

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Б. Ивашкин, Н. П. Козлов, Н. Н. Решетников,
Прианодные процессы в низковольтной дуге постоянного тока при пониженном давлении. Экспериментальное исследование энергетического баланса анода при пониженном давлении, *ТВТ*, 1979, том 17, выпуск 1, 10–15

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.238.202.29

11 ноября 2024 г., 16:18:18



УДК 537.5

**ПРИАНОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОВОЛЬТНОЙ ДУГЕ
ПОСТОЯННОГО ТОКА ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ.
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
БАЛАНСА АНОДА ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ**

Ивашкин А. Б., Козлов Н. П., Решетников Н. Н.

Методом калориметрирования разделены конвективно-лучистый тепловой поток из плазмы на анод и тепло, переносимое электронами. При давлениях 1–15 кПа в сильнотоочной дуге конвективно-лучистый тепловой поток соизмерим с электронным. Из баланса энергии на аноде и в зондовых измерениях получены отрицательные значения прианодного скачка потенциала.

Сильноточная дуга в аргоне в диапазоне давлений 2–30 кПа горит при напряжении порядка или даже ниже потенциала ионизации газа. Такие низкие энергетические затраты свидетельствуют о наличии особенностей процессов в столбе и у электродов в таких дугах по сравнению с обычной сильнотоочной дугой, подробно описанной в [1]. В ряде работ показано, что низкое падение напряжения на разряде связано с наличием отрицательного прианодного падения потенциала [2–5]. Оценки, сделанные в [2] на основании уравнения теплового баланса анода, дали величины анодных падений потенциала, близкие к нулю. При этом температура электронов и конвективно-лучистый поток тепла из плазмы задавались, что обусловило качественный характер результатов.

Продолжая эксперименты, изложенные в [2], авторы измерили конвективно-лучистую составляющую теплового потока в анод и температуру электронов около него.

Изменение конвективно-лучистых тепловых потоков проводилось на плоском медном водоохлаждаемом аноде с теплоизолированным датчиком площадью 1 см² (рис. 1). С помощью центрального теплового датчика были сняты зависимости удельного конвективно-лучистого теплового потока в анод от давления газа в диапазоне токов разряда 150–300 А (рис. 2). При давлениях свыше 5–7 кПа удельный конвективно-лучистый поток тепла существенно возрастает, что обусловлено сжатием столба при повышении давления. С ростом тока теплонапряженность анода, определяемая излучением из плазмы и конвективным теплопереносом, увеличивается. Эти результаты находятся в хорошем согласии с данными Эммонса [6].

Используя попеременно в качестве анода центральную вставку и собственно анод, удалось разделить электронную и конвективно-лучистую составляющие теплового потока в анод.

Для контроля отсутствия влияния ограничения площади анода при использовании в качестве электрода центральной вставки перед началом тепловых измерений в цепь кратковременно включался плоский анод (ключ К, на рис. 1). Если при этом напряжение на разряде не изменялось, то считалось, что поджигания анодного пятна не происходит. Когда анодное пятно полностью занимает всю поверхность анода, условия в приэлек-

тродной зоне меняются. В этом случае при увеличении тока разряда растет плотность тока на аноде. Это требует дополнительной затраты энергии в приэлектродной области и ведет к росту общего напряжения дуги.

В данной конструкции разделение составляющих теплового потока в анод при токах выше 250 А теряло достоверность.

На рис. 3 представлены зависимости теплового потока в тело анода, определяемого конвекцией и излучением, и тепла, переносимого электронами, для давлений 1,3; 2,7; 6,6 и 12 кПа. При давлениях 1–3 кПа вклад конвективно-лучистого переноса в общий тепловой поток в анод несколь-

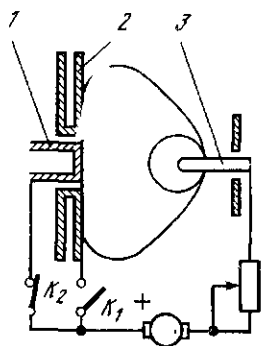


Рис. 1. Схема измерения составляющих теплового потока в анод с помощью вставки-калориметра: 1 - вставка-калориметр - вспомогательный анод; 2 - основной анод; 3 - катод

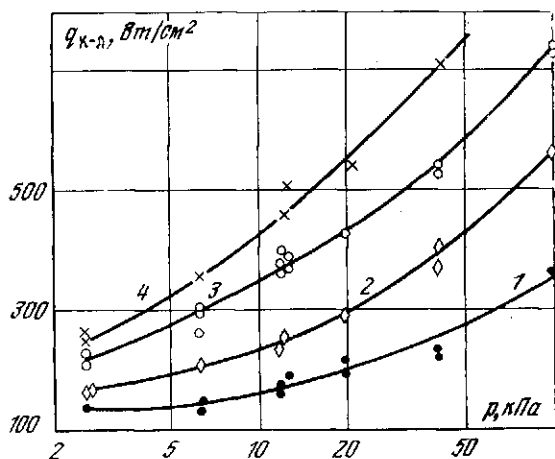


Рис. 2. Зависимость удельного конвективно-лучистого теплового потока на водоохлаждаемый анод от величины давления для токов: 1 - 150 А; 2 - 200; 3 - 250; 4 - 300

ко меньше вклада электронов. Однако при давлениях выше 6 кПа он становится соизмеримым с электронным и даже превышает последний для токов более 150 А.

Полученные результаты показывают, что не всегда можно пренебречь конвекцией и излучением из плазмы в тепловом балансе анода [4]. Особенно важно учитывать конвективно-лучистый тепловой поток в энергетическом балансе анода при отрицательных анодных падениях, когда энергия, переносимая электронами, значительно снижается.

На рис. 4 представлены зависимости вольтова эквивалента конвективно-лучистого потока тепла в анод

$$U_{к-л} = Q_{к-л} / I \quad (1)$$

для различных давлений в диапазоне токов разряда 50–250 А. Для давления аргона порядка 3 кПа $U_{к-л}$ практически не меняется с током. При давлениях < 3 кПа увеличение тока ведет к уменьшению вольтова эквивалента конвективно-лучистого тепла, поступающего в анод, а при давлениях > 3 кПа зависимость $U_{к-л}$ от тока линейно возрастающая. Для аппроксимации величины конвективно-лучистых потерь получена эмпирическая зависимость

$$U_{к-л} = (8,2 - 4,3 \lg p) + (0,022 \lg p - 0,0106) I. \quad (2)$$

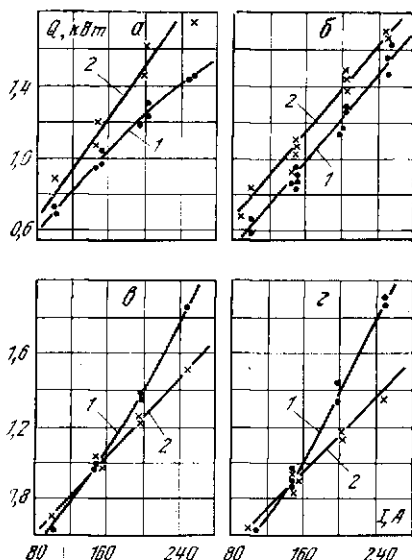


Рис. 3

Рис. 3. Конвективно-лучистая $Q_{к-л}$ (1) и электронная Q_e (2) составляющие теплового потока на водоохлаждаемый анод в зависимости от тока для давлений: а — 1,3 кПа; б — 2,7; в — 6,6; г — 12

Рис. 4. Вольтов эквивалент конвективно-лучистого теплового потока в водоохлаждаемый анод для различных токов и давлений: 1 — 1,3 кПа; 2 — 2,7; 3 — 6,6; 4 — 12

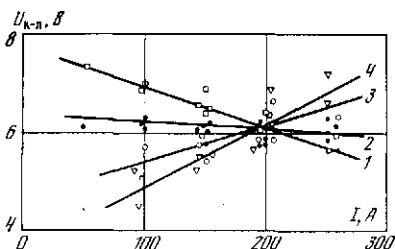


Рис. 4

Эта зависимость дает совпадение с экспериментальными данными в диапазоне давлений 2,5–6,5 кПа с погрешностью, не превышающей 0,4 В для токов 50–250 А. В диапазоне давлений 1–12 кПа погрешность увеличивается до 0,5–0,6 В.

Энергия, поступающая на анод из плазмы, равна

$$Q_A = j_e S_a \left(\Phi + U_a + \frac{2kT_e}{e} \right) + Q_{к-л} \quad (3)$$

или в расчете на единицу тока

$$U_{A \text{ эф}} = \Phi + U_a + \frac{2kT_e}{e} + U_{к-л}, \quad (4)$$

где j_e — плотность тока на аноде; S_a — площадь анодного пятна; $e\Phi$ — работа выхода электрона из материала анода; U_a — прианодное падение потенциала; T_e — температура электронов в столбе плазмы.

С помощью выражения (4), используя экспериментальные данные, можно определить положительный прианодный скачок потенциала. При отрицательной величине анодного падения меняется его роль в энергетическом балансе анода. В этом случае электрическое поле у анода формируется не за счет энергии внешнего источника, а за счет избыточной энергии электронов, поступающих из положительного столба плазмы. Разность концентраций электронов у анода и в столбе создает э.д.с., встречную внешней разности потенциалов на разряде.

Отрицательное анодное падение тормозит электроны, они теряют свою направленную скорость, а ионы ускоряются в направлении анода [4]. Уравнение теплового баланса анода при этом выглядит следующим образом:

$$Q_A = j_e S_a \left(\Phi + \frac{2kT_e^*}{e} \right) + Q_{к-л} + j_i S_a \left(-U_a + U_i - \Phi + \frac{2kT_i}{e} \right), \quad (5)$$

или в вольтовом выражении

$$U_{A \text{ эф}} = \Phi + \frac{2kT_e^*}{e} + U_{к-л} + U_{Ai}, \quad (6)$$

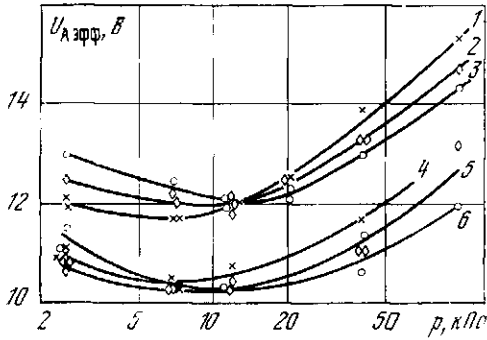


Рис. 5. Вольты эквивалент теплового потока в тело анода для водоохлаждаемого (1-3) и радиационно охлаждаемого (4-6) анодов: 1, 4 - 300 А; 2, 5 - 200; 3, 6 - 150

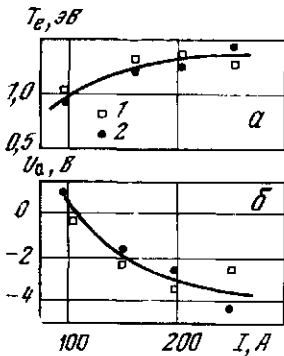


Рис. 7. Температура электронов (а) и величина прианодного падения потенциала (б) в зависимости от тока для давлений: 1 - 1,3 кПа; 2 - 2,7

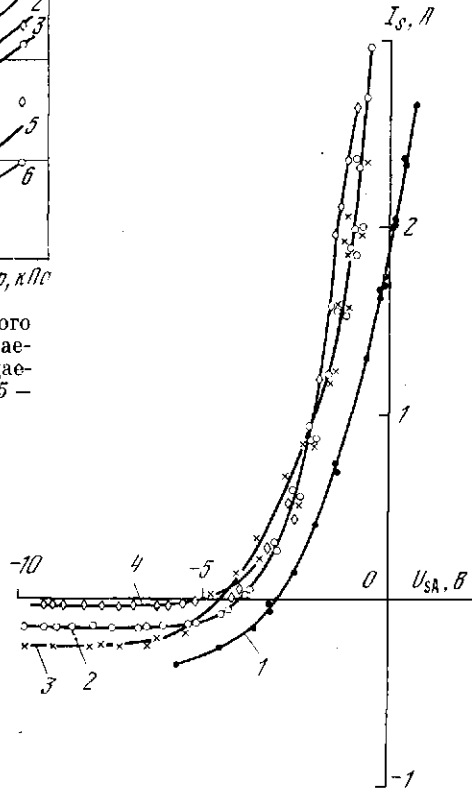


Рис. 6. Зондовые характеристики прианодной области для токов разряда: 1 - 250 А; 2 - 200; 3 - 150; 4 - 100. Аргон, $p=2,6$ кПа

где T_e^* - температура электронов у анода; j_i - плотность ионного тока на аноде; U_i - потенциал ионизации атомов газа; T_i - температура ионов; U_{Ai} - вольты эквивалент ионного нагрева анода

$$U_{Ai} = \frac{j_i}{j_e} \left(-U_a + U_i - \Phi + \frac{2kT_i}{e} \right). \quad (7)$$

Если в выражение (7) подставить числовые значения для разряда в аргоне $U_i=15,7$ В, $e\Phi=4,5$ эВ, $j_i/j_e=1/271$, $kT_i=1$ эВ, $U_a=-3$ В, то вклад ионов в общий тепловой баланс оказывается незначительным. Поэтому расчет теплового баланса анода при разряде в тяжелых газах можно вести без учета ионного нагрева.

Измерения $U_{A экв}$ на анодах с водяным и радиационным охлаждением показали, что потери энергии для водоохлаждаемого анода выше. На рис. 5 представлены экспериментальные результаты для обоих типов анодов. Наибольший интерес представляет режим работы анода при давлениях 5-15 кПа, когда анодные потери минимальны. Рост потерь при больших давлениях газа связан в основном с увеличением доли конвекции и излучения в тепловом балансе анода (рис. 2).

Уравнение теплового баланса анода (3) дает возможность определить величину анодного падения, если известны из эксперимента Φ , T_e , $U_{к-л}$ и $U_{А\text{эф}}$

$$U_a = U_{А\text{эф}} - U_{к-л} - \Phi - \frac{2kT_e}{e} \quad (8)$$

При этом подразумевается, как было отмечено выше, что анодное падение положительно. Если в выражении (8) получится отрицательное значение, это свидетельствует о наличии задерживающего потенциала у анода, но не дает его величины, так как в этом случае прианодное падение не входит явно в уравнение теплового баланса анода. Влияние отрицательного анодного падения на тепловой баланс анода проявляется через температуру электронов, с которой они достигают анода [7]. По мере приближения к аноду плазма охлаждается, снижаются концентрация и температура электронов, которые приходят на анод с энергией $2kT_e^*/e$.

Приняв работу выхода электрода для вольфрама равной 4,54 В, а для меди 4,4 В [8], температуру электронов $kT_e = 1,2$ эВ (рис. 7, а) и используя результаты калориметрических измерений, можно определить прианодный скачок потенциала по формуле (8).

Оценим величину прианодного падения потенциала для разряда в аргоне в диапазоне токов 150–250 А и давлений 2,5–6,6 кПа. $U_{к-л}$ в этих условиях составляет 6 В. Эффективный вольтов эквивалент теплового потока в медный анод при токе 200 А и давлении 6,6 кПа равен 12 В. Анодное падение при этом составляет $U_{a\text{Cu}} = -0,8$ В. Полученное значение не позволяет сделать однозначный вывод о знаке анодного падения, так как величина суммарной погрешности соизмерима с результатом. Аналогичный расчет для вольфрамового анода ($U_{А\text{эф}} = 10,2$ В) $U_{a\text{W}} = -2,7$ В.

Полученное отрицательное значение означает, что электроны приходят на анод с меньшей температурой, чем они имели в столбе, преодолев задерживающий потенциал у анода.

Для определения величины этого задерживающего потенциала использовалась зондовая методика. Измерения проводились с помощью цилиндрического вольфрамового зонда, установленного на расстоянии 0,5 мм от поверхности анода. На рис. 6 представлены зондовые характеристики для нескольких режимов.

По ионному току насыщения зондовых характеристик подсчитана концентрация заряженных частиц вблизи анода

$$n_i = 4I_{i\text{ макс}} / ev_i S_z \quad (9)$$

Площадь поверхности зонда S_z равнялась 10^{-6} м², что при температуре ионов $T_i = 1$ эВ дало $n_e = n_i = (1,6-4) \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Плотность хаотического электронного тока

$$j_e = en_e v_e / 4 \quad (10)$$

для замеренных концентраций составила $5 \cdot 10^3$ А/см². Плотность ионного тока на зонд была $j_i = 15-40$ А/см². Эти данные подтверждают оценки, сделанные нами ранее по формуле (7), о незначительности доли тепла, переносимого на анод ионами.

Плотность тока на холодном аноде при давлении 2–7 кПа достигает 150–200 А/см², на радиационно охлаждаемом — 10–40 А/см² [2], т. е. падает в прианодном слое на полтора-два порядка при соответствующем снижении концентрации заряженных частиц у поверхности анода. Такое снижение концентрации заряженных частиц характерно для диффузного разряда при отрицательном анодном падении потенциала.

Из электронной ветви зондовых характеристик (рис. 6) определялась температура электронов

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{1}{d \ln I / dU} \quad (11)$$

и плавающий потенциал зонда U_f относительно анода, соответствующий точке пересечения характеристики с осью абсцисс. На рис. 7, а температура электронов для токов 150–250 А и давления 1,3–2,7 кПа составила 1,2–1,3 эВ. При токе 100 А температура электронов несколько ниже — ~1 эВ.

Для нахождения потенциала плазмы у анода необходимо знать параметр

$$\phi_f = e\Delta U/kT_e, \quad (12)$$

связывающий плавающий потенциал зонда относительно плазмы ΔU с электронной температурой [9]. Для малого цилиндрического зонда

$$\phi_f \approx \ln(0,7\sqrt{M_i/m_e}) \approx 5,25. \quad (13)$$

Потенциал плазмы у анода определялся прибавлением величины ΔU к потенциалу электростатического зонда U_f . На рис. 7, б представлена зависимость величины анодного падения от тока разряда для давлений аргона 1,3 и 2,7 кПа. Видно, что при увеличении тока выше 100 А прианодное падение становится отрицательным, достигая при 200 А 3 В. При дальнейшем увеличении тока отрицательное прианодное падение незначительно увеличивается по абсолютной величине.

Калориметрические и зондовые измерения показали, что отрицательные прианодные падения реализуются как на горячих, так и на водоохлаждаемых анодах. Благоприятными условиями для образования отрицательных прианодных скачков потенциала являются пониженные давления среды (2–20 кПа), большие токи (выше 100 А) и низкие потери в прианодной зоне. При радиационном охлаждении анода потери в прианодной области снижаются благодаря высокой температуре анода, что способствует образованию отрицательных анодных падений.

МВТУ им. Н. Э. Баумана

Поступила в редакцию
10 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Филкельбург, Г. Меккер. Электрическая дуга и термическая плазма. ИЛ, 1961.
2. А. М. Дороднов, Н. П. Козлов, Н. Н. Решетников. ТВТ, 13, № 3, 614, 1975.
3. А. М. Дороднов, Н. П. Козлов, Н. Н. Решетников. Материалы II Всес. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, стр. 388.
4. И. С. Меринов, И. Н. Острецов, В. А. Петросов, А. А. Порогников. ЖТФ, 46, № 4, 806, 1976.
5. И. С. Меринов, И. Н. Острецов, В. А. Петросов, А. А. Порогников. Материалы II Всес. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, стр. 386.
6. Г. В. Эммонс. В сб. Современные проблемы теплообмена. «Энергия», М.—Л., 1968.
7. И. А. Коробова, В. Я. Мойжес, В. А. Немчинский, Л. Н. Перетц. VI Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, тезисы докладов. «Илим», Фрунзе, 1974, стр. 297.
8. В. С. Фоменко. Эмиссионные свойства материалов. «Наукова думка», Киев, 1970.
9. О. В. Козлов. Электрический зонд в плазме. Атомиздат, 1966.