



DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.11.13>

УДК: 537.525; 537.533.2

17-я Международная конференция

«Газоразрядная плазма и ее применения»

Екатеринбург, Россия, 8-12 сентября 2025

МОДЕЛИРОВАНИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ИСТОЧНИКЕ С СЕТЧАТЫМ ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ

**Т.В. Коваль, Р.А. Картавцов, М.С. Воробьёв,
Н.Н. Коваль, С.Ю. Дорошкевич, А.А. Гришков**

**Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Россия, г.Томск, пр. Академический 2/3**

Статья поступила в редакцию 2 октября 2025 г.

Аннотация. Численно проанализирован режим работы источника электронов «СОЛО» с сеточным плазменным эмиттером, в котором поток ионов из ускоряющего промежутка, создаваемый не только за счёт ионизации рабочего газа, но и за счет плавления, испарения и ионизации паров материала коллектора, определяет характер протекания тока в ускоряющем промежутке после отключения тока вспомогательного дугового разряда. Такой режим инициирует зажигание и поддержание высоковольтного тлеющего разряда, питаемого от одного высоковольтного источника постоянного напряжения амплитудой до 15 кВ, и обеспечивает релаксационные импульсы тока пучка в несколько сотен ампер с длительностью десятки микросекунд в течение общей длительности до одной миллисекунды. В работе приведены результаты численного моделирования, которые отражают основные закономерности реализуемого колебательного режима генерации электронного пучка, связанные

с попаданием этого дополнительного потока ускоренных ионов в сеточный плазменный эмиттер, откуда извлекаются электроны в высоковольтный тлеющий разряд, способствуя его самоподдержанию.

Ключевые слова: высоковольтный тлеющий разряд, электронный пучок, плазменный катод, колебания тока пучка, источник электронов

Финансирование: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №25-19-00745, <https://rscf.ru/project/25-19-00745/>

Автор для переписки: Коваль Тамара Васильевна, tvkoval@mail.ru

Введение

Интенсивные электронные пучки, генерируемые источниками электронов с сеточными плазменными эмиттерами (СПЭ), отвечают современным требованиям для эффективной реализации технологических процессов в задачах модификации свойств материалов, что делает изучение характеристик таких источников чрезвычайно важным не только с точки зрения фундаментальных исследований, но и для реальных практических приложений [1].

Обычно при рассмотрении процессов генерации электронного пучка с использованием СПЭ, пространство ускорения электронов и дрейфа ускоренного пучка рассматривают с точки зрения генерации пучковой плазмы и формирования двойного слоя между пучковой и катодной плазмами, где происходит ускорение электронов в сторону коллектора, а ионов в сторону СПЭ. Однако при давлениях $\geq 10^{-1}$ Па процессы наработки пучковой плазмы и ее влияние на эмиссионные характеристики СПЭ становятся значительными и даже определяющими [2]. С этой точки зрения, на наш взгляд, более правильно рассматривать все процессы как зажигание и горение самостоятельного или несамостоятельного высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) с катодом в виде СПЭ и полым анодом, который представлен ускоряющим электродом, пространством (трубой) дрейфа и коллектором. В этом случае пучковая плазма играет роль анодной плазмы ВТР. Такой подход позволяет более широко и детально рассматривать как эмиссионные процессы в таких системах,

так и генерацию пучковой (анодной) плазмы, а также взаимодействие процессов друг с другом. В отличие от классических источников ВТР, которые запитываются от одного высоковольтного источника питания, в системах с СПЭ разряд, генерирующий катодную плазму, запитывается от отдельного источника, что позволяет плавно и независимо регулировать все основные параметры таких электронных источников: ток, энергию ускоренных частиц, длительность и частоту следования импульсов. При этом расширяется диапазон устойчивой работы источника с СПЭ по давлению от долей мПа до десятков Па, что важно для технических применений таких источников.

Максимально достижимая плотность тока на катоде в системах, основанных на ВТР – как с плоским, так и с полым катодом – зависит от рода и энергии ионов. Обычно она не превышает 1 А/см^2 и ограничивается склонностью разряда к переходу в дуговую форму при достижении некоторого критического значения, зависящего от материала и состояния поверхности катода, а также длительности генерации электронного пучка [1,2]. Указанное ограничение обуславливает необходимость применения катодов большого диаметра при проектировании мощных электронных пушек, работающих на основе ВТР, что, во-первых, значительно усложняет конструкцию таких устройств, а, во-вторых, повышает требования к электрической прочности элементов системы и их устойчивости к тепловым нагрузкам.

В источниках электронов с СПЭ, функционирующими на основе дугового разряда, возможности увеличения плотности эмиссионного тока значительно расширяются (до десятков А/см^2), что позволяет достигать высокой плотности энергии генерируемых пучков, а также уникальных режимов генерации, отличающихся возможностью модуляции мощности пучка в течение импульса субмиллисекундной длительности [3-6].

В работе [7] в электронном источнике с полым катодом разрядный механизм основан на несамостоятельном высоковольтном тлеющем разряде, который поддерживается быстрыми ионами, поступающими из анодной плазмы вспомогательного разряда. В источнике «СОЛО» анодная плазма

нарабатывается извлекаемым из эмиттера электронным пучком, но при создании должных схемотехнических условий электрическая схема источника электронов может обеспечивать горение самостоятельного ВТР [8], когда классический режим генерации электронного пучка для данного источника используется в качестве поджигающего импульса. В работе [8] было показано, что для зажигания самостоятельного ВТР необходимо после генерации электронного пучка в режиме работы источника с СПЭ на основе дуги низкого давления с полым анодом, отключить источник питания дугового разряда, но с возможностью подтягивания в этот момент потенциала катода к аноду через вспомогательный диод, позволяющий трансформировать СПЭ в эквипотенциальную полость с разрядом, горение которого, как и в работе [7], поддерживается ионизацией потоками быстрых электронов. Эти электроны появляются за счет ионно-электронной эмиссии благодаря ионам, поступающим из ускоряющего промежутка, а также электронами дугового разряда, который вновь зажигается и поддерживается прикатодным напряжением, созданным высоковольтным источником за счет положительного потенциала, проникающего из ускоряющего промежутка в СПЭ через ячейки сетки.

Математические модели [9-12] в предположении ряда допущений позволяют описывать основные закономерности процессов генерации плазмы в разряде. В источнике «СОЛО» процессы генерации эмиссионной плазмы в плазменном катоде и пучковой плазмы в пространстве транспортировки пучка взаимосвязаны, что требуется учитывать при их описании и построении самосогласованной модели. Данная работа посвящена исследованию и численному моделированию с использованием нестационарной математической модели баланса ионов процессов инициирования и горения такого сильноточного ВТР в системе источника с СПЭ, который может устойчиво и самосогласованно гореть в специфических условиях, создаваемых классическими режимами генерации источника электронов «СОЛО».

1. Эксперимент

Схема источника электронов «СОЛО» с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, принцип его работы, а также способ инициирования самостоятельного сильноточного ВТР подробно приведены в работах [5,8,13], поэтому ограничимся только основными моментами. На рис. 1. показана схема используемого источника «СОЛО».

Ток в ускоряющем промежутке источника электронов может быть описан суммой токов [14,15]:

$$I_0 = \alpha I_d + I_i + I_i(1-\Gamma)\gamma_g + I_i\Gamma\gamma_p, \quad (1)$$

где: αI_d – ток электронов, рожденных в катодном пятне; I_i – ток ускоренных ионов из анодной плазмы; $I_i(1-\Gamma)\gamma_g$ – ток вторичных электронов, рожденных за счет ионно-электронной эмиссии при бомбардировке ускоренными ионами поверхности эмиссионной сетки и эмиссионного электрода; $I_i\Gamma\gamma_p$ – ток электронов из катодной плазмы, рожденных в результате поступления ускоренных ионов в область СПЭ.

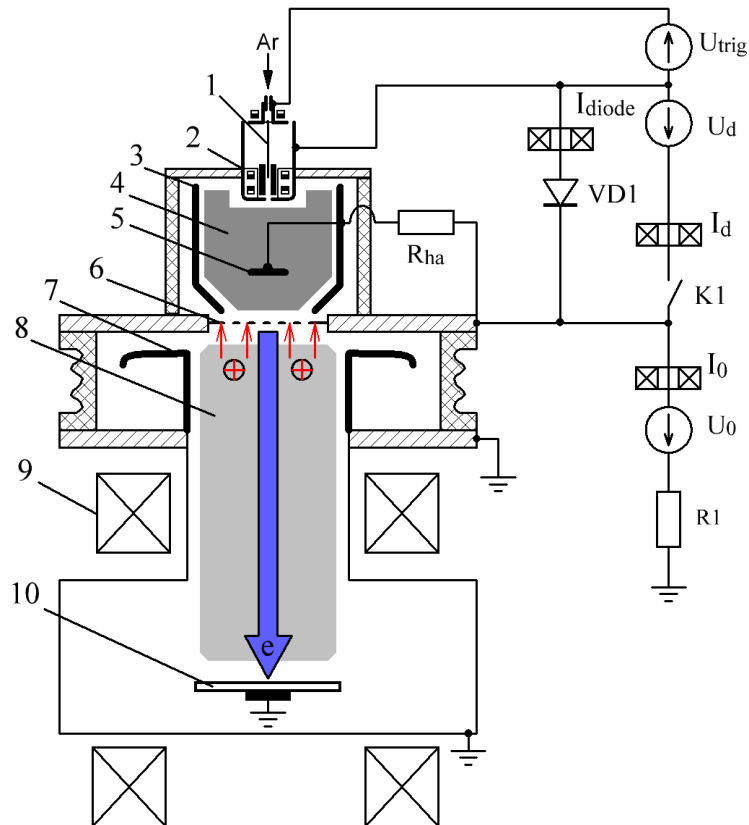


Рис. 1. Схема источника электронов «СОЛО»: 1 – поджигающий электрод; 2 – катод дугового; 3 – полый анод дугового разряда; 4 – катодная/эмиссионная плазма; 5 – перераспределяющий электрод; 6 – эмиссионная сетка; 7 – извлекающий (ускоряющий) электрод; 8 – анодная/пучковая плазма; 9 – катушка магнитного поля; 10 – мишень/коллектор.

Здесь I_d – ток разряда; α – коэффициент извлечения электронов из катодной плазмы дугового разряда, равный отношению тока пучка I_0 к току разряда $\alpha = I_0/I_d$; I_i – ток ускоренных ионов из анодной плазмы; γ_g – коэффициент ионно-электронной эмиссии с эмиссионной сетки и эмиссионного электрода; γ_p – коэффициент ионно-электронной эмиссии из плазмы, равный количеству электронов, появляющихся в ускоряющем промежутке при попадании одного иона в СПЭ из анодной плазмы; Γ – коэффициент геометрической прозрачности сетки.

В момент отключения тока дугового разряда ($I_d = 0$) благодаря диоду VD1 (рис.1), потенциалы катода 2 и анода 3 выравниваются (электроды «закорачиваются»), что приводит к переключению разрядной области из режима полого анода в режим полого катода. При этом, проникающий через ячейки

эмиссионной сетки 6 ускоряющий потенциал сосредотачивается в прикатодном слое и обеспечивается выход электронов из СПЭ [1], уменьшая потенциальный барьер у сетки.

В условиях интенсивного расплава коллектора электронным пучком и формирования полого катода после отключения тока дугового разряда ток в ускоряющем промежутке носит релаксационный характер, т.е. имеет место нестационарный режим работы электронного источника. На рис. 2а и 2б представлены экспериментальные осциллограммы токов и ускоряющего напряжения при давлении в вакуумной камере $p = 30$ мПа (начальное давление до генерации электронного пучка). В качестве материала мишени (коллектора) использовался алюминий (рис. 2а) и нержавеющая сталь (рис. 2б). Осциллограммы показывают, что после прекращения тока дуги I_d в ускоряющем промежутке возникают синхронные колебания тока пучка I_0 и тока I_{diode} в контуре диода VD1.

Реализация такого режима колебаний может иметь следующую природу. Извлекаемый из СПЭ электронный пучок облучает поверхность разогретого коллектора, при этом происходит его испарение и последующая эффективная ионизация его паров. Металлические ионы перемещаются к эмиссионной границе анодной плазмы и захватываются ускоряющим полем. Происходит интенсификация тока в ускоряющем промежутке и частичный запуск эффекта полого катода. Частичным его можно называть по причине того, что вследствие наличия в полости перераспределяющего электрода 5, соединённого через сопротивление с эмиссионным электродом 6, эффективная область полого катода сравнительно невелика (относительно всего объёма плазменного эмиттера) и эффект полого катода проявлялся в малой степени: родившиеся гамма-электроны быстро покидают полость, не успев произвести достаточного количества актов ионизации. Эмитированные через сетку и ускоренные в катодном падении ВТР электроны транспортируются к коллектору, где происходит дальнейшее испарение коллектора и ионизация его паров.

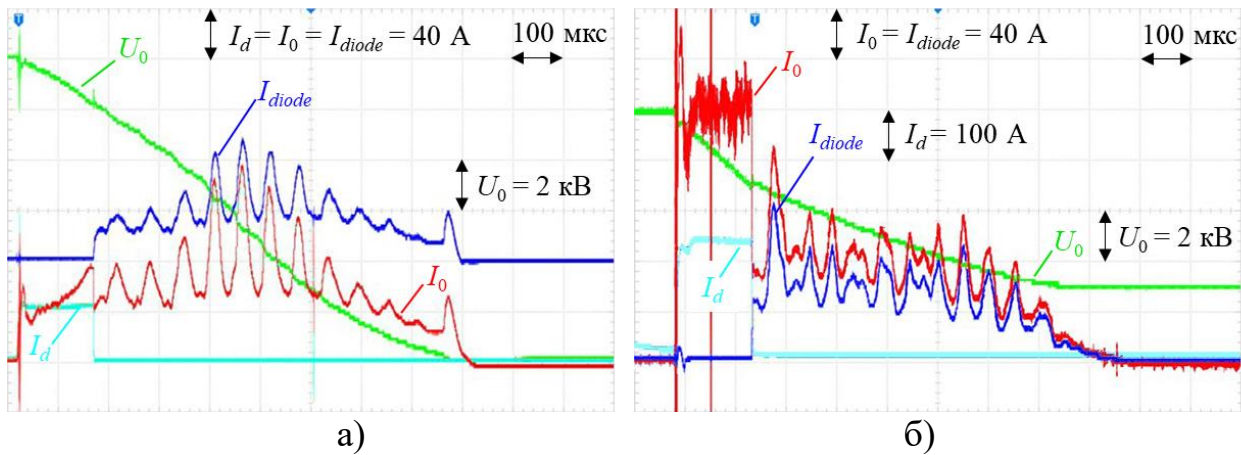


Рис. 2. Экспериментальные осциллограммы источника электронов для материалов коллектора, выполненного из алюминия (а) и нержавеющей стали (б): U_0 – ускоряющее напряжение; I_d – ток дугового разряда; I_0 – ток в ускоряющем промежутке; I_{diode} – ток в контуре диода.

Вследствие различных скоростей движения заряженных частиц, электроны значительно быстрее достигают коллектора, чем ионы попадают в плазменный эмиттер. Так, процесс повторяется, протекая в самосогласованном релаксационном режиме, и заканчивается либо из-за разряда высоковольтной конденсаторной батареи (рис. 2а, коллектор – алюминий), либо в момент, когда энергии электронного пучка становится недостаточно для испарения металла в количестве, необходимом для наработки требуемой концентрации анодной/пучковой плазмы и запуска эффекта полого катода (рис. 2б, коллектор – нержавеющая сталь). Для случая коллектора, выполненного из алюминия, наблюдается более высокая амплитуда тока в ускоряющем промежутке $I_{max} \leq 400$ А, тогда как для нержавеющей стали $I_{max} \leq 150$ А, что связано с их разными температурами испарения. Таким образом, в электронном источнике «СОЛЮ» в данной конфигурации реализуется режим генерации пучка, как и в самоподдерживающемся ВТР, а анодная пучковая плазма определяет процессы протекания тока в системе.

2. Моделирование

Основные закономерности взаимосвязанных процессов генерации разрядной плазмы в плазменном эмиттере (область 1) и пучковой анодной

плазмы в пространстве транспортировки пучка (область 2) можно описать на основе системы уравнений баланса плотности ионов:

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{n_{g1}\sigma_1}{e} [j_{d1} + \gamma_{12}\Gamma j_{i2} + (\gamma_1 j_1 - j_f)] + K_e n_1 - \frac{n_1}{T_1}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_{g2}\sigma_2}{e} [j_{em} + \gamma_2(1-\Gamma)j_{i2} + \gamma_p j_2] + K_e n_2 - \frac{n_2}{T_2}. \quad (3)$$

Здесь σ_1 и σ_2 – сечения ионизации газа в плазменном катоде и пространстве дрейфа пучка; n_{g1} и n_{g2} – концентрации рабочего газа, γ_1 и γ_2 – коэффициенты ионно-электронной эмиссии, γ_{12} – коэффициент ионно-электронной эмиссии на поверхностях катода и перераспределяющего электрода, бомбардируемых быстрыми ионами, T_1 и T_2 – средние времена выхода ионов на границы областей (стенки полого анода и трубы дрейфа), K_e – коэффициент ионизации газа плазменными электронами, j_{d1} и j_{em} – плотности токов разряда и эмиссии, j_f – потери быстрых электронов за счет релаксации энергии и выхода в ускоряющий промежуток.

В эксперименте ток разряда I_d фиксирован $I_d = I_{d1} + \gamma_{12}\Gamma I_{i2} = \text{const}$, и определяется суммой токов дуги I_{d1} и вторичных электронов $\gamma_{12}\Gamma I_{i2}$. Поэтому концентрация эмиссионной плазмы остается практически неизменной при бомбардировке катода дугового разряда ускоренными ионами, поступающими из ускоряющего промежутка, при снижении доли электронов, рожденных в катодном пятне дугового разряда, их заменяют γ -электроны, рожденные в результате ионно-электронной эмиссии.

Нестационарная одномерная модель (2), (3) описывает динамику плотностей концентрации ионов (ионных токов) и, соответственно, тока в ускоряющем промежутке во время импульса тока разряда (полый анод) и при переключении в режим полого катода ($I_d = 0$).

Извлечение электронов через эмиссионную сетку, ограничено областью приэлектродного присеточного катодного падения напряжения как в режиме

полого анода (эмиссия из разрядной плазмы дугового разряда), так и в режиме полого катода (эмиссия из плазмы тлеющего разряда). Если ускоряющие потенциалы в прикатодном слое $U_a + U_d$ дугового разряда и плазмы тлеющего разряда $U_c = U_a + U_d$, то ток извлекаемых электронов с открытой плазменной поверхности S_e практически одинаковый при малых потерях быстрых электронов в полом катоде.

В полом аноде плотность эмиссионного тока $j_{em} = \alpha j_d$, где α – коэффициент извлечения электронов из плазмы дугового разряда (полый анод), вклад вторичных электронов $\gamma_1 j_1$, и потери быстрых электронов j_f незначительны. При извлечении из плазмы тлеющего разряда (полый катод) $j_{em} = (j_{ch} + en_f \langle v_f \rangle) \Gamma / 4$, где j_{ch} – хаотический ток электронов, n_f и $\langle v_f \rangle$ – концентрация и средняя скорость быстрых электронов полого катода. Основной вклад в ионизацию газа в разряде с осциллирующими электронами вносят быстрые частицы, вклад плазменных электронов невелик, поэтому негативное влияние на устойчивость разряда оказывает отбор из разряда быстрых электронов [9,10].

Стационарное решение ($dn_{1,2}/dt = 0$) системы уравнений (2), (3) имеет место в отсутствие падения напряжения в ускоряющем промежутке $U_0 = \text{const}$, давления газа $p = \text{const}$ и тока разряда $I_d = \text{const}$, т.е. на ровном участке осциллограммы дугового разряда. Плотность ионного тока в ускоряющем промежутке в этом случае записывается в виде:

$$j_2 = j_{em} \frac{a_2}{1 - a_2 \gamma_{12}(1 - \Gamma) - a_2 \Gamma \gamma_p}. \quad (4)$$

Здесь обозначение $a_2 = 0.4 n_{g2} \sigma_2 T_2 v_i$, v_i – скорость плазменных ионов. В режиме полого катода ($I_d = 0$) система уравнений (2), (3) также может иметь стационарное решение, если $U_0 = \text{const}$ и $n_{g1,2} = \text{const}$, а горение дуги продолжит поддерживаться за счет высоковольтного источника постоянного тока, когда провисающий через ячейки сетки потенциал обеспечивает функционирование катодного пятна. В полом катоде генерация новых быстрых частиц $\gamma I_1 / e$ в результате катодных процессов равна уменьшению концентрации быстрых

частиц I_f/e вследствие их релаксации и ухода на анод [11,12]. Для упрощения, полагая, что потери быстрых электронов j_f компенсируются вторичными электронами $\gamma_1 j_1$, получим из решения системы (2) и (3) выражение (4) для плотности ионного тока j_2 , т.е. плотности тока в ускоряющем промежутке или катодном падении ВТР.

Плотность ионного тока j_2 (4) возрастает с увеличением давления газа ($p = n_g/kT_e$), прозрачности сетки, ускоряющего напряжения (коэффициентов эмиссии вторичных электронов). Выражение (4) имеет физический смысл при выполнении неравенства:

$$a_2 \gamma_{12}(1-\Gamma) + a_2 \Gamma \gamma_p < 1, \quad (5)$$

которое связывает параметры источника (электрические и геометрические параметры и давление газа).

Интенсивное воздействие электронного пучка на расплавленную поверхность мишени влияет на генерацию пучковой и разрядной плазмы, а, следовательно, и на динамику электронного пучка в ускоряющем промежутке. Интегральный поток атомов с расплавленной поверхности мишени состоит из распыленных и испаренных атомов, доля испаренной компоненты нелинейно увеличивается и становится доминирующей с ростом плотности мощности воздействия электронного пучка [16]. В рассматриваемой модели не учитываются процессы ионно-электронной эмиссии при бомбардировке металлическими ионами эмиссионных электродов. Полагается, что механизм десорбции газа металлическими ионами является ответственным за рост концентрации газа. При выключении источника дуги и уменьшении энерговклада пучка на мишени ($j_{em} = 0$) запускается механизм периодического энергетического воздействия на расплавленную поверхность мишени за счет разницы скоростей электронов и металлических ионов, с периодом T равным времени движения металлических ионов от мишени до эмиттера. В модели концентрации $n_g(t)$ задается периодической функцией $n_g(t) = n_{g0} f(t)[1 + a \sin(\omega t)]$. Падение напряжения в ускоряющем промежутке учитывается через

коэффициенты ионно-электронной эмиссии: $\gamma(t) = \gamma(U_0)\cos(Wt)$, $Wt \leq \pi/2$.
 Параметры w и W определяются из эксперимента.

В таблице 1 приведены основные параметры, которые использовались для моделирования СПЭ в режиме самоподдерживающегося ВТР.

Таблица 1. Параметры расчётов.

Материал коллектора	γ_1	γ_2	γ_{12}	$T_{1,2}$, мкс	a	n_k
Алюминий	0.5	2	3	1.2	0.25	5
Сталь	0.7	2	5	1.7	0.2	4

Численные решения системы уравнений (2), (3) получены для экспериментальных токов разряда I_d и ускоряющего напряжения (рис. 2). На рис. 3а и 3б показаны вычисленные токи пучка в ускоряющем промежутке I_0 (формула (1)) и диода I_{diode} ($j_1 S_c$), а также ток разряда I_d и относительное ускоряющее напряжение U/U_0 , U_0 – максимальное значение напряжения, S_c – суммарная площадь катода и перераспределяющего электрода.

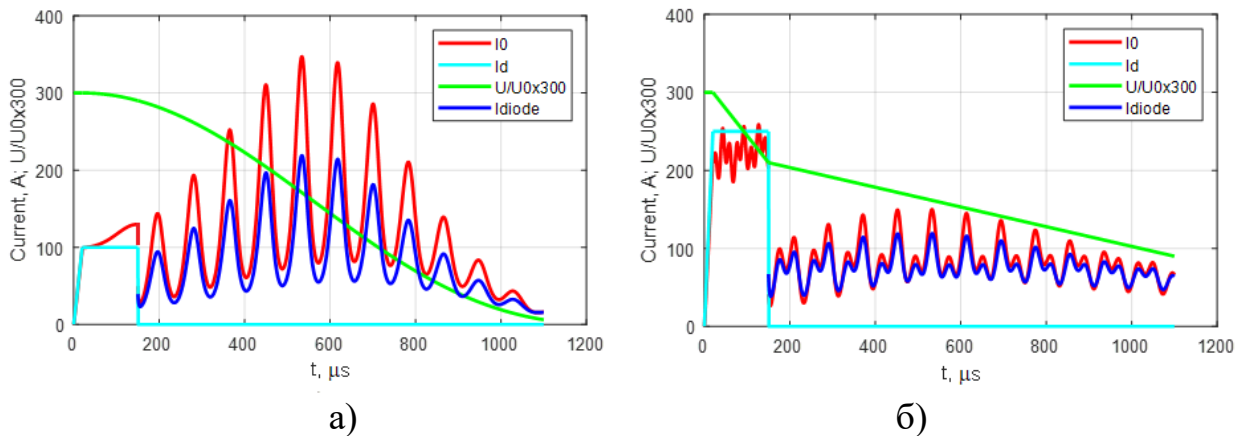


Рис. 3. Расчетные осциллограммы источника электронов для материалов коллектора, выполненного из алюминия (а) и нержавеющей стали (б):

U_0 – ускоряющее напряжение; I_d – ток дугового разряда;

I_0 – ток в ускоряющем промежутке; I_{diode} – ток в ветви диода.

В эксперименте (рис. 2) при практически прямоугольных импульсах тока разряда I_d длительностью 150 мкс, отношение $I_d(\text{сталь})/I_d(\text{Al})$ пропорционально отношению температур их расплава, а ток пучка I_0 в ускоряющем промежутке не является стационарным. При использовании алюминиевой мишени (рис. 2а) коэффициент усиления тока пучка $k = I_0/I_d(t = t_{\text{имп}}) \sim 2$ (отношение токов в конце импульса тока разряда). Для стальной мишени (рис. 2б) коэффициент усиления

тока пучка $k \sim 0.8$ и при этом присутствует шумовая составляющая тока пучка ($t < t_{\text{имп}}$). Материал мишени влияет на конфигурацию и величину тока пучка как во время импульса тока разряда, так и на амплитудно-частотные характеристики тока пучка при отключении источника тока дугового разряда.

Численные расчеты показывают существенное влияние давления газа на амплитуду колебаний тока пучка, а именно с увеличением давления возрастает амплитуда модуляции тока пучка, что в реальном эксперименте приводит к электрическому пробое ускоряющего промежутка. Процессы испарения и распыления поверхности мишени, зависят от общей энергии электронного пучка, поэтому ускоряющее напряжение, длительность импульса и ток разряда влияют на амплитуду и длительность колебательного режима тока пучка, а закономерности, полученные в расчетах, согласуются с экспериментом.

В электронном источнике «СОЛО» при отключении источника дугового разряда и переключении СПЭ в режим полого катода, благодаря обратной связи в системе питания, высоковольтный источник поддерживает горение дугового разряда. В эксперименте колебательный характер тока пучка в ускоряющем промежутке связан с низкой эффективностью эмиссии (из-за малой площади поверхности катода) из тлеющего разряда, в условиях расплава и абляции мишени благодаря разнице скоростей электронов и металлических ионов «запускается» периодический характер энерговклада пучка в мишень, и, соответственно, периодического изменения концентрации как десорбированного металлическими ионами газа на эмиссионном электроде, так и собственно концентрации нейтрализованных металлических ионов. Увеличение эффективности эмиссии из тлеющего разряда возможно при увеличении поверхности катода и снижении выхода быстрых электронов, что можно проверить в будущих экспериментах.

Заключение

В источнике «СОЛО» в исследуемой конфигурации в схеме с полым катодом при интенсивном испарении коллектора реализован и численно показан колебательный режим тока в ускоряющем промежутке.

При переключении сеточного плазменного эмиттера в режим полого катода горение высоковольтного тлеющего разряда в промежутке «СПЭ – коллектор (анод)» поддерживается электронами дугового разряда (катодным пятном), питание которого осуществляется высоковольтным источником постоянного напряжения при его «провисании» через ячейки сетки, а также за счет ионно-электронной эмиссии благодаря быстрым ионам из ускоряющего промежутка. В эксперименте низкая эффективность эмиссии из плазмы тлеющего разряда СПЭ, связанная с малой площадью поверхности катода и перераспределяющего электрода, обуславливает снижение энергетического вклада пучка на мишени и, соответственно, концентрации металлических ионов в режиме, когда катодное пятно не функционирует. Благодаря разнице скоростей электронов пучка и металлических ионов из паров коллектора, создаются условия для модуляции потока металлической плазмы и тока электронного пучка в ускоряющем промежутке.

Получена нестационарная математическая модель на основе баланса плотности токов ионов, которая описывает основные механизмы генерации разрядной и пучковой плазмы в источнике с СПЭ. Численные расчеты динамики тока пучка с учетом динамики концентрации газа в ускоряющем промежутке согласуются с экспериментом. Энергия пучка на мишени определяет процессы расплава и абляции поверхности мишени, поэтому с увеличением длительности импульса и величины тока разряда, а также ускоряющего напряжения возрастает амплитуда колебаний тока пучка. Это приводит к ограничению длительности модулированного тока пучка, что связано либо с электрическим пробоем ускоряющего промежутка, либо с падением напряжения в ускоряющем промежутке при частичной или полной разрядке высоковольтной конденсаторной батареи.

Одним из факторов установления стационарного тока пучка в режиме полого катода является увеличение эффективности эмиссии из тлеющего разряда в результате увеличения поверхности катода и снижения выхода быстрых электронов.

Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии потока ускоренных ионов на работу СПЭ, способствуют более глубокому пониманию принципов работы плазменных источников электронов и полезны при разработке и проектировании источников электронов с СПЭ, которые все больше используются как в научных исследованиях, так и в технологических целях.

Финансирование: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №25-19-00745, <https://rscf.ru/project/25-19-00745/>

Литература

1. Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н., Эмиссионная электроника (МГТУ им Н. Э. Баумана, Москва, 2009), с. 595.
2. Бурдовицин В.А., Климов А.С., Медовник А.В. и др. Форвакуумные плазменные источники электронов // Томск: Изд-во Томского Университета. – 2014. – 288 с.
3. Гушенец В.И., Коваль Н.Н., Щанин П.М. Генерация сильноточных электронных пучков наносекундной длительности с высокой частотой повторения импульсов // Письма в ЖТФ. – 1990. – Т. 16. – №8. – С. 12.
4. Воробьёв М.С., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А. Источник электронов с многоапертурным плазменным эмиттером и выводом пучка в атмосферу. // ПТЭ. – 2015. – №5. – С. 112–120. <https://doi.org/10.7868/S0032816215040138>.
5. Воробьёв М.С. и др. Динамическое управление мощностью мегаваттного электронного пучка субмиллисекундной длительности в источнике с плазменным катодом // Письма в ЖТФ. – 2021. – Т. 47. – В. 10. – С. 38–42. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.10.50972.18719>.

6. Девятков В.Н. и др. Электронный источник с многодуговым плазменным катодом для генерации модулированного пучка субмиллисекундной длительности // Письма в Журнал технической физики. – 2024. – Т. 50. – №. 19. – С. 25-28. <https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.19.58652.19995>.
7. Гушенец В.И., Бугаев А.С., Окс Е.М. Конструкция и рабочие характеристики электронного источника с полым катодом и несамостоятельным высоковольтным тлеющим разрядом // Proceedings of 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. – 2022. – С. 746-751. <https://doi.org/10.56761/EFRE2022.C1-P-001601>.
8. Картавцов Р.А. и др. Сильноточный высоковольтный тлеющий разряд с электродуговым сеточным плазменным катодом // ПЖТФ. Принята в печать.
9. Метель А.С., Григорьев С.Н., Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов: физика, техника, применения. М.: ИЦ МГТУ «Станкин», «Янус-К», 2005., 300 с.
10. Korolev Y. D. et al. High-current stages in a low-pressure glow discharge with hollow cathode // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2013. – V. 41. – №. 8. – P. 2087-2096. <https://doi.org/10.1109/TPS.2013.2266675>.
11. Nikulin S. P. Influence of the emission of charged particles on the characteristics of glow discharges with oscillating electrons // Russian physics journal. – 2001. – V. 44. – №. 9. – P. 969-976.
12. Nguyen Bao Hung, T.V. Koval, Tran My Kim An / Mathematical modeling of discharge plasma generation and diffusion saturation of metals and alloys [Electronic resource] / Atlantis Press: Advances in Computer Science Research, Information technologies in science, management, social sphere and medicine, 2016. – <https://doi.org/10.2991/itsmssm-16.2016.93>.
13. Devyatkov V.N. et al. Generation and propagation of high-current low-energy electron beams // Laser and Particle Beams. – 2003. – V. 21. – №. 2. – P. 243-248. <https://doi.org/10.1017/S026303460321212X>.

14. Москвин П.В. и др. Динамика извлечения электронов из сеточного плазменного катода на основе дугового разряда низкого давления //Письма в Журнал технической физики. – 2023. – Т. 49. – №. 11. – С. 43-46.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2023.11.55538.19557>.
15. Коваль Т. В., Коваль Н. Н., Ашурова К. Пространственно-временная динамика дуги низкого давления и генерируемого пучка в источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером //Теплофизика высоких температур. – 2022. – Т. 60. – №. 4. – С. 488-495.
<https://doi.org/10.31857/S0040364422040160> .
16. Bleykher G. A. et al. Energy and substance transfer in magnetron sputtering systems with liquid-phase target //Vacuum. – 2016. – V. 124. – P. 11-17.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2015.11.009>.

Для цитирования:

Коваль Т.В., Картавцов Р.А., Воробьёв М.С., Коваль Н.Н., Дорошкевич С.Ю., Гришков А.А. Моделирование самостоятельного высоковольтного тлеющего разряда в источнике с сетчатым плазменным катодом. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 11.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.11.13>