

# Импульсно-периодическая генерация сильноточного низкоэнергетического пучка в плазменном источнике электронов с самонакаливаемым катодом

*Н.В. Гаврилов, А.И. Меньшаков, А.С. Каменецких*

Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук  
Россия, 620016, Екатеринбург  
e-mail: gavrilov@ier.uran.ru

Определены условия стабильного горения разряда с самонакаливаемым полым катодом в импульсно-периодическом режиме с током 0.1 – 1 кА при длительности импульсов 0.1–1 ms с частотой 0.1–1 kHz. Проведен расчет теплового режима полого катода, который объясняет высокую плотность тока эмиссии катода импульсным разогревом приповерхностного слоя катода. Определены условия стабильной сильноточной эмиссии плазменного катода с сеточной фиксацией плазменной границы при низких ускоряющих напряжениях (~ 100–200 eV) и давлении газа ~ 0.1–0.4 Pa и измерена плотность ионного тока из плазмы, создаваемой импульсным пучком с током 100 А, которая достигает 0.1 А/см<sup>2</sup>. Приведены результаты зондовой диагностики эмитирующей и пучковой плазмы в источнике электронов и на их основе предложено объяснение механизма возникновения неустойчивости эмиссии электронов из плазмы. Показана высокая эффективность использования импульсного электронного пучка в магнетронной распылительной системе для получения сверхтвердого (Ti,Al)N/-a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> покрытия.

## Введение

В работе [1] было показано что при подаче импульса напряжения амплитудой 0.4–1 kV на промежуток слаботочного (0.5–15 А) разряда с самонакаливаемым полым катодом за времена порядка 0.1 ms ток разряда возрастает до ~ 300 А при напряжении горения 200–300 В. Возможность дальнейшего повышения скорости нарастания тока, амплитудных значений тока и реализации импульсно-периодического режима горения сильноточного разряда с регулируемыми параметрами при пониженном напряжении представляет несомненный интерес. В частности, такой разряд может быть использован в качестве генератора плазмы в системах вакуумно-плазменного нанесения покрытий. Как известно, сильноточная импульсная плазма с успехом применяется в системах химического осаждения покрытий для повышения интенсивности плазмохимических процессов в объеме, а также для увеличения плотности потока ионов на поверхность покрытия и изменения его микроструктуры, концентрации дефектов и уровня внутренних напряжений [2]. Достаточно широко применяется такая разновидность систем физического нанесения покрытий, как системы с дополнительной ионизацией потока

распыляемых атомов (IPVD) [3], в качестве примеров которых можно отметить сочетание магнетронного распылителя с дополнительным разрядом, например, термокатодным [4] и высокочастотным [5], или сильноточное импульсное магнетронное распыление (HIPIMS) [6]. Возможность управления энергией потока ионов на поверхность покрытия изменением напряжения смещения позволяет повысить плотность покрытия и улучшить его адгезию, снизить температуру нанесения покрытия [3]. Перспективной IPVD системой является сочетание магнетронного распылителя с источником низкоэнергетического электронного пучка, поскольку ускоренные до энергии порядка 100 eV электроны более эффективно, чем газовый разряд, обеспечивают диссоциацию, ионизацию и возбуждение молекул и атомов газовой среды [7]. Однако для реализации этой цели необходима разработка источника широкого электронного пучка с плазменным эмиттером на основе импульсного сильноточного разряда.

Целью работы является определение условий устойчивого горения сильноточного разряда с самонакаливаемым катодом в импульсно-периодическом режиме и стабильной эмиссии плазменного катода на его основе при низких

ускоряющих напряжениях в диапазоне давлений, характерных для систем нанесения покрытий магнетронным распылением (0,1 -1 Па) .

### Методика эксперимента

Эксперименты проводились в электродной системе (рис. 1), состоящей из трубчатого полого катода 1, с внутренним диаметром 8 мм, толщиной стенки 1 мм и длиной 70 мм, помещенного в водоохлаждаемый корпус 2, теплового экрана 3, цилиндрического анода 4 высотой и диаметром 150 мм и цилиндрического коллектора электронного пучка 5. На торце полого анода располагался сеточный электрод 6, изготовленный из плетеной сетки с ячейками 1.2x1.2 мм. Катод из нитрида титана формировался по методике, описанной авторами в [8], в процессе горения слаботочного разряда постоянного тока с титановым катодом в потоке азота. Схема питания разряда обеспечивает зажигание тлеющего разряда и его переход в термоэмиссионный режим с током до 5 А. Импульсный источник питания формирует импульсы напряжения с амплитудой до 1 кV, длительностью 0.1–1 мs, частотой до 1 kHz, ток регулируется от 20 до 400 А. Для увеличения тока разряда до 1 кA использовался импульсный источник питания с выходным напряжением до 2 кV, длительностью импульсов 200 мs и частотой следования 10–100 Hz. Стабилизированное ускоряющее напряжение прикладывалось между полым анодом и заземленным коллектором пучка и регулировалось в диапазоне 20–200 V.

В анодной полости, а также в промежутке сетка-коллектор на расстояниях 60 мм от сетки и 40 мм от оси разрядной системы устанавливались лэнгмюровские зонды (7, 8), изготовленные из вольфрамовой проволоки диаметром 0.3 мм и длиной 5 мм. Зонды закрывались от потока быстрых электронов с помощью цилиндрических экранов диаметром 8 мм. Измерение разности плавающих потенциалов на двойном зонде использовалось для оценки падения

потенциала на двойном слое пространственного заряда между эмитирующей и пучковой плазмами, которое определяет начальную энергию электронов пучка.

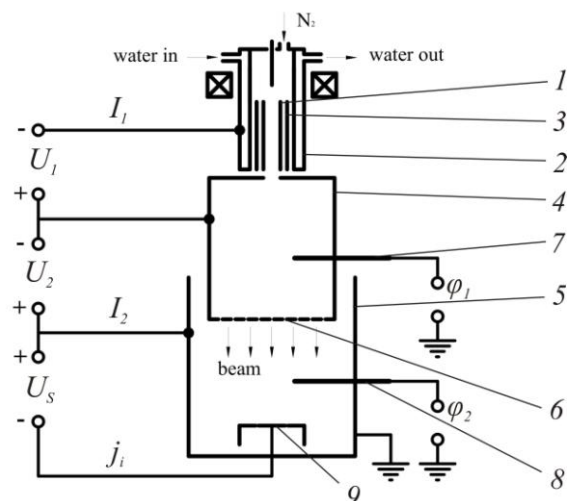


Рис.1. Электродная схема экспериментальной системы

Ионный ток насыщения из пучковой плазмы измерялся плоским зондом 9 площадью 1 см<sup>2</sup> с охранным кольцом, который располагался на оси системы на расстоянии 115 мм от сетки. Напряжение горения измерялось с помощью омического делителя напряжения (1:20, 100 kOm), а токи в цепи катода и коллектора измерялись поясами Роговского (1 V/1000 А и 1 V/10 А соответственно). Импульсы тока и напряжения, а также плавающий потенциал зондов регистрировались осциллографом Tektronix TPS-2024. Поток азота через катодную полость задавался регулятором расхода газа F-201CV (Bronchorst High-Tech) и регулировался в пределах 40–400 см<sup>3</sup>/min. Откачка вакуумной камеры с размещенной в ней электродной системой производилась турбомолекулярным насосом ТМН-500. При больших газовых потоках использовалась откачная система на базе диффузионного паромасляного насоса НВДМ-400.

В экспериментах по нанесению покрытий в магнетронной распылительной системе (МРС) электронный источник устанавливался на верхнем фланце цилиндрической камеры, на боковой поверхности которой размещались 4

плоских магнетрона со сбалансированным магнитным полем, работавших в импульсно-периодическом режиме (50 кГц). Размер распыляемых мишеней из Ti, Al, S составлял 75 мм, тока разряда каждого магнетрона регулировался в пределах (0,1-2 А) для достижения оптимальной концентрации элементов в (Ti,Al)N/-a-Si3N4 покрытии. Образцы размещались на вращающемся манипуляторе с планетарным механизмом.

### Результаты эксперимента

Для зажигания разряда в сильноточном импульсно-периодическом режиме полый катод из нитрида титана предварительно нагревался в слаботочном разряде постоянного тока до перехода в режим термоэмиссии. Например, измеренная пирометром температура внешней поверхности катода при токе разряда 4 А составляла 1630°C [8]. При подаче импульса напряжения ток возрастает и достигает насыщения за ~ 0.1–0.15 ms. Осциллограммы тока и напряжения представлены на рис. 2.

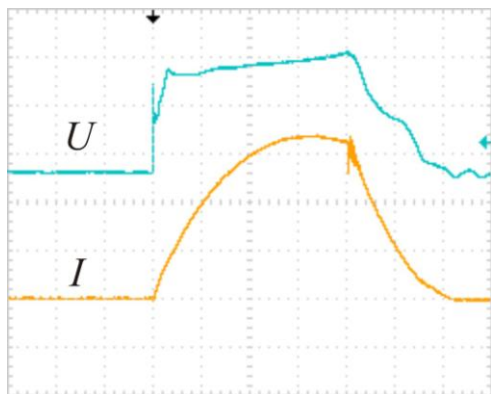


Рис. 2. Характерные осциллограммы тока в цепи катода ( $I$ ) и напряжения горения разряда ( $U$ ). (100 V/div, 50 A/div, 50  $\mu$ s/div).

Полученные в экспериментах варианты сочетания параметров импульсно-периодического режима определялись максимальной величиной среднего тока разряда ( $I_{lav} = 4$  А), которую обеспечивал источник питания  $I_{lav} = I_l f t$ , где  $I_l$  — амплитуда тока,  $f$ ,  $t$  — частота и длительность импульсов тока. Максимальный ток ~ 1 кА был получен при  $f = 40$  Hz и  $t = 0.1$  ms. С ростом частоты повторения импульсов амплитудный ток приходилось снижать, одновременно,

несмотря на постоянство среднего тока, снижалось и напряжение горения импульсного разряда (рис. 3).

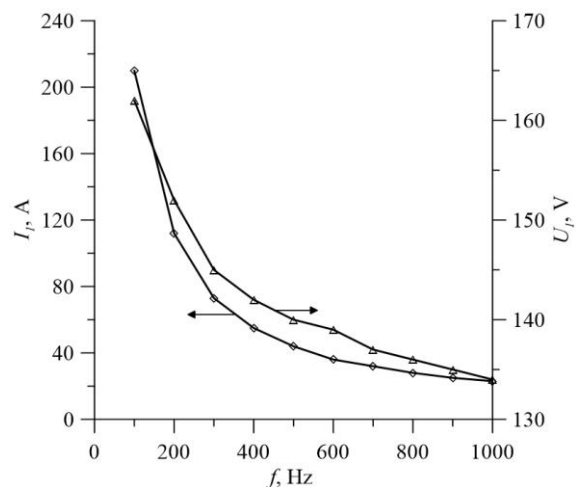
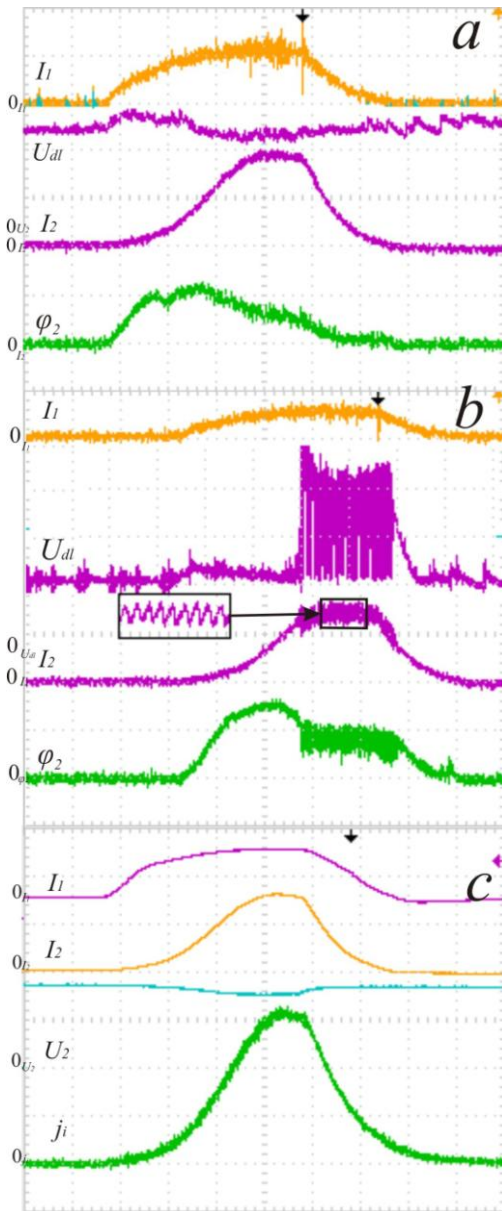


Рис. 3. Зависимости тока и напряжения горения разряда от частоты повторения импульсов. Поток  $N_2 = 100$  ml/min, средний ток 4 А.

В экспериментах было установлено, что для уменьшения разброса времени запаздывания разряда < 5  $\mu$ s достаточно поддерживать на разрядном промежутке в паузе между импульсами напряжение порядка 30 В, при котором в промежутке протекает средний ток порядка 0.2 А. Стабильное горение разряда с максимальным током обеспечивалось при соблюдении соотношения между импульсным током разряда и величиной потока газа ( $N_2$ ) через катодную полость ( $I_l/Q \sim 3$  А·мин/см<sup>3</sup> при  $t = 0.1$  ms). При недостаточной величине потока на осциллограммах наблюдаются высокочастотные шумы и обрывы тока.

Испытания катода из нитрида титана в сильноточном импульсно-периодическом режиме на ресурс, проведенные в режиме:  $I_l = 400$  А,  $f = 100$  Hz,  $t = 100$   $\mu$ s, постоянный ток в паузе 0.3 А,  $I_{lav} = 4$  А,  $Q(N_2) = 170$  см<sup>3</sup>/min, давление в камере 0.1 Ра показали, что скорость эрозии катода составляет  $2.5 \cdot 10^{-6}$  г/Cl, что выше, чем в режиме постоянного тока ( $1 \cdot 10^{-7}$  г/Cl) [8], при этом расчетный ресурс катода с толщиной стенки 1 mm составляет около 70 h.

Осциллограммы тока разряда, тока пучка, разности плавающих потенциалов зондов и плавающего потенциала зонда в пучковой плазме показаны на (рис. 4, а). Рост тока пучка несколько запаздывает

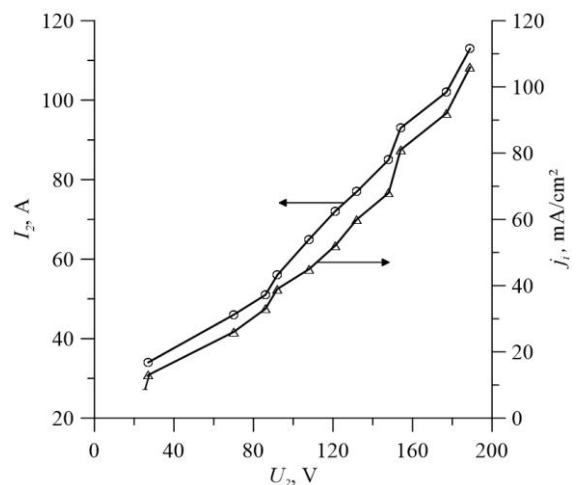


**Рис. 4.** Осциллограммы тока разряда ( $I_1$ ,  $a$ -100 A/div,  $b$ -200 A/div), тока пучка ( $I_2$ , 50 A/div), напряжения на двойном слое ( $U_{dl}$ , 100 V/div) и плавающего потенциала зонда в пучковой плазме ( $\phi_2$ , 20 V/div).  $a$  – стабильный режим генерации пучка,  $b$  – режим с развитием неустойчивости,  $c$  – осциллограммы тока разряда ( $I_1$ , 100 A/div), тока пучка ( $I_2$ , 50 A/div), ускоряющего напряжения ( $U_2$ , 100 V/div) и плотности ионного тока ( $j_i$ , 20 mA/div)

относительно тока разряда, амплитудные значения токов примерно одинаковы. Наличие разности потенциалов зондов, примерно соответствующей ускоряющему напряжению, свидетельствует о режиме генерации пучка, который реализуется только в условиях, когда при заданном токе разряда ускоряющее напряжение превышает некоторую пороговую величину. Вид осциллограмм токов и напряжений при возникновении

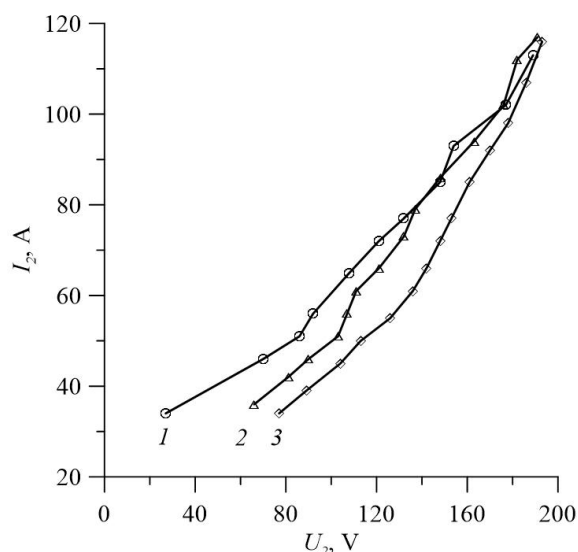
неустойчивости показан на рис. 4,  $b$ . Неустойчивость скачкообразно возникает при увеличении тока пучка, ток разряда при этом не меняется, ток в цепи коллектора оказывается модулированным на  $\sim 20\%$  колебаниями с частотой порядка 400 kHz. Плавающий потенциал зонда в эмитирующей плазме полностью модулирован периодическими колебаниями с частотой  $\sim 400$  kHz, амплитуда колебаний составляет 100–200 V, плавающий потенциал зонда в пучковой плазме также модулирован колебаниями той же частоты (до 40% при амплитуде 20 V).

Усредненные (по 128 импульсам) осциллограммы ионного тока на зонд, находящийся под отрицательным потенциалом  $U_s = -300$  V, тока разряда, тока пучка и ускоряющего напряжения показаны на рис. 4,  $c$ . Ионный ток на 50% модулирован высокочастотными шумами. Максимальная плотность ионного тока при токе пучка 100 A и ускоряющем напряжении 150 V, измеренная на оси пучка зондом с площадью  $1 \text{ cm}^2$ , достигала  $80 \text{ mA/cm}^2$ , плотность ионного тока на коллекторе площадью  $100 \text{ cm}^2$ , расположенном перпендикулярно оси пучка, составляла  $50 \text{ mA/cm}^2$ , плотность тока на мишени площадью  $100 \text{ cm}^2$ , расположенной параллельно оси пучка на расстоянии 70 mm от оси, составила  $50 \text{ mA/cm}^2$ . Зависимость максимального ионного тока на зонд от параметров электронного пучка показана на рис. 5.



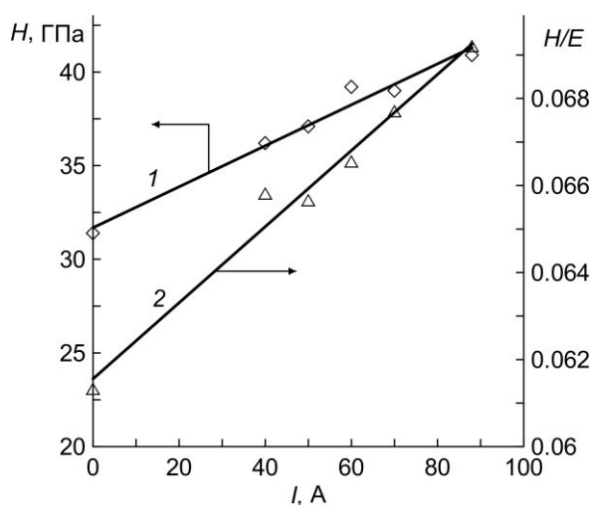
**Рис. 5.** Зависимости тока в цепи коллектора пучка и плотности ионного тока насыщения от ускоряющего напряжения.

Положение границы, определяющей область устойчивой генерации пучка в координатах ток-напряжение, зависит от давления или потока газа (рис. 6).



**Рис. 6.** Зависимости предельного тока электронного пучка от ускоряющего напряжения. Давление азота: 1 –  $1 \cdot 10^{-3}$  Torr, 2 –  $2 \cdot 10^{-3}$  Torr, 3 –  $5,4 \cdot 10^{-3}$  Torr.

На рис. 7 показана зависимость микротвердости (Ti,Al)N/-a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> покрытия в функции амплитуды тока импульсного электронного пучка. При оптимальных значениях концентрации элементов в покрытии (Si ~5, Al ~15, Ti~27 ат. %) получена максимальная микротвердость 41 ГПа, модуль упругости  $E$  составил 590 ГПа. Отжиг образцов с покрытием в вакууме при 800 °С в течение 2 часов приводил к росту  $H$  на 2 - 7 ГПа [9].



**Рис. 7.** Зависимости нанотвёрдости покрытий ( $H$ ) и отношения нанотвёрдости к модулю Юнга ( $H/E$ ) от амплитуды тока разряда электронного источника

## Обсуждение результатов

При однократном возбуждении импульсного сильноточного разряда на фоне слаботочного разряда постоянного тока ранее наблюдалась переходная стадия с током в несколько десятков ампер и напряжением горения, равным приложенному [1]. С увеличением постоянного тока разряда эта стадия сокращается вплоть до полного исчезновения. Оценочная величина плотности мощности в активной зоне катода при этом составляет около  $10^4$  W/cm<sup>2</sup>. Это дает основания предположить, что за время переходной стадии происходит нагрев катода до температур, обеспечивающих быстрое развитие сильноточного разряда. В импульсно-периодическом режиме горения сильноточного импульсного разряда переходная стадия наблюдалась только при большой длительности паузы, что также указывает на роль начальной температуры катода. В таком случае скорость роста тока в сильноточном режиме и максимум тока должны определяться начальной температурой катода и скоростью его нагрева в сильноточном разряде.

Проведение тепловых расчетов для полого самонакаливаемого катода затруднено из-за неопределенности ряда параметров. Как известно, в таком разряде эмиссия катода преимущественно локализована в так называемой «активной зоне», причем распределение плотности тока по длине этой зоны существенно неоднородно [10]. Если исходить из предположения о преимущественном нагреве катода ионным потоком, как это имеет место в стационарном разряде [10], то возникает неопределенность, связанная с отсутствием данных о доли ионного тока в полном катодном токе импульсного разряда. Оценочные расчеты проводились при следующих предположениях: 1) ионный ток равномерно распределен по площади активной зоны, размеры которой ( $4 \text{ cm}^2$ ) определялись, исходя из размеров полностью азотированной части полого катода. Поскольку напряжение на импульсном разряде выше, чем в непрерывном режиме, доля ионного тока

принималась более высокой (80 %). При оценке плотности мощности на катоде использовалось среднее значение тока в течение импульса. В стационарном режиме горения разряда существует перепад температуры по толщине стенки катода, который зависит от плотности мощности ионного потока на поверхность катода  $F_o$ , коэффициента теплопроводности материала катода  $\lambda$  и толщины стенки катода  $d$ . Оценки, проведенные для постоянного тока разряда 4 А и площади активной зоны  $4 \text{ cm}^2$ , показали, что перепад температуры  $\Delta T = F_o \cdot d / \lambda$  при толщине стенки 1 мм составляет  $40^\circ\text{C}$ . Соответственно, температура внутренней поверхности катода в таком режиме с учетом измеренной температуры внешней поверхности катода ( $1630^\circ\text{C}$ ) составит  $1670^\circ\text{C}$ .

При кратковременном интенсивном нагреве поверхности в приповерхностном слое возникает сильный градиент температуры и, соответственно, интенсивный поток тепла в объем металла. Для вычисления распределения температуры по толщине катода в произвольный момент времени необходимо решить нестационарное уравнение теплопроводности  $dT/dt = a(d^2T/dx^2)$ , где  $T$  – температура,  $t$  – время,  $a$  – коэффициент температуро-проводности. Поскольку, как будет показано ниже, в течение импульса длительностью 0.2 мс прогревается слой, толщина которого мала в сравнении с толщиной стенки катода, можно ограничиться расчетом изменения температуры поверхности в течение импульса. Соответствующее соотношение имеет вид [11]:

$$T(0, t) = \frac{2F_o}{\lambda} \left( \frac{at}{\pi} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $a$  – коэффициент температуропроводности  $a = \lambda / \rho c$ ,  $\rho$  – плотность,  $c$  – удельная теплоемкость нитрида титана,  $t$  – длительность импульса.

По завершении импульса поступление тепла на поверхность прекращается и происходит перераспределение температуры по толщине стенки, вплоть до внешней

поверхности катода, с которой происходит излучение полученной энергии. Охлаждение поверхности катода в паузе между импульсами описывается соотношением [10]:

$$T(0, t) = \frac{2F_o \sqrt{a}}{\lambda} \left( \sqrt{\frac{t}{\pi}} - \sqrt{\frac{t-T}{\pi}} \right). \quad (2)$$

Результаты расчета изменения приращения температуры поверхности за импульс при различной частоте повторения импульсов и одинаковом среднем токе разряда показаны на рис. 7. При увеличении длительности паузы, которое приводит к значительному охлаждению катода, сохранение среднего тока обеспечивается за счет значительного прироста температуры катода в течение импульса ( $400^\circ\text{C}$ ), что обеспечивает достижение высокой плотности тока в импульсе в соответствии с уравнением термоэмиссии Ричардсона-Дэшмана:

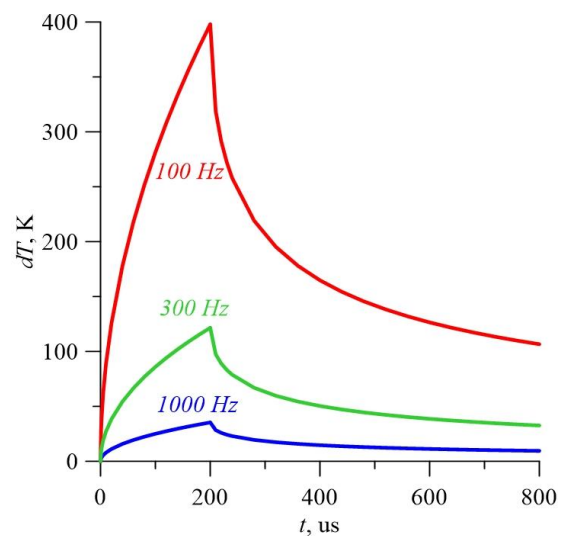


Рис. 7. Расчетные кривые изменения температуры поверхности катода при различных значениях частоты повторения импульсов. Средний ток 4 А.

$$j_{es} = \frac{I_{es}}{S_k} = AT^2 e^{-\frac{e\phi_0}{kT}}, \quad (3)$$

где  $j_{es}$  – ток насыщения катода;  $S_k$  – площадь катода;  $A$  – постоянная;  $T$  – абсолютная температура;  $\phi_0$  – работа выхода в вольтах;  $e$  – заряд электрона;  $k$  – постоянная Больцмана.

Для упрощения расчета распределения температуры по толщине катода в заданный момент времени можно

рассматривать процесс нагрева катода в течение импульса, пренебрегая отводом тепла с внешней поверхности, поглощающей излучение замкнутой катодной полости, и, соответственно, решать задачу нагрева поверхности полуограниченного плоского твердого тела. Решение нестационарного уравнения теплопроводности, полученное для этих условий в [12], для стадии нагрева поверхности имеет вид:

$$T(x, t) = \frac{2F_0\sqrt{at}}{\lambda} i\Phi^*\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right), \quad (4)$$

где  $i\Phi^*(X) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-X^2} - X\Phi^*(X)$ ,  $\Phi^*(X)$  – функция ошибок (функция Лапласа).

Результаты расчета глубинного профиля температуры в момент окончания импульса для различных значений плотности мощности на катоде показали, что толщина прогреваемого слоя при плотности мощности  $1,5 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> составляет около 30 мкм при  $t = 0.1$  мс, а перепад температуры на слое намного выше (200–400°С), чем в стационарном слаботочном режиме (40°С).

Автоколебательный режим генерации пучка в источнике электронов с плазменным катодом на основе тлеющего разряда постоянного тока (0.5–2 А) с сеточной фиксацией плазменной границы был ранее описан в [12]. Было установлено, что при невысоких ускоряющих напряжениях (100–300 В) увеличение давления газа свыше 0.2 Па приводит к переходу источника электронов в автоколебательный режим с высокой частотой ( $10^4$ – $10^5$  kHz) модуляции энергии электронов в пучке (до 100%), при этом глубина модуляции тока пучка не превышала 0.2–0.3. Проведенный анализ показал, что причиной возникновения автоколебательного режима генерации пучка является то, что увеличение потенциала эмитирующей плазмы под действием обратного потока ионов, которое происходит в противофазе с падением напряжения на двойном слое, приводит к уменьшению энергии электронов в пучке, частоты ионизаций газа и величины обратного ионного потока, в результате потенциал эмитирующей плазмы

снижается. Процесс имеет циклический характер, так как отрицательная обратная связь действует с запаздыванием из-за различия скоростей ухода ионов из пучковой и эмитирующей плазм [14].

В настоящих экспериментах в нестабильном режиме наблюдается более значительное снижение потенциала эмитирующей плазмы, в результате чего напряжение на двойном слое в максимуме возрастает до значений, близких к сумме ускоряющего и разрядного напряжений, частота модуляции напряжения на слое несколько выше (~ 400 kHz), причем основным фактором, определяющим вероятность перехода в нестабильный режим генерации, является не давление газа, а сочетание значений тока пучка и ускоряющего напряжения.

Причины возникновения нестабильного режима генерации электронного пучка, в принципе, не отличаются от рассмотренных в [14]. Для их подтверждения можно использовать результаты исследования кинетики сеточного гашения в плазменных ключах с полным сеточным управлением для термоэмиссионных реакторов–преобразователей [15]. Плазменный ключ имеет ту же электродную структуру, что и электронный источник с плазменным эмиттером, однако отличается функцией сетки, которая в ключе должна обеспечивать коммутацию тока, тогда как в электронном источнике сетка обеспечивает формирование стабильного двойного слоя пространственного заряда между катодной и пучковой плазмами. При невысоком ускоряющем напряжении источника электронов величина обратного ионного потока из пучковой плазмы недостаточна для сохранения устойчивости двойного слоя с ростом тока пучка. Происходит частичное запираение тока, что вызывает появление скачка потенциала на двойном слое в плоскости сетки, в результате увеличивается энергия электронов, частота генерации ионов и концентрация пучковой плазмы. Рост обратного ионного тока приводит к повышению потенциала катодной плазмы, снижению падения напряжения на двойном слое и частичному

запиранию тока. Цикл повторяется с частотой около 400 kHz, которая обусловлена инерционностью процесса ухода ионов из катодной плазмы. Более высокая частота колебаний по сравнению со слаботочным режимом постоянного тока обусловлена более быстрым ростом обратного ионного тока и потенциала катодной плазмы при больших токах пучка.

### Заключение

При подаче импульсов напряжения (0.2–1 kV) между предварительно нагретым в слаботочном разряде (~ 1 А) полым катодом из TiN и анодом разряд с самонакаливаемым катодом стабильно функционирует в импульсно-периодическом режиме с амплитудным током до 1 кА при длительности импульсов 0.1 ms. При постоянном среднем токе разряда и соответствующем ограничении импульсных параметров разряд стабилен в режимах с максимальной частотой до 1 kHz и длительностью импульса до 1 ms. Напряжение горения разряда составляет 100–200 V. Показано, что для стабильного горения разряда с максимальным током необходимо обеспечить соотношение между током разряда и потоком газа через катод ~ 3 А/см<sup>3</sup>/min (при t=0.1 ms).

Проведены расчеты теплового режима полого катода из нитрида титана в импульсно-периодическом режиме и показано, что в условиях эксперимента реализуется импульсный нагрев поверхностного слоя катода толщиной в несколько десятков мкм на несколько сотен градусов, что обеспечивает высокую плотность тока термоэмиссии с катода.

В испытаниях импульсно-периодического источника электронов с сеточной фиксацией плазменного эмиттера электронов на основе сильноточного разряда с самонакаливаемым катодом методами зондовой диагностики установлено существование пороговых ускоряющих напряжений, при превышении которых обеспечивается устойчивая генерация сильноточных пучков (30–100 А, 0.1 ms) при низких ускоряющих напряжениях (40–200 V) в диапазоне давлений 0.1–0.4 Pa. Величина порогового напряжения увеличивается с ростом тока пучка.

Ионизация рабочей газовой среды импульсно-периодическим сильно-точным электронным пучком успешно использована в магнетронной распылительной системе при получении сверхтвердого (Ti,Al)N/-a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> покрытия.

*Работа выполнена в рамках темы государственного задания №0389-2014-0006, частично финансировалась РФФИ (проект 14-08-00249-а) и поддержана Стипендией Президента РФ для молодых ученых (СП-4355.2013.1).*

### Литература

- [1] Гаврилов Н.В., Меньшаков А.И., Соломонов В.И., Липчак А.И. // Сборник материалов всероссийской (с международным участием) конференции ФНТП-2014, Казань, 20 – 23 мая 2014, Изд-во КНИТУ. Т. 1. С. 114–118.
- [2] Lundin D., Pedersen H. // Physics Procedia. 2013. V. 46. P. 3–11.
- [3] Gudmundsson J. T. // Journal of Physics: Conference Series. 2008. V. 100. № 082002.
- [4] Винтизенко Л.Г., Григорьев С.В., Коваль Н.Н. и др. // Известия ВУЗов. Физика. 2001. №9. С. 28–35.
- [5] S. M. Rosnagel and J. Hopwood // Applied Physics Letters. 1993. V.63. No.24, p. 3285-3287.
- [6] Anders A. // Surf. and Coat. Techn. 2011. V. 205. № S1–S9.
- [7] Гаврилов Н.В., Каменецких А.С., Комарский А.А. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2014. Т. 115. № 9. С. 13–20.
- [8] Гаврилов Н.В., Меньшаков А.И. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 22. С. 58–64.
- [9] Гаврилов Н.В., Каменецких А.С., Третников П.В., Чукин А.В. Вакуумная техника и технология. 2014. Т. 23. №1. С. 101-102.
- [10] Delcroix J.L., Trindade A.R. // Adv. in Electr. and Elect. Physics. 1974. V. 37. P. 87–190.
- [11] Hartmann W., Dominic V., Kirkman G.F., and Gundersen M.A. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. P. 4388-4395.
- [12] Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. Перевод с англ. изд. Изд-во Наука, М., 1964. 488 с.
- [13] Гаврилов Н.В., Каменецких А.С. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 10. С. 32-37.
- [14] Н.В. Гаврилов, А.С. Каменецких // Журнал технической физики. 2013.Т. 83. Вып. 10.С. 32-37.
- [15] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Столяров И.И. // ЖТФ. 2011. Т.81. Вып. 11. С. 40-47.