

РЕЖИМ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА В НЕСТАЦИОНАРНОМ СИЛЬНОТОЧНОМ РАЗРЯДЕ В ВОДОРОДЕ

Ф. Г. Бахит, В. С. Бородин, В. Н. Журавлев

1. В [1] был теоретически рассмотрен прикатодный слой в сильноточном водородном разряде высокого давления. Было показано, что при фиксированной величине тока в импульсе с течением времени t напряженность электрического поля E_c на поверхности катода уменьшается и в некоторый момент t_0 $E_c=0$, т. е. образуется виртуальный катод (ВК). Для столкновительного для ионов и бесстолкновительного для электронов ленгмюровского слоя ($l_{ia} \ll L_0 \ll l_{ea}$) был получен критерий образования ВК. Здесь L_0 , l_{ea} и l_{ia} — протяженность ленгмюровского слоя и длины свободного пробега электронов и ионов в атомах [2, 3]. При $t > t_0$ у поверхности катода возникает дополнительный потенциальный барьер $\Delta\chi$, приводящий к увеличению первоначальной работы выхода χ материала катода. Поэтому соответствующие уравнения в [1], описывающие прикатодный слой, требуют изменения.

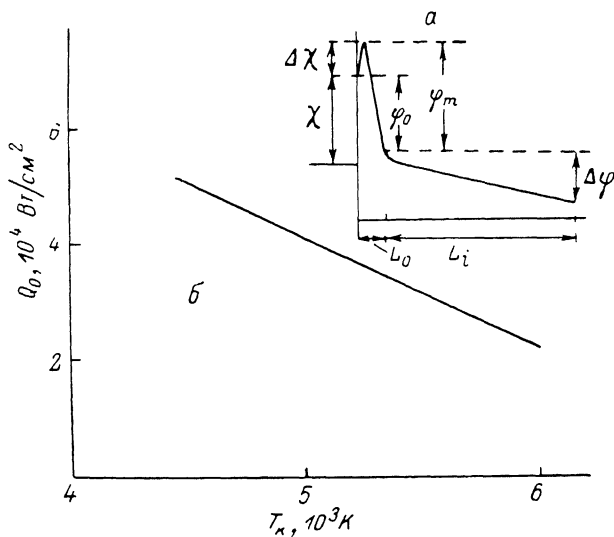


Рис. 1.

В настоящем сообщении рассматривается режим ВК в нестационарной сильноточной водородной дуге. Приводятся основные расчетные характеристики прикатодного слоя. Расчет проводится для катода длиной $L=1$ см при плотности тока в импульсе $j=2 \cdot 10^4$ А/см² и давлении $p=10$ атм. Как и в [1], рассматривается прямоугольный импульс тока. Значение j выбрано меньше, чем в [1]. При этом увеличивается время работы катода в импульсе, так что в течение значительной части импульса реализуется режим ВК.

2. После образования ВК ($t > t_0$) уравнения баланса энергии в плазме и на поверхности катода записываются в виде

$$j_s \left(\varphi_m + \frac{2T_k}{q} \right) - j_{e0} \left(\varphi_m + \frac{2T_e}{q} \right) + (j_s - j_{e0}) \Delta\varphi + \frac{j \Delta\varphi}{2} = Q_T + \frac{\beta_e T_e j}{q} + j_i U_i, \quad (1)$$

$$j_s (\chi + \Delta\chi + 2T_k/q) + Q_0 = j_i \left(U_i - \frac{\chi}{q} \right) + j_e \left(\varphi_m - \frac{\Delta\chi}{q} + \frac{\Delta\varphi}{2} \right) + j_{e0} (\chi + \Delta\chi + 2T_e/q) + Q_T. \quad (2)$$

Здесь U_i — потенциал ионизации водорода. Ионный ток j_i , ток электронов j_{e0} из плазмы на катод, поток энергии $\beta_e T_e j/q$, уносимый электронами с температурой T_e из катодной области в плазму, и поток тепла Q_T из плазмы на катод за счет теплопроводности определяются так же, как и в [1]. Поток тепла Q_0 с поверхности в глубь катода будет определен ниже. Образование задерживающего электроны потенциального барьера $\Delta\chi$ эквивалентно увеличению работы выхода $\chi_{\text{eff}} = \chi + \Delta\chi$ и приводит к уменьшению плотности тока эмиссии

$$j_s = AT_k^2 e^{-\chi_{\text{eff}}/T_k}$$

при фиксированной температуре T_k поверхности катода. Величина φ_m в (1) и (2) обозначает перепад потенциала от прикатодного максимума потенциала до границы ленгмюровского слоя с квазинейтральной плазмой. Полный перепад потенциала в ленгмюровском слое, отсчитываемый от поверхности катода, равен $\varphi_0 = \varphi_m - \Delta\chi/q$ (рис. 1, а).

В точке максимума потенциальной энергии электрона ($x = x_m$) напряженность электрического поля $E(x_m) = 0$. Это условие приводит к следующему соотношению между j_i и j_s [1]

$$\gamma = \frac{j_i}{j_s} \left(\frac{M}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi \varphi_m}{l_{id} E_1} \right)^{1/2} = \gamma_{кр} \approx 1.5, \quad (3)$$

где

$$E_1 = (8\pi \varphi_m j_s)^{1/2} (2q \varphi_m / m_e)^{1/4},$$

M , m_e — массы атома и электрона. Уравнения (1)–(3) и закон сохранения тока

$$j = j_s - j_{e0} + j_i \quad (4)$$

дают соотношения между пятью независимыми параметрами: T_e , T_k , φ_m , χ_{eff} , Q_0 . Дополнительным уравнением является нестационарное уравнение теплопроводности для катода.

3. Распространение тепла по длине катода — существенно более медленный процесс по сравнению с временами релаксации плазменных параметров. Поэтому в (1), (2) только Q_0 и T_k явно зависят от времени t . Для получения зависимостей $Q_0(t)$ и $T_k(t)$ необходимо из уравнения теплопроводности определить распределение температуры $T(x, t)$ по длине катода.

Сформулируем начальные и граничные условия для уравнения теплопроводности. Предполагается, что «холодный» конец катода поддерживается при постоянной температуре $T(x, t)|_{x=L} = T_L$. Для рабочей поверхности граничное условие будет различным до и после образования ВК. При $t < t_0$ температура T_k поверхности катода определяется из следующих соображений. Поскольку j_i и j_{e0} малы по сравнению с током j , то $j_s(T_k) \approx j$. В результате граничное условие на эмитирующей поверхности катода имеет вид

$$T(x, t)|_{x=0} = T_0,$$

где T_0 — температура поверхности, обеспечивающая заданное значение эмиссионного тока. Полагая, что при $t=0$ катод имеет температуру T_L ($T(x, t)|_{t=0} = T_L$), и решая уравнение теплопроводности, получим профиль температуры при $t \leq t_0$. Профиль $T(x, t_0)$ используется в качестве начального условия для уравнения теплопроводности при $t \geq t_0$. После образования ВК граничное условие на «холодном» конце остается тем же. Температура T_k рабочей поверхности из-за увеличения эффективной работы выхода χ_{eff} начинает расти во времени, хотя эмиссионный ток по-прежнему почти совпадает с полным $j_s \approx j$. Считая в (1)–(4) Q_0 независимым переменным, а T_k — параметром, получаем из (1)–(4) соотношение $Q_0 = f(T_k)$, которое может служить граничным условием для уравнения теплопроводности на поверхности катода. Анализируя систему уравнений (1)–(4), можно показать, что зависимость $f(T_k)$ близка к линейной. Это иллюстрирует рис. 1, б, где приведена расчетная зависимость Q_0 от T_k . В дальнейшем запишем Q_0 в виде

$$Q_0(t) = Q_1 + Q_2(1 - T_k(t)/T_0),$$

где Q_1 , Q_2 — постоянные.

Уравнение теплопроводности

$$c\rho \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + \frac{j^2}{\sigma} \quad (5)$$

с линейными граничными условиями

$$Q_0(t) = -\kappa \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = Q_1 + Q_2 \left(1 - \frac{T(x, t)}{T_0} \right) \Big|_{x=0}, \quad T(x, t)|_{x=L} = T_L \quad (6)$$

и начальным условием

$$T(x, 0) = T_0 \left(1 - \frac{x}{L} \right) + T_L \frac{x}{L} + \frac{j^2}{2\sigma\kappa} x(L-x) - 2(T_0 - T_L) \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{x}{c\rho} \left(\frac{\pi n}{L} \right)^2 t_0}}{\pi n} \sin \frac{\pi n x}{L} - \frac{2j^2}{\sigma\kappa} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n]}{\pi n} \left(\frac{L}{\pi n} \right)^2 e^{-\frac{x}{c\rho} \left(\frac{\pi n}{L} \right)^2 t_0} \sin \frac{\pi n x}{L} \quad (7)$$

допускает аналитическое решение. В (7) и ниже время отсчитывается от момента t_0 . Теплоемкость c , плотность ρ , электропроводность σ и теплопроводность χ материала катода предполагаются не зависящими от температуры. Вводя новую переменную

$$\zeta(x, t) = T(x, t) - T_s \left(1 - \frac{x}{L}\right) - T_0 \frac{x}{L} - \frac{j^2}{2\sigma\chi} x(L-x), \quad (8)$$

где

$$T_s = \left(T_0 + \frac{j^2 L^2}{2\sigma\chi} + \frac{(Q_1 + Q_2)L}{\chi} \right) / \left(1 + \frac{Q_2 L}{\chi T_0} \right)$$

— температура поверхности катода при $t \rightarrow \infty$, получаем уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \zeta(x, t)}{\partial t} = \frac{\chi}{c\rho} \frac{\partial^2 \zeta(x, t)}{\partial x^2} \quad (9)$$

с линейными однородными граничными условиями

$$\frac{\partial \zeta(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} - \frac{Q_2}{\chi T_0} \zeta(x, t) \Big|_{x=0} = 0, \quad \zeta(x, t) \Big|_{x=L} = 0 \quad (10)$$

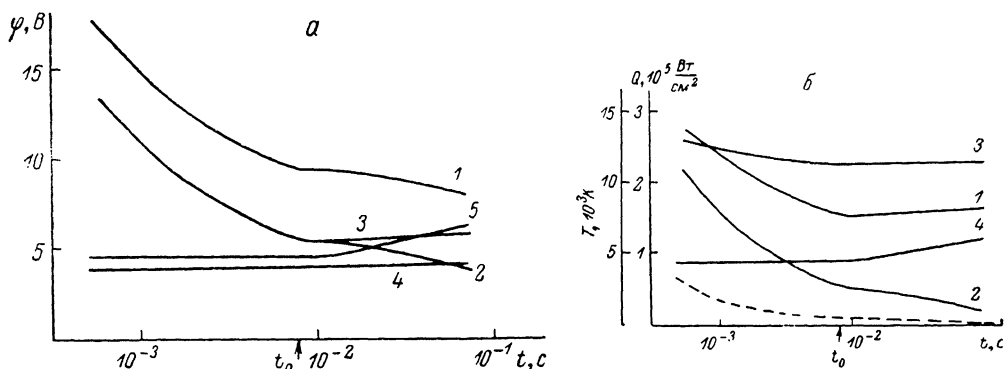


Рис. 2.

и начальным условием

$$\begin{aligned} \zeta(x, 0) = & -(T_s - T_0) \left(1 - \frac{x}{L}\right) - 2(T_0 - T_L) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{\chi}{c\rho} \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2 t_0}}{\pi n} \sin \frac{\pi n x}{L} - \\ & - \frac{2j^2}{\sigma\chi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n]}{\pi n} \left(\frac{L}{\pi n}\right)^2 e^{-\frac{\chi}{c\rho} \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2 t_0} \sin \frac{\pi n x}{L}. \end{aligned} \quad (11)$$

Решение (9)—(11) представимо в виде ряда Фурье

$$\zeta(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} C_k e^{-\frac{\chi}{c\rho} \left(\frac{r_k}{L}\right)^2 t} \sin \left(r_k \left(1 - \frac{x}{L}\right) \right), \quad (12)$$

где

$$C_k = \int_0^L \zeta(x, 0) \sin \left(r_k \left(1 - \frac{x}{L}\right) \right) dx \int_0^L \sin^2 \left(r_k \left(1 - \frac{x}{L}\right) \right) dx,$$

r_k — положительные корни уравнения

$$\operatorname{tg} r_k + \frac{\chi T_0}{Q_2 L} r_k = 0.$$

Подставив (12) в (8), получим выражение для профиля температуры

$$T(x, t) = T_s \left(1 - \frac{x}{L}\right) + T_L \frac{x}{L} + \frac{j^2}{2\sigma\chi} x(L-x) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2 \sin \left(r_k \left(1 - \frac{x}{L}\right) \right)}{1 - \frac{\sin(2r_k)}{2r_k}} e^{-\frac{\chi}{c\rho} \left(\frac{r_k}{L}\right)^2 t} \times$$

$$\times \left\{ (T_0 - T_s) \frac{\sin r_k - r_k \cos r_k}{r_k^2} - 2(T_0 - T_L) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin r_k}{(\pi n)^2 - r_k^2} e^{-\frac{x}{c\rho} \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2 t_0} - \right. \\ \left. - \frac{2j^2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n]}{(\pi n)^2 - r_k^2} \left(\frac{L}{\pi n}\right)^2 e^{-\frac{x}{c\rho} \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2 t_0} \sin r_k \right\}. \quad (13)$$

Температура поверхности катода

$$T_k(t) = T(0, t). \quad (14)$$

Система уравнений (1)–(4), (14) позволяет определить все искомые параметры: T_s , T_k , φ_m , χ_{eff} , Q_0 .

4. Результаты решения приведены на рис. 2. На рис. 2, а показаны зависимости от времени полного падения напряжения φ_c в прикатодном слое (1), падения потенциала в лентгмюровском слое φ_0 (2), величина φ_m (3), падения напряжения в области ионизации $\Delta\varphi$ (4) и эффективной работы выхода χ_{eff} (5). На рис. 2, б изображены «энергетические» характеристики прикатодного слоя: потоки тепла Q_T (1), Q_0 (2) и температуры T_s (3), T_k (4). В расчетах приняты следующие значения параметров материала катода: $\kappa = 0.88$ Вт/см·град, $c = 0.25$ Дж/г·град, $\rho = 19$ г/см³, $\epsilon = 10^4$ Ом⁻¹·см⁻¹, $\chi = 4.5$ эВ. До момента образования ВК ($t_0 = 8.3 \cdot 10^{-3}$ с) параметры прикатодного слоя меняются аналогично [1]. После перехода в режим ВК характер изменения параметров прикатодного слоя меняется. Во-первых, естественно, увеличивается χ_{eff} (рис. 2, а) и соответственно возрастает температура T_k поверхности катода (рис. 2, б). Во-вторых, увеличивается максимальное значение потенциала в лентгмюровском слое φ_m (рис. 2, а). Увеличение φ_m приводит к дополнительному разогреву электронов и к некоторому увеличению потока тепла Q_T . Однако полное падение напряжения в приэлектродном слое $\varphi_c = \chi + \beta_e T_e + Q_0/j$ уменьшается вследствие уменьшения Q_0 . Расчетные кривые на рис. 2 оборваны при температуре кипения вольфрама при атмосферном давлении.

Для применимости теории прежде всего существенны соотношения между характерными линейными масштабами. При $t = t_0$ характерные длины имеют следующие значения: $l_{ia} = 1.4 \cdot 10^{-5}$ см, $l_{ea} = 6.4 \cdot 10^{-5}$ см, $L_0 = 6.2 \cdot 10^{-5}$ см, длина ионизации $L_i = 6.6 \cdot 10^{-4}$ см, длина релаксации температуры тяжелой компоненты к T_e $L_T = 2.2 \cdot 10^{-3}$ см, т. е. выполняются положенные в основу (1)–(3) соотношения

$$L \gg L_i \gg L_0, \quad l_{ea} \gg L_0 \gg l_{ia}.$$

Указанные линейные масштабы мало меняются во времени, и соотношение между ними сохраняется.

Среди неучтенных потоков энергии наиболее существенны потери тепла на плавление материала катода $Q_m \sim L_m v$, где L_m — теплота плавления вольфрама, $v = (\kappa / \pi c \rho t)^{1/2}$ — скорость тепловой волны. Зависимость $Q_m(t)$ (пунктир на рис. 2, б) показывает, что $Q_m \ll Q_0, Q_T$. Остальные условия применимости теории также достаточно хорошо выполняются.

Резюмируя содержание работы, отметим следующее. В рассматриваемых условиях причиной образования ВК является уменьшение температуры электронов в прикатодной области. Это приводит к уменьшению ионного тока из плазмы на поверхность катода и в конечном итоге к изменению знака пространственного заряда и напряженности поля у поверхности. При переходе в режим ВК практически меняются лишь температура катода и его эффективная работа выхода, в то время как остальные параметры остаются приблизительно постоянными.

Литература

- [1] Бакшт Ф. Г., Бородин В. С., Журавлев В. Н., Рутберг Ф. Г. ЖТФ, 1987, т. 57, № 12, с. 2296–2305.
- [2] Храпак А. Г., Якубов И. Т. Электроны в плотных газах и плазме. М.: Наука, 1981. 282 с.
- [3] Радциг А. А., Смирнов Б. М. Доп. к кн.: Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.

Всесоюзный научно-исследовательский институт электромашиностроения
Ленинград

Поступило в Редакцию
9 января 1987 г.