ный отрезок времени, до 4 мкс, в пространстве транспортировки происходит нарастание и перераспределение потенциала (рис. 3б показывает

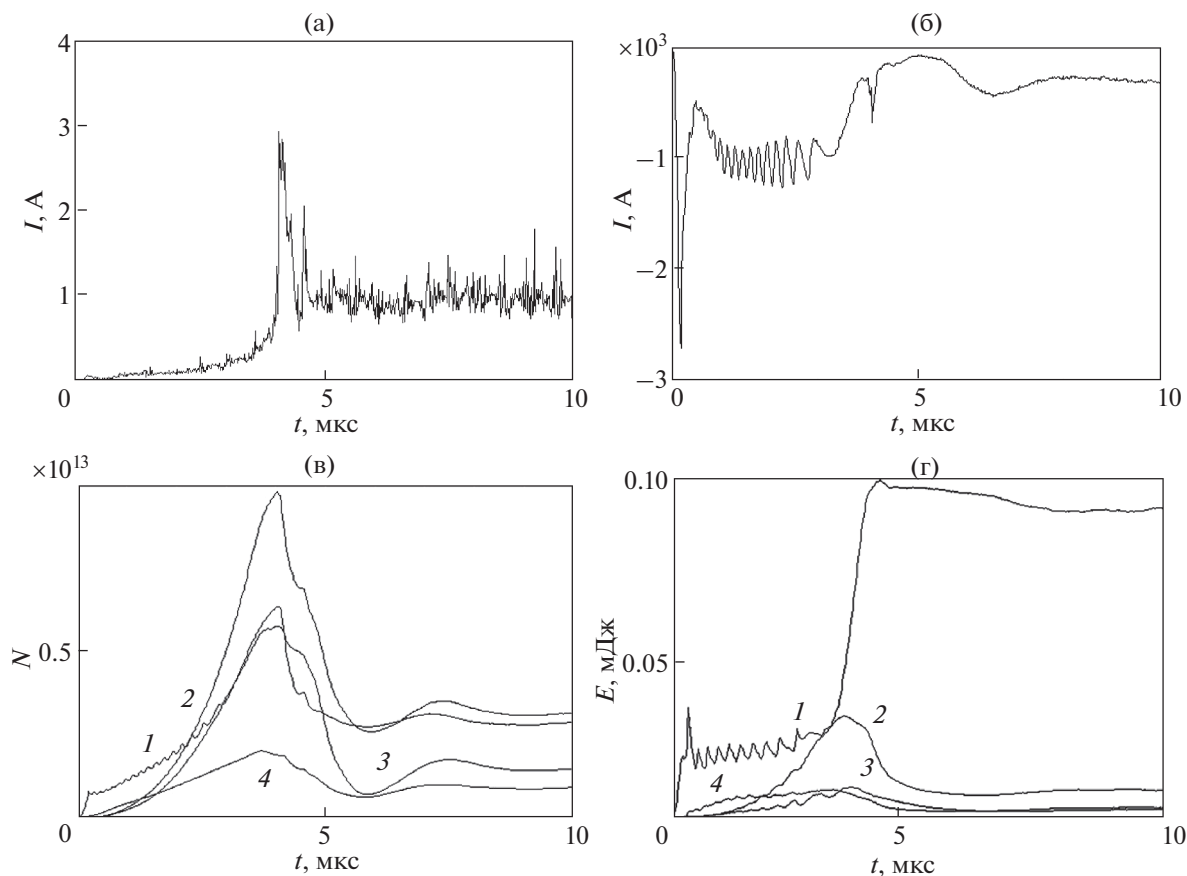


Рис. 3. Зависимости от времени: ионного тока I на коллекторе (а), разности потенциалов между мишенью и областью ВА (б), числа частиц в расчетной области (в), полной кинетической энергии частиц (г) (1 – ионы пучка, 2 и 3 – электроны и ионы от ионизации, 4 – электроны от вторичной эмиссии любых ионов) при $W = 1$ кэВ и $n_g = 2 \times 10^{13}$ см $^{-3}$.

поведение напряжения U между областью возникновения ВА и коллектором (точки D1 и D2 на рис. 1). Процесс нейтрализации заряда ВА и его положение не являются стационарными. Частота колебаний потенциала близка к плазменной частоте, как и в системах с виртуальным катодом [24]. На рис. 3в показана динамика числа частиц: накопление пучковых и плазменных ионов, вторичных и плазменных электронов, нейтрализующих положительный заряд ВА.

В момент времени 4 мкс заряд ВА нейтрализуется, быстрые и накопленные замедленные ионы транспортируются на коллектор, наблюдается всплеск тока ионов (рис. 3а), после чего устанавливается ток, равный току инжекции, при этом электроны (рис. 4а) захватываются потенциалом ионного пучка величиной менее 200 В (рис. 3б). В стационарном режиме рождение вторичных электронов компенсируется уходом электронов с максимальной кинетической энергией на стенку, а нейтрализация заряда транспортируемых на коллектор ионов пучка, как это видно из рис. 3г, обеспечивается низкоэнергетическими электро-

нами, захваченными в потенциальное поле пучка. На рис. 4б показано распределение транспортируемых ионов пучка на фазовой плоскости $v_r - v_z$.

3. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННОГО ПУЧКА

Нестационарная транспортировка ионного пучка на коллектор обусловлена периодическими процессами формирования виртуального анода и нейтрализации его положительного заряда. Это происходит, если уменьшить плотность газа до величины $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$ (в первом варианте $n_g = 2 \times 10^{13}$ см $^{-3}$). На рис. 5 показано изменение во времени ионного тока I на коллекторе (рис. 5а), разности потенциалов U (рис. 5б) и количества заряженных частиц в расчетной области (рис. 5в). На фронте тока пучка (0.2 мкс) формируется ВА, время нейтрализации заряда которого увеличивается в 1.5 раза по сравнению с первым вариантом (см. рис. 3) из-за меньшей плотности газа. Про-

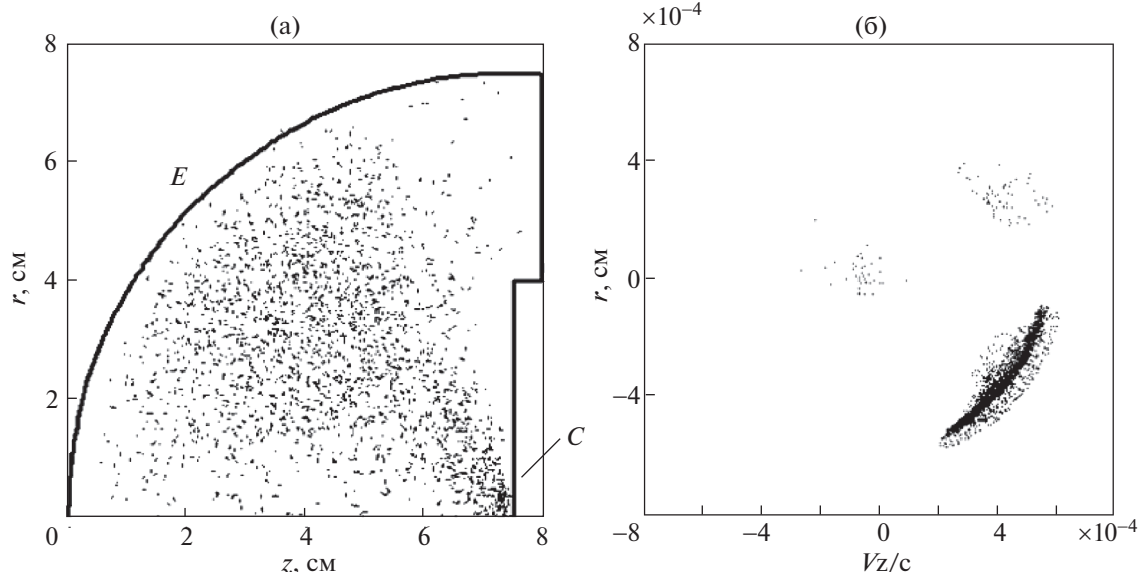


Рис. 4. Вторичные электроны на плоскости $R-Z$ (а), ионы пучка на фазовой плоскости $v_r - v_z$ (б) в момент времени 10 мкс.

цесс нейтрализации первого ВА (до момента времени 6.5 мкс) аналогичен описанному выше.

После разрушения первого ВА в момент времени 6.5 мкс происходит всплеск тока (рис. 5а), превышающий величину инжектированного тока, когда коллектора достигают высвободившиеся из ВА ионы. Максимумы плотности заряда ионов пучка (рис. 5в) и потенциала (рис. 5б) возникают вблизи оси около коллектора, где собираются также вторичные и плазменные электроны, захваченные ионным пучком.

При уменьшении плотности газа темп рождения электронов (за счет ионно-электронной эмиссии и ионизации) становится ниже, чем темп ухода электронов из объема, что обуславливает неоднородное распределение потенциала U в пучке. В момент времени 8 мкс на рис. 6а показан конфигурационный портрет ионов пучка и на рис. 6б распределение их кинетической энергии по координате z . С увеличением потенциала U область торможения ионов пучка расширяется и в момент времени 9 мкс при $U = eW$ вблизи инжектора возникает ВА. Конфигурация ионов пучка и их кинетические энергии вдоль координаты z показаны на рис. 6в, г. Виртуальный анод нейтрализуется в момент времени 12 мкс, и далее колебательный процесс повторяется с периодом $T = 5.5$ мкс. Таким образом, при плотности газа до 10^{13} см^{-3} прохождение ионного пучка на коллектор импульсное: при образовании ВА пучок не проходит на коллектор, затем при накоплении электронов ВА разрушается и прохождение возобновляется.

4. ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для описания процесса транспортировки ионного пучка введем несколько временных величин: T_{pl} — время формирования газовой плазмы, которое близко к времени нейтрализации пространственного заряда ионного пучка, T — период колебаний тока коллектора, τ_I — длительность импульса тока коллектора, в течение которой прохождение быстрых ионов на коллектор является полным. Все эти величины зависят от параметров пространства дрейфа (геометрические размеры, давление газа, материал электродов) и параметров ионного пучка (энергия и ток). На рис. 7 показаны зависимости величин T , T_{pl} и τ_I от концентрации газа при энергии ионов $W = 1 \text{ кэВ}$ и токе пучка $I_b = 1 \text{ А}$. С увеличением плотности газа увеличивается скорость нейтрализации пространственного заряда пучка вторичными и плазменными электронами и соответственно уменьшаются время формирования плазмы T_{pl} и интервал между импульсами ионного тока коллектора ($T - \tau_I$). При увеличении концентрации газа n_g от 5×10^{12} до $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ время T_{pl} уменьшается от 12.5 до 4 мкс, а при $n_g > 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ток коллектора теряет колебательный характер. С увеличением концентрации газа от 5×10^{12} до $1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ период T колебаний тока коллектора уменьшается от 8 до 4 мкс, а длительность импульсов тока коллектора τ_I увеличивается от 2 до 3 мкс (рис. 7).

С увеличением энергии транспортируемых ионов W возрастают коэффициент ионно-элек-

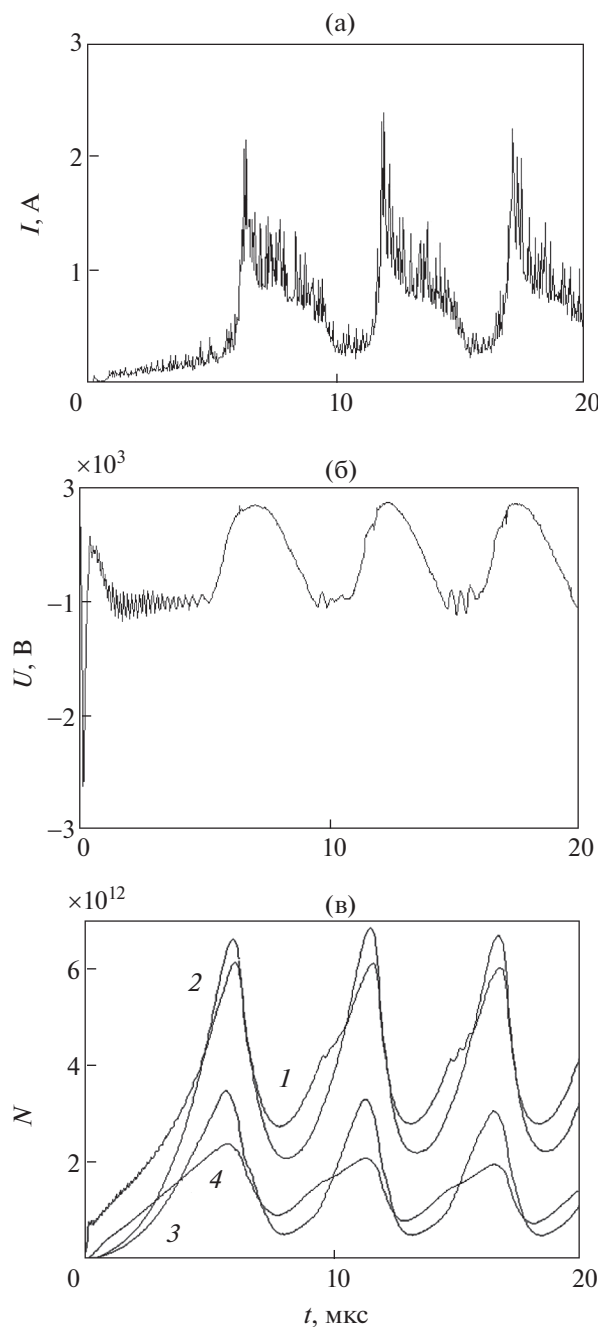


Рис. 5. Зависимости от времени: ионного тока I на коллекторе (а), разности потенциала между мишенью и областью ВА (б) и числа частиц в расчетной области (в) (I – ионы пучка, 2 и 3 – электроны и ионы от ионизации, 4 – электроны от вторичной эмиссии любуых ионов) при $W = 1$ кэВ и $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$.

тронной эмиссии γ и, соответственно, скорость рождения вторичных электронов, поэтому период следования импульсов тока коллектора T уменьшается, и при некоторой энергии W_c устанавливается устойчивая транспортировка пучка, когда выход плазменных электронов из объема

пучка уравнивается образованием электронов за счет ионизации молекул газа. На рис. 8 показана зависимость времени формирования плазмы T_{pl} и периода колебаний тока коллектора T от энергии ионов. Импульсный характер транспортировки ионного пучка с током инжекции $I_b = 1$ А и $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$ имеет место при энергии ионов $W \leq W_c$, где $W_c = 2$ кэВ – критическая энергия инжектируемых ионов пучка.

Величина W_c зависит от концентрации газа n_g . Колебания тока коллектора имеют место, как видно из рис. 7, при $n_g \leq 1.3 \times 10^{13}$ см $^{-3}$ ($W = 1$ кэВ), а из рис. 8 – при энергии ионов $W \leq 2$ кэВ ($n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$). Следовательно, координаты точек $(n_g; W_c)$: $(1.3 \times 10^{13}$ см $^{-3}$; 1 кэВ) и $(10^{13}$ см $^{-3}$; 2 кэВ) соответственно, т.е. критическая энергия уменьшается с увеличением концентрации газа.

Критическая энергия также зависит от тока пучка I_b . Численные расчеты показали, что с изменением тока пучка от 0.8 до 1.2 А величина W_c возрастает от 1.5 до 2.5 кэВ.

5. АНАЛИТИЧЕСКИЕ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Ширину d промежутка между ВА и плоскостью инжекции ионов можно оценить из закона Чайлда–Ленгмюра для “диода” сферической геометрии, образованного поверхностью ВА (с радиусом кривизны r) и поверхностью инжекции ионов (с радиусом кривизны $R = r + d$), в режиме ограничения тока пространственным зарядом [5, 26]

$$r^2 \alpha^2 = \frac{4\epsilon_0 (2e)^{1/2}}{9 (M)} \frac{V^{3/2}}{j_b (1 - f_i)}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = \ln(r/R) - 0.3 \ln^2(r/R) + \dots$, V – потенциал ВА, j_b – плотность ионного тока инжекции, f_i – степень нейтрализации заряда в промежутке d . При $d \ll R$ имеем $R^2 \alpha^2 \approx d^2$ и соотношение (1) переходит в закон “трех вторых” для плоского диода.

На рис. 2а1 показана конфигурация ВА в момент времени 0.5 мкс, когда нейтрализация положительного заряда ионов пучка еще не существенна ($f_i \sim 0$). Для параметров численного эксперимента ($I_b = 1$ А, $V = 1$ кВ, $M = 10000 m$), согласно формуле (1) ширина промежутка $d = 0.4$ см, что находится в согласии с данными, приведенными на рис. 2а1.

Рассмотрим простую модель нейтрализации пространственного заряда виртуального анода, когда рождение электронов осуществляется за счет ионизации плазменными и вторичными электронами, поток которых $n_s v_s = \gamma_E n_b v_b$ пропорционален потоку ионов на поверхность ин-

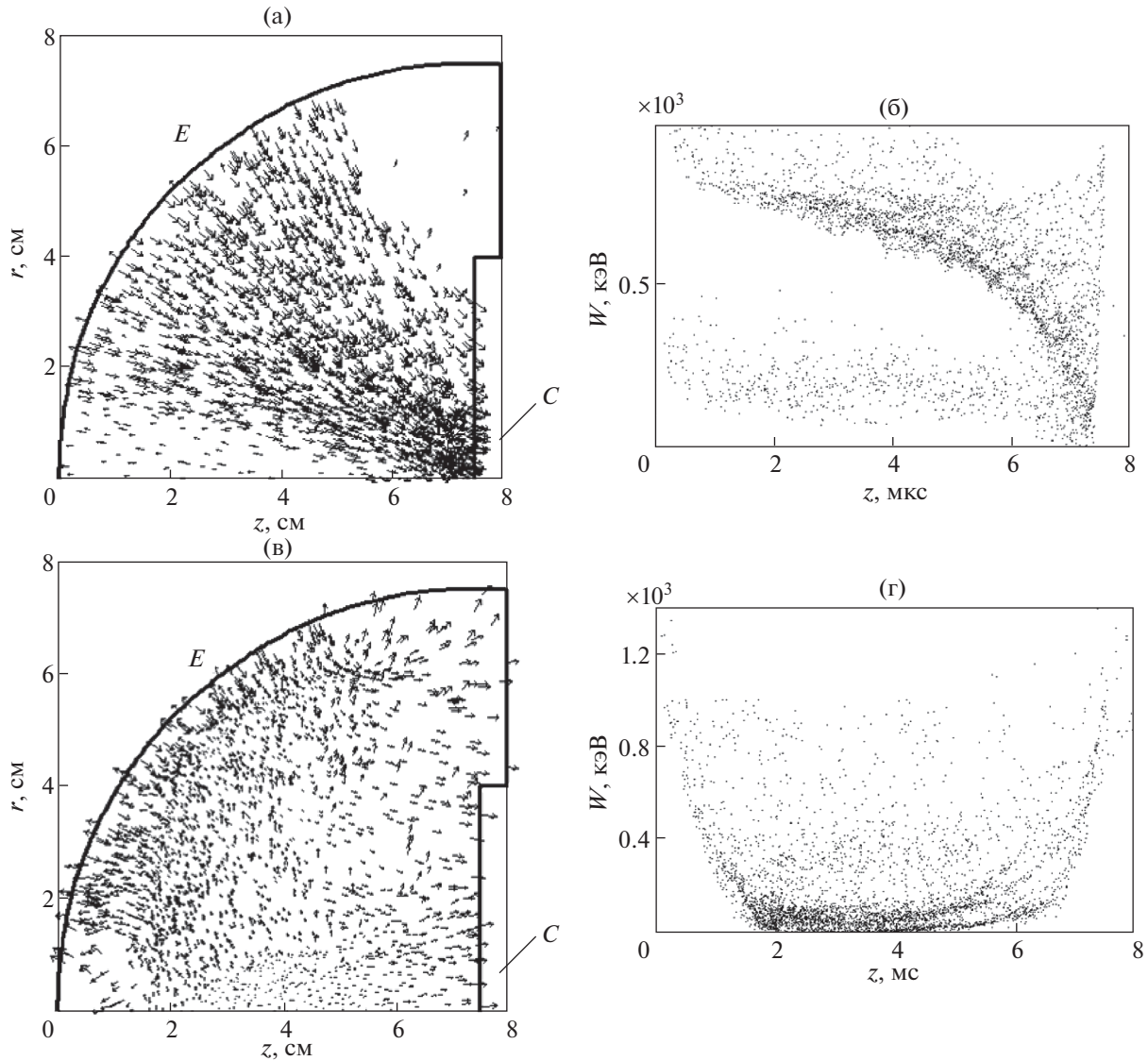


Рис. 6. Конфигурационный портрет ионов пучка (а, в) и распределение их энергии по координате z (б, г) в моменты времени 8 мкс (а, б) и 10 мкс (в, г).

жекции. Уравнение для концентрации электронов имеет вид

$$\frac{dn_e}{dt} = n_g n_e v_e \sigma + n_g \gamma_E n_b \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} v_s \sigma, \quad (2)$$

где $\langle v_{e,s} \sigma \rangle$ – средние скорости ионизации плазменными и вторичными электронами. Для упрощения считаем, что основной вклад в изменение концентрации n_e дают плазменные электроны (со средней энергией ~ 100 эВ), которые определяют экспоненциальный рост концентрации электронов

$$n_e = n_s \exp(n_g v_e \sigma t). \quad (3)$$

В рамках предлагаемой модели в режиме ограничения тока в диоде с пространственным зарядом в области ВА скорость ионов стремится к нулю, а

плотность неограниченно возрастает. Представим в области ВА среднюю плотность ионов в виде $n_{BA} = \theta n_b$, где параметр $\theta > 1$ зависит от плотности тока пучка и степени нейтрализации заряда $\theta = \theta(j_b, f_i)$. Из соотношения (2) при выполнении условия $n_e = n_{BA}$ запишем выражение для оценки времени нейтрализации положительного заряда ВА

$$T_{pl} = \ln \left(\sqrt{\frac{M}{m}} \frac{\theta}{\gamma_E} \right) \frac{1}{n_g \sigma v_e}. \quad (4)$$

Соотношение (4) отражает основные закономерности нейтрализации заряда ВА: время T_{pl} уменьшается с увеличением давления газа ($n_g = 2.65 \times 10^{14} p$ [Па], см^{-3}), энергии ионов пучка

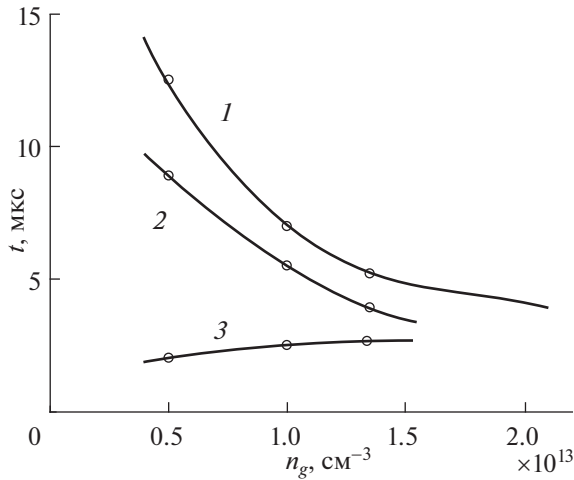


Рис. 7. Зависимость времен T_{pl} (1), T (2) и τ_I (3) от концентрации газа, $W = 1$ кэВ, $I_b = 1$ А.

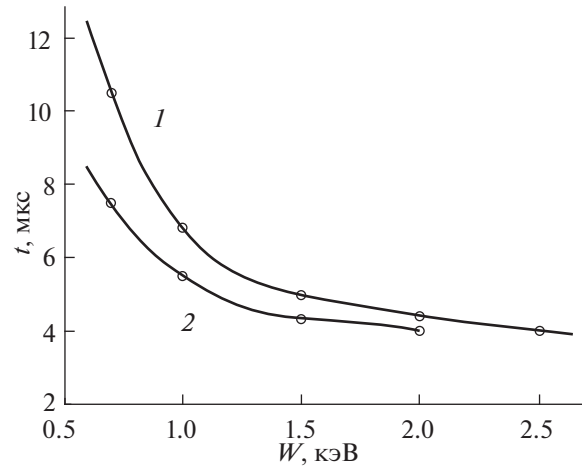


Рис. 8. Зависимость времени формирования пучковой плазмы T_{pl} (1) и периода колебаний тока коллектора T (2) от энергии ионов при $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$.

(поскольку γ_E зависит от W) и массы иона. Оценка по формуле (4), сделанная при $M/m = 10000$, $W = 1$ кэВ, $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$, $\gamma_E = 0.3$, $\theta = 10$, $\langle \sigma_{v_e} \rangle = 6 \times 10^{-8}$ см $^3 \cdot c^{-1}$, дает величину $T_{pl} = 13$ мкс, а моделирование с применением PiC-кода – величину $T_{pl} = 6.5$ мкс (рис. 5).

Формирование вторичного и последующих ВА (рис. 5) происходит при частичном прохождении ионов на коллектор, ток пучка на коллекторе составляет величину 25 А (предельный ток). В этих условиях положительный заряд при формировании ВА уже частично нейтрализован и поэтому время его полной нейтрализации $T < T_{pl}$.

Рассмотрим влияние относительной массы ионов M/m и тока пучка I_b на исследуемые параметры. На рис. 9 показаны зависимости времени формирования плазмы T_{pl} и периода колебаний T тока коллектора от относительной массы ионов при токах пучка $I_b = 0.5$ А ($M/m = 5000-30000$) и $I_b = 1$ А и 1.2 А ($M/m = 5000-20000$); $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$, $W = 1$ кэВ. Скорость ионов пропорциональна $(m/M)^{1/2}$, поэтому с увеличением массы ионов увеличивается время нейтрализации ВА T_{pl} и период колебаний тока пучка на коллектор T . С увеличением тока пучка возрастает количество заряда в области ВА и, соответственно, время его нейтрализации T_{pl} , при этом период T практически не изменяется, что связано с уменьшением длительности t_I тока пучка на коллектор.

Из рис. 9 видно, что одно и то же значение T_{pl} соответствует разным соотношениям между током и массой ионов. Это делает возможным перенести результаты моделирования транспортировки ионного пучка с модельными значениями массы иона и тока пучка на пучок с реальными

значениями параметров. Так при $M/m = 10000$ и $I_b = 1$ А время нейтрализации заряда ВА составляет величину $T_{pl} = 6.5$ мкс (рис. 9). При $M/m = 20000$ и $I_b = 0.5$ А имеем $T_{pl} = 7.8$ мкс, а при увеличении массы ионов до $M/m = 60000$ время нейтрализации ВА увеличивается до 12.3 мкс, здесь оценка получена с использованием аппроксимации $T_{pl}(M/m) = T_{pl}(5000)((M/m)/5000)^{0.37}$. Следует заметить, что в соотношении (4) температура $T_{pl}(M/m)$ пропорциональна $\ln(M/m)$.

Наиболее сильное влияние на время нейтрализации ВА и период колебаний тока коллектора

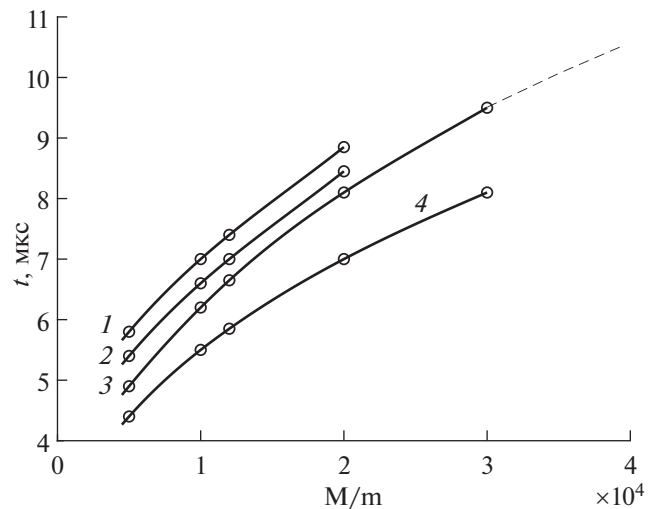


Рис. 9. Зависимость времени формирования пучковой плазмы T_{pl} (1–3) и периода колебаний тока коллектора T (4) от относительной массы ионов: 1 – $I_b = 1.2$ А, 2 – $I_b = 1.0$ А, 3, 4 – $I_b = 0.8$ А; $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$.

оказывает концентрация газа (давление), как видно из рис. 7 и формулы (4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование транспортировки низкоэнергетического ионного пучка в эквипотенциальной системе с баллистической фокусировкой при радиусе сетчатого электрода 7.5 см с применением РiС-кода КАРАТ показало, что при энергии инжектируемых ионов менее критической энергии W_c , зависящей от концентрации газа и тока пучка, ток коллектора переходит в импульсный режим. Для тока инжекции 1 А критическая энергия составила 2 кэВ при концентрации газа $n_g = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и 1 кэВ при $n_g = 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Периодичность тока вызвана чередованием процессов формирования виртуального анода и нейтрализации его заряда вторичными электронами, возникающими в результате ионизации газа и ионно-электронной эмиссии с электродов. Время формирования плазмы и период следования импульсов тока коллектора уменьшаются с увеличением кинетической энергии транспортируемых ионов и концентрации газа.

Таким образом, для управления транспортировкой пучков низкоэнергетических ионов металлов с применением баллистической фокусировки следует учитывать динамические процессы нейтрализации пространственного заряда ионного пучка и формирования плазмы, которые зависят от параметров ионного пучка и конфигурации пространства дрейфа, а также от механизма генерации нейтрализующих электронов и интенсивности ухода плазменных электронов из объема пучка на внешние электроды.

Полученные результаты следует учитывать при разработке и создании ионно-пучковых систем с баллистической фокусировкой ионного пучка, которые используются как в научных исследованиях, так и в технологических целях.

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

Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Poate J.M., Foti G., Jacobson D.C. Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams. Berlin: Springer, 2013.
2. Rogov R.M. // Vacuum. 2016. V. 166. P. 84.
3. Williams J.S., Poate J.M. // Ion Implantation and Beam Processing. Academic Press, 2014.

4. Conrad J.R., Radtke J.L., Dodd R.A., Worzala F.J. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 4591.
5. Anders A. Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition. New York: John Wiley & Sons, 2000.
6. Арбузов Н.М., Ваулин В.А., Исаев Г.П., Кузьмин О.С., Рябчиков А.И. // Патент СССР № 1412517. 1990. Бюл. № 33.
7. Wei R. // Surf. Coat. Tech. 1996. V. 83. P. 218.
8. Ueda M. // Nuclear Instruments Meth. Phys. Res. Sect. B. 2005. V. 240. P. 199.
9. Gavrilov N.V., Men'shakov A.I. // Tech. Phys. 2012. V. 57. P. 399.
10. Ryabchikov A.I., Sivin D.O., Shevelev A.E., Akhmadeev Y.H., Korneva O.S., Ivanova A.I., Lopatin I.V. // Surface Surface and Coatings Technology. 2018. V. 355. P. 123. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2018.02.111>
11. Ryabchikov A.I., Kashkarov E.B., Pushilina N.S., Syrtanov M.S., Shevelev A.E., Korneva O.S., Sutygina A.N., Lider A.M. // Appl. Surface Sci. 2018. V. 439. P. 106. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.01.021>
12. Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Dektyarev S.V., Sivin D.S., Shevelev A.E. // Vacuum. 2017. V. 143. P. 447. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.03.011>
13. Ryabchikov A.I., Shevelev A.E., Sivin D.O., Koval T.V., An T.M.K. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 233301. <https://doi.org/10.1063/1.5034082>
14. Коваль Т.В., Ан Ч.М.К., Тараканов В.П. // Известия РАН. Сер. физическая. 2019. Т. 83. С. 1524. <https://doi.org/10.1134/S0367676519110140>
15. Рябчиков А.И., Шевелев А.Э., Сивин Д.О., Дектярев С.В., Корнева О.С. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. С. 54.
16. Фареник В.И. // Физическая инженерия поверхности. 2005. Т. 3. С. 4.
17. Dudin S.V., Zykov A.V., Farenik V.I. // Rev. Sci. Instruments. 1994. V. 65. P. 1451.
18. Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 9.
19. Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT. Berkley Research Associates, Springfield, VA: Berkley Research Associates, 1992.
20. Тараканов В.П. // Математическое моделирование. Проблемы и результаты / Под ред. Белоцерковского. М.: Наука, 2003. С. 460.
21. Медвед Д., Штраццер Й. // УФН. 1967. Т. 91. С. 485.
22. Shamim M., Scheuer J.T., Fetherston R.P., Conrad J.R. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70 (9). P. 4756.
23. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967.
24. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат. 1991.
25. Коваль Т.В., Офицеров В.В., Обухов Д.С., Марченко А.Л. // Вестник науки Сибири. 2012. № 3. В. 4. С. 16.
26. Lungmuir I., Blodgett K.B. // Phys. Rev. 1923. V. 22. P. 347.