

ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ИОНОВ ТИТАНА СУБМИЛЛИСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ С ВЫСОКОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ

А. И. Рябчиков^а, В. П. Тараканов^{б,с}, О. С. Корнева^{а}, Д. О. Сивин^а*

*^а Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050 Томск, Россия*

*^б Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

*^с Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 июня 2022 г.,
после переработки 5 июля 2022 г.
Принята к публикации 6 июля 2022 г.

Представлены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований по формированию импульсных и импульсно-периодических высокоинтенсивных пучков ионов металлов из плазмы вакуумной дуги. Численное моделирование выполнено с использованием кода КАРАТ. Исследовалась баллистическая фокусировка тяжелых ионов при токах инжекции от 0.1 до 1 А. Изучено влияние плотности ионного тока, ускоряющего напряжения и условий нейтрализации пространственного заряда пучка на транспортировку и фокусировку пучка ионов высокой плотности мощности. Определены и изучены условия возникновения виртуального анода. Установлено, что при больших длительностях формирования пучков ионов при низких давлениях остаточной атмосферы возможно многократное возникновение и исчезновение виртуального анода. Экспериментально показана возможность баллистического формирования очищенных от микрокапельной фракции пучков ионов титана субмиллисекундной длительности с импульсной плотностью мощностью в сотни киловатт на квадратный сантиметр.

DOI: 10.31857/S0044451022120203
EDN: LFKHGX

1. ВВЕДЕНИЕ

Импульсные мощные пучки заряженных частиц и плазменные потоки находят все большее применение для модификации свойств различных материалов и покрытий [1–17]. Новые методы высокоинтенсивной имплантации с применением пучков ионов низкой энергии, но высокой плотности мощности [18–20] демонстрируют возможность ионного легирования материалов на глубинах в десятки микрон при флюенсах ионного облучения 10^{19} – 10^{21} ион/см². Преимущества метода, обеспечивающего глубокое ионное легирование материалов в ряде перспективных применений, нивелируются на-

гревом всего образца до высоких температур, при которых наблюдается ухудшение микроструктуры материала из-за значительного роста зерна. В работе [21] описан новый метод, нацеленный на решение этой проблемы. Сущность метода заключается в использовании для высокоинтенсивной имплантации пучков ионов субмиллисекундной длительности с плотностью мощности от десятков до нескольких сотен киловатт на квадратный сантиметр. Импульсно-периодическая имплантация с использованием таких ионных пучков может обеспечить импульсный разогрев локальной области вблизи поверхности с последующим быстрым отводом тепла внутрь материала мишени. Таким образом, достигается высокая температура в ионно-легируемом слое и одновременно исключается наличие высокой температуры во всем объеме облучаемого материала. Высокая температура и высокая плотность ионного тока способствуют радиационно-усиленной диффу-

* E-mail: oskar@tpu.ru

зии имплантируемых атомов, обеспечивая ионное легирование материала на глубинах, существенно превышающих проективный пробег ионов. Эффект высокоскоростного охлаждения приповерхностного слоя будет способствовать улучшению микроструктуры ионно-легированного слоя. Высокая плотность ионного тока, значительная длительность импульсов и частотный режим формирования импульсов должен обеспечить высокую скорость набора флюенса ионного облучения, необходимого для глубокого ионного легирования материалов.

Настоящая статья посвящена численному моделированию и экспериментальному исследованию формирования мощных пучков ионов металлов субмиллисекундной длительности, на примере ионов титана, из плазмы вакуумной дуги, с импульсной плотностью мощностью до ста киловатт на квадратный сантиметр.

2. МЕТОДИКИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Для детального понимания всех процессов и построения целостной модели был проведен комплекс исследований с помощью численного моделирования посредством кода КАРАТ [22, 23]. Основой кода является решение уравнений Максвелла или, как в данном исследовании, когда можно ограничиться потенциальной моделью, уравнения Пуассона. Плотность тока или заряда вычисляется методом крупных частиц — методом PiC (Particle in Cell). Для разных сортов частиц используем разные сорта PiC-частиц, чтобы отследить роль ионов и электронов, имеющих различное происхождение. В описываемой серии расчетов масса ионов выбрана $10^5 m$, где m — масса электрона. Число узлов сетки в каждом направлении не меньше 100, и всегда шаг сетки значительно меньше любого характерного размера системы. Число частиц каждого сорта не меньше 10–100 в каждой ячейке в важных физических областях системы. Контролируется баланс энергии в системе.

Исследовалась плазменно-иммерсионная система формирования, впервые экспериментально апробированная для получения баллистически-сфокусированных импульсно-периодических пучков ионов металлов с плотностью тока до 1 А/см^2 при амплитудах потенциала смещения до 3 кВ [18].

Исходя из конструкции реального устройства, при моделировании рассмотрены три области. Во-

первых, область формирования потока ионов из плазмы дугового разряда, с характерной особенностью в виде высокой плотности плазмы, во-вторых, область прохождения потока ионов сквозь сферическую сетку и, в-третьих, область баллистической фокусировки ускоренных ионов на мишень-коллектор в различных условиях динамической компенсации и декомпенсации пространственного заряда ионного пучка. Для упрощения получения результатов первоначально отдельно рассматривалась каждая из этих областей.

Экспериментальные исследования проводились на комплексной установке для ионно-лучевой и ионно-плазменной обработки материалов [24]. Формирование импульсных и импульсно-периодических пучков ионов титана осуществлялось с использованием модифицированного источника ионов и плазмы «Радуга 5» [25]. Система питания импульсного трансформатора была модернизирована таким образом, чтобы формировать пучки ионов различной длительности в диапазоне от 150 до 500 мкс. Плазменный поток формировался непрерывным вакуумно-дуговым разрядом с током дуги 160 А. Для очистки плазмы от микрокапельной фракции вместо плазменного фильтра жалюзийного типа была использована система «солнечного затмения» впервые предложенная в работе [18].

Для формирования пучка ионов с высокой импульсной плотностью мощности использовалась фокусирующая система, представляющая собой сеточный электрод в виде части сферы радиусом 120 мм с эквипотенциальным пространством для транспортировки и фокусировки ионного пучка. В экспериментах использовались три сеточных электрода с различными размерами ячеек: 0.5×0.5 , 1×1 и $1.4 \times 1.4 \text{ мм}^2$. Дисковый электрод, препятствующий прямому пролету микрочастиц, продуктов взрывной электронной эмиссии, с рабочей поверхности катода в область фокусировки пучка, устанавливался по центру фокусирующего электрода. Экстракция ионов осуществлялась со свободной границы металлической плазмы, генерируемой дуговым разрядом при потенциалах смещения анода в диапазоне от 9 до 30 кВ.

В процессе экспериментов проводились измерения ускоряющего напряжения, тока на сеточный электрод, тока ионного пучка и полного тока генератора импульсов напряжения. Для измерения распределения плотности ионного тока по сечению фокусируемого ионного пучка использовались шесть радиально установленных коллекторов площадью $2 \times 2 \text{ мм}^2$. В процессе исследований изменялась

амплитуда импульсного напряжения, длительность импульса. Импульс ионного тока пучка отличался значительной высокочастотной модуляцией. Это затрудняло оценку реальной амплитуды тока и ее плотности и, как следствие, достигаемой плотности мощности в ионном пучке. В этой связи для увеличения точности измерения амплитуды тока использовалось математическое сглаживание. В отдельных случаях применялось усреднение импульсов тока и напряжения по 15–25 осциллограммам с использованием математического аппарата осциллографа LeCroy.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ИОНОВ ИЗ ПЛАЗМЫ

Источником ионов в экспериментах была плазма вакуумной дуги. Моделирование выполнялось в осесимметричном приближении в цилиндрической rz -геометрии. С границы первой области, соответствующей границе плазмы, задавался поток ионов с определенной плотностью тока. Одна из особенностей плазмы вакуумной дуги состоит в наличии у ионов значительной начальной энергии направленного движения. При моделировании начальная энергия направленного движения ионов задавалась равной 50 эВ. Одновременно с ионами запускался поток электронов, скорость которых совпадала со скоростью ионов. Таким образом, осуществлялась инжекция нейтрализованного по заряду потока частиц. На рис. 1 область инжекции совпадает с левой границей $z = 0$. На сферический электрод подается потенциал смещения отрицательной полярности, который обеспечивает ускорение ионов до нужной энергии в пределах 3–30 кэВ. При подлете частиц к электроду электронный поток тормозится, а ионы ускоряются в формирующемся слое разделения зарядов. На рис. 1а изображены векторы скорости небольшой части используемых в моделировании РіС-ионов. Видно, как поток ускоренных ионов проникает в эквипотенциальное пространство баллистической фокусировки через сетчатый электрод. На рис. 1б изображены электроны, между которыми и этим электродом имеется зазор, в котором ускоряются ионы. Их энергия соответствует потенциалу сетки. Первоначально проведено моделирование влияния отдельных элементов, а в завершении рассмотрена общая задача со всеми элементами.

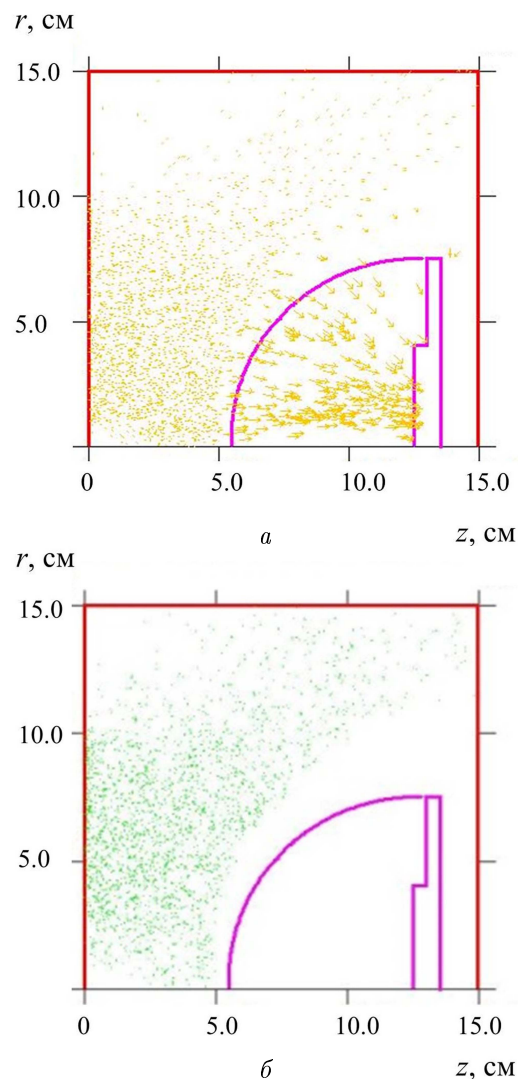


Рис. 1. (В цвете онлайн) Расчетная область: а — поле скоростей ионов; б — поле электронов

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ИОННОГО ПУЧКА СКВОЗЬ СЕТКУ

Вторая область, с прохождением ионов сквозь сетку, моделируется в плоской xz -геометрии. Диаметр круглых проволок равен 0.01 см. Искажение формы и направления векторов скорости частиц связано с разными масштабами по осям x и y . Поток плазмы, состоящей из ионов и электронов, направлен вдоль направления $-x$ (рис. 2).

На рис. 2а изображены точками ионы и электроны. При данных параметрах электроны не продвигаются в область $x < 1.5$ см. Между сеткой и электродами область ускорения ионов. На рис. 2б для части счетной области изображены только ионы. Видно, как часть ионов поглощается на проволоках, а прошедшие ионы отклоняются электрическим полем

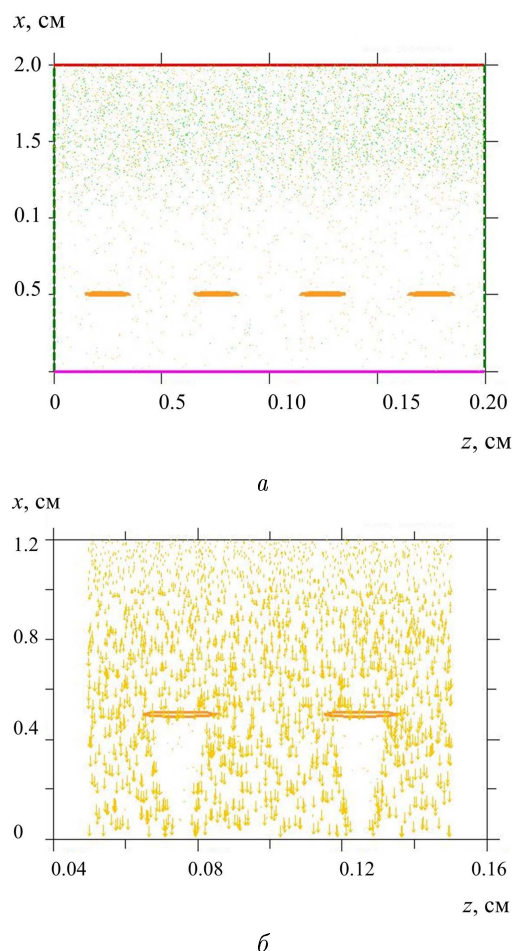


Рис. 2. (В цвете онлайн) Положение электронов и ионов на счетной области: а) зеленые точки — макрочастицы, моделирующие электроны, желтые точки — ионы; б) поле скоростей ионов на счетной части

проволок. Возникающая величина разброса учитывается на следующем этапе исследования. Наличие экстрактора ионов с сеточной структурой усложняет процесс моделирования. В то же время, поскольку моделируются процессы транспортировки и фокусировки пучка ионов с начальной плотностью, не превышающей 10 мА/см^2 , при ускоряющих напряжениях в диапазоне от 3 до 30 кВ ширина слоя разделения зарядов (ускоряющий зазор) многократно превышает характерный размер ячеек сеточного электрода. Это означает, что тонкая структура сетки оказывает незначительное влияние на траектории отдельных ионов. Существенное влияние сетки связано с ее прозрачностью, от которой зависят потери ионного пучка на элементах сеточного электрода. Значительное влияние на динамику фокусировки и транспортировки ионного пучка может оказывать размер ячеек сетки. Через ячейки сетки

электрическое поле ускоряющего зазора проникает в пространство дрейфа ионного пучка на расстояние, сравнимое с размером ячейки. Это проникновение нарушает эквипотенциальность пространства и способствует формированию канала утечки электронов в ускоряющий зазор, влияя, таким образом, на декомпенсацию пространственного заряда пучка. Эти процессы не моделируются в рамках данной статьи.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ ПУЧКОВ ИОНОВ

Рассмотрим третью область, область фокусировки. Моделирование выполнено в осесимметричном приближении в rz -геометрии. Нормально поверхности сферы внутрь инжектируется поток ионов. В реальном эксперименте для исключения прямого пролета микрочастиц вещества из области вакуумной дуги в область фокусировки ионного пучка центральная часть сетки закрыта сплошным дисковым электродом. В моделировании этому соответствует отсутствие инжекции ионов вблизи оси.

Данная работа имеет своей целью обеспечить на коллекторе-мишени многократное увеличение плотности мощности и энергии ионного пучка. Для достижения этой цели используется сеточный электрод в виде сферы радиусом r , предназначенный для фокусировки ионов в центр сферы, где установлен коллектор. Это мы называем баллистической фокусировкой ионов [18].

В моделировании в качестве первого шага исследовалась транспортировка и фокусировка ионного пучка в условиях вакуума, т.е. при отсутствии нейтрализации его пространственного заряда. При инжекции пучка ионов с током 0.01 А , что соответствовало начальной плотности тока $4 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2$, ионный пучок неплохо фокусируется, хотя из-за действия пространственного заряда профиль пучка в фокальной области оказывается размытым. По оси пучка плотность ионного тока в фокусе возрастает до 0.035 А/см^2 , т.е. увеличивается почти на два порядка. Однако плотность мощности такого пучка не превышает 2.5 кВт/см^2 , что не обеспечивает возможности реализации синергии высокоинтенсивной имплантации ионов и одновременного его энергетического воздействия на поверхность в соответствии с методом, предложенным в работе [21].

Поэтому в целях изучения возможности достижения более высоких плотностей мощности в ионном пучке и с учетом создания различных усло-

вий для компенсации его пространственного заряда исследованы закономерности транспортировки и фокусировки потока ионов с током инъекции 1 А, что соответствовало начальной плотности тока около $4 \cdot 10^{-3}$ А/см².

Первоначально исследовалась инъекция такого тока ионов с энергией 30 кэВ. При этих параметрах в условиях вакуума, как видно на рис. 3, действие пространственного заряда пучка приводит к возникновению виртуального анода и срыву транспортировки пучка. На рис. 3а изображена геометрия счетной области и векторы скорости ионов. На рис. 3б представлено распределение потенциала. В некоторой области амплитуда потенциала достигает значения равного амплитуде ускоряющего потенциала. Это область виртуального анода. Видно, что на виртуальном аноде ионы рассеиваются. На рис. 3в изображена плотность тока на коллекторе, свидетельствующая, что никакой фокусировки не происходит.

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ И ФОКУСИРОВКИ ИОННОГО ПУЧКА В УСЛОВИЯХ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

При значениях тока, интересных для практических приложений, как видим из последнего варианта, электрическое поле пучка ионов вызывает их дефокусировку. Улучшению фокусировки должно способствовать создание условий для частичной или полной нейтрализации пространственного заряда ионного пучка, что можно обеспечить достаточным количеством электронов внутри ионного потока различными способами. Во-первых, в пространство дрейфа пучка может быть предварительно инжектирована плазма. Во-вторых, для наработки дополнительной плазмы может быть использована ионизация газа в области дрейфа ионного пучка. В-третьих, источником электронов может быть вторичная эмиссия электронов при попадании ионов на мишень. Дополнительные электроны могут создаваться и с помощью дополнительного термоэммитера. При численном моделировании есть возможность отдельно рассмотреть влияние различных факторов.

Начнем с рассмотрения влияния наличия, в начальный момент, внутри дрейфовой области плазмы с плотностью $3 \cdot 10^9$ см⁻³. Ионы плазмы моделируются РіС-частицами сорта r , отличного от пучковых ионов y .

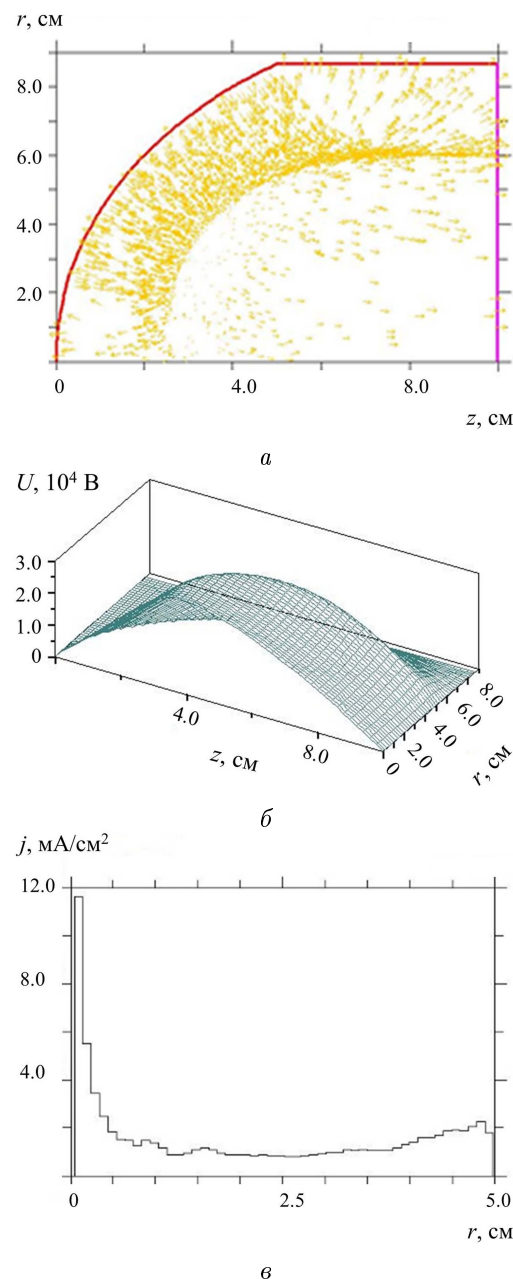


Рис. 3. (В цвете онлайн) Результаты моделирования процессов при инъекции ионного пучка с током 1 А, энергией ионов 30 кэВ в вакуум: *а* — векторы скоростей ионов; *б* — распределение потенциала в пространстве дрейфа пучка; *в* — распределение плотности тока по сечению пучка

На рис. 4а изображена динамика изменения числа частиц, а именно, r — число ионов плазмы, g — число электронов плазмы, y — число ионов пучка. К 100 мкс система достигла стационарного состояния, в котором ионы плазмы покинули счетную область, а часть электронов (рис. 4б) оказалась захвачена в потенциальное поле ионного потока (рис. 4б). По-

тенциал достигает 20 кВ (рис. 4г), т.е. виртуальный анод не образуется. Плотность тока ионов на коллекторе (рис. 4д) увеличилась в сравнении с предыдущим случаем с 12 мА/см^2 до 0.2 А/см^2 .

В следующем варианте добавляем ионизацию газа, в качестве которого выбран азот плотностью 10^{12} см^{-3} . Учитываются процессы упругого рассеяния электронов на нейтральных частицах и ионизация атомов электронами, ускоренными в поле потока ионов. Используются сечения ионизации, представленные в справочнике [26]. Возникающие ионы сорта r дрейфуют на стенки, а возникающие электроны сорта c компенсируют заряд ионов пучка сорта y . Также была рассмотрена ионизация ионами пучка с сечением $5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [27], которая не оказала влияния на процесс фокусировки.

На рис. 5а представлена динамика изменения числа разных частиц. Теперь в стационарном состоянии заряд ионов пучка компенсируют электроны сорта c , а электроны начальной плазмы g ушли на стенки. Потенциал (рис. 5в) уменьшился до 12 кВ. Плотность тока на коллекторе изменилась незначительно (рис. 5г). Рисунки 5б и 5г демонстрируют, что хотя и достигается достаточно высокая плотность ионного тока по оси пучка, его фокусировка еще не оптимальна.

Следующий вариант оценивает только вклад вторичной эмиссии электронов сорта b с поверхности коллектора, эмитируемых после попадания ионов пучка y . Коэффициент вторичной эмиссии выбран равным 1 [28]. По данным рис. 6а видно, что система быстро выходит на стационар. Потенциал не больше 800 В (рис. 6в). Пучок хорошо фокусируется (рис. 6б). Плотность ионного тока пучка на коллекторе приближается к 3 А/см^2 (рис. 6г).

В следующем варианте исследовано действие всех рассматриваемых эффектов компенсации заряда ионов, а именно, наличие начальной плазмы, ионно-электронная эмиссия, ионизация нейтрального газа. По данным рис. 7а видно, что система к 10 нс достигает стационарного состояния, в котором ионы пучка сорта y компенсируются вторичными электронами сорта b , а продукты ионизации газа сортов p и c компенсируют по заряду друг друга. Потенциал в области фокусировки не превышает 50 В (рис. 7в). Плотность пучка на коллекторе оказывается максимальной (рис. 7г) и превышает 3 А/см^2 .

Таким образом, совместное влияние всех реальных физических процессов компенсации заряда ионного пучка обеспечивает наибольшую плотность тока ионов на мишени. Максимальная плотность

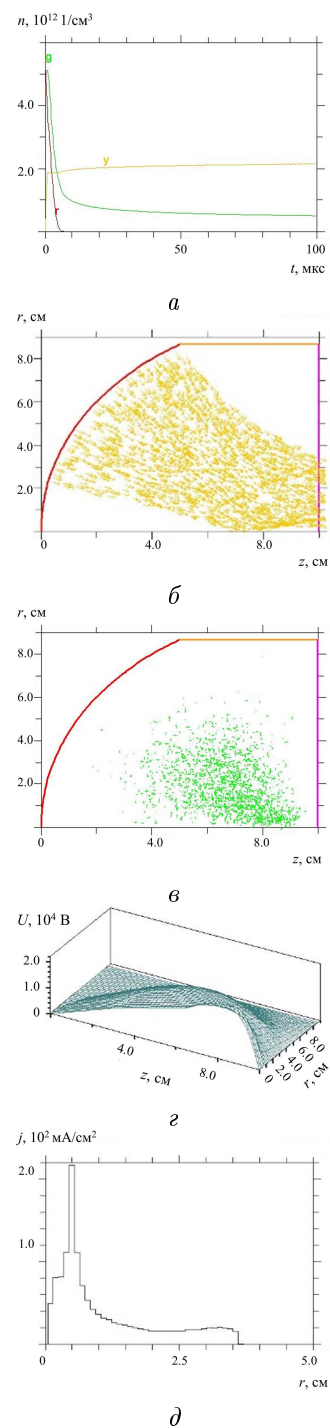


Рис. 4. (В цвете онлайн) Влияние предварительной инжектированной в пространство дрейфа плазмы с плотностью $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ на характеристики ионного пучка: а — динамику изменения плотности электронов (g), ионов плазмы (r) и ионов пучка (y); б — векторы скоростей ионов в пространстве дрейфа; в — распределение электронов в пространстве дрейфа; г — распределение потенциала; д — распределение плотности ионного тока

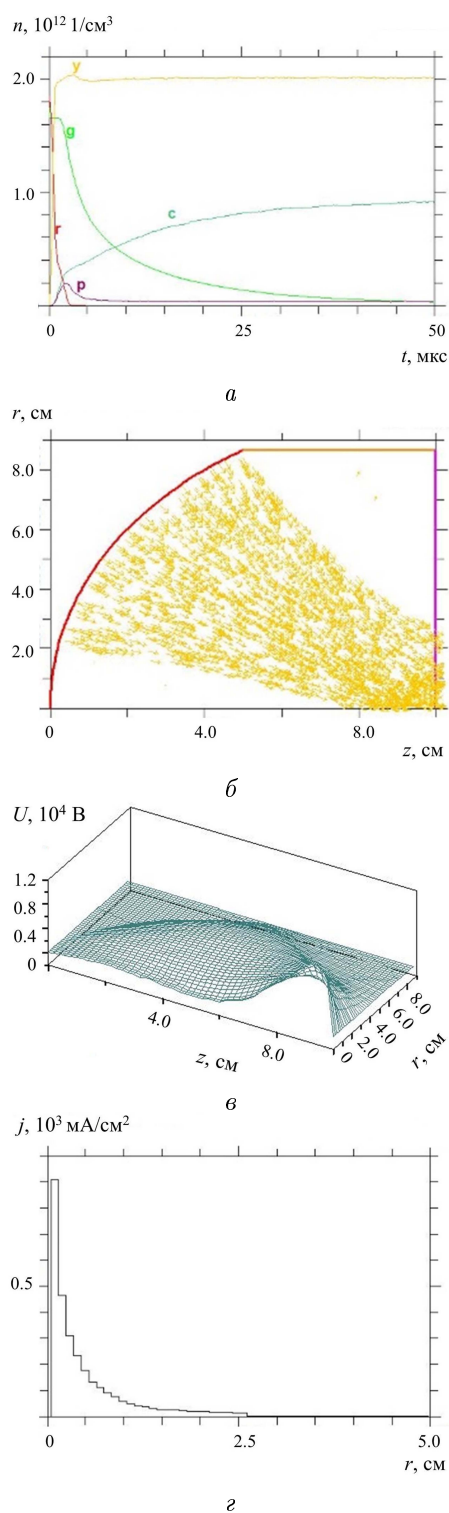


Рис. 5. (В цвете онлайн) Моделирование влияния инжектированной плазмы и ионизации газа (азота) на характеристики ионного пучка: *a* — динамику изменения плотности электронов (*g*) и ионов (*r*) инжектированной плазмы, электронов (*c*) и ионов (*p*) плазмы ионизованного газа и ионов пучка (*y*); *b* — векторы скоростей ионов в пространстве дрейфа; *в* — распределение потенциала; *г* — распределение плотности ионного тока

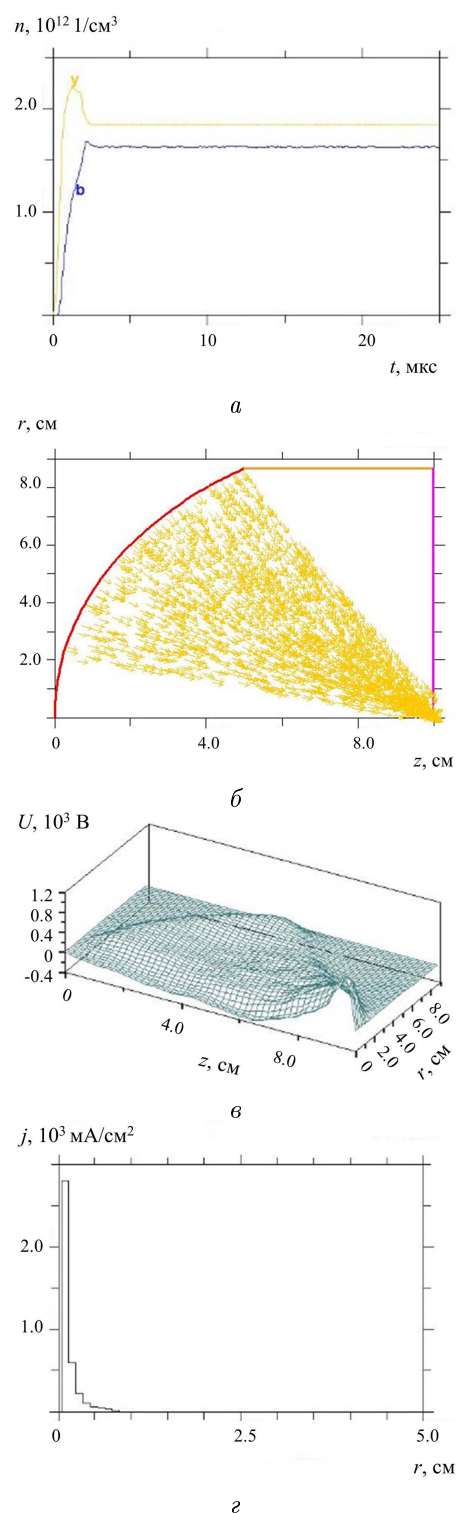


Рис. 6. (В цвете онлайн) Моделирование влияния вторичной эмиссии электронов на характеристики ионного пучка: *a* — динамику изменения плотности эмитированных электронов (*b*) и ионов пучка (*y*); *b* — векторы скоростей ионов в пространстве дрейфа; *в* — распределение потенциала; *г* — распределение плотности ионного тока по сечению пучка

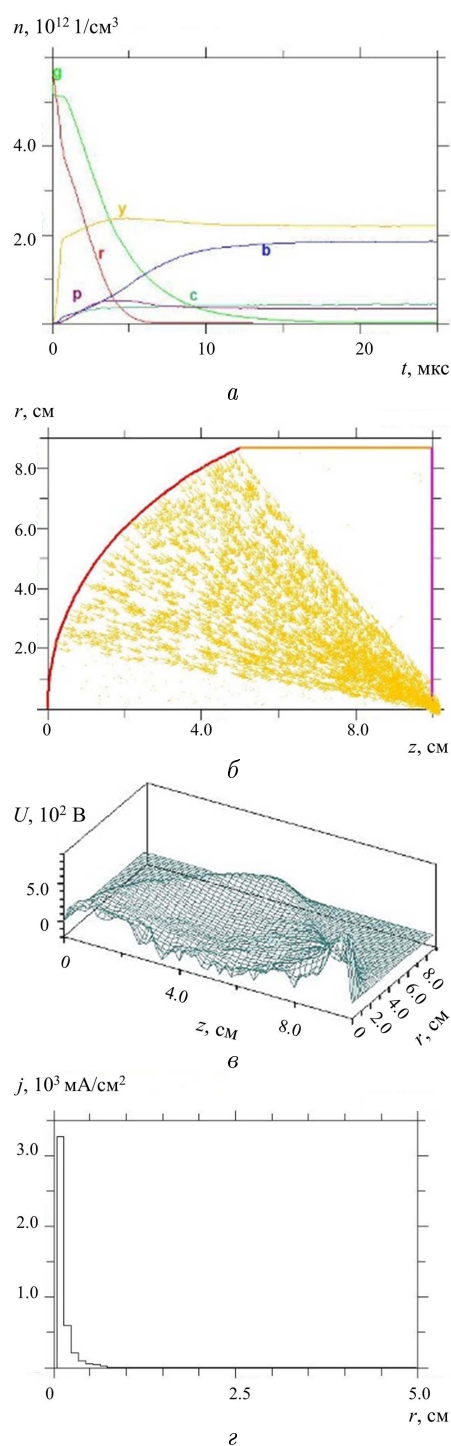


Рис. 7. (В цвете онлайн) Моделирование совместного влияния инжектированной плазмы, ионизации газа и ионно-электронной эмиссии на характеристики ионного пучка: *a* — динамику изменения плотности электронов (*g*) и ионов инжектированной плазмы (*r*), электронов (*c*) и ионов плазмы ионизованного газа (*p*) и ионов пучка (*y*), эмитированных электронов (*b*); *б* — векторы скоростей ионов в пространстве дрейфа; *в* — распределение потенциала; *г* — распределение плотности ионного тока

мощности ионного пучка в этом случае достигает 100 кВт/см^2 .

В реальном эксперименте учтенные физические эффекты проявляются всегда и их невозможно отключить. Перейдем к рассмотрению влияния физических параметров, которые реально меняются в эксперименте. В первую очередь, это энергия ионов при влете в пространство фокусировки.

Уменьшим начальную энергию с 30 до 10 кэВ. Как следует из данных численного моделирования, представленных на рис. 8, уменьшение энергии с 30 до 10 кэВ не приводит к качественным изменениям. Ионный поток фокусируется на коллекторе, виртуальный анод не возникает, и максимальная плотность ионного тока на коллекторе превышает 3 А/см^2 .

Уменьшение энергии ионов с 10 до 3 кэВ приводит к драматическому изменению процессов в системе. Представленные истории потенциала в точке внутри пространства дрейфа и истории числа частиц показывают, что система не выходит на стационар (рис 9).

В ней возникают осцилляции с периодом около 40 мкс. Характерная особенность этих колебаний при выбранных параметрах состоит в том, что в течение примерно половины периода существует виртуальный анод. Из-за накопления электронов он разрушается, пучок ионов доходит до коллектора и одновременно снова начинает нарастать плотность ионов. Виртуальный анод вновь формируется. Следующий рис. 10 соответствует времени существования виртуального анода, когда поток ионов рассеивается и плотность тока ионов на коллекторе мала. На рис. 10 показаны распределения потенциала, скоростей ионов и плотности ионного тока.

На рис. 11 приведены данные, соответствующие отсутствию виртуального анода, когда потенциал в области виртуального анода снижается и ионы доходят до коллектора, но их фокусировка плохая. Максимальная плотность тока в пучке в этом случае не превышает 80 мА/см^2 .

7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ИОНОВ ТИТАНА ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ

Первоначально были проведены эксперименты с сеточным электродом радиусом 120 мм с размером ячейки $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$ при токе непрерывного дугового разряда 160 А. Этот ток в конкретных

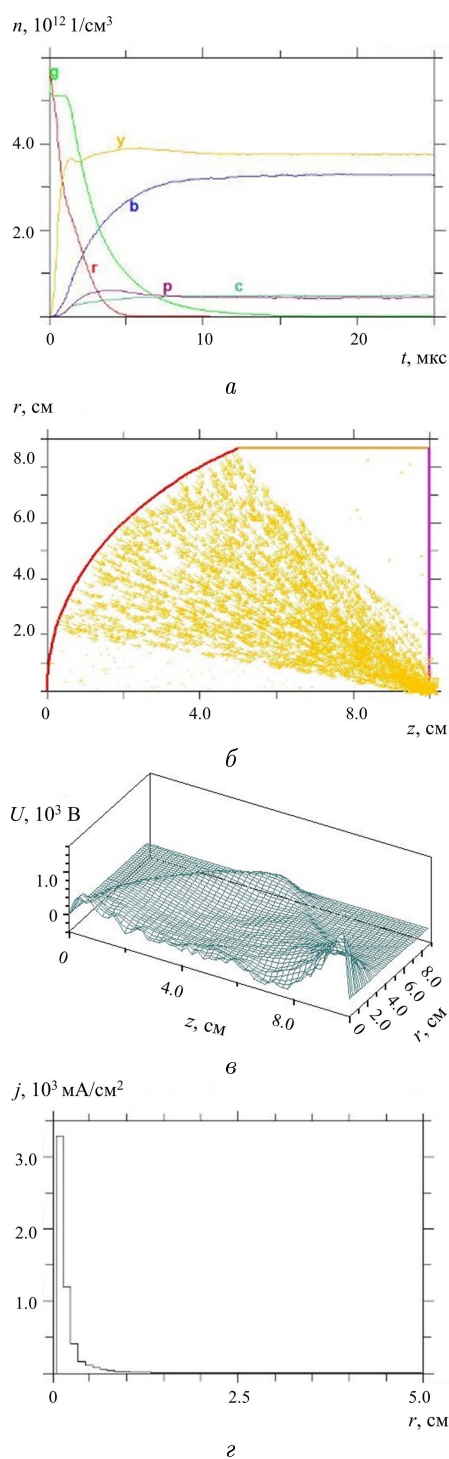


Рис. 8. (В цвете онлайн) Моделирование совместного влияния инжектированной плазмы, ионизации газа и ионно-электронной эмиссии на характеристики ионного пучка с энергией ионов 10 кэВ: *a* — динамику изменения плотности электронов (*g*) и ионов (*r*) инжектированной плазмы, электронов (*c*) и ионов плазмы ионизованного газа (*p*) и ионов пучка (*y*), эмитированных электронов (*b*); *б* — векторы скоростей ионов в пространстве дрейфа; *в* — распределение потенциала; *г* — распределение плотности ионного тока

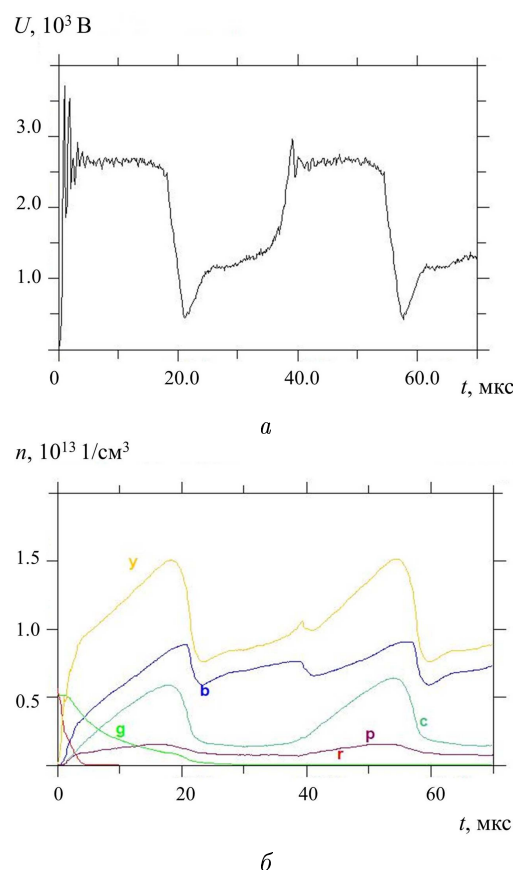


Рис. 9. (В цвете онлайн) Моделирование совместного влияния инжектированной плазмы, ионизации газа и ионно-электронной эмиссии на характеристики ионного пучка с энергией ионов 3 кэВ: *a* — динамику изменения потенциала в пространстве дрейфа во времени; *б* — динамику изменения плотности электронов инжектированной плазмы (*g*), ионов инжектированной плазмы (*r*), электронов плазмы ионизованного газа (*c*), ионов плазмы ионизованного газа (*p*) и ионов пучка (*y*), эмитированных электронов (*b*)

условиях эксперимента обеспечивал плазму титана вблизи сеточного электрода с плотностью ионного тока насыщения около 4 mA/cm^2 . Одиночные осциллограммы импульса тока фокусируемого ионного пучка демонстрируют значительную модуляцию амплитуды в течение всей длительности импульса (рис. 12). Эта модуляция обусловлена как закономерностями эмиссии ионов из катодного пятна вакуумно-дугового разряда, впервые описанными в работе [29], так и особенностями процессов формирования и транспортировки высокоинтенсивного пучка ионов.

Характерные осциллограммы импульса напряжения, полного тока высоковольтного трансформатора и плотности ионного тока в фокальной области по оси пучка, усредненные по 15 импульсам, пред-

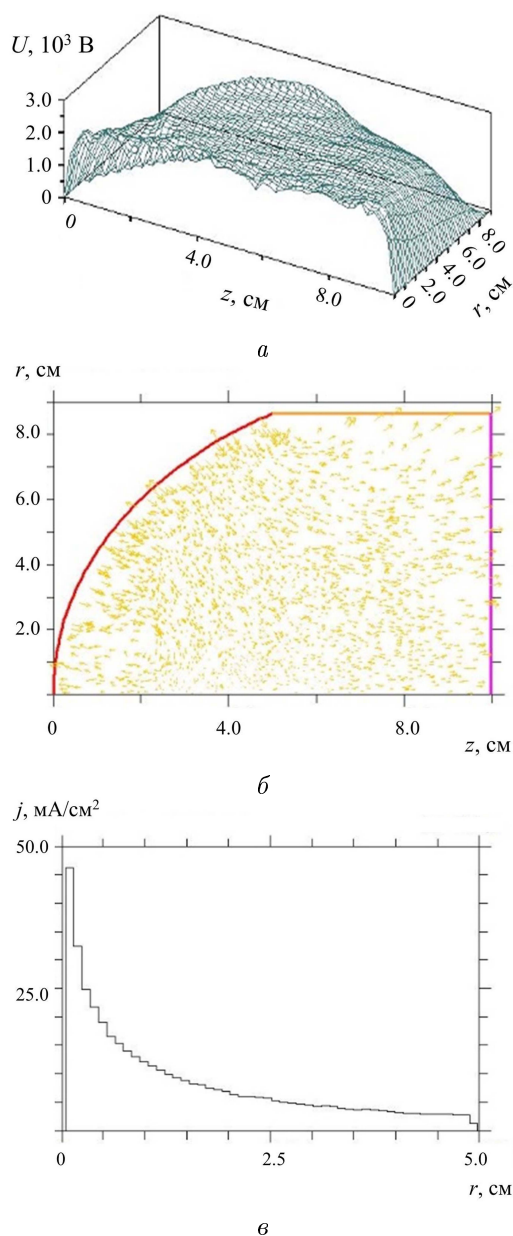


Рис. 10. (В цвете онлайн) Распределение потенциала (а), скоростей ионов в пространстве дрейфа (б) и плотности ионного тока на коллекторе (в) в момент существования виртуального анода

ставлены на рис. 13. На усредненных осциллограммах значительная модуляция многократно уменьшается, что позволяет достаточно точно определять амплитуду импульсов.

Результаты исследования влияния ускоряющего напряжения на распределение плотности ионного тока по сечению пучка демонстрирует рис. 14. При амплитуде потенциала анода и, соответственно, потенциала плазмы 9 кВ плотность ионного тока в максимуме достигает около $2.75 \text{ A}/\text{cm}^2$. Распреде-

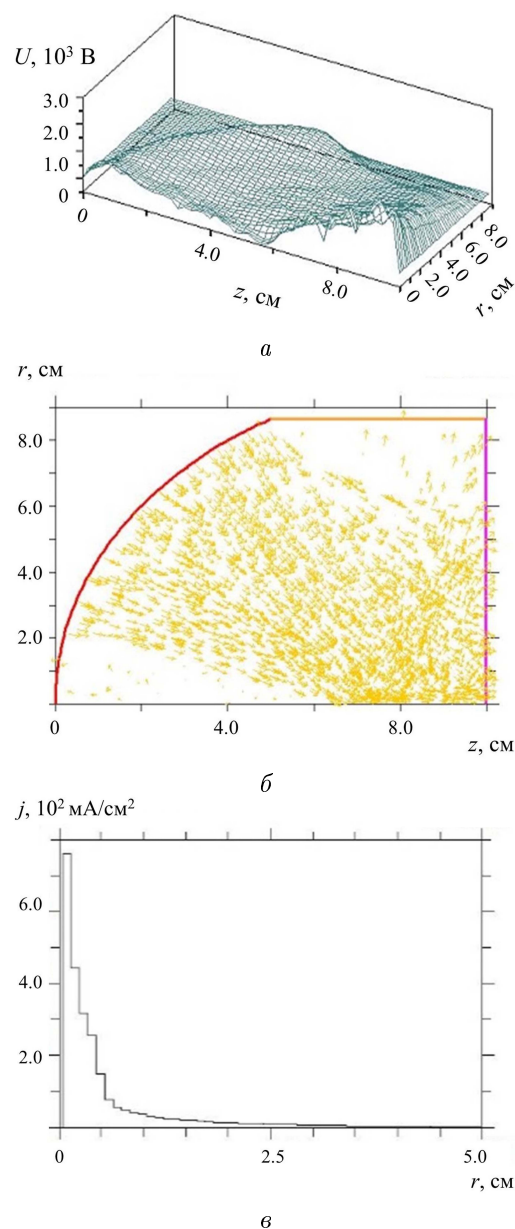


Рис. 11. (В цвете онлайн) Распределение потенциала (а), скоростей ионов в пространстве дрейфа (б) и плотности ионного тока на коллекторе (в) при отсутствии виртуального анода

ление плотности тока по сечению оказывается достаточно узким. Ширина пучка на полувысоте не превышает 5 мм. Дальнейшее увеличение напряжения до 16 кВ приводит к росту максимальной плотности тока до $3.25 \text{ A}/\text{cm}^2$. Заметим, что с учетом многозарядового состава титановой плазмы непрерывной вакуумной дуги [30, 31] средняя энергия ионов титана в этом случае будет около 30 кэВ, что соответствует максимальной энергии, использованной при численном моделировании. При этом наблюда-

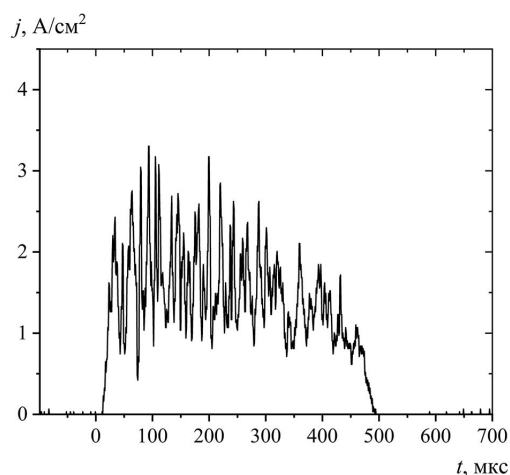


Рис. 12. Осциллограмма импульса тока, полученная при амплитуде ускоряющего напряжения 20 кВ

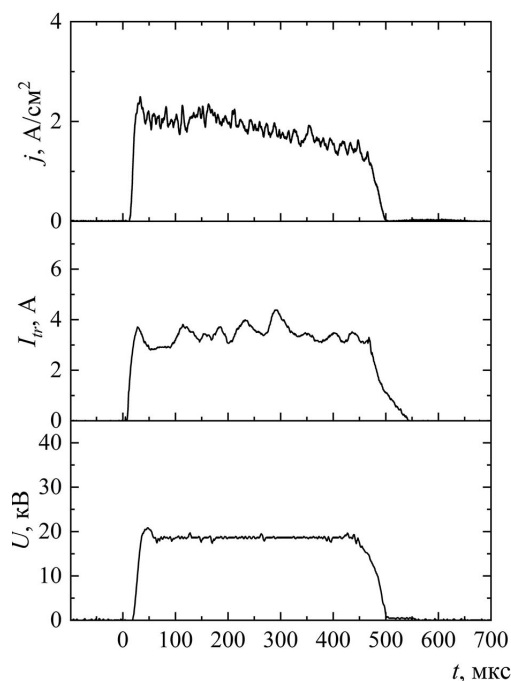


Рис. 13. Осциллограммы плотности ионного тока в фокальной области по оси пучка, импульса напряжения и полного тока высоковольтного трансформатора, усредненные по 15 импульсам

ется незначительное уширение распределения плотности тока по сечению пучка. Характерно, что при дальнейшем увеличении напряжения до 30 кВ достигается плотность мощности около 100 кВт/см^2 , хотя максимальная амплитуда тока в центре пучка немного уменьшается, а ширина пучка на полувысоте возрастает.

Такое поведение распределения плотности ионного тока может быть связано с особенностями процессов нейтрализации заряда ионного пучка в пространстве дрейфа. Первоначально при экстракции ионов и их инжекции в пространство дрейфа эффективная нейтрализация заряда пучка осуществляется за счет предварительно инжектированной в пространство дрейфа вакуумно-дуговой плазмы. Время нейтрализации определяется уходом ионов плазмы из пучка. Как показали результаты численного моделирования в рамках данной статьи, как и при формировании высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии [14], это время не превышает нескольких микросекунд. На первом этапе в результате ускорения ионов их плотность в пучке на входе в пространство дрейфа почти на порядок меньше плотности электронов в плазме. Это обеспечивает хорошую степень нейтрализации заряда пучка ионов как вблизи сеточного электрода, так и на значительном расстоянии в пространстве дрейфа при его фокусировке с пропорциональным увеличением плотности ионов. Однако после того как вблизи сеточного электрода формируется слой разделения заряда, в котором происходит ускорение ионов, поступление плазмы, обеспечивающей поставку электронов в пространство дрейфа, прекращается. Рост числа электронов в случае формирования длинных импульсов, как показало численное моделирование, возможен преимущественно за счет ионно-электронной эмиссии с элементов конструкции системы формирования пучка, а также благодаря формированию плазмы за счет ионизации атомов остаточной атмосферы.

Исследования влияния длительности импульса ускоряющего напряжения при амплитуде 22 кВ на максимальную плотность ионного пучка не выявило значительных особенностей. На рис. 15 представлены одиночные осциллограммы импульсов тока при длительностях от 150 до 500 мкс. Можно отметить, что увеличение длительности импульсов сопровождается постепенным уменьшением амплитуды тока, что предположительно связано с постепенным ухудшением условий нейтрализации пространственного заряда пучка и его дефокусировкой.

Использование сеточного электрода радиусом 120 мм с размером ячейки $1 \times 1 \text{ мм}^2$ повлияло на закономерности транспортировки и фокусировки пучка ионов титана. При ускоряющем напряжении около 16 кВ полный ток трансформатора возрастал до 3 А.

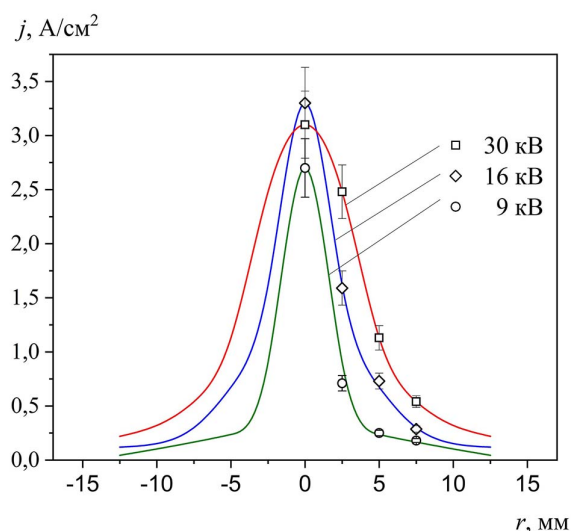


Рис. 14. (В цвете онлайн) Распределения плотности ионного тока по сечению пучка для системы формирования с сеточным электродом радиусом 120 мм с размером ячейки $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$ при токе непрерывного дугового разряда 160 А при ускоряющих напряжениях в диапазоне от 9 до 30 кВ

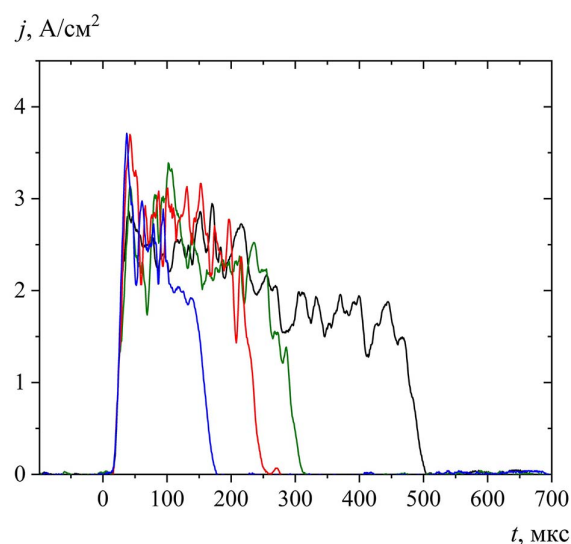


Рис. 15. (В цвете онлайн) Одиночные осциллограммы импульсов тока при длительностях от 150 до 500 мкс при амплитуде ускоряющего напряжения 22 кВ

Осциллограммы, демонстрирующие изменение плотностей токов на трех коллекторах, расположенных на расстоянии 2.5 мм друг от друга, показали, что плотность тока на них оставалась примерно одинаковой с незначительной модуляцией в течение импульса (рис. 16). Увеличение ускоряющего напряжения до 25 кВ сопровождалось некоторым увеличением модуляции, как показано на рис. 17. В этом

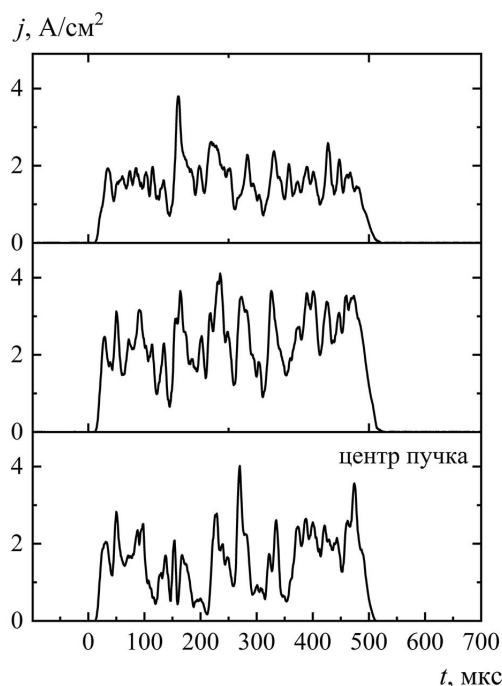


Рис. 16. Осциллограммы плотности ионного тока на коллекторах в центре пучка при амплитуде ускоряющего напряжения 16 кВ

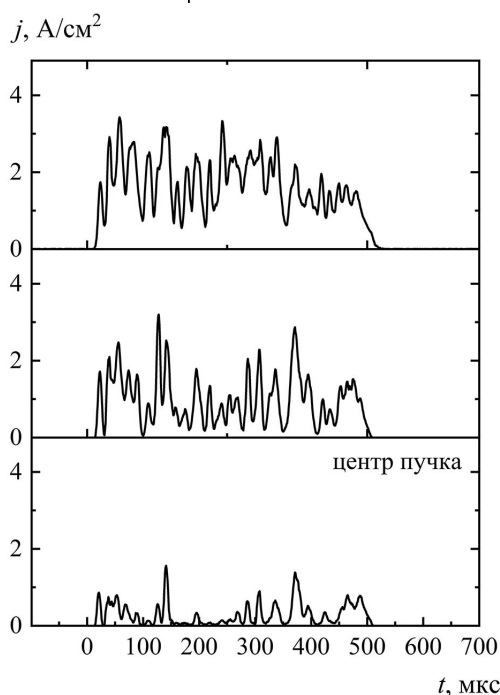


Рис. 17. Осциллограммы плотности ионного тока на коллекторах в центре пучка при амплитуде ускоряющего напряжения 25 кВ

случае плотность тока на центральном коллекторе драматично уменьшается. Значительное уменьшение плотности тока имеет место и на втором коллекторе.

Такая динамика изменения распределения плотности ионного тока по сечению пучка при увеличении ускоряющего напряжения может быть объяснена ухудшением нейтрализации пространственного заряда пучка. Система фокусировки и транспортировки пучка в исходном состоянии представляет собой эквипотенциальное пространство. Однако, как показали представленные выше результаты численного моделирования, электроны плазмы, компенсирующие пространственный заряд ионов, могут уходить из пучка из-за их разогрева в динамически изменяющихся электрических полях пучка.

Важно отметить еще один канал ухода электронов из пучка. Наличие сеточного электрода нарушает условие эквипотенциальности пространства дрейфа и открывает возможность ухода электронов в ускоряющий зазор. Электрическое поле ускоряющего зазора проникает в пространство дрейфа через ячейки сетки и осуществляет экстракцию электронов, ухудшая тем самым нейтрализацию пространственного заряда пучка. Увеличение амплитуды ускоряющего напряжения может сопровождаться интенсификацией ухода электронов из пространства дрейфа, что должно привести к ухудшению условий фокусировки ионного пучка.

Аналогичная закономерность формирования высокоинтенсивного пучка ионов наблюдалась с сеточным электродом радиусом 65 мм с размером ячейки $1.4 \times 1.4 \text{ мм}^2$. При ускоряющем напряжении 5 кВ импульсы тока на коллекторах имели максимум плотности тока в центре с амплитудой до 0.7 А/см^2 . При увеличении амплитуды ускоряющего напряжения до 25 кВ плотность ионного тока уменьшалась почти до нуля, а на втором и третьем коллекторах от оси пучка осциллограммы показывали плотности тока до 0.25 А/см^2 с периодической модуляцией до нуля в течение всей длительности импульса.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование в потенциальном приближении формирования пучков тяжелых ионов металлов из плазмы вакуумной дуги с плотностью мощности до 100 кВт/см^2 выполнено посредством кода КАРАТ. Про моделированы формирование потока ионов из плазмы, прохождение его сквозь потенциальную металлическую сетку. Исследована баллистическая фокусировка ионов при начальной плотности тока до 4 мА/см^2 . Изучено влияние величины ионного тока от 0.1 до 1 А, энергии ионов от 3 до 30 кэВ и условий нейтрализации простран-

ственного заряда пучка на транспортировку и фокусировку пучка ионов высокой импульсной мощности. Определены и изучены условия возникновения виртуального анода. Установлено, что при больших длительностях формирования пучков ионов при низких давлениях остаточной атмосферы и низкой энергии возможно многократное возникновение и исчезновение виртуального анода.

Впервые экспериментально показано, что применение непрерывного вакуумно-дугового разряда с током до 160 А в сочетании с аксиально-симметричной фокусирующей системой в виде сеточного электрода обеспечивает возможность формирования пучка ионов титана с плотностью мощности, приближающейся к 100 кВт/см^2 , с субмиллисекундной длительностью импульса. Показана возможность генерации импульсных пучков ионов высокой плотности мощности с длительностью в диапазоне от 150 до 500 мкс. Установлено, что размеры ячеек фокусирующего электрода существенно влияют на динамику нейтрализации пространственного заряда ионного пучка и, как следствие, на его фокусировку и транспортировку. Показано, что при определенных условиях распределение плотности ионного тока по сечению пучка трансформируется и сплошной пучок становится полым.

Финансирование. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00051, <https://rscf.ru/project/22-19-00051/>

ЛИТЕРАТУРА

1. J.M. Poate, G. Foti, and D. C. Jacobson, *Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams*, Springer, Berlin (2013).
2. D. Wang Y. Yang, T. Guo et al., *Sol. Energy* **213**, 118 (2021).
3. J.Huang, *Optik* **226**, 165437 (2021).
4. Y. Li, Y. Wu, W. Wang et al., *Surf. Coat. Technol.* **405**, 126567 (2021).
5. A. I. Ryabchikov, V.S. Skuridin, E.V. Nesterov et al., *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **213**, 364 (2004).
6. V. A. Shulov, A. G. Paikin, D. A. Teryaev et al., *Inorganic Mater., Appl. Res.* **4**, 189 (2013).
7. Б. А. Коваль, Г. А. Месяц, Г. Е. Озур и др., в сб. *Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии*, Наука, Новосибирск (1983), с. 26.
8. G. E. Ozur and D. I. Proskurovsky, *Plasma Phys. Rep.* **44**, 18 (2018).

9. M. Vorobyov, A. Teresov, P. Moskvina et al., J. Phys.: Conf. Ser. **1393**, 012141 (2019).
10. M. Kaikanov, A. Kozlovskiy, A. Abduvalov et al., J. Mater. Sci., Mater. Electron. **30**, 15724 (2019).
11. X. Kuang, L. Li, L. Wang et al., Surf. Coatings Technol. **374**, 72 (2019).
12. A. I. Ryabchikov, S. V. Dektyarev, O. S. Korneva et al., *Proc. 7th Int. Congr. Energy Fluxes. Radiat. Effects*, EFRE (2020), 9242058.
13. D. J. Rej, H. A. Davis, and J. C. Olson, J. Vac. Sci. Technol. A **15**, 1089 (1997).
14. V. A. Shulov, N. Nochovnaya, G. Remnev et al., Surf. Coat. Technol. **99**, 74 (1998).
15. A. N. Bandura, O. V. Byrka, V. V. Chebotarev et al., Intern. J. Plasma Environ. Sci. Technol. **5**, 2 (2011).
16. I. E. Garkusha, O. V. Byrka, V. V. Chebotarev et al., Vacuum **58**, 195201 (2000).
17. V. V. Uglov, N. N. Cherenda, V. M. Anishchik et al., Vacuum **81**, 1341 (2007).
18. A. I. Ryabchikov, P. S. Ananin, S. V. Dektyarev et al., Vacuum **143**, 447 (2017).
19. А.И. Рябчиков, А.Э. Шевелев, П.С. Ананьин и др., ЖТФ **88**, 1564 (2018).
20. N. N. Koval, A. I. Ryabchikov, D. O. Sivin et al., Surf. Coat. Technol. **340**, 152 (2018).
21. A. I. Ryabchikov, IEEE Trans. Plasma Sci. **49**, 2529 (2021).
22. V. P. Tarakanov, *User's Manual for Code KARAT*, Berkley Research Associates, Springfield, VA (1992).
23. В. П. Тараканов, в сб. *Математическое моделирование. Проблемы и результаты*, Наука, Москва (2003), с. 456.
24. A. I. Ryabchikov, I. A. Ryabchikov, I. B. Stepanov et al., Vacuum **78**, 445 (2005).
25. A. I. Ryabchikov, I. B. Stepanov, S. V. Dektyarev et al., Rev. Sci. Instrum. **69**, 893 (1998).
26. А.П. Бабичев, *Физические величины. Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1991).
27. В.Ю. Баранов, *Изотопы: свойства, получение, применение*, ИздАТ, Москва (2000).
28. Н. Н. Петров, *Физическая энциклопедия*, Советская энциклопедия, Москва (1990).
29. А.А. Плютто, В.Н. Рыжков, ЖЭТФ **47**, 494 (1964).
30. И.И. Аксенов, В.Г. Падалка, В.М. Хороших, ТВТ **21**, 219 (1983).
31. J. Kutzner and H. G. Miller, J. Phys. D **25**, 686 (1992).