

ВАКУУМНАЯ МИКРОДУГА

А. В. Жаринов*

Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина
111250, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 августа 2003 г.

Качественно обсуждается физика стационарной вакуумной микродугои в большом межэлектродном промежутке с первеансом, соответствующим геометрии типа электронного проектора Мюллера и значению функции Ленгмюра–Блоджет $\alpha^2 \geq 5$. В таких условиях электрическое поле на катоде может многократно увеличиваться положительным объемным зарядом микродугои, так что оказывается возможна автоэлектронная эмиссия. В тексте последовательно рассмотрены наиболее важные особенности уравнений непрерывности, Пуассона и теплопроводности.

PACS: 52.80.Vp, 52.80.Mg

1. ВВЕДЕНИЕ

Микродуга — фундаментальное явление, играющее роль, подобную живой клетке в сложном «организме» сильноточных дуговых разрядов, которые широко применяются в науке и технике, но преимущественно на основе эмпирических знаний [1].

Известно несколько способов инициирования вакуумной дуги. Например, дуга возникает в результате вакуумного пробоя между двумя электродами, ограничивая допустимую разность потенциалов на уровне около 10^5 В при миллиметровом разрядном промежутке. Вакуумная дуга возникает также при нарушении контакта между токонесущими электродами. В зависимости от параметров электрической цепи ток вакуумной дуги может изменяться от долей ампера до десятка или сотни килоампер при падении напряжения от потенциала ионизации до нескольких десятков вольт. Вакуумная дуга существует между электродами из любых металлов (от ртути до вольфрама), резко отличающихся друг от друга скоростью испарения, теплопроводностью и другими свойствами.

В большинстве работ изучается дуга в разрядном промежутке менее 1 см, когда большую или даже определяющую роль играет испарение анода. При этом сильноточная дуга состоит из множества автономных дуг, каждая из которых опира-

ется на собственное катодное пятно, эмитирующее электроны. Значение разрядного тока на одно катодное пятно изменяется примерно от 0.4 А на ртути до порядка 10^2 А на вольфраме [2]. Измеренная величина плотности тока в катодном пятне достигает 10^8 А/см². Следовательно, радиус катодного пятна примерно $5 \cdot 10^{-4}$ см, концентрация электронов порядка 10^{18} см⁻³ и дебаевский радиус около $5 \cdot 10^{-7} \sqrt{T_e}$ см (T_e — температура электронов в электронвольтах).

Итак, согласно наблюдениям, при достаточно малом токе вакуумная дуга представляет микроскопический самостоятельный разряд, опирающийся на единственное катодное пятно на поверхности массивного катода. Именно такой разряд, называемый далее «вакуумной микродугой», изучается в настоящей работе.

Можно принять, что вакуумная микродуга состоит из трех объектов: катодного пятна; активного прикатодного слоя, из которого все ионы попадают в катодное пятно и обеспечивают воспроизводство потока атомов с его поверхности, рабочую температуру, напряженность электрического поля и эмиссию электронного тока I ; пассивного анодного объема, играющего роль проводника между внешней границей прикатодного слоя и поверхностью анода. Если анод расположен достаточно далеко, то в анодном объеме преобладает отрицательный заряд, а концентрация атомов столь низка, что их ионизация в механизме самоподдержания вакуумной микродугои несущ-

*E-mail: agilim@vei.ru

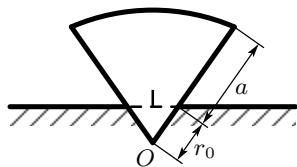


Рис. 1. Схема вакуумной микродуги

щественна. При этом условия существования и свойства микродуги полностью определяются взаимодействием активного прикатодного слоя с поверхностью катодного пятна.

Активный прикатодный слой можно представить в виде шарового сектора с телесным углом Ω , в вершине которого находится катодное пятно с площадью $\pi R^2 \approx \Omega r_0^2$. Поток атомов движется с поверхности пятна с угловым распределением, близким к закону косинуса, и распространяется в телесном угле $\Omega_0 > \Omega$ независимо от структуры электрического поля. Часть потока в угле $\Delta\Omega = \Omega_0 - \Omega$ минует активный прикатодный слой и не участвует в разряде.

Упрощенная идеализированная схема вакуумной электродуги при $\Delta\Omega = 0$ представлена на рис. 1.

Внешняя граница активного прикатодного слоя имеет потенциал φ_c и расположена на расстоянии $r_0 + a$ от центра шарового сектора в точке O . Отрезок a назовем толщиной прикатодного слоя. Анализ столь искусственной модели тем не менее позволяет выделить важные параметры и понять их взаимосвязь.

Согласно схеме (рис. 1) неизвестными являются потенциал φ_c , ток эмиссии I , ионный ток I_i на катод, радиус пятна R , телесный угол Ω (или $r_0^2 \approx \pi R^2 / \Omega$) и толщина a прикатодного слоя.

Все свойства катода, важные для существования микродуги, следует считать известными. В их число входят скорость испарения, коэффициент катодного распыления ионной бомбардировкой, плотность электронного тока эмиссии как функция температуры T_c катода и напряженности E_c электрического поля на катоде, теплопроводность, электропроводность и т. п.

С учетом свойств катода микродуга описывается совместным решением уравнений непрерывности потоков частиц в активном прикатодном слое, уравнения Пуассона и уравнения теплового баланса поверхности катодного пятна. Строгое решение такой задачи очень сложно. Поэтому при анализе схемы, приведенной на рис. 1, оправданы упрощения: предполагается, что в некоторой ограниченной области па-

раметров существует стационарная вакуумная микродуга, которая и составляет предмет изучения.

2. ОБ УРАВНЕНИИ НЕПРЕРЫВНОСТИ И УСЛОВИИ СУЩЕСТВОВАНИЯ МИКРОДУГИ

Ограничимся областью параметров, в которой доля ионного тока мала: $i = I_i / I \ll 1$. Известно, что для бесстолкновительного ленгмюровского катодного слоя величина $i \geq \sqrt{m/M}$, где m и M — соответственно массы электрона и иона. Например, для вольфрама $\sqrt{m/M} \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$. Если $i \geq 2\sqrt{m/M}$, то электрическое поле E_c составляет более 0.7 от значения, соответствующего значению $i \gg 1$, т. е. катодному слою с положительным объемным зарядом. Поэтому при $i \ll 1$ вполне возможна даже автоэлектронная эмиссия при условии, что поле $E_c \approx 10^7 - 10^8$ В/см не противоречит совместному решению уравнений Пуассона и непрерывности. Таким образом, в области $i \ll 1$ возможны механизмы эмиссии Ричардсона–Дешмана–Шоттки и Фаулера–Нордгейма.

При условии $i \ll 1$ можно считать, что в активном прикатодном слое $I = \text{const}$ и, соответственно, $I_i = I \sigma_i N_g$, где σ_i — среднее сечение ионизации, N_g — «атомная плотность» прикатодного слоя:

$$N_g = \int_{r_0}^{r_0+a} n_g(r) dr = \frac{i}{\sigma_i}. \quad (1)$$

При оценках будем пользоваться известной аппроксимацией:

$$\sigma_i = \sigma_m \frac{2.7}{W} \ln W,$$

где σ_m — максимальное сечение ионизации, $W = \varphi_e / U_i$, φ_e — кинетическая энергия электрона, U_i — потенциал ионизации. Например, при $i = 1.7 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_i = 10^{-16}$ см² получим $N_g = 1.7 \cdot 10^{13}$ см⁻². При столь низкой атомной плотности и транспортном сечении $\sigma_T < 10^{-15}$ см² электроны практически не рассеиваются на атомах прикатодного слоя.

Попутно отметим, что при $\sigma_m = 5 \cdot 10^{-16}$ см² и $U_i \approx 8$ В сечение $\sigma_i = 10^{-16}$ см² возможно при двух значениях W : $W_1 = 1.083$ ($\varphi_e \approx 8.76$ В) и $W_2 = 54$ ($\varphi_e \approx 430$ В).

При известных i и σ_i формула (1) есть необходимое условие существования стационарного разряда, удовлетворяющее уравнениям непрерывности потоков атомов, ионов и электронов эмиссии.

Рассматривая более детально поведение атомов, предположим, что они движутся радиально с постоянной скоростью V_g . Тогда атом достигает расстояния r без потери электрона с вероятностью

$$\mu(r) = \exp\left(-\frac{r_0}{x_0}\right) \left(1 - \frac{r_0}{r}\right), \quad (2)$$

где

$$x_0 = eV_g/\sigma_i j \quad (3)$$

— характеристическая длина ионизации в потоке электронов с начальной плотностью тока j (при $r = r_0$). Вследствие ионизации концентрация атомов убывает быстрее, чем квадратично,

$$n_g(r) = n_0 \frac{r_0^2}{r^2} \mu(r),$$

и интегрирование дает

$$N_g = \frac{i}{\sigma_i} = n_0 x_0 (1 - \mu), \quad (4)$$

где $\mu = \mu(r_0 + a)$.

Отметим, что с учетом выражения (3) эквивалентом формулы (4) будет равенство:

$$ki = (1 - \mu), \quad (5)$$

где $k = j/eV_g n_0$, $q_0 = n_0 V_g$ — плотность потока атомов с поверхности катода при $r = r_0$. Вероятность $\mu(r_0 + a)$ естественно назвать прозрачностью прикатодного слоя, а обратную величину $\chi = \mu^{-1}$ — компрессией.

Важную роль играет резонансная перезарядка атомов на встречном потоке ионов. Поэтому в формуле (5) вместо k будет фигурировать параметр

$$\bar{k} \approx k \left(1 + \frac{\sigma_n}{\sigma_i} \frac{i}{2}\right),$$

где σ_n — сечение перезарядки, и она примет вид

$$\bar{k}i = h(1 - \mu),$$

где величина h учитывает возвратный поток перезаряженных ионов, причем $1 < h < 2$. Так как $\sigma_n > 10^2 \sigma_i$, перезарядка может существенно уменьшить прозрачность и толщину прикатодного слоя, но при этом $N_g = \text{const}$.

Отметим, что с ростом величины i компрессия газа в активном прикатодном слое происходит преимущественно вследствие резонансной перезарядки.

Рассматриваемая модель вакуумной микродуги с «нулевой конической прозрачностью» ($\mathbf{V}_g \parallel \mathbf{r}$; $\Delta\Omega = 0$) оптимальна, так как такая дуга требует

минимальной скорости воспроизводства атомов на поверхности катода. Аналогичная ситуация с пренебрежимо малой «краевой прозрачностью» действительно возможна при $R \gg a$.

Прозрачность может изменяться при деформации шарового сектора прикатодного слоя, т.е. при изменении x_0 , a или r_0 . Однако в стационарном режиме реальной вакуумной микродуги интегральная прозрачность должна точно компенсировать воспроизводство потока атомов с поверхности пятна за счет испарения и катодного распыления. Если воспроизводство не происходит, то дуга может существовать только при нулевой интегральной прозрачности или бесконечной компрессии.

Естественно считать, что ионы не конденсируются на поверхности катода, а отражаются в нейтральном состоянии, и поэтому для потока атомов q_0 справедливо равенство

$$eq_0 = j_i(1 + \gamma_i) + eq_s,$$

где $\gamma_i(\varphi_c)$ — коэффициент катодного распыления, $q_s(T_c)$ — скорость испарения атомов. Отсюда очевидно, что для стационарного режима

$$\mu = \frac{\gamma_i j_i + eq_s}{eq_0}. \quad (6)$$

В частности, при низкой температуре T_c , когда преобладает катодное распыление, но коэффициент $\gamma_i \ll 1$, имеем

$$\begin{aligned} \mu(\varphi_c) &= \gamma_i(\varphi_c) \ll 1, \\ \chi(\varphi_c) &= \mu^{-1} \gg 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, при заданных значениях $\varphi_c = \text{const}$ и $eq_s \ll \gamma_i j_i$ прозрачность и компрессия микродуги постоянны и определяются катодным распылением. В этом случае

$$\frac{a}{x_0} = \left(1 + \frac{a}{r_0}\right) \ln \chi. \quad (8)$$

При $\sigma_i = 10^{-16}$ см², $V_g = 5 \cdot 10^4$ см/с получим оценку $x_0 = 80/j$ см и равенство (8) можно переписать в виде, содержащем ток I и плотность тока j :

$$Ij \approx 3 \cdot 10^4 \left(1 + \frac{r_0}{a}\right)^2 \ln^2 \chi.$$

Например, при $\ln \chi = 5$ ($\chi \approx 148$) имеем

$$Ij \approx 7.5 \cdot 10^5 \left(1 + \frac{r_0}{a}\right)^2. \quad (8')$$

При $r_0/a \ll 1$ получаем $Ij \rightarrow 7.5 \cdot 10^5$ А²/см² = const, а в другом предельном режиме ($r_0/a \gg 1$) имеем $Ij \rightarrow 7.5 \cdot 10^5 r_0^2/a^2$.

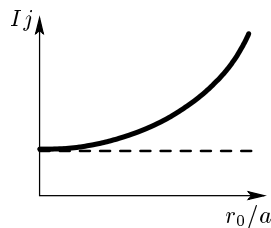


Рис. 2

Характер зависимости $Ij(r_0/a)$ при $\chi = \text{const}$ показан на рис. 2.

В обзоре Харриса [2] приведены результаты измерений Даалдера для вакуумной микродуги на медном катоде:

$$I = 50 \text{ А}, \quad j \approx 2 \cdot 10^8 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}, \quad Ij = 10^{10} \frac{\text{А}^2}{\text{см}^2},$$

следовательно, $R \approx 2.8 \cdot 10^{-4} \text{ см}$.

Полагая в (8') $Ij \approx 10^{10} \text{ А}^2/\text{см}^2$, получаем $r_0/a \approx 115$. Равенство (8) при $r_0/a \gg 1$ правильно отражает зависимость отношения a/x_0 от $\ln \chi$, так как краевой прозрачностью можно пренебречь. Поэтому из сравнения (8) с данными Даалдера можно заключить, что максимальный ток автоэмиссионной микродуги, $I \approx 50 \text{ А}$, соответствует «вырожденной» одномерной геометрии активного прикатодного слоя ($r_0/a \gg 1$).

Рассматриваемая схема вакуумной микродуги предполагает, что потоки атомов, ионов и электронов совмещены, движутся радиально внутри шарового сектора, не пересекая коническую поверхность. Такая идеализация в несколько раз уменьшает нижний предел тока микродуги, который принято называть пороговым. Пороговый ток соответствует некоторому минимальному отношению $(r_0/a)_{\text{min}}$, при котором атомная плотность N_g уменьшается ниже допустимой величины ($N_g < i/\sigma$), в объеме прикатодного слоя возникает «вакуум» и разряд гаснет. В припороговой области разряд можно условно назвать точечной микродугой. Ясно, что при $(r_0/a)_{\text{min}} \leq 1$ пороговый ток по порядку совпадает с величиной, получающейся при $r_0/a \ll 1$.

В автоэмиссионном режиме, при $j \sim 10^8 \text{ А}/\text{см}^2$ пороговый ток точечной микродуги, согласно (8'), равен примерно $7.5 \cdot 10^{-3} \text{ А}$. Любопытно, что ток такой же величины получается при изучении холодной автоэмиссии с микроострий [3]. Поэтому возникает вопрос, как отличить автоэлектронную эмиссию с микроострия от микродуги.

В связи с этим стоит обратить внимание на необходимость учета процессов ионизации и пере-

зарядки при изучении стационарной автоэлектронной эмиссии, когда при $j \sim 10^8 \text{ А}/\text{см}^2$ ионизационная длина $x_0 \sim 10^{-6} \text{ см}$, т. е. много меньше размера микроострия. Не исключено, что стационарная автоэмиссия в проекторе Мюллера может наблюдаться и на плоском катоде.

Однако этот вопрос имеет смысл только при условии, что и в вырожденной и в точечной микродугах действительно реализуется электрическое поле $E \sim 10^8 \text{ В}/\text{см}$.

3. О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВАКУУМНОЙ МИКРОДУГИ

В многочисленных работах предполагается, что активный прикатодный слой заполнен квазинейтральной плазмой, а плотность тока подчиняется «закону 3/2» для бесстолкновительного ленгмюровского катодного слоя.

Однако по этому поводу возникают следующие сомнения. При низкой плотности атомов в прикатодном слое ($N_g < 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и монотонном распределении потенциала все электроны движутся в направлении анода практически без столкновений с атомами. Поэтому в прикатодном слое преобладает положительный объемный заряд, так что в нулевом приближении в уравнении Пуассона можно пренебречь объемным зарядом электронов. Это предположение не кажется абсурдным при микроскопических размерах микродуги. В подтверждение приведем оценку для одномерного прикатодного слоя, когда

$$n_g(x) = n_0 \exp(-x/x_0),$$

а плотность ионного тока при низкой прозрачности выражается формулой

$$j_i(x) = en_0 V_g \exp(-x/x_0).$$

Двигаясь к катоду, ионы тормозятся вследствие кулоновских столкновений с интенсивным встречным потоком электронов и вследствие резонансной перезарядки на встречном потоке атомов. Поэтому допустимо принять, что средняя скорость ионов порядка скорости нейтральных атомов, $V_i \sim V_g$. Тогда $en_i = en_0 \exp(-x/x_0)$ и для электрического поля на катоде имеем

$$|E_c| \leq 4\pi en_0 x_0, \tag{9}$$

а падение напряжения равно

$$\varphi_c \leq 4\pi en_0 x_0^2. \tag{10}$$

Формулы (9), (10) соответствуют равенству атомной и ионной плотностей в прикатодном слое, $N_g \approx N_i$, и их можно представить в виде

$$|E_c| \leq 1.8 \cdot 10^{-6} N_g \text{ В/см}, \quad (9')$$

$$\varphi_c \leq 1.44 \cdot 10^{-4} \frac{N_g}{j} \text{ В}. \quad (10')$$

При $i \sim 10^{-2}$, $\sigma_i = 10^{-16} \text{ см}^2$ получим $N_g = 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $|E_c| \leq 1.8 \cdot 10^8 \text{ В/см}$, а $\varphi_c \ll 144 \text{ В}$, так как при $E_c > 10^8 \text{ В/см}$ автоэмиссионная плотность тока $j \gg 10^8 \text{ А/см}^2$. Эти оценки кажутся вполне реалистичными.

Отметим также, что при $j \sim 10^8 \text{ А/см}^2$ частота кулоновских электрон-ионных столкновений значительно выше электрон-атомных. Поэтому электропроводность в прикатодном слое по порядку величины должна соответствовать формуле Спитцера, т. е.

$$j \approx 13T_e^{3/2}(x) \frac{d\varphi}{dx}.$$

При пренебрежимо малой доле ионного тока неупругие столкновения электронов незначительны и температура электронов $T_e(x) \approx T_c + (2/3)e\varphi$ увеличивается пропорционально потенциалу φ . В этом предположении электрическое поле на катоде равно $|E_c| \approx j/13T_e^{3/2}$. При $j \approx 2 \cdot 10^8 \text{ А/см}^2$ и $T_c \leq 0.3 \text{ эВ}$ имеем $|E_c| \geq 10^8 \text{ В/см}$. Потенциал $\varphi(x)$ дается формулой $jx \approx 2.9\varphi^{5/2}$, откуда при $eV_g/\sigma_i \approx 10^2$ получаем $\varphi(x) \approx 4(x/x_0)^{2/5}$, и при $a/x_0 = \ln \chi \approx 5$ имеем $\varphi_c \approx 7.6 \text{ В}$.

Электропроводность по Спитцеру соответствует квазинейтральности, но порядок величины остается неизменным и при декомпенсации в два–три раза.

Первая особенность вакуумной микродуги, по-видимому, состоит в том, что концентрация ионов не уменьшается в направлении к катоду, а экспоненциально возрастает. Вторая, главная, особенность — положительный заряд в прикатодном слое.

При этом, согласно оценкам, напряженность электрического поля на катоде и плотность тока могут достигать автоэмиссионных значений при низкой величине напряжения φ_c . Более того, вполне допустимо, что максимальное поле E_c на катоде микродуги превышает значения, достигаемые за счет усиления на микроостриях.

В заключение данного раздела стоит подчеркнуть, что исходное предположение о пассивной роли анодного объема микродуги справедливо при условии, что ток микродуги $I(\varphi_c)$ согласован с током

$I_a(L_a, \varphi_c, \varphi_a)$, который ограничен первеансом анодного объема, т. е. зависит от потенциала анода φ_a и длины разрядного промежутка L_a .

При $I > I_a$ может возникать нестационарный режим вследствие «провисания» потенциала в области $x > a$ или даже развитие аperiodической неустойчивости Пирса с образованием виртуального катода и обрывом тока. Такого типа процессы детально рассмотрены в книге Незлина [4] с описанием его собственных экспериментов.

Итак, при экспоненциальном возрастании концентрации газа и ионов в направлении к катоду кажется вполне реальным существование автоэмиссии в стационарной вакуумной микродуге на гладкой поверхности катода.

4. О ТЕПЛОФИЗИКЕ КАТОДА МИКРОДУГИ

Теплофизика катодного пятна — достаточно сложная и интересная проблема, которая имеет и самостоятельное научное значение. Однако, судя по литературе, экспериментально и обстоятельно эта проблема практически не изучалась и в обзорных работах упоминается без должного внимания.

Рассматривая теплофизику катодного пятна микродуги, придется, как и в предыдущих разделах, прибегать к упрощениям. Пусть на плоской поверхности массивного катода находится катодное пятно в виде полусферической лунки радиуса r_0 и с температурой T_c . Ток микродуги $I = 2\pi r_0^2 j$ дает характерный масштаб джоулевой мощности выделяемой в катоде:

$$Q_0 = IT_c \sqrt{L},$$

где $L = 2.45 \cdot 10^{-8}$ — число Лоренца, которое можно считать фундаментальной константой, определяющей связь между теплопроводностью λ , электропроводностью σ и температурой T по закону Видемана–Франца: $\lambda = \sigma T L$. Сквозь поверхность лунки из прикатодного слоя микродуги приходит поток тепла

$$Q_\lambda = 2\pi r_0^2 \lambda \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r_0} > 0.$$

Будем считать, что на плоской поверхности катода вне лунки теплообмен с газоразрядным объемом отсутствует. Тогда температура T_c поверхности лунки определяется уравнением теплопроводности

$$\text{div grad } T = -\frac{j^2(r)}{\sigma(r)\lambda}$$

с граничным условием $T|_{r \gg r_0} = \bar{T}$. Решение можно представить в виде

$$t = \cos \alpha - \beta \sin \alpha, \quad (11)$$

где

$$t = \frac{\bar{T}}{T_c}, \quad \beta = \frac{Q_\lambda}{Q_0}, \quad \alpha = \frac{j r_0 \sqrt{L}}{\lambda}.$$

Ток I выражается через α формулой

$$I j = 2.56 \cdot 10^8 \lambda^2 \alpha^2 \frac{A^2}{\text{см}^2}. \quad (12)$$

Угол α определяет темп уменьшения температуры в теле катода. В частности, при $\beta = 0$ имеем

$$\frac{T(r)}{T_c} = \cos \left(\alpha - \frac{\alpha r_0}{r} \right).$$

В автоэмиссионном режиме на вольфраме ($\lambda \approx 1$) при $j \approx 2.56 \cdot 10^8$ А/см² получаем $I \approx \alpha^2$, и при уменьшении радиуса пятна возможен весьма малый ток микродугои, порядка 10^{-2} А. При $\alpha \ll 1$ из формулы (11) следует, что $t \approx 1 - \beta \alpha$, т. е. пятно может быть «холодным» при $\beta \alpha \leq 1/2$.

Из условия $\beta \alpha \leq 1/2$ получаем

$$Q_\lambda \leq \frac{Q_0}{2\alpha} = \frac{\alpha T_c \sqrt{L}}{2} \approx 8 \cdot 10^{-5} \alpha T_c \ll 1 \text{ Вт}.$$

Так как $\beta \sim 1/2\alpha \gg 1$, преобладает нагрев ионной бомбардировкой. Но при этом

$$Q_\lambda \leq I_i(\varphi_c + U_i) \approx iI(\varphi_c + U_i).$$

Полагая $i \sim 10^{-2}$, $I \sim 10^{-2}$ А, $T_c \approx 600$ К и $\alpha \sim \sqrt{I} \sim 10^{-1}$, получаем $\varphi_c \geq 40$ В. Отсюда следует, что слаботочная стационарная микродугоа с током $I \sim 10^{-2}$ А вполне возможна как на большом массивном катоде, так и на катоде размером в несколько микрометров. Для приведенных выше оценок диаметр пятна меньше характерного масштаба поликристаллической структуры массивного катода. В этом случае справочные значения λ теряют физический смысл. Поэтому оценка минимального тока автоэмиссионной микродугои усложняется.

В противоположном предельном режиме, $\beta = Q_\lambda/Q_0 \ll 1$, согласно (11), $t \rightarrow 0$ при $\alpha \rightarrow \pi/2$ и стационарное решение не существует. Такая ситуация при $\alpha = \pi/2$ наступает при

$$(I j)_{cr} = 6.3 \cdot 10^8 \lambda^2 A^2/\text{см}^2. \quad (13)$$

Для меди при $\lambda = 3.5$ получим величину $(I j)_{cr} = 7.74 \cdot 10^9$ А²/см², находящуюся в приличном согласии с результатом Даалдера: $(I j)_{cr} = 10^{10}$ А²/см².

Таким образом, верхний предел тока микродугои, вероятно, связан с тепловой неустойчивостью пятна при $\beta \rightarrow 0$ [2].

Возвращаясь к приближению $t \approx 1 - \alpha\beta$, заметим, что независимо от температуры T_c имеет место равенство $\alpha\beta\rho = 1$, где ρ определяется градиентом температуры на поверхности пятна:

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{r_0} = \frac{T_c}{r_0 \rho}.$$

Поэтому если $\rho \rightarrow 1$, то $\alpha\beta \rightarrow 1$ и, по-видимому, при $\alpha \ll 1$ возможна также тепловая неустойчивость ($t \rightarrow 0$) в точечной микродугое. Достаточно сложную теплофизику вакуумной микродугои практически невозможно изучать экспериментально на натуральных микрообъектах, не прибегая к моделированию на специальных физических установках.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Считается, что сильноточная низковольтная вакуумная дугоа состоит из множества фрагментов — «групповых пятен», т. е. комплексов вакуумных микродуго [2, 5]. Поэтому несомненна приоритетность изучения вакуумной микродугои. Эта задача может решаться не только на реальных микрообъектах, но и путем моделирования отдельных процессов и частей микродугои. Например, изучение компрессии газа, распределения потенциала и устойчивости в квазисферическом прикатодном слое вероятно возможно в несамостоятельном разряде с искусственно нагреваемым катодом макроскопических размеров. Теплофизика катодного микропятна, включая вопросы тепловой неустойчивости, также может быть детально изучена с помощью самонакаляющейся в разряде катодной проволоочки или зонда подобно тому, как это сделано Пустогаровым [6] применительно к физике плазмотронов. Моделирование кажется вполне оправданным, должно стимулировать более основательный, а не только утилитарно-технический подход при изучении дугового разряда и обещает новые важные знания и неожиданные решения прикладных задач.

Резюмируя, можно выделить следующее.

1. При высокой плотности тока в прикатодном слое возникает уплотнение газа (компрессия χ), обусловленное высокой вероятностью ионизации и резонансной перезарядки атомов. Характерный размер прикатодного слоя — порядка ионизационной длины $x_0 \approx 10^2/j$, т. е. при $j > 10^7$ А/см² имеет микроскопическую величину — меньше 10^{-5} см.

2. При микроскопических размерах во всем прикатодном слое преобладает положительный объемный заряд. Поэтому электрическое поле E_c и потенциал φ_c по порядку величины равны:

$$E_c \approx 1.8 \cdot 10^{-6} N_g \text{ В/см}, \quad \varphi_c \approx 1.4 \cdot 10^{-4} N_g / j \text{ В},$$

где $N_g = i/\sigma_i \approx n_0 x_0 \text{ см}^{-2}$. При $N_g \geq 10^{14} \text{ см}^{-2}$ получается $E_c \geq 10^8 \text{ В/см}$, $\varphi_c < 10^2 \text{ В}$, $j \approx 10^8 \text{ А/см}^2$.

Таким образом, в положительно заряженном активном прикатодном слое микродуги возникают условия автоэлектронной эмиссии.

3. В стационарном режиме микродуги компрессия обратно пропорциональна скорости воспроизводства атомов на поверхности катодного пятна и в припороговой области катодного распыления возможна компрессия $\chi > 10^4$.

4. Для геометрии прикатодного слоя, напоминающей шаровой сектор, компрессия зависит от длины ионизации x_0 , радиуса пятна R и толщины слоя a .

При заданной постоянной компрессии допустимо вполне определенное соотношение размеров x_0 , R и a , отвечающее различным стационарным токам микродуги:

1) при $R \gg a$ (вырожденный одномерный режим) ток оценивается формулой

$$(Ij)_1 \approx 3 \cdot 10^4 \frac{R^2}{a^2} (\ln \chi)^2;$$

2) при $a \gg R$ (режим точечной микродуги) —

$$(Ij)_2 \approx 3 \cdot 10^4 (\ln \chi)^2.$$

Для точечной микродуги при $j \approx 10^8 \text{ А/см}^2$ ток по порядку величины совпадает с током автоэмиссии с микроострий.

5. Растущая вольт-амперная характеристика микродуги, ее автономность и существование стационарных состояний допускают образование комплексов (кластеров [2]) большого числа микродуг на гладкой (плоской) поверхности, расположенных в определенном порядке, удовлетворяющем устойчивому тепловому режиму и автономности. Если эта гипотеза верна, возможно создание стационарных сильноточных, высоковольтных, автоэмиссионных вакуумных диодов при использовании гладких массивных катодов.

В заключение автор выражает благодарность Ю. А. Коваленко и А. Н. Ермилову за содействие и поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Месяц, *Экстоны*, Наука, Екатеринбург (1993).
2. Л. Харрис, в сб. *Вакуумные дуги*, Мир, Москва (1982), с. 167.
3. В. Н. Шредник, в сб. *Ненакаливаемые катоды*, Советское радио, Москва (1974), с. 216.
4. М. В. Незлин, *Динамика пучков в плазме*, Энергоиздат, Москва (1982).
5. В. И. Раховский, *Физические основы коммутации электрического тока в вакууме*, Наука, Москва (1970).
6. А. В. Пустогаров, в сб. *Экспериментальные исследования плазмотронов*, Наука, Новосибирск (1977), с. 315.