_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 535.11+537.533.3+537.534.3

КОНУСНЫЙ ИОННЫЙ ДИОД С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2019 г. Ю. И. Исакова^{*a*}, А. И. Прима^{*a*}, А. И. Пушкарев^{*a*,*}

^а Томский политехнический университет Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30 *e-mail: aipush@mail.ru Поступила в редакцию 01.11.2018 г. После доработки 06.12.2018 г.

Принята к публикации 19.12.2018 г.

Представлены результаты исследования генерации импульсного ионного пучка гигаваттной мощности, формируемого диодом в режиме магнитной самоизоляции электронов. Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-4М в режиме генерации двух импульсов: первый — отрицательный (500 нс, 150–200 кВ) и второй — положительный (150 нс, 250–300 кВ). Формирование анодной плазмы происходит при взрывной эмиссии электронов в течение первого импульса. Для повышения эффективности генерации ионного тока предложена конусная геометрия диода, в которой длина дрейфа электронов в 2 раза больше, чем в диодах прежних конструкций. Получено, что в конусном диоде энергетическая эффективность повысилась до 15–17%, плотность энергии ионного пучка в фокусе — до $2-3 \text{ Дж/см}^2$, состав пучка — протоны и ионы углерода. Выполнены анализ эффективности подавления электронов компоненты полного тока в диоде, а также расчет продолжительности дрейфа электронов и ускорения ионов. Показано, что в диоде новой конструкции происходит эффективное плазмообразование на всей рабочей поверхности графитового анода, однако концентрация плазмы может ограничивать ионный ток.

DOI: 10.1134/S0032816219030194

введение

Планарные диоды с взрывоэмиссионным катодом широко используются для генерации импульсных электронных и ионных пучков гигаваттной мощности [1–3]. Выполненные исследования показали, что после приложения напряжения к диоду и образования анодной плазмы генерация электронного и ионного тока происходит одновременно, плотность тока ограничена объемным зарядом электронов или ионов [4]. Плотность тока протонов при этом составляет 2.3% от плотности электронного тока, плотность ионного тока более тяжелых ионов еще ниже. Для эффективной генерации мощного ионного пучка (м.и.п.) необходимо обеспечить подавление электронной компоненты полного тока диода.

В 1973 г. R.N. Sudan and R.V. Lovelace [5] предложили конструкцию ионного диода с внешней магнитной изоляцией. Наличие магнитного поля с индукцией, вызывающей отклонение траектории электрона на угол более 90° ($B > B_{\rm kp}$), обеспечивает дрейф электронов поперек электрического поля в зазоре анод-катод и снижение электронной компоненты полного тока [6]. Однако дополнительный источник энергии для форми-

формируется собственным током диода при протекании по электродам. В этой конструкции диода дополнительный источник магнитного поля не требуется, что значительно упрощает конструкцию генератора м.и.п. и повышает его надеж-

ность. Но эффективность генерации ионного тока в диодах с магнитной самоизоляцией не превышает 10%, что ограничивает их применение [3]. Нами были выполнены исследования полос-

рования магнитного поля повышает энергопотребление генератора. При полной энергии ионного

пучка в импульсе 80-90 Дж требуется до 500 Дж от

источника магнитного поля [7], и полная эффек-

цию ионного диода с магнитной самоизоляцией.

Поперечное магнитное поле в зазоре анод-катод

В 1977 г. S. Humphries [8] предложил конструк-

тивность генерации м.и.п. не превышает 10%.

кового ионного диода с графитовым анодом размером 4.5 × 22 см (плоская и фокусирующая геометрия) в режиме магнитной самоизоляции при приложении сдвоенных разнополярных импульсов напряжения [2]. Получено, что полный ток диода на первом (отрицательном) импульсе хорошо описывается одномерным соотношением Чайлда–Ленгмюра для электронного тока (с учетом геометрии диода) при постоянной скорости



Рис. 1. а – схема диодного узла: I – анод, 2 – катод; **б** – фотография конусного диода.

расширения графитовой взрывоэмиссионной плазмы, равной 1.2 см/мкс.

В течение генерации м.и.п. (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 1.5—2 раза [2]. Но при этом ионная компонента не превышает 10% от полного тока диода. Для повышения эффективности генерации м.и.п. на основе кольцевого диода [2] разработан конусный диод, в котором длина дрейфа электронов увеличена в 2 раза без увеличения размеров диодного узла. Цель представленной работы теоретический анализ и экспериментальное исследование процесса генерации м.и.п. в диоде новой конструкции.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-4М [9] в режиме формирования двух импульсов: первый – отрицательный (500 нс, 150– 200 кВ) и второй – положительный (150 нс, 250– 300 кВ). Состав пучка – это ионы углерода (85%) и протоны, частота следования импульсов 5–10 импульсов/мин. В ионном диоде магнитное поле в зазоре анод—катод ($B \perp E$) формируется собственным током диода при протекании по катоду, для чего он заземлен в одной точке. Схема диодного узла ускорителя ТЕМП-4М с конусным диодом, работающим в режиме магнитной самоизоляции электронов, показана на рис. 1а.

Анод выполнен из графита с конической выемкой в центре, имеющей внешний диаметр 195 мм, угол 30°, глубину 30 мм. Катод (рис. 1б) изготовлен из нержавеющей стали в виде незамкнутого усеченного конуса. Внешний диаметр катода составляет 175 мм, угол 30°, фокусное расстояние 130 мм. Толщина стенки катода 2 мм, он содержит 120 прорезей шириной 4 мм.

Средняя длина катода (размер в направлении дрейфа электронов, т.е. в направлении кольцевых ребер катода) составляет 41 см, что в 2 раза превышает длину полоскового диода [9] и должно повысить эффективность подавления электронной компоненты полного тока в диоде. Площадь рабочей поверхности анода равна 170 см².

Ток диодного узла измеряли поясом Роговского с обратным витком. Плотность ионного тока и состав м.и.п. определяли по времяпролетной методике [10], используя коллимированный цилиндр Фарадея с магнитной отсечкой электронов (B = 0.4 Тл). Напряжение на аноде контролировали высокочастотным высоковольтным делителем, установленным перед диодным узлом. Электрические сигналы с датчиков регистрировали осциллографом Tektronix 3052B (500 МГц, 5 · 10⁹ отсчетов/с). Погрешность синхронизации электрических сигналов не превышала 0.5 нс.

Калибровка диагностического оборудования показала, что оно корректно отражает работу ускорителя в режиме короткого замыкания и при работе на активную нагрузку 4—10 Ом (ускоряющее напряжение 250—300 кВ). Точность измерения ускоряющего напряжения и полного тока диода, частотные характеристики диагностического оборудования позволяют рассчитать плотность ионного и электронного тока с погрешностью не хуже 10%.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА

Высокую эффективность генерации м.и.п. в ионном диоде можно обеспечить за счет подавления электронной компоненты полного тока и повышения плотности ионного тока. На рис. 2 приведены типичные осциллограммы, характеризующие работу конусного диода в режиме магнитной самоизоляции электронов, и расчетные значения тока. Величина зазора анод-катод составляла 8 мм в начале диода (точка крепления катода) и 9 мм в конце (граница катода, в которую упирается траектория дрейфующего электрона, т.е. в разрез кольцевых ребер).

При высокой плотности электронного и ионного токов в зазоре анод-катод проявляются коллективные эффекты, и полный ток ограничен объемным зарядом [4]. Электронный ток описывается одномерным соотношением Чайлда–Ленгмюра и с учетом сокращения зазора анод-катод при расширении плазменной эмиссионной поверхности в течение первого импульса равен [1, 2]:

$$I_{e1}(t) = \frac{2.33 \cdot 10^{-6} U^{3/2} S}{\left(d_0 - v_1 t\right)^2},\tag{1}$$

где U – ускоряющее напряжение; d_0 – начальный зазор анод-катод; S – рабочая площадь анода; v_1 – скорость расширения плазмы в течение первого импульса; t – время.

Динамика плазмы в зазоре анод-катод при изменении полярности напряжения носит сложный характер [2]. Удовлетворительное совпадение расчетных значений импеданса диода с экспериментальными данными имеет место только при условии, что после изменения полярности напряжения (второй импульс) происходит освобождение промежутка анод-катод от взрывоэмиссионной плазмы (эффект эрозии плазмы [11]).

При концентрации плазмы 10¹³ см⁻³, площади диода 170 см², величине зазора анод—катод 10 мм и токе 20 кА продолжительность эрозии плазмы составит 8 нс [2]. В результате эффекта эрозии плазмы величина зазора анод—катод восстанавливается до первоначальной и снова начинает сокращаться за счет расширения плазменного слоя на поверхности электродов диода. Тогда электронный и ионный ток в течение генерации м.и.п. (второй импульс) будет равен [2, 9]:

$$I_{e2}(t) = \frac{2.33 \cdot 10^{-6} \cdot 1.86U^{3/2}S}{\left[d_0 - v_2(t - t_0)\right]^2},$$
(2)

$$I_{\text{ион}}(t) = \frac{4\varepsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \frac{U^{3/2} S}{\left[d_0 - v_2(t - t_0)\right]^2},$$
(3)

где m_i — масса иона; z — заряд иона; t_0 — время прихода второго (положительной полярности) импульса ($t_0 = 500$ нс на рис. 2); v_2 — скорость расширения плазмы в течение второго импульса; ε_0 абсолютная диэлектрическая проницаемость.

При этом t = 0 соответствует времени приложения напряжения к диоду (импульс отрицательной полярности), см. рис. 2. При расчете по соотношениям (2) и (3) t меняется в диапазоне от 500 нс до конца второго импульса.

При расчете электронного тока в течение генерации м.и.п. необходимо учитывать его увеличение в 1.86 раза за счет частичной компенсации объемного заряда электронов встречным потоком ионов [11]. Расчет ионного тока на рис. 2 вы-



Рис. 2. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и полного тока (2) в конусном диоде. Кривые 3, 4 – расчетный ток электронов и ионов соответственно.

полнен по соотношению (3) для однократно ионизованных ионов углерода.

Наши исследования показали, что с момента приложения напряжения до формирования сплошной плазменной поверхности на потенциальном электроде (режим дискретной эмиссионной поверхности, 0 < t < 200 нс на рис. 2) ток диода ограничен эмиссионной способностью электрода и меньше расчетного значения. В дальнейшем, после заполнения поверхности потенциального электрода плазмой (200 < t < 500 нс), полный ток диода ограничивается только объемным зарядом электронов в зазоре анод-катод. Экспериментальные значения полного тока при этом удовлетворительно описываются соотношением (1) при постоянной скорости расширения взрывоэмиссионной плазмы, равной 1 см/мкс [9].

Скорость расширения плазмы в течение второго импульса определяется суммой скоростей расширения анодной и катодной плазмы. Экспериментальные исследования импеданса диода показали, что $v_2 = 1.2-1.4$ см/мкс [2]. В течение генерации м.и.п. (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 2–3 раза (см. рис. 2), что в 1.5–2 раза выше, чем в полосковом диоде с магнитной самоизоляцией [9]. Но при этом эффективность генерации пучка ионов C^+ составит всего 1.4–2%.

АНАЛИЗ МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Возможная причина низкой эффективности подавления электронного тока в течение генерации м.и.п. в конусном диоде — наличие области с низкой индукцией магнитного поля ($B < B_{\rm kp}$) в конце диода. Для обеспечения магнитной само-



Рис. 3. а – распределение магнитной индукции в поперечном сечении диода; **б** – изменение магнитной индукции в сечении 1 (1), в сечении 2 (2).

изоляции электронов в зазоре анод—катод ионного диода катод соединен с корпусом камеры только с одной стороны (консольно), см. рис. 1. При генерации м.и.п. (второй импульс) электроны движутся от точки крепления катода к точке эмиссии на его поверхности (формируя магнитное поле $E \perp B$), далее, в зазоре анод—катод — к аноду и затем по аноду — к источнику ускоряющего напряжения.

При $B < B_{\rm kp}$ электроны, эмитированные с поверхности катода, сразу попадают на анод, снижая эффективность работы диода. При отклонении электрона в зазоре анод—катод от силовых линий электрического поля под действием магнитного поля энергия электрона не меняется, так как сила Лоренца, вызывающая отклонение, всегда направлена перпендикулярно вектору скорости его движения. При этом линейная скорость электрона (на том же расстоянии от катода) не меняется, а длина пути при $B < B_{\rm kp}$ может увеличиться не более чем в $\pi/2$ раз. В этом случае продолжительность ускорения ионов C^+ при ускоряющем напряжении 200—300 кВ будет в 100—120 раз превышать продолжительность ускорения электронов.

Площадь незамагниченной рабочей области диода можно оценить, сравнивая магнитную индукцию в зазоре анод—катод и критическую магнитную индукцию. Величину $B_{\rm kp}$ рассчитывали из условия равенства высоты трохоиды дрейфующих электронов и величины зазора анод—катод диода [11, 12]. Без учета релятивизма электронов $B_{\rm kp}$, Тл, равна [11]:

$$B_{\rm kp1} = \frac{1}{d(t)} \sqrt{\frac{2m_e U}{e}} = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - vt}$$

где *m_e* – масса электрона; *е* – заряд электрона.

При расчете $B_{\rm kp}$ в ионном диоде при генерации м.и.п. необходимо учитывать уменьшение зазора анод—катод (из-за расширения плазмы) и эффект плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения:

$$B_{\rm Kp2} = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - v(t - t_0)}$$

В отличие от ионного диода с внешней магнитной изоляцией электронов, в ионном диоде с магнитной самоизоляцией сложно измерить величину магнитной индукции, так как магнитное поле формируется только при работе диода, при приложении напряжения >100 кВ. Поэтому распределение магнитной индукции в зазоре анод-катод рассчитано по программе ELCUT [13] (рис. 3а). Расчет выполнен для диода с катодом в виде бесконечно длинной проводящей пластинки из нержавеющей стали с поперечным размером 40 × 2 мм, по которой течет ток 10 кА. Поверхности катода соответствует координата x = 0 на сечении 2 (рис. 36, кривая 2). При расчете учитывалось демпфирование магнитного поля анодом, выполненным из графита, частота переменного магнитного поля $f = 1/(2\tau) = 2.5 \text{ M}\Gamma\mu$ (длительность импульса тока τ ≈ 200 нс, см. рис. 2).

Катод конусного диода изготовлен в виде незамкнутого усеченного конуса с прорезями, что может вносить погрешность в распределение магнитной индукции в зазоре анод—катод по сравнению с расчетом по программе ELCUT. Но в точке крепления к диодной камере катод не имеет прорези, и полный ток далее равномерно распределяется по его круговым ребрам. Ширина прорезей в катоде составляет всего 4 мм при ширине катода 55 мм, что вносит небольшое искажение в распределение магнитного поля в зазоре анод катод. Моделирование магнитного поля в зазоре анод—катод ионного диода со спиральным проволочным катодом показало, что изменение магнитной индукции по радиусу незначительно [2].



Рис. 4. Осциллограмма напряжения с датчика магнитного поля (1), магнитная индукция, рассчитанная по полному току в диоде (2) и по показаниям датчика поля (3).

Выполненное моделирование показало, что в зазоре анод—катод магнитная индукция однородна по поперечному сечению диода и пропорциональна току по катоду. Величину магнитной индукции в дальнейших расчетах определяли по соотношению:

$$B(t) = 0.014I(t),$$
 (4)

где *B*, Тл – магнитная индукция; *I*, кА – ток по катоду.

Для проверки корректности моделирования магнитной индукции в зазоре анод—катод мы измерили магнитное поле с помощью дифференциального датчика магнитного поля (контур ударного возбуждения). Датчик содержал 10 витков провода диаметром 0.1 мм, диаметр витка 2.4 мм. Расчет индукции магнитного поля выполнен по соотношению [14]:

$$B(t) = \frac{1}{NS_B} \int_0^t U_{\mathfrak{A}}(t) dt,$$

где $U_{\mu}(t)$ – напряжение с датчика; N – число витков; S_B – площадь поперечного сечения витка.

На рис. 4 показана осциллограмма сигнала с датчика магнитного поля и результаты расчета магнитной индукции в зазоре анод-катод. Датчик расположен у точки заземления катода.

Выполненные исследования показали, что величина магнитной индукции, измеренная с помощью дифференциального датчика, близка к значениям, рассчитанным по программе ELCUT. Расхождение экспериментальных и расчетных значений магнитной индукции обусловлено вкладом электромагнитных помех, формируемых при работе ионного диода с магнитной самоизоляцией электронов.



Рис. 5. Осциллограмма ускоряющего напряжения (1), магнитная индукция в зазоре анод-катод (2) и критическая магнитная индукция (3).

На рис. 5 показано изменение индукции магнитного поля и критической магнитной индукции в зазоре анод—катод конусного диода. Расчет выполнен для данных на рис. 2. В конусном диоде в течение генерации м.и.п. магнитная индукция в зазоре анод—катод превышала $B_{\rm kp}$ в 3–3.5 раза.

Для оценки вклада электронов, дрейфующих в зазоре анод—катод, в формирование магнитного поля рассчитаем толщину слоя их движения. Высота трохоиды Δ дрейфового движения электронов в диоде с магнитной изоляцией равна двум ларморовским радиусам электрона [14] и в течение второго импульса составит:

$$\Delta_2(t) = \frac{2m_e E}{eB^2} = \frac{2m_e U(t)}{e[d_0 - v(t - t_0)]B^2(t)}$$

где Е – напряженность электрического поля.

На рис. 6 показано изменение высоты трохоиды дрейфового движения электронов в течение генерации м.и.п. Расчет выполнен для данных на рис. 2. Расчет индукции магнитного поля выполнен по соотношению (4).

В наших экспериментальных условиях толщина слоя дрейфующих электронов не превышает 1 мм при зазоре анод-катод 8–9 мм. Высота трохоиды дрейфового движения электронов (в течение генерации ионов в диоде с магнитной самоизоляцией) сравнима с высотой слоя дрейфа электронов в диоде с внешней магнитной изоляцией (0.7–0.9 мм), в котором достигнута высокая эффективность генерации м.и.п. [7].

Толщина скин-слоя в катоде, выполненном из нержавеющей стали, составляет 0.12 мм для тока с частотой 2.5 МГц [15]. Электроны в скин-слое и в области дрейфа движутся в одном направлении от места крепления катода к концу диода [11].



Рис. 6. Осциллограмма ускоряющего напряжения, второй импульс (1), изменение высоты трохоиды дрейфового движения (2) и концентрации электронов (3) в течение генерации м.и.п.

В этом случае магнитная индукция в эффективном зазоре анод—катод (между плазменным слоем на аноде и слоем дрейфующих электронов) равна сумме индукции магнитного поля, создаваемого током по катоду, и индукции магнитного поля, создаваемого дрейфующими вдоль его поверхности электронами. Поэтому в конусном диоде с магнитной самоизоляцией электронов в течение генерации м.и.п. величина индукции магнитного поля в зазоре анод—катод постоянна по длине диода и значительно превышает критическую индукцию.

РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ

Увеличение пути электронов в зазоре анодкатод за счет дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях ($E \perp B$) является необходимым, но недостаточным условием подавления электронного тока по сравнению с одномерным соотношением Чайлда-Ленгмюра. Эффективность подавления электронной компоненты в ионном диоде определяется соотношением между продолжительностями нахождения электронов и ионов в зазоре анод-катод. Если в течение всего импульса ускоряющего напряжения электроны дрейфуют вдоль поверхности электрода диода (перпендикулярно линиям электрического поля), то энергия генератора будет использована в основном для ускорения ионов. Но при высокой скорости электронов продолжительность их дрейфа может быть меньше продолжительности ускорения ионов, и эффективность подавления

электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией будет низкой.

При расчете скорости дрейфа электронов в течение генерации м.и.п. необходимо учитывать уменьшение зазора анод-катод и эффект эрозии плазмы в зазоре при изменении полярности ускоряющего напряжения. Тогда получим:

$$v_{\text{gp2}}(t) = \frac{E}{B} = \frac{U(t)}{[d_0 - v(t - t_0)]B(t)}$$

При расчете продолжительности дрейфа электронов использовали усредненную длину дрейфа, равную половине длины катода.

При условии равноускоренного движения ионов в зазоре анод—катод продолжительность их ускорения равна

$$\tau_{\text{ион}}(t) = \frac{v_{\text{max}}}{a} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2zU}{m_i}},$$

где v_{max} — скорость иона после ускорения в зазоре анод-катод; a — ускорение иона в электрическом поле.

Сила Кулона, действующая на ион со стороны электрического поля, придает ему ускорение:

$$a = \frac{F_{\rm K}}{m_i} = \frac{U(t)z}{d(t)m_i}.$$

Продолжительность ускорения ионов с учетом расширения плазмы и эффекта ее эрозии при изменении полярности напряжения равна

$$\tau_{\text{ион}}(t) = \frac{[d_0 - v(t - t_0)]\sqrt{2m_i}}{\sqrt{zU}}$$

На рис. 7 приведены результаты расчета изменения в течение генерации м.и.п. продолжительности дрейфа электронов и ускорения ионов. Расчет выполнен для однократно ионизованных ионов углерода и протонов при средней длине дрейфа электронов 20.5 см и величине зазора анод-катод 9 мм. Расчет индукции магнитного поля выполнен по соотношению (4).

Проведенные исследования показали, что в течение генерации м.и.п. продолжительность дрейфа электронов в конусном диоде с магнитной самоизоляцией больше продолжительности нахождения протонов в зазоре анод-катод, а для ионов углерода C^+ меньше. Ионный пучок, формируемый конусным диодом с графитовым анодом, содержит в основном ионы углерода (80-85%). Это указывает на низкую эффективность подавления электронного тока за счет магнитной самоизоляции. Увеличение напряжения на аноде приводит к росту напряженности электрического поля и электронного тока в диоде, а также к увеличению магнитной индукции из-за роста тока по катоду. Скорость дрейфа при этом не меняется $(v_{\rm Ap} = E/B).$



Рис. 7. Осциллограмма ускоряющего напряжения, второй импульс (1), продолжительность нахождения ионов C^+ (2), протонов (3) и электронов (4) в зазоре анорд–катод конусного диода.

МЕХАНИЗМ ПОДАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА

Выполненный анализ показал, что, несмотря на выполнение условия магнитной изоляции по всей длине диода ($B/B_{\rm kp} \ge 3$), из-за высокой скорости дрейфа электронов продолжительность их движения вдоль электродов не превышает продолжительности нахождения ионов в зазоре анод-катод. В таких условиях полный ток диода должен быть равен расчетному току электронов, плотность тока которых ограничивается объемным зарядом (одномерное соотношение Чайлда–Ленгмюра). Ионный ток при этом составляет 0.7% от электронного. Но экспериментальные значения полного тока в течение генерации м.и.п. меньше расчетных в 2–3 раза, см. рис. 2.

Отклонение электронного тока в диоде с магнитной изоляцией электронов от расчетных значений по одномерному соотношению Чайлда-Ленгмюра может быть при значительном изменении ускоряющего напряжения в течение дрейфа электронов. Но в ускорителе ТЕМП-4М используется генератор импульсов ускоряющего напряжения на основе двойной формирующей линии, для которого отношение скорости изменения напряжения к его амплитуде в течение генерации м.и.п. не превышает $4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ (рис. 8). Это обеспечивает изменение ускоряющего напряжения за время дрейфа электрона (2-5 нс, см. рис. 7) на 15-20%. Поэтому в конусном диоде полный электронный ток должен описываться одномерным соотношением Чайлда-Ленгмюра с учетом плошади катода и частичной компенсации объемного заряда электронов потоком ионов с анода.



Рис. 8. Осциллограмма ускоряющего напряжения, второй импульс (*1*) и отношение модуля скорости изменения ускоряющего напряжения к его величине (*2*).

Снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией на втором импульсе может быть вызвано увеличением плотности электронов у поверхности катода дрейфующими электронами. Эти электроны образуют виртуальный катод, препятствующий эмиссии электронов с поверхности катода. Распределение концентрации электронов по толщине слоя объемного заряда можно получить из условия:

$$j = \frac{4\varepsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} \frac{U_0^{3/2}}{d^2} = en_e(x)v_e(x),$$

где $n_e(x)$ — концентрация электронов в точке с координатой x; $v_e(x)$ — скорость электронов в этой точке.

С учетом искажения электрического поля объемным зарядом электронов в работе [16] для $n_e(x)$ получено:

$$n_e(x) = \frac{4\varepsilon_0}{9e} \frac{U_0}{d^2} \left(\frac{d}{x}\right)^{2/3}.$$

На рис. 9 показано изменение концентрации электронов в области объемного заряда. Расчет выполнен для зазора анод-катод 8 мм.

Концентрация дрейфующих электронов будет меняться по длине диода от 0 (в точке заземления) до максимальной величины в конце диода. При условии, что полный ток диода равен току дрейфующих электронов (ионный ток мал, и электроны не покидают область дрейфа), максимальную концентрацию дрейфующих электронов $n_{\rm дp}$ можно рассчитать из соотношения:

$$n_{\rm Ap}(t) = \frac{I(t)}{S_{\rm Ap}ev_{\rm Ap}(t)} = \frac{I(t)}{eh\Delta(t)v_{\rm Ap}(t)}$$



Рис. 9. Изменение концентрации электронов в области пространственного заряда при ускоряющем напряжении 300 (*1*), 200 (*2*) и 100 кВ (*3*).

где $S_{\rm дp}$ — сечение области дрейфа; h — ширина катода.

На рис. 6 (кривая 3) показано изменение максимальной концентрации электронов в области дрейфа в течение генерации м.и.п. Расчеты показывают, что электроны, прошедшие область объемного заряда, далее дрейфуют вдоль поверхности катода в тонком слое толщиной 0.8-1 мм (см. рис. 6), т.е в области объемного заряда электронов, эмитированных с поверхности катода. Средняя концентрация электронов в области дрейфа (3 · 10¹⁴ см⁻³) значительно выше концентрации электронов в области объемного заряда ($4 \cdot 10^{12} \, \text{см}^{-3}$). Это приводит к увеличению плотности объемного заряда электронов, образованию виртуального катода, подавлению ускорения электронов из плазмы под виртуальным катодом и, как следствие, к уменьшению электронного тока по сравнению с рассчитанным по соотношению (2).

ИССЛЕДОВАНИЕ УСИЛЕНИЯ ИОННОГО ТОКА

Исследования баланса энергии в конусном диоде показали, что улучшение подавления электронного тока повысило эффективность генерации м.и.п. Для измерения полной энергии ионного пучка мы использовали тепловизионную диагностику [17, 18]. Она позволяет определить распределение плотности энергии м.и.п. за один импульс с пространственным разрешением 1 мм. На рис. 10 представлены результаты диагностики м.и.п. На рис. 11 показана зависимость полной энергии ионного пучка от энергии, поступающей от генератора наносекундных импульсов в диод в течение генерации м.и.п. (интеграл произведения тока в диодном узле на ускоряющее напряжение в течение второго импульса).

Полную энергию м.и.п. рассчитывали интегрированием распределения плотности энергии в фокусной плоскости. Экспериментальные значения плотности энергии м.и.п. $q_{3ксп}$, Дж/см², равны

$$q_{\text{эксп}}(x, y) = c_v \lambda \rho [T(x, y) - T_0],$$

где c_v и ρ — соответственно теплоемкость и плотность материала мишени; λ — толщина мишени; T_0 — исходная температура мишени; T(x, y) — температура мишени через 0.1 с после облучения м.и.п.

Энергетическая эффективность генерации м.и.п. в конусном диоде составила 15—17%. Однако при увеличении эффективности генерации м.и.п. только за счет подавления электронного тока ее величина будет равна (см. соотношения (1) и (3)):

$$\eta = \frac{I_i}{I_e + I_i} \approx K_e \sqrt{\frac{m_e}{m_i}},$$

где K_e — коэффициент подавления электронного тока.

При подавлении электронной компоненты полного тока в 2-3 раза эффективность генерации пучка ионов C^+ составит 1.4-2%, что в 10-12 раз меньше экспериментальных значений. Это может быть связано с усилением ионного тока в конусном диоде [2].

Для анализа усиления плотности ионного тока в конусном диоде мы использовали тепловизионную диагностику распределения плотности энергии м.и.п. по сечению. На рис. 12а показана фотография конусного диода, а на рис. 126 — отпечаток на мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм, которую располагали на расстоянии 5 мм за катодом.

На рис. 13а показана термограмма м.и.п., а на рис. 136 — распределение плотности энергии по окружности. Для наглядности термограмма м.и.п. совмещена с фотографией катода, масштаб одинаковый. На рис. 136 также приведены расчетные значения плотности энергии м.и.п., равные интегралу произведения расчетной плотности ионного тока (по соотношению (3) при S = 1) на ускоряющее напряжение:

$$q_{\text{pacy}} = \frac{4\varepsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \int_{t_0}^{\infty} \frac{U^{5/2}(t)dt}{\left[d_0 - v(t - t_0)\right]^2}$$

Расчет выполнен для ионного пучка, содержащего 85% ионов C^+ и протоны.

Выполненные исследования показали, что конусный диод в режиме магнитной самоизоляции формирует ионный пучок, плотность энергии которого составляет 0.5–2 Дж/см², что значительно больше расчетных значений (0.07 Дж/см², см. рис. 136).







Рис. 10. Термограмма м.и.п., формируемого конусным диодом, (**a**) и распределение плотности энергии в фокусной плоскости по горизонтальному (*1*) и вертикальному (*2*) сечениям (**б**).

Распределение плотности энергии м.и.п. по сечению очень неоднородно и имеет периодическую структуру. Расчетные значения флюенса ионов при работе плоского диода в режиме ограничения объемным зарядом (интеграл соотношения (3) по длительности второго импульса при S = 1) были меньше в 5–10 раз [2].

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Важным условием эффективной генерации ионного пучка является формирование плотной

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2019



Рис. 11. Зависимость энергии м.и.п. от подведенной к диоду энергии для конусного (*1*), полоскового фокусирующего [2] (*2*) и полоскового плоского [2] (*3*) диодов. Цифры у кривых – эффективность диода в процентах, определяемая как отношение энергии пучка к подведенной энергии.

плазмы на всей рабочей поверхности анода. Концентрация анодной плазмы должна быть достаточно большой, чтобы не ограничивать плотность ионного тока.

Исследование работы ионного диода на первом импульсе позволяет определить нижний предел средней концентрации взрывоэмиссионной плазмы. После заполнения рабочей поверхности потенциального электрода плазмой (200 < t < 500 нс, см. рис. 2) полный ток диода совпадает с расчетными по одномерному соотношению Чайлда-Ленгмюра. При ускоряющем напряжении 100-200 кВ поверхностная плотность электронов в эффективном зазоре анод-катод (между плазменным слоем и заземленным электролом диода), равная интегралу концентрации электронов по толщине области пространственного заряда (см. рис. 9), составляет (0.8–1.7) · 10¹² см⁻². При скорости расширения взрывоэмиссионной плазмы 1 см/мкс толщина плазменного слоя через 300 нс после приложения напряжения к диоду составит 0.3 см. Плотность электронного тока в течение первого импульса ограничивается объемным зарядом электронов, а не концентрацией взрывоэмиссионной плазмы, поэтому ее средняя концентрация в конусном диоде превышает 10¹³ см⁻³.

Концентрация ионов в м.и.п. значительно больше концентрации электронов в течение первого импульса, потому что масса ионов больше, а их скорость меньше. Поэтому концентрация анодной плазмы должна быть значительно больше минимальной величины, рассчитанной по плотности электронного тока в течение первого



Рис. 12. Фотография конусного диода с мишенью для тепловизионной диагностики (а) и отпечаток м.и.п. на мишени (зеркальное изображение) (б).

импульса. Анодная плазма формируется в течение начальных 10–20 нс и в дальнейшем ее концентрация в зазоре анод—катод снижается за счет расширения. Однако общее количество ионов при этом не меняется. Кинетическое уравнение ударной рекомбинации ионов [19, 20] имеет вид:

$$\frac{dn_e}{dt} = -(\beta n_i n_e) n_e \approx -\beta n_e^3.$$

Здесь β — коэффициент ударной рекомбинации, который можно оценить по соотношению [19, 21]:

$$\beta[cm^{-6}/c] = \frac{10^{-14}\sigma_0}{I} \left(\frac{I}{T_e}\right)^{4.5}$$

где $\sigma_0 \sim 10^{-16}$ см² — газокинетическое сечение; I — потенциал ионизации; T_e , эВ — энергия электронов.

Электронная температура взрывоэмиссионной плазмы составляет 4–5 эВ [22]. При потенциале ионизации 25 эВ скорость ударной рекомбинации составит (5–6) \cdot 10¹⁰ (см³ \cdot с)⁻¹, и за длительность второго импульса (150 нс) концентрация плазмы уменьшится менее чем на 6 \cdot 10⁻⁸%.



Плотность энергии, Дж/см²



Рис. 13. Термограмма м.и.п. (а), распределение плотности энергии м.и.п. по окружности (1) и расчетная плотность энергии (2) (б).

Анодная плазма не должна ограничивать генерацию м.и.п. в течение всего импульса, поэтому ее минимальную концентрацию можно определить из флюенса ионов. Флюенс ионов за импульс можно найти из плотности ионного тока $j_i(t)$:

$$f_i(x,y) = \int_{t_0}^{\infty} \frac{j_i(t)}{z} dt$$

Для устранения увеличения плотности ионного тока при фокусировке в конусном диоде исследование флюенса ионов было выполнено на плоском полосковом диоде с графитовым анодом при работе в двухимпульсном режиме. Плотность ионного тока измеряли коллимированным цилиндром Фарадея, установленным на расстоянии 10 см от диода. Выполненные исследования показали, что флюенс ионов за импульс составляет

(a)

 $(2-4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [2]. При средней толщине слоя анодной плазмы в течение генерации м.и.п., равной 0.5 см, ее концентрация должна быть более 10^{14} см^{-3} для предотвращения ограничения ионного тока.

При работе ионного диода с пассивным анодом в двухимпульсном режиме формирование анодной плазмы происходит при взрывной эмиссии электронов в течение первого импульса [2, 23]. В первые 10–20 нс формируются отдельные плазменные центры, количество которых ограничивается эффектом экранировки [24]. В дальнейшем эти центры расширяются, формируя сплошной плазменный слой. Средняя концентрация плазмы в плазменных центрах при расширении за начальные 20 нс падает с 10^{17} до $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ [22]. В прикатодной области концентрация взрывоэмиссионной плазмы составляет 10^{14} см⁻³ [25], а при использовании углеродной ткани на поверхности катода – $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ [26].

При работе ионного диода в двухимпульсном режиме (разнополярные импульсы, плазма формируется в течение первого импульса) после изменения полярности ускоряющего напряжения происходит эрозия анодной плазмы на глубину проникновения электрического поля (радиус Дебая). Это приводит к снижению ее концентрации. Выполненные исследования показали, что концентрация анодной плазмы должна быть более 10¹⁴ см⁻³ для предотвращения ограничения ионного тока. Поэтому при работе конусного диода в двухимпульсном режиме и формировании анодной плазмы при взрывной эмиссии электронов (на первом импульсе) концентрация анодной плазмы может ограничивать плотность тока и энергии м.и.п.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что в конусном диоде в течение генерации ионного пучка выполняется условие магнитной отсечки электронов по всей длине диода ($B/B_{\rm kp} \ge 3$). Но, несмотря на увеличение длины дрейфа электронов в 2 раза, продолжительность их дрейфа близка к продолжительности ускорения ионов C^+ и протонов в зазоре анод-катод. Это указывает на низкую эффективность магнитной самоизоляции в диоде новой конструкции. В то же время экспериментально обнаружено, что в течение генерации м.и.п. (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 2-3 раза, что в 1.5-2 раза выше, чем в полосковом диоде с магнитной самоизоляцией. Снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией на втором импульсе может быть вызвано увеличением плотности электронов у поверхности катода дрейфующими электронами и формированием виртуального катода.

Энергетическая эффективность генерации м.и.п. в конусном диоде составила 15–17%. При подавлении электронной компоненты полного тока в 2–3 раза эффективность генерации пучка ионов C^+ составит всего 1.4–2%, что в 10–12 раз меньше экспериментальных значений. Поэтому повышение эффективности генерации м.и.п. в конусном диоде обусловлено в основном повышением плотности ионного тока.

Проведенные исследования показали, что в конусном диоде с магнитной самоизоляцией электронов при работе в двухимпульсном режиме происходит образование взрывоэмиссионной плазмы на всей рабочей поверхности анода. При работе ионного диода с пассивным анодом в двухимпульсном режиме формирование анодной плазмы происходит при взрывной эмиссии электронов в течение первого импульса.

В течение начальных 10–20 нс формируются отдельные плазменные центры, количество которых ограничивается эффектом экранировки. В дальнейшем эти центры расширяются, формируя сплошной плазменный слой. Средняя концентрация плазмы в плазменных центрах при расширении за начальные 20 нс падает с 10¹⁷ до 5 · 10¹⁵ см⁻³.

При расширении анодной плазмы в течение первого импульса (500 нс) ее концентрация может снизиться до 10^{14} см⁻³. Флюенс ионов за импульс составляет (2–4) $\cdot 10^{13}$ см⁻² при средней толщине плазменного слоя в течение генерации м.и.п. 0.5 см, поэтому при работе конусного диода концентрация анодной плазмы может ограничивать плотность тока и энергии м.и.п.

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда, грант № 17-79-10140.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бугаев С.П., Крендель Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоиздат, 1984.
- Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. М.: Физматлит, 2013.
- 3. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- 4. Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. V. 2. P. 450.
- Sudan R.N., Lovelace R.V. // Phys. Rev. Lett. 1973.
 V. 31. № 16. P. 1174.
- 6. *Dreike P., Eichenberger C., Humphries S., Sudan R.* // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 1. P. 85.
- 7. Лопатин В.С., Ремнев Г.Е., Фурман Э.Г., Макеев В.А., Степанов А.В. // ПТЭ. 2004. № 4. С. 70.
- 8. Humphries S. // Plasma Phys. 1977. V. 19. P. 399.

- 9. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. // ПТЭ. 2016. № 4. С. 65. doi 10.7868/S0032816216040108
- Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Prima A.I. // Laser and Particle beams. 2018. V.36. Issue 2. P. 210. https:// doi.org/10.1017/S0263034618000186
- 11. Humphries S. Charged Particle Beams. NY.: Wiley, 1990.
- 12. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
- 13. ELCUT 5.5. Комплекс программ для моделирования электромагнитных, тепловых и механических задач. Санкт-Петербург, http://elcut.ru/
- Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. Учебное пособие. М.: Наука, 1976.
- 15. *Матвеев А.Н.* Электричество и магнетизм. М.: Высшая школа, 1983.
- Werner Z., Piekoszewski J., Szymczyk W. // Vacuum. 2001. V. 63. Issue 4. P. 701. https://doi.org/10.1016/ S0042-207X(01)00261-5
- Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Waganaar W.J. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. P. 3223. doi 10. 1063/1.365629

- 18. Исакова Ю.И., Пушкарев А.И. // ПТЭ. 2013. № 2. С. 69. doi 10.7868/S0032816213020080
- Fridman A.P. Plasma chemistry. NY.: Cambridge University Press, 2008.
- 20. *Bellan P.M.* Fundamentals of plasma physics. NY.: Cambridge University Press, 2006.
- Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. // УФН. 1972. Т. 142 107. С. 353. doi 10.3367/UF-Nr.0107.197207a. 0353
- 22. *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000.
- 23. Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Усов Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 22. С. 1404.
- 24. Беломытцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 18. С. 1089
- Yarmolich D., Vekselman V., Gurovich V.Tz., Gleizer J.Z., Felsteiner J., Krasik Ya.E. // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. P. 123507. https://doi.org/10.1063/1.3041162
- Limin Li, Chang L., Liu J., Chen G., Wen J. // Laser and Particle Beams. 2012. V. 30(4). P. 541. https://doi.org/ 10.1017/S0263034612000468