

РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ

А.В.Игнатьев, А.В.Козырев, Ю.Н.Новоселов

Дуговой разряд с накалившимся катодом в среде инертных газов характеризуется так называемой "аномальной" эмиссией, впервые отмеченной в [1]. Суть явления заключается в том, что наблюдаемая в экспериментах плотность тока значительно выше термоэмиссионной, рассчитываемой по формуле Ричардсона-Лешмана. В настоящей работе представлены результаты наблюдения перехода дугового разряда из режима с термоэлектронной эмиссией к режиму с "аномальной" эмиссией.

Стационарный разряд зажигался в аргоне при давлении $p = 5-100$ Тор между стержневым вольфрамовым катодом длиной 40 мм и диаметром 1 мм и массивным анодом, удаленным от торца катода на 20 мм. Катод был заземлен, постоянное напряжение 380 В подавалось на анод. Для зажигания дуги использовался дополнительный подвижный электрод, соединенный с источником тока 100 А. При соприкосновении подвижного электрода с катодом замыкалась цепь источника тока и вольфрамовый стержень разогревался до температуры $T_k \sim 2800$ К. Происходило зажигание дуги, после чего вспомогательный электрод отводился в сторону. Ток разряда изменялся от 0.5 до 3.0 А с помощью балластного сопротивления. Температура катода регистрировалась оптическим пирометром, ток и напряжение разряда — цифровыми приборами.

В исследуемом диапазоне давлений наблюдались два режима горения разряда, отличающиеся как величиной напряжения горения U_g , так и внешним видом (рис. 1). В случае более высоких U_g (режим I) дуга горит при давлениях 5-40 Тор. Этому соответствует диффузная привязка дуги на термоэмиссионном катоде с плотностью тока $j \sim 1-5$ А/см². Температура рабочей части катода составляет $T_k = 2800$ К. Дуговой разряд с низкими U_g (режим II) горит при $p = 20-100$ Тор. В этом случае на катоде наблюдается яркое локализованное пятно с резкими границами и плотностью тока $j \sim 300$ А/см² и выше. При этом T_k увеличивается очень незначительно (меньше чем на 100 К).

Переход от режима I к режиму II зафиксирован в разряде с постоянным током при изменении давления. На рис. 2 представлена типичная зависимость $U_g(p)$.

Интересно, что в режиме II высокой плотности тока при локализации пятна на торцевой поверхности катода соответствуют относительно невысокая T_k и низкая интенсивность эрозии. В наших экспериментах при $T_k = 2870$ К плотность тока термоэмиссии, рассчитанная по формуле Ричардсона-Лешмана, составляла $j = 6.6$ А/см², что во много раз меньше наблюдаемой $j \sim 300$ А/см². Именно это обстоятельство позволило авторам [1] говорить об аномально высокой эмиссионной способности вольфрамового катода в среде инертных газов. Нами обнаружено, что в процессе горения разряда на поверхности вольфрама возникают микроострия высотой до 0.1 мм. Они, по-видимому, образуются при конденсации паров вольфрама в форме усов и покрывают рабочую поверхность катода при горении дуги в диффузном режиме. Наличие такого

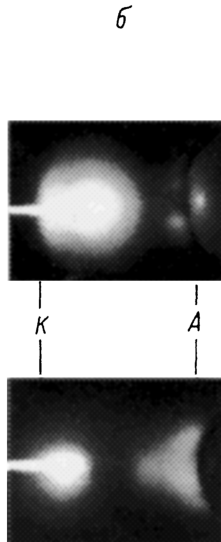
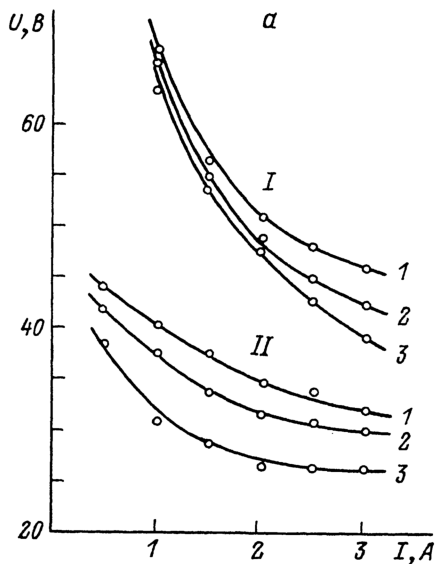


Рис. 1.

a — вольт-амперные характеристики дугового разряда: *p*: 1 — 20, 2 — 30, 3 — 40 Тор; *б* — свечение разряда при *p* = 30 Тор и токе разряда 3 А.

рода неоднородностей, с одной стороны, увеличивает рабочую поверхность термокатода, а с другой, приводит к локальному усилению электрического поля вблизи острий. Показательными в этом плане являются опыты, в которых использовался катод с заранее нанесенными на его боковую поверхность рисками. В этом случае локализованное пятно всегда возникало на их кромках даже в том случае, когда риски наносились на расстоянии 20–25 мм от торца катодного стержня.

Для учета усиления поля на возникающих микроостриях воспользуемся процедурой усреднения действия микронеоднородностей, предложенной в [2]. Предположим, как и в [2], экспоненциальную функцию плотности вероятности $f(\mu)$ того, что произвольно выбранный малый элемент

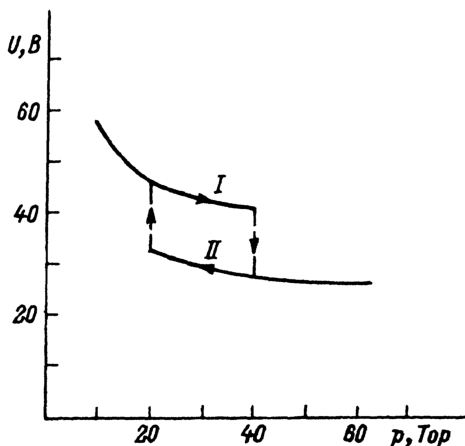


Рис. 2. Зависимость напряжения горения дуги U_g от давления *p* при токе разряда 3 А.

поверхности имеет коэффициент усиления в пределах от μ до $\mu + d\mu$,

$$f(\mu) = \frac{1}{\beta} \exp(-\mu/\beta), \quad (1)$$

где β — средний коэффициент усиления поля, который может характеризовать шероховатость поверхности.

Плотность тока термоэмиссии за счет эффекта Шоттки увеличивается в $K(\mu E_k)$ раз

$$K(\mu E_k) = \exp \left[(e^3 \mu E_k)^{1/2} / kT_k \right], \quad (2)$$

где e — заряд электрона, E_k — среднее поле на катоде, которое определяется формулой Маккоуна

$$E_k^2 = 16\pi(M/2e)^{1/2} \cdot j_i \cdot U_k^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь M — масса ионов газа, j_i — плотность ионного тока на катод, U_k — катодное падение потенциала. Усредним коэффициент усиления термоэмиссионного тока с учетом вида $f(\mu)$

$$K(\beta E_k) = \int_0^{\infty} K(\mu E_k) f(\mu) d\mu = 1 + \frac{1}{2} \alpha (\pi \beta)^{1/2} \exp(\alpha^2 \beta / 4) \left[1 + \operatorname{erf}(\alpha \beta^{1/2} / 2) \right], \quad (4)$$

где $\operatorname{erf}(x)$ — интеграл ошибок, $\alpha = (e^3 E_k)^{1/2} / kT_k$.

Рассмотрим конкретный пример $j_i = 200 \text{ А/см}^2$, $U_k = 30 \text{ В}$, $T_k = 2970 \text{ К}$. По формуле (3) определим $E_k = 4.75 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, т.е. $\alpha = 1.06$. Даже для умеренных значений среднего коэффициента усиления поля $\beta = 6K(\beta E_k) = 24$. В этом случае плотность тока термоэмиссии $j_{тэ}$ будет составлять не менее 160 А/см^2 , а полный ток превысит 360 А/см^2 . Таким образом, предположение о существенном влиянии на эмиссию микроненормодностей, а именно эффекта Шоттки, позволяет удовлетворительно объяснить наблюдаемые факты. Разумеется, наш вывод не исключает рассмотрение других механизмов понижения потенциального барьера для электронов. В частности, возможно понижение работы выхода при адсорбции атомов на поверхности твердого тела, в том числе атомов инертных газов на поверхности вольфрама [3]. Хотя в условиях высоких температур катода такая ситуация маловероятна.

Для перехода от диффузного режима I в режим II с высокой плотностью тока необходимо наличие достаточно высокого значения напряженности электрического поля E_k , а следовательно, и плотности ионного тока j_i . Вот почему, как нам кажется, существует нижняя граница на плотности тока ($j > 100 \text{ А/см}^2$) для описываемого режима, отмеченная в работе [1]. При меньших плотностях тока нет сильного поля, а следовательно, и усиления термоэмиссии за счет эффекта Шоттки. По той же причине существует критическое значение давление газа p , ниже которого режим II с “аномальной” эмиссией не наблюдается. Чем лучше теплоотвод от поверхности катода, тем ниже T_k и выше пороги существования “аномального” режима как по давлению, так и по плотности тока. И конечно, большое значение играет степень шероховатости поверхности.

- [1] Дороднов А.И., Козлов Н.П., Помелов Я.А. // ТВТ. 1971. Т. 9. № 3. С. 483–487.
 [2] Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 58–64.
 [3] Модинос А. Авто-, термо- и вторичноэлектронная эмиссионная спектроскопия. М.: Наука, 1990. 320 с.

Институт электрофизики
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
14 мая 1992 г.

03:05
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 6, 1993

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ, ЗАДАЮЩИХ ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ К ПРОЦЕССУ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

И.И.Рыкова, Ю.А.Никулин

Процесс стационарного внедрения деформируемых ударников в преграды со скоростями 10^2 – 10^3 м/с описывается уравнениями “модифицированной гидродинамической теории” [1,2], следующими из условия равенства давлений в средней точке на поверхности контакта соударяющихся тел

$$Y + \frac{1}{2}\rho_1(v-u)^2 = \frac{1}{2}\rho_2u^2 + H_d, \quad (1)$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотности материалов ударника и преграды, v — скорость ударника в свободном полете, u — скорость его внедрения, Y — динамический предел текучести ударника, H_d — динамическая твердость материала преграды.

Как было показано в [3], скорости v и u связаны в этом случае соотношением

$$\frac{v}{u} - 1 = \frac{1}{\alpha\lambda}, \quad (2)$$

где $\lambda = \sqrt{\rho_1/\rho_2}$,

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2(H_d - Y)}{\rho_2u^2}}} \leq 1. \quad (3)$$

Глубина внедрения ударника длиной l определяется выражением

$$L = \alpha\lambda l. \quad (4)$$

В том случае, если инерционное сопротивление соударяющихся тел намного превосходит их прочностные характеристики ($\rho_1(v-u)^2 \gg Y$,