

УДК 537.5

СПИЦЕОБРАЗНЫЕ СТРУКТУРЫ В ИОННОМ ДИОДЕ
С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ© 2024 г. А. И. Пушкарев^{a, b, *}, Х. Р. Zhu^b, С. С. Полисадов^a, Р. Tang^b,
Z. Yang^b, М. К. Lei^b^aТомский политехнический университет, Россия, Томск^bDalian University of Technology, Dalian, China

*e-mail: aipush@mail.ru

Поступила в редакцию 03.05.2024 г.

После доработки 26.06.2024 г.

Принята к публикации 10.08.2024 г.

Представлены результаты исследования распределения плотности энергии импульсного ионного пучка в поперечном сечении для двух типов диодов с незамкнутым дрейфом электронов — с внешней магнитной изоляцией (250 кВ, 80 нс, 0.6 Тл) и магнитной самоизоляцией электронов (250–300 кВ, 120 нс, 0.8 Тл). Для формирования анодной плазмы используется пробой вдоль поверхности диэлектрического покрытия на аноде (одноимпульсный режим) или взрывная электронная эмиссия (режим сдвоенных разнополярных импульсов). Установлено, что при увеличении плотности энергии ионного пучка выше ≈ 0.4 Дж/см² в поперечном сечении пучка образуются периодические спицеобразные структуры с шагом 3–6 см. Выполнен анализ процессов формирования такой структуры — неоднородная концентрация анодной плазмы, самоорганизация анодной и/или катодной плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях. Показано, что формирование локальных плазменных областей в анод-катодном зазоре ионного диода может вызвать формирование периодической структуры распределения плотности энергии в поперечном сечении.

Ключевые слова: Е×В-устройства, спицеобразные структуры, мощный ионный пучок, вакуумный диод с пассивным анодом, магнитная изоляция электронов, плотность энергии

DOI: 10.31857/S0367292124100053, **EDN:** FCQKSY

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью работы плазменных устройств, использующих замкнутый дрейф электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях (Е×В-устройства, Е — электрическое поле, В — магнитная индукция), является самоорганизация плазмы и формирование периодических структур [1]. В импульсных магнетронных разрядах при рабочем давлении газа 5–10 Па образуются периодические пространственные области с повышенной концентрацией плазмы, которые вращаются в направлении (Е×В) со скоростью до 10 км/с [1–3]. Такие области называются спицами (spoke), концентрация плазмы в них составляет 10^{13} – 10^{14} см^{−3} [4]. Вращающиеся спицы также обнаружены в разрядах Пеннинга при рабочем давлении газа ≈ 0.1 Па [1,

5]. В холловских двигателях при рабочем давлении газа ≈ 1 Па самоорганизация плазмы проявляется в периодическом изменении ионного тока (режим «дыхания») с частотой 10–100 кГц, концентрация плазмы составляет 10^{11} – 10^{12} см^{−3} [1, 6, 7]. Particle-in-cell моделирование методом Монте-Карло (PIC-MCC) также указывает на самоорганизацию плазмы в Е×В-полях при замкнутом дрейфе электронов и формирование спицеобразных структур [1].

Скрещенные электрическое и магнитное поля (Е×В) также используются в импульсных ионных диодах для подавления электронного тока [8, 9] и образование плазмы на рабочей поверхности анода является важным условием генерации мощного ионного пучка (МИП). В ионном диоде с диэлектрическим покрытием на аноде плазмо-

образование происходит при пробое на поверхности диэлектрика [8]. При работе ионного диода в двухимпульсном режиме образование плазмы происходит при взрывной электронной эмиссии в течение первого импульса отрицательной полярности [10]. Величина плотности анодной плазмы должна быть достаточно высокой, чтобы не возникало ограничение плотности ионного тока. При плотности тока ионов C^+ 200–300 А/см² и ускоряющем напряжении 200–300 кВ концентрация ионов в пучке составляет $(2-5) \cdot 10^{12}$ см⁻³; поэтому для эффективной генерации МИП плотность анодной плазмы должна быть больше 10^{14} см⁻³.

Процессы самоорганизации плазмы в импульсных ионных диодах с магнитной изоляцией электронов изучены слабо. Прямое измерение концентрации анодной плазмы в анод-катодном (А–К) зазоре ионного диода зондом Ленгмюра затруднено из-за высокого уровня электромагнитных помех. В статье [11] представлены результаты моделирования распределения плотности ионного тока по сечению пучка, генерируемого плоским диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции электронов. Показано, что флуктуации объемного заряда ионов А–К-зазоре диода могут приводить к неоднородности плотности ионного тока. При уменьшении магнитной индукции в А–К-зазоре от $4B_{кр}$ до $B_{кр}$ неоднородность возрастает с 10% до 40%. Для ионного диода с магнитной изоляцией электронов критическое значение магнитной индукции $B_{кр}$ соответствует равенству А–К зазора и радиуса Лармора для электрона. В статье [12] представлены результаты исследования импульсного пучка протонов (0.7 МВ, 50 нс, 100 А/см²), генерируемого диодом с радиальным магнитным полем и замкнутым дрейфом электронов в А–К-зазоре (barrel diode). Для измерения распределения плотности ионного тока по сечению пучка использовали камеру-обскуру (arrayed pinhole camera), которая обеспечивала пространственное разрешение 1 мм на площади 2×2 см². Установлено, что флюенс ионов изменяется в 3–4 раза на расстоянии 8 мм. Общая площадь диода составляла 90 см² и диагностическая аппаратура не позволяла определить структуру МИП по всему сечению за один импульс.

Наиболее эффективным методом исследования структуры МИП и самоорганизации плазмы

в ионном диоде является тепловизионная диагностика [13, 14], позволяющая регистрировать распределение плотности энергии МИП с высоким пространственным разрешением (≈ 1 мм) на большой площади. Чувствительность тепловизора (0.01 Дж/см²) достаточна для регистрации термограммы пучка на мишени за один импульс. В [13] показано, что плотность энергии МИП, генерируемого плоским barrel diode (400 кВ, 30 кА, 0.5 мкс, $B = 2B_{кр}$), неоднородна по сечению пучка и имеет периодическую структуру с шагом ≈ 8 см. В [15] представлено распределение плотности энергии МИП по сечению пучка, генерируемого фокусирующим barrel diode в фокальной плоскости, что не позволяет определить структуру пучка на выходе диода. В [16] представлены результаты исследования распределения плотности энергии по сечению МИП, генерируемого диодом с пассивным анодом в режиме магнитной изоляции и замкнутого дрейфа электронов в А–К-зазоре. Выполнены исследования двух типов диодов – с внешней магнитной изоляцией (barrel diode, 400 кВ, 80 нс, 0.35 Тл) и магнитной самоизоляции электронов (спиральный диод, 250 кВ, 120 нс, 2–2.5 Тл). В исследуемых диодах используются различные процессы формирования анодной плазмы: пробой вдоль поверхности диэлектрического покрытия на аноде (barrel diode) и взрывная электронная эмиссия (спиральный диод). Установлено, что при уменьшении магнитного поля в А–К-зазоре barrel diode или уменьшении А–К-зазора в спиральном диоде плотность энергии МИП увеличивается, однородность пучка уменьшается, и в распределении плотности энергии по сечению появляется периодическая структура.

Во всех выполненных исследованиях ионных диодов с магнитной изоляцией электронов и замкнутым дрейфом электронов обнаружена периодическая структура МИП, но отсутствует анализ причин образования такого распределения плотности энергии по сечению пучка. Также отсутствует анализ структуры МИП, генерируемого ионными диодами с магнитной изоляцией и незамкнутым дрейфом электронов.

Целью работы является исследование распределения плотности энергии мощного ионного пучка, генерируемого ионным диодом с магнитной изоляцией и незамкнутым дрейфом электронов, а также анализ процесса формирования периодической структуры МИП.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Исследования выполнены на ускорителях ТЕМП-4М [17] и ТЕМП-6 [18], которые состоят из генератора импульсного напряжения (генератор Аркадьева–Маркса), двойной формирующей линии (ДФЛ) и вакуумного ионного диода с пассивным анодом. Давление в диодной камере составляло 2–3 мПа, остаточный газ состоял в основном из азота (80%) и кислорода.

Ускоряющее напряжение измеряли с помощью делителя напряжения, который был установлен в переходной камере между ДФЛ и диодной камерой. Ток в диоде измеряли с помощью пояса Роговского, плотность ионного тока – с помощью коллимированного цилиндра Фарадея с магнитной отсечкой электронов ($B = 0.2$ Тл). Электрические сигналы датчиков регистрировали с помощью осциллографа Tektronix 2024С (200 МГц, $5 \cdot 10^9$ показаний/с).

Для измерения плотности энергии МИП использовали тепловизионную диагностику [14], термограмму пучка на мишени регистрировали тепловизорами Fluke Ti10 и Fluke Ti400. В качестве мишени использовали фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм, тыльная сторона которой (относительно МИП) покрыта черной матовой краской. Во всех экспериментах термограмма ионного пучка была получена за один импульс. Для обработки термограмм использовали программу SmartView 4.3 компании Fluke Corporation [19], плотность энергии МИП рассчитывали по соотношению [14]

$$q_{\text{эсп}}(x, y) = K_1 K_2 c_v \Delta \rho [T(x, y) - T_0], \text{ Дж/см}^2 \quad (1)$$

где c_v – удельная теплоемкость материала мишени; Δ и ρ – толщина и плотность мишени; T_0 и $T(x, y)$ – температура мишени до и после облучения; K_1 – коэффициент прозрачности оптического окна; K_2 – коэффициент, учитывающий вклад радиационных дефектов [14]. $K_1 = 1.4$ для оптического окна из фторида бария (BaF_2) толщиной 8 мм, $K_2 = 1.2$ для мишени из нержавеющей стали [14].

Экспериментальные значения плотности энергии МИП сравнивали с расчетными, равными интегралу произведения ускоряющего напряжения на плотность ионного тока:

$$q_{\text{расч}}(t) = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \int \frac{U^{5/2}(t) dt}{(d_0 - v \cdot t)^2}, \text{ Дж/см}^2 \quad (2)$$

где U – ускоряющее напряжение, d_0 – начальный А–К-зазор, ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, v – скорость расширения плазмы, m_i и z – масса и заряд иона соответственно.

В режиме ограничения плотности ионного тока объемным зарядом ионов в А–К-зазоре с учетом уменьшения А–К-зазора при расширении анодной плазмы, эффекта плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения [8] и при неограниченной эмиссионной способности анодной плазмы плотность ионного тока описывается одномерным соотношением Чайлда–Ленгмюра (1D CL) [14, 20]:

$$j_{\text{ион}}(t) = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{(d_0 - v \cdot t)^2}, \text{ А/см}^2 \quad (3)$$

Расчет плотности энергии МИП для каждой термограммы выполнен по синхронным измерениям ускоряющего напряжения.

3. ДИОД С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Исследования структуры МИП выполнены на ускорителе ТЕМП-4М для двух конструкций диодов с магнитной самоизоляцией и незамкнутым дрейфом электронов – плоский диод и конусный диод. В этих диодах для формирования анодной плазмы используется взрывная электронная эмиссия. Исследования проводили в режиме сдвоенных разнополярных импульсов – первый импульс отрицательной полярности (150–250 кВ, 500 нс, формирование плазмы), а второй импульс положительной полярности (250–300 кВ, 120 нс, генерация МИП) [14, 16]. Магнитное поле в А–К-зазоре ($E \times B$) формируется током диода по заземленному электроду, который соединен с корпусом диодной камеры только с одной стороны [8, 9]. Ионный диод с графитовым потенциальным электродом генерирует пучок, содержащий 80–90% ионов углерода C^+ [14].

3.1. Исследование структуры ионного пучка

Первая серия экспериментов на ускорителе ТЕМП-4М была выполнена с плоским ионным диодом. Потенциальный электрод изготовлен из графита, имеет длину 20 см и ширину 10 см. Заземленный электрод изготовлен из металлической полосы шириной 5 см, длиной 25 см и толщиной 2 мм, он имеет щели размером 2×0.4 см и прозрачность 70%. На рис. 1 показана схема

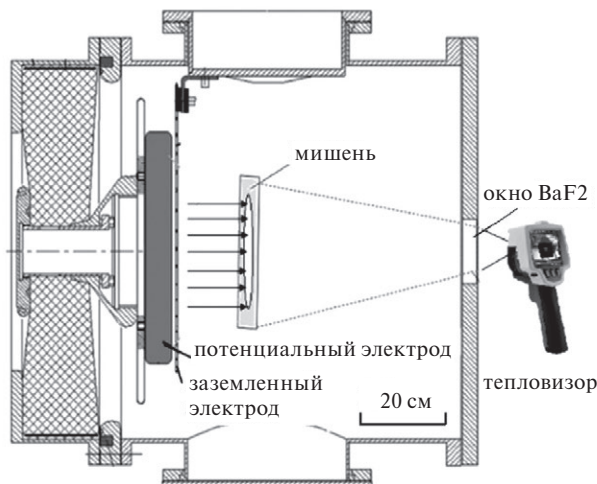


Рис. 1. Схема диодной камеры с плоским диодом.

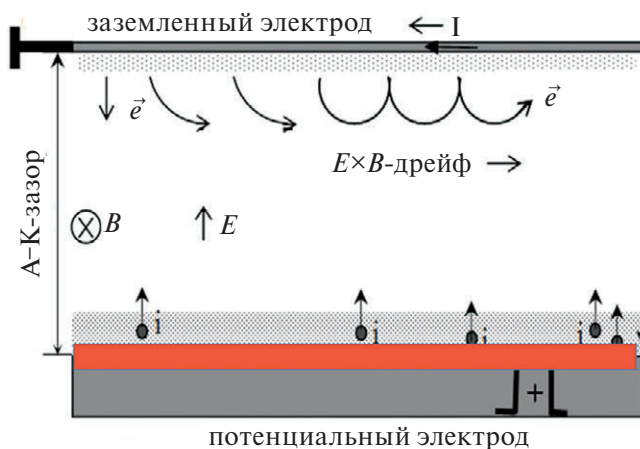


Рис. 2. Схема плоского ионного диода, конфигурация электрического и магнитного полей, траектории электронов и ионов в течение генерации ионного пучка ($B > B_{кр}$).

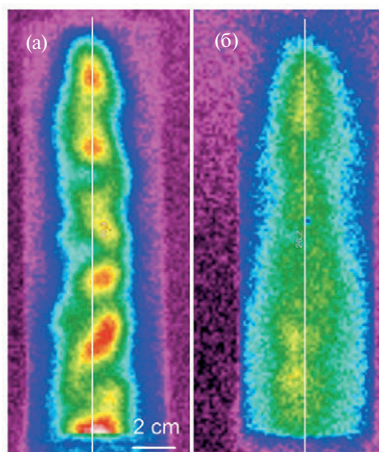
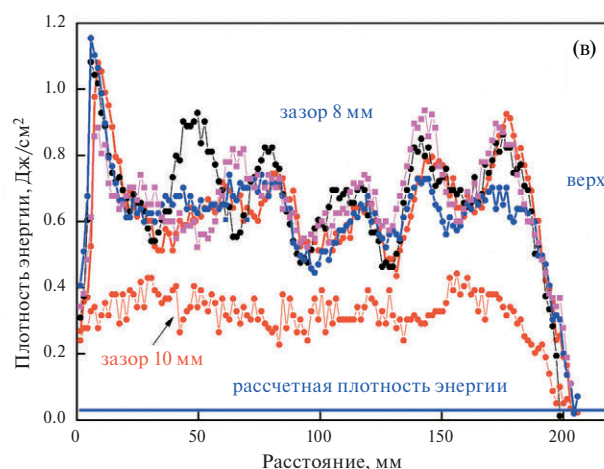


Рис. 3. Термограмма ионного пучка, генерируемого плоским диодом при А-К-зазоре 8 мм (а) и 10 мм (б); Распределение плотности энергии МИП (в): А-К-зазор 8 мм, четыре последовательных импульса и 10 мм; расчетная плотность энергии ионов C^{+} .



диодной камеры. На рис. 2 показана схема основных процессов в А-К-зазоре плоского диода.

На рис. 3 показаны характерные термограммы МИП и распределение плотности энергии в вертикальном сечении. Мишень расположена на расстоянии 6 см от диода. На рис. 3с также показана расчетная плотность энергии МИП. Проведенные исследования показали, что генерация МИП в плоском диоде происходит по всей рабочей площади анода, и плотность энергии значительно превышает расчетные значения. С уменьшением А-К-зазора плотность энергии МИП возрастает, и при $q > 0.4$ Дж/см² в ее распределении по сечению появляются спицеобразные структуры с шагом ≈ 5 см.

Спицеобразные структуры были также обнаружены в МИП, генерируемом конусным диодом [21]. Графитовый потенциальный электрод диаметром 195 мм имеет коническую выемку высотой 30 мм, угол 30 градусов. Заземленный электрод изготовлен из нержавеющей стали в виде незамкнутого усеченного конуса, наружный диаметр 175 мм, угол 30 градусов, фокусное расстояние 130 мм, А-К-зазор 9 мм. Средняя длина конусного диода (размер в направлении дрейфа электронов, т. е. в направлении кольцевых щелей) составляет 41 см, что в 2 раза больше длины плоского диода. На рис. 4 показаны характерные осциллограммы. На рис. 5 представлены результаты тепловизионной диагностики МИП, генерируемого конусным диодом.

Проведенные исследования показали, что в конусном диоде генерация МИП происходит по всей рабочей площади анода, плотность энергии

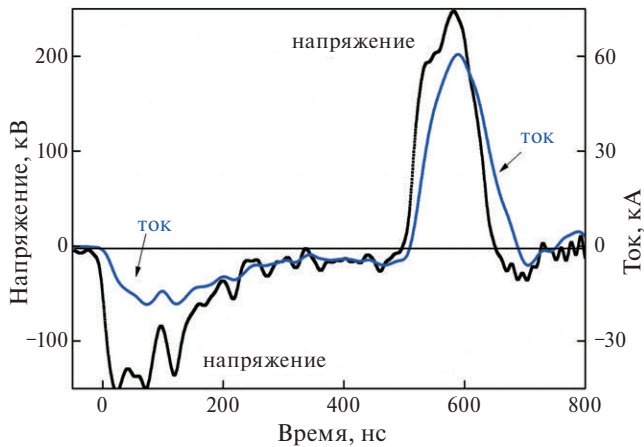


Рис. 4. Осциллограммы ускоряющего напряжения и тока в конусном диоде.

значительно превышает расчетные значения, и в ее распределении по сечению также проявляются спицеобразные структуры с шагом ≈ 3 см.

3.2. Расчет концентрации плазмы

Важным условием формирования спицеобразных плазменных структур в $E \times B$ -устройствах является высокая концентрация плазмы. Анализ результатов экспериментальных исследований и моделирования самоорганизации плазмы в $E \times B$ -устройствах показал, что при рабочем давлении газа менее 0.1 Па и концентрации плазмы менее 10^{11} см^{-3} спицеобразные структуры отсутствуют [1, 4].

Плазма в А–К-зазоре ионного диода при работе в режиме сдвоенных разнополярных импульсов формируется в течение первого

импульса напряжения отрицательной полярности, потенциальный электрод диода является катодом. Плазма образуется при ионизации остаточного газа электронами, дрейфующими в А–К-зазоре. Концентрацию газовой плазмы можно рассчитать из линейных потерь энергии электронов (ЛПЭ), так как при их энергии менее 1 МэВ основной вклад при поглощении в газе дают ионизационные процессы [22]. В предположении, что плотность электронного тока постоянна по сечению диода, средняя концентрация газовой плазмы равна

$$n_1(t) = \frac{N_{\text{сум}}(t)}{V(t)} = \frac{N_{\text{сум}}(t)}{S \cdot (d_0 - vt)}, \text{ см}^{-3} \quad (4)$$

где $N_{\text{сум}}(t)$ – общее количество ионов (равное количеству вторичных электронов), которые образуются в А–К-зазоре диода; $V(t)$ – эффективный объем А–К-зазора (объем между анодной и катодной плазмой), S – рабочая площадь диода.

Общее количество ионов, которые образуются в А–К-зазоре в течение первого импульса, равно двойному интегралу произведения количества ионов, образуемых одним электроном на единичном пути $N(E)$, на количество электронов, генерируемых в единицу времени, при интегрировании по длительности первого импульса и по пути электрона в А–К-зазоре [23]

$$N_{\text{сум}}(t) = \int_0^L \int_0^\tau N(E) \frac{I_e(t)}{e} dx dt, \quad (5)$$

где L – длина пути электрона в А–К-зазоре, τ – длительность первого импульса, $I_e(t)$ – электронный ток в диоде, e – заряд электрона.

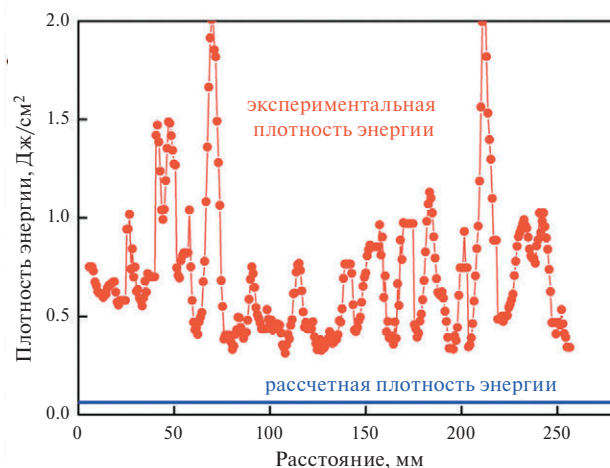
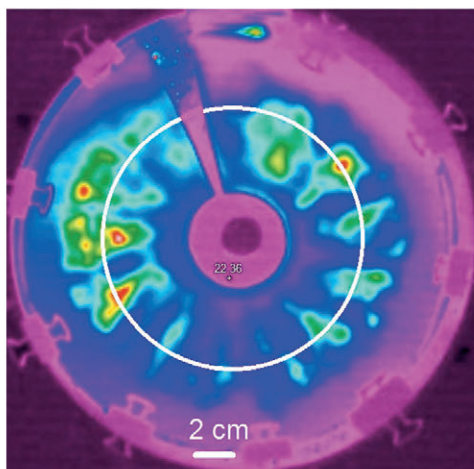


Рис. 5. Термограмма МИП, распределение плотности энергии МИП по окружности и расчетная плотность энергии ионов C^+ . Конусный диод.

В режиме ограничения электронного и ионного тока в вакуумном диоде объемным зарядом (электронов или ионов соответственно) ток ионов C^+ составляет 0.7% полного тока [16], поэтому в соотношении (5) в дальнейшем будем использовать экспериментальные значения полного тока в диоде.

Количество ионов, которые образуются на единичном пути в А–К-зазоре одним электроном с энергией E равно [23]

$$N(E) = \frac{n_{газ1}}{n_0 \cdot E_{сум}} \frac{dE}{dx}, \text{ см}^{-1}, \quad (6)$$

где $n_{газ1}$ – концентрация остаточного газа в диодной камере, $n_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, dE/dx – ЛПЭ, $E_{сум} = 23 \text{ эВ}$ – сумма энергии диссоциации молекулы остаточного газа и ионизации атома.

Зависимость от энергии электрона ЛПЭ в воздухе при давлении 1 атм и температуре 300 К [24] при расчетах аппроксимировали экспоненциальной функцией:

$$\frac{dE}{dx} = 48.9 - 36.7[1 - \exp(0.11E)] - 9.9[1 - \exp(0.016E)], \text{ кэВ/см}, \quad (7)$$

где E – энергия электрона, кэВ.

Из соотношений (4), (5) и (6) получим

$$n_1(t) = \frac{n_{газ1}}{S \cdot (d_0 - vt) \cdot n_0 \cdot e \cdot E_{сум}} \cdot \int_0^L \int_0^\tau I(t) \frac{dE}{dx} dx dt, \text{ см}^{-3}. \quad (8)$$

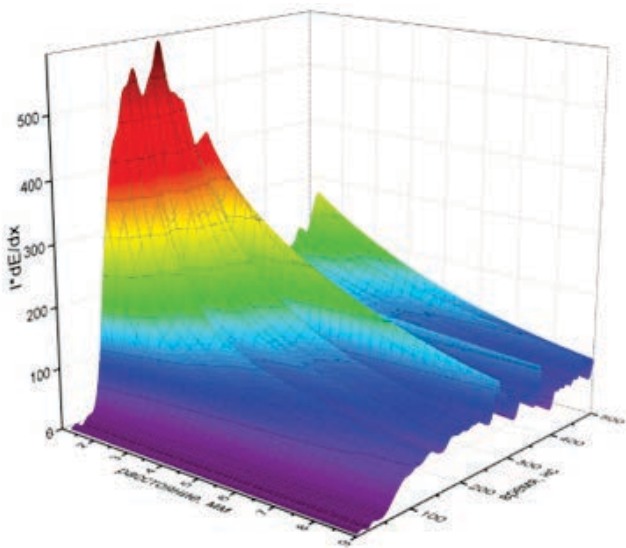


Рис. 6. Изменение произведения тока диода на ЛПЭ в течение первого импульса.

Расчет концентрации газовой плазмы по соотношению (8) выполнили в программе ORIGIN по матрице распределения произведения тока диода на ЛПЭ по длине пути электрона в А–К-зазоре в течение первого импульса (рис. 6). Результаты расчетов по соотношению (8) при $L = d_0 - vt$ показаны на рис. 7.

В А–К-зазоре ионного диода длина пути электрона превышает А–К-зазор из-за движения по трохойде в скрещенных электрическом и магнитном полях ($E \times B$) и равна

$$L = \frac{\pi \cdot R_L}{180^\circ} \cdot \arcsin\left(\frac{d_0 - v \cdot t}{R_L}\right), \text{ см}, \quad (9)$$

где R_L – радиус Лармора, равный

$$R_L = 3.37 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{E}}{B}, \text{ см}. \quad (10)$$

В конусном диоде в течение первого импульса длина пути электрона незначительно превышает А–К-зазор (рис. 8).

Расчет длины пути электрона и концентрации газовой плазмы в А–К-зазоре выполнен для средней (по длине) области диода.

Взрывная эмиссия электронов, их ускорение в А–К-зазоре и облучение заземленного электрода (анод на первом импульсе) вызывают электронно-стимулированную десорбцию молекул, их диссоциацию и ионизацию атомов, образование анодной газовой плазмы и ее расширение в А–К-зазоре. Средняя концентрация анодной газовой плазмы равна [23]

$$n_2(t) = \frac{\sigma_{dec} \cdot n_{s0}}{S^2 \cdot t \cdot v_{газ1} \cdot e^2 \cdot n_0 \cdot E_{сум}} \cdot \left[\frac{dE}{dx} \int_0^\tau I(t) dt \right]^2, \text{ см}^{-3}, \quad (11)$$

где σ_{dec} – сечение электронно-стимулированной десорбции молекул, n_{s0} – поверхностная плотность адсорбированных молекул, $v_{газ1}$ – скорость расширения анодного газового слоя.

Соотношение (11) учитывает изменение концентрации анодной газовой плазмы из-за увеличения количества десорбированных молекул и расширения анодного газового слоя, а также изменение количества электронов при изменении тока диода в течение первого импульса. Результаты расчетов по соотношению (11) при $v_{газ1} = 0.10 \text{ см/мкс}$, $\sigma_{dec} = 10^{-18} \text{ см}^2$ и $n_{s0} = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [23] показаны на рис. 7.

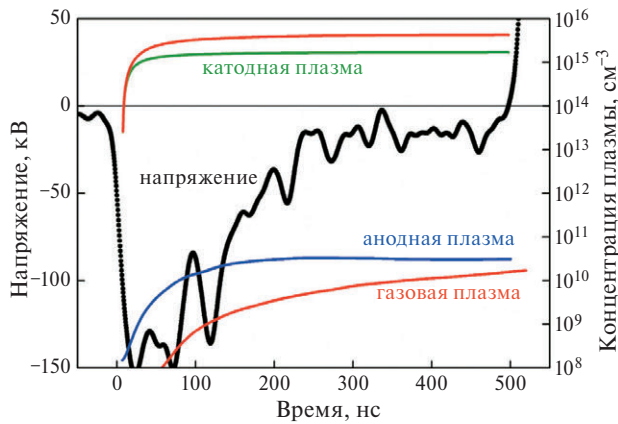


Рис. 7. Осциллограмма ускоряющего напряжения (первый импульс) и изменение концентрации плазмы в А-К-зазоре. Конусный диод.

До начала взрывной эмиссии электронов на поверхности потенциального электрода (катод в течение первого импульса) находился слой адсорбированных молекул остаточного газа. При взрывной эмиссии электронов на фронте импульса напряжения все эти молекулы десорбируются и образуют расширяющийся катодный газовый слой на эмиссионной границе взрыво-эмиссионной плазмы. В течение первого импульса напряжения происходит эмиссия электронов из взрывоэмиссионной плазмы, их ускорение, диссоциация молекул и ионизация атомов в газовом слое. Десорбция молекул с рабочей поверхности катода, их диссоциация и последующая ионизация атомов обеспечивают формирование катодной газовой плазмы, концентрация которой равна [23]

$$n_3 = \frac{0.66n_{s0}}{v_{\text{gas}2} \cdot S \cdot e} \int_0^{\tau} \frac{\sigma_{\text{ион}}(t) \cdot I(t)}{t} dt, \text{ см}^{-3}, \quad (12)$$

где $v_{\text{gas}2}$ — скорость расширения катодного газового слоя, $\sigma_{\text{ион}}$ — сечение ионизации атома азота.

При расчетах принимали температуру катодного газового слоя 1000 К [25], скорость расширения газа при этом равна 0.15 см/мкс. Толщина катодного газового слоя не превышает 0.075 см и энергия электронов, которые формируют катодную газовую плазму, менее 2 кэВ. Результаты расчетов по соотношению (12) показаны на рис. 7.

3.3. Расчет магнитной индукции

Важным условием формирования спицеобразных структур в А-К-зазоре ионного диода с магнитной изоляцией электронов является превышение магнитной индукции критической

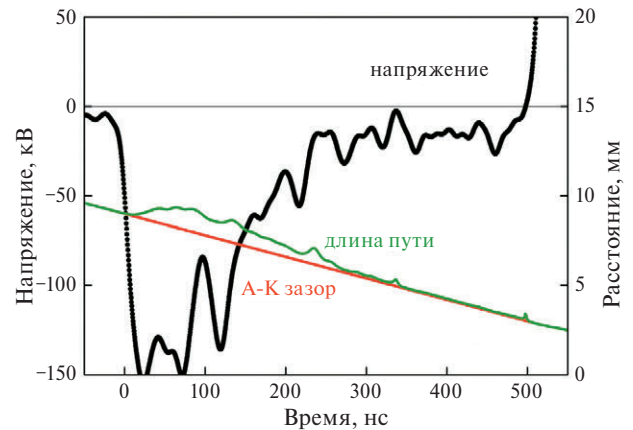


Рис. 8. Осциллограмма ускоряющего напряжения (первый импульс), изменение А-К-зазора и длины пути электрона.

величины. При $B < B_{\text{кр}}$ магнитное поле незначительно изменяет траекторию электронов в А-К-зазоре, см. рис. 8. В диоде с магнитной самоизоляцией электронов сложно измерить величину магнитной индукции, так как магнитное поле формируется только при работе диода, при приложении напряжения более 100 кВ. Поэтому расчет распределения магнитной индукции в А-К-зазоре выполнен по программе ELCUT [26] с учетом демпфирования магнитного поля материалом катода. Моделирование показало, что магнитная индукция однородна по поперечному сечению А-К-зазора и пропорциональна току по катоду: $B(t) = 0.014 \cdot I(t)$, Тл, при токе в кА [27]. Результаты расчета магнитной индукции в А-К-зазоре конусного диода показаны на рис. 9.

Критическую магнитную индукцию рассчитывали из условия равенства высоты трохоиды



Рис. 9. Осциллограмма ускоряющего напряжения, расчетные значения магнитной индукции в А-К-зазоре и критической магнитной индукции.

дрейфующих электронов и А–К-зазора диода, с учетом расширения плазмы она равна [27]

$$B_{кр1}(t) = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U(t)}}{d_0 - vt}, \text{ Тл.} \quad (13)$$

При расчете критической магнитной индукции в течение второго импульса необходимо учитывать сокращение А–К-зазора из-за расширения плазмы и эффект плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения [8, 27]

$$B_{кр2} = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - v \cdot (t - t_0)}, \text{ Тл.} \quad (14)$$

Расчет магнитной индукции в А–К-зазоре выполнен для средней (по длине) области диода. Значительное превышение магнитной индукции критической величины происходит только в течение второго импульса, при генерации ионного пучка.

4. ДИОД С ВНЕШНЕЙ МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

В следующей серии экспериментов были проведены исследования структуры МИП, генерируемого ускорителем ТЕМП-6 при работе с диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции и незамкнутого дрейфа электронов [18]. Радиусы кривизны анода и катода составляют 15 и 14 см соответственно, катод имеет щели размером 4×0.4 см, прозрачность 65%. На рабочую поверхность анода нанесен полиэтилен размером 22×10 см и толщиной 1 мм с равномерно расположенными отверстиями диаметром 1 мм. А–К-зазор выбирали из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением ДФЛ (4.9 Ом), он составлял 7 мм. На рис. 10 показана схема диодного узла ускорителя.

Ионный диод с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции электронов генерировал МИП, содержащий протоны (~50%) и ионы углерода [27, 28]. Осциллограмма ускоряющего напряжения и критическая магнитная индукция, рассчитанная по соотношению (13), приведены на рис. 11. Магнитная индукция в А–К-зазоре диода с диэлектрическим анодом значительно превышала критическую магнитную индукцию в течение генерации МИП.

На рис. 12 показана термограмма ионного пучка и распределение плотности энергии. Мишень устанавливали на внешней стороне катода, см. рис. 10.

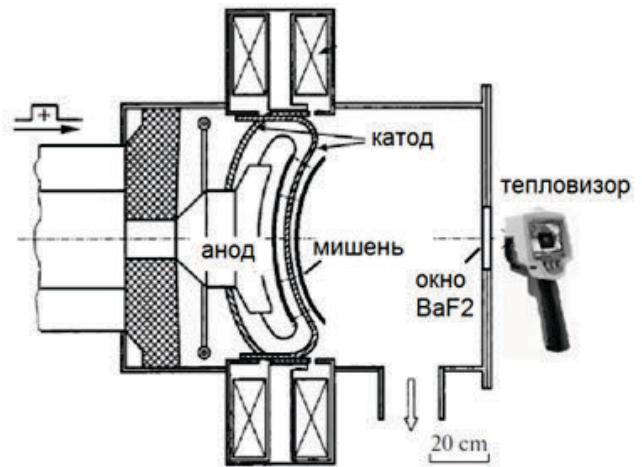


Рис. 10. Схема диодного узла ускорителя ТЕМП-6.

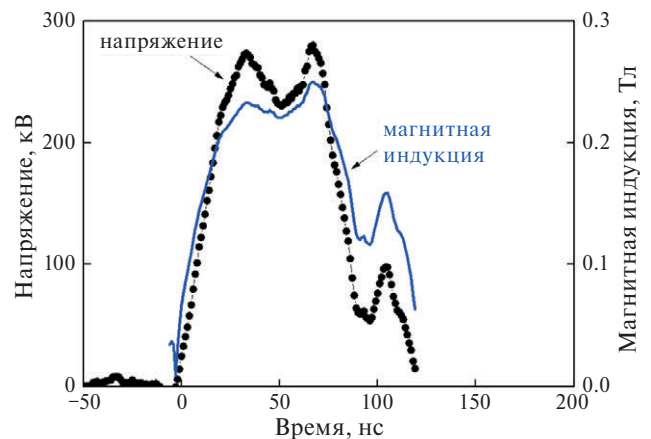


Рис. 11. Осциллограмма ускоряющего напряжения и расчетные значения критической магнитной индукции в А–К-зазоре. $B = 0.57$ Тл.

Характерной особенностью распределения плотности энергии ионного пучка, генерируемого диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции электронов, также является периодическая структура с шагом 4–6 см. При изменении режима работы диода (А–К-зазор, магнитное поле, ускоряющее напряжение) периодическая структура сохранялась при плотности энергии выше 0.4 Дж/см².

Плазма в А–К-зазоре ионного диода при работе в одноимпульсном режиме формируется при ионизации остаточного газа дрейфующими электронами, а также при взрывной эмиссии электронов на поверхности катода, полной десорбции молекул, образовании катодного газового слоя, диссоциации молекул и ионизации атомов. Результаты расчета концентрации катодной газовой плазмы в А–К-зазоре ионного диода

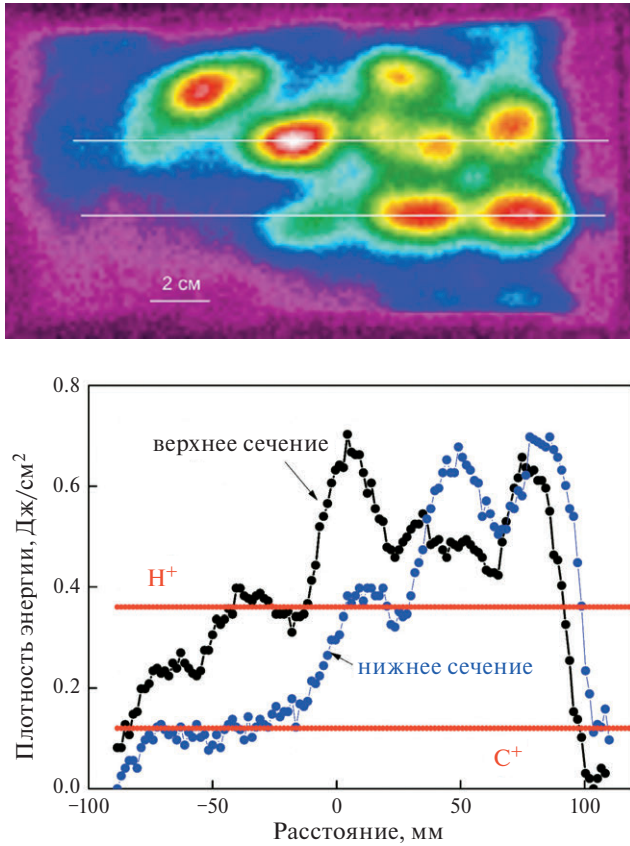


Рис. 12. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в верхнем и нижнем горизонтальных сечениях (точки); расчетная плотность энергии для протонов и ионов C^+ (линии).

с диэлектрическим анодом по соотношению (12) показаны на рис. 13 с учетом и без учета рекомбинации плазмы.

Соотношение (8) описывает изменение концентрации газовой плазмы в А–К-зазоре диода без учета влияния магнитного поля. Магнитная индукция в А–К-зазоре диода с диэлектрическим анодом значительно превышает критическую магнитную индукцию в течение генерации МИП (см. рис. 11). Электроны при этом дрейфуют в А–К-зазоре вдоль диода, толщина слоя дрейфа электронов равна радиусу Лармора и меньше А–К-зазора.

При расчете концентрации газовой плазмы в области дрейфа электронов при $B > B_{кр}$ нужно также учесть увеличение длины дрейфа электронов в А–К-зазоре за счет движения по трохоиде вдоль диода. Электроны дрейфуют вдоль диода (см. рис. 2), длина дрейфа меняется от 0 до длины диода L_d и ее средняя величина равна $L = 0.25\pi L_d$. Тогда концентрация газовой плазмы при $B > B_{кр}$ равна

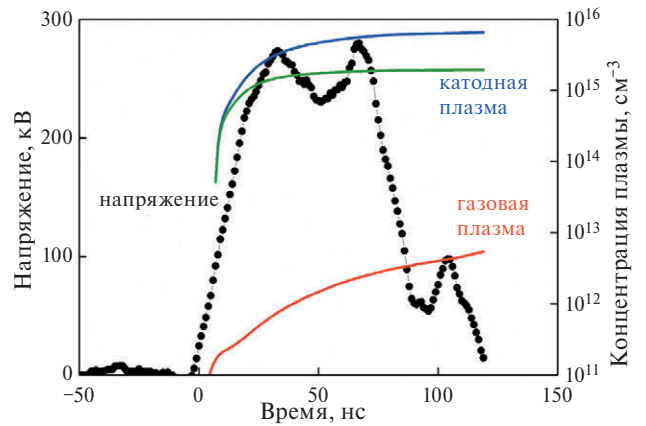


Рис. 13. Осциллограмма ускоряющего напряжения и изменение концентрации плазмы в А–К-зазоре. Диод с диэлектрическим анодом.

$$n_4(t) = \frac{d_0 - vt}{R_L} \cdot \frac{0.25 \cdot \pi \cdot L_d}{d_0 - vt} n_1(t) = \frac{0.25 \cdot \pi \cdot L_d}{R_L} n_1(t), \text{ см}^{-3}. \quad (15)$$

Результаты расчета концентрации газовой плазмы в А–К-зазоре ионного диода с диэлектрическим анодом по соотношению (15) показаны на рис. 13. Расчет концентрации газовой плазмы по соотношению (8) выполнили в программе ORIGIN по матрице распределения произведения тока диода на ЛПЭ без учета влияния магнитного поля.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Во всех исследованных ионных диодах при увеличении плотности энергии МИП выше $\approx 0.4 \text{ Дж/см}^2$ в распределении плотности энергии в поперечном сечении образуются периодические спицеобразные структуры. Такие структуры могут быть обусловлены ограничением флюенса ионов анодной плазмой при ее низкой или неоднородной концентрации. Однако плотность энергии МИП значительно превышает расчетные значения (см. рис. 3 и рис. 5), поэтому при разных механизмах плазмообразования она ограничена объемным зарядом ионов в А–К-зазоре, а не концентрацией анодной плазмы. В этом режиме однородность ионного пучка по сечению должна быть высокой. Исследования сильноточных электронных диодов с взрывоэмиссионным катодом в режиме ограничения плотности тока объемным зарядом электронов показали высокую однородность распределения плотности тока в поперечном сечении [29–32].

Локальное увеличение плотности энергии МИП может быть вызвано образованием локальных плазменных областей в А–К-зазоре. В режиме ограничения ионного тока объемным зарядом плотность энергии МИП обратно пропорциональна эффективному А–К-зазору, $q \sim 1/d^2$, см. соотношение (2) и образование локальных областей плазмы приводит к его локальному уменьшению. Кроме того, образование локальных областей плазмы в А–К-зазоре может вызвать диффузию электронов в прианодную область, компенсацию положительного объемного заряда ионов и локальное увеличение плотности ионного тока [8]. Например, при отсутствии подавления электронного тока в вакуумном диоде (биполярный поток) плотность ионного тока возрастает в 1.86 раза по сравнению с 1D CL [8, 9]. Формирование микропучков с высокой плотностью тока в сильноточном вакуумном электронном диоде из-за пространственно-неоднородной плазмы описано в работе [33].

Концентрация катодной газовой плазмы значительно превышает концентрацию анодной газовой плазмы, и при анализе формирования локальных плазменных областей в А–К-зазоре необходимо учитывать процессы рекомбинации. Концентрация катодной газовой плазмы с учетом рекомбинации равна [23]

$$n_5(t) = \frac{n_3}{1 + \beta \cdot n_{\text{аз2}} \cdot n_3 \cdot t}, \text{ см}^{-3}. \quad (16)$$

Результаты расчетов по соотношению (16) показаны на рис. 7 и рис. 13 (катодная плазма, нижняя кривая). К концу первого импульса рекомбинация снижает концентрацию катодной газовой плазмы с $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в диоде с магнитной самоизоляцией электронов и с $6.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в диоде с внешней магнитной изоляцией. При концентрации плазмы менее 10^{11} см^{-3} рекомбинация дает незначительный вклад в изменение концентрации газовой плазмы в А–К-зазоре.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали формирование спицеобразных плазменных структур в новом классе устройств, использующих дрейф электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях — в импульсном ионном диоде с магнитной изоляцией электронов. Впервые обнаружено образование спицеобразных структур

без замкнутого дрейфа электронов и при аномально низком давлении, не превышающем 3 мПа. Время формирования структур не превышает 0.1 мкс, что значительно меньше, чем в других Е×В-устройствах. Формирование спицеобразных плазменных структур в А–К-зазоре ионного диода обеспечивает периодическую структуру распределения плотности энергии мощного импульсного пучка в поперечном сечении.

Анализ процессов в А–К-зазоре ионного диода показал, что формирование спицеобразных плазменных структур возможно только в катодной газовой плазме. Полная десорбция молекул с рабочей поверхности катода и высокая эффективность ионизации атомов в катодном газовом слое обеспечивают концентрацию плазмы более 10^{15} см^{-3} . Индукция магнитного поля в А–К-зазоре при этом составляет 0.4–0.8 Тл, в таких условиях возможна самоорганизация плазмы с образованием спицеобразных структур. Ионизация остаточного газа дрейфующими электронами (аналогично другим Е×В-устройствам) в ионном диоде не обеспечивает необходимых условий для формирования спицеобразных структур, концентрация плазмы не превышает 10^{11} см^{-3} . При работе ионного диода в режиме сдвоенных разнополярных импульсов формирование плазмы происходит в течение первого импульса отрицательной полярности. Низкая эффективность электронно-стимулированной десорбции молекул с рабочей поверхности заземленного электрода (анод на первом импульсе) и незначительные линейные потери энергии электронов в анодном газовом слое обеспечивают низкую концентрацию анодной газовой плазмы, которая не превышает 10^{11} см^{-3} .

При работе ионного диода в двухимпульсном режиме и самоизоляции электронов магнитное поле в А–К-зазоре значительно превышает критическую величину только в течение второго импульса и самоорганизация плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях возможна только в течение генерации ионного пучка.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке грантов National Natural Science Foundation of China (No. 52371054), National Key Research and Development Program of China (No. 2023YFB3408101).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kaganovich I.D., Smolyakov A., Raites Y., et al.* // *Phys. Plasmas*. 2020. V. 27. 120601.
<https://doi.org/10.1063/5.0010135>
2. *Klein P., F. Lockwood Estrin, Hnilica J., Vašina P. and Bradley J.W.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2016. V. 50. 015209.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/50/1/015209>
3. *Maab P.A., Volker Schulz-von der Gathen, Achim von Keudell and Julian Held* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2021. V. 30. 125006.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac3210>
4. *Held J., Maab P.A., Schulz-von der Gathen V., von Keudell A.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. V. 29. 025006.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab5e46>
5. *Powis A.T., Carlsson J.A., Kaganovich I.D., Raites Y., Smolyakov A.* // *Physics of Plasmas* 2018. V. 25. 072110.
<https://doi.org/10.1063/1.5038733>
6. *Holste K., Dietz P., Scharmann S., et al.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2020. V. 91. 061101.
<https://doi.org/10.1063/5.0010134>
7. *Wei Li-Qiu, Han Liang, Yu Da-Ren, and Guo Ning.* // *Chin. Phys. B*. 2015. V. 24. No. 5. 055201.
<https://doi.org/10.1088/1674-1056/24/5/055201>
8. *Humphries S.* *Charged Particle Beams*. N. Y.: Wiley, 1990.
9. *Bystritskii V.M., Didenko A.N.* *High-power ion beams*. American Institute of Physics. N. Y., 1989.
10. *Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Усов Ю.П.* // *Письма в ЖТФ*. 1980. Т. 6. С. 1404.
11. *Xiang W., Zhao W.J., Yan S., Zeng B.Q.* // *Review of scientific instruments*. 2002. V. 73. P. 857.
<https://doi.org/10.1063/1.1427354>
12. *Yasuike K., Miyamoto Sh., and Nakai S.* // *Review of Scientific Instruments*. 1996. V. 67. P.437.
<https://doi.org/10.1063/1.1146610>
13. *Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Wagenaar W.J.* // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 82. P. 3223.
<https://doi.org/10.1063/1.365629>
14. *Пушкарев А.И., Прима А.И., Егорова Ю.И., Ежов В.В.* // *Приборы и техника эксперимента*. 2020. № 3. С. 5.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030143>
15. *Xiao Yu., Shen J., Qu M., Liu W., Zhong H., Zhang J., Zhang Y., Yan S., Zhang G., Zhang X., Le X.* // *Vacuum*. 2015. V. 113. P. 36.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.12.003>
16. *Пушкарев А.И., Xiao Yu.* // *Приборы и техника эксперимента*. 2016. № 5. С. 60.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030143>
17. *Ремнев Г.Е.* *Получение мощных ионных пучков для технологических целей: Автореферат дис. ... д-ра техн. наук*. Томск, 1994.
18. *Zhu X.P., Lei M.K., Dong Z.H., and Ma T.C.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. P. 47.
<https://doi.org/10.1063/1.1529303>
19. <https://www.fluke.com>.
20. *Langmuir I.* // *Phys. Rev.* 1913. V. 2. P. 450.
21. *Исакова Ю., Прима А., Пушкарев А.* // *Приборы и техника эксперимента*. 2019. №. 4. С. 55.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219030194>
22. *Sigmund P.* *Particle Penetration and Radiation Effects*. V. 2: Penetration of Atomic and Molecular Ions. Springer International Publishing. 2014
23. *Пушкарев А.И., Полисадов С.С.* // *Журнал технической физики*. 2022. Т. 92. Вып. 2. С. 232.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.02.52012.234-21>
24. *Berger M., Coursey J., Zucker M., Chang J.* 2017 NIST Standard Reference Database 124.
<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
25. *Озур Г.Е., Проскуровский Д.И.* *Источники низко-энергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом*. Н.: Наука, Изд-во СО РАН, 2018.
26. *ELCUT 6.6.* Программа моделирования электромагнитных и температурных полей. СПб.: Тор, 2023.
<https://elcut.ru>
27. *Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е.* *Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом*. М: Физматлит, 2013. 240 с.
28. *Zhu X.P., Dong Z.H., Han X.G., Xin J.P., and Lei M.K.* // *Review of scientific instruments*. 2007. V. 78. 023301.
<https://doi.org/10.1063/1.2437760>
29. *Hegeler F., Friedman M., Myers M.C., Sethian J.D., Swanekamp S.B.* // *Phys. Plasmas*. 2002. V. 9. P. 4309.
<https://doi.org/10.1063/1.1506925>
30. *Yang J., Shu T., Fan Y.* // *Laser and Particle Beams*. 2013. V. 31(1). P. 129.
<https://doi.org/10.1017/S0263034612001127>
31. *Кизириди П.П., Озур Г.Е.* // *Журнал технической техники*. 2015. Т. 85. С. 132.
<http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/41862>
32. *Shiffler D., Ruebush M., Haworth M., Umstadtd R., ets.* // *Review of scientific instruments*. 2003. V. 73(12). P. 4358.
<https://doi.org/10.1063/1.1516853#>
33. *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А.* // *Журнал технической физики*. 2009. Т. 79. Вып. 10. С. 45.

SPOKE-TYPE STRUCTURES IN AN ION DIODE WITH MAGNETIC INSULATION OF ELECTRONS

A. I. Pushkarev^{a,b,*}, X. P. Zhu^b, S. S. Polisadov^a, P. Tang^b, Z. Yang^b, and M. K. Lei^b

^a*Tomsk Polytechnic University, Tomsk, 634050, Russia*

^b*Dalian University of Technology, Dalian, 116024, China*

**e-mail: aipush@mail.ru*

The article presents the results concerning the cross-sectional energy density distribution of a pulsed ion beam for two types of diodes with electron open drift: with external magnetic insulation (250 kV, 80 ns, 0.6 T) and with self-magnetic insulation of electrons (250–300 kV, 120 ns, 0.8 T). Anode plasma is formed using a breakdown along the surface of the anode dielectric coating (single-pulse mode) or explosive electron emission (with double opposite-polarity pulses). It was found that, when the energy density of the ion beam exceeds $\approx 0.4 \text{ J/cm}^2$, periodic spoke-type structures with a step of 3–6 cm in the beam cross section are formed. The processes of formation of such a structure—nonuniform density of anode plasma and selforganization of anode and/or cathode plasma in crossed electric and magnetic fields—are analyzed. It is shown that the formation of local plasma regions in the anode–cathode gap of an ion diode can cause the formation of a periodic structure of the cross-sectional energy density distribution.

Keywords: E×B devices, spoke-type structures, powerful ion beam, passive-anode vacuum diode, magnetic insulation of electrons, energy density