

04; 11

ИССЛЕДОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ ПЛЕНОЧНЫМ КАТОДОМ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Г. А. Дюжеев, М. А. Жаков, Ю. П. Кукота,
В. Н. Мубаракшин, С. М. Школьник

Проведены физические исследования нового вида разряда — самостоятельного сильно-точного диффузного разряда в газопроницаемом полом катоде (ГПК) при атмосферном давлении с низкой плотностью тока в зоне привязки. Обоснована применимость зондового метода для диагностики плазмы в сложных условиях внутри полого катода. Получена качественная картина физических процессов в таком разряде, рассмотрены причины устойчивости распределенной формы разряда, обсуждены отличия разряда в ГПК от традиционных разрядов при атмосферном давлении с термоэмиссионным катодом.

Полый катод благодаря сравнительно низкому уровню эрозии широко используется в сильноточных дуговых разрядах низкого давления [1]. С повышением давления «эффект полого катода» исчезает, однако при введении легкоионизируемых присадок щелочного металла в плазмообразующий газ диапазон существования этого эффекта расширяется до давлений, близких к атмосферному [2] и даже превышающих его [3]. Это позволило разработать для ряда технических плазменных установок серию газопроницаемых полых катодов (ГПК), способных работать при атмосферном давлении и токах разряда 10^3 – 10^4 А [4]. Исследованию физических процессов разряда в таких катодах посвящена настоящая работа.

1. Газопроницаемый полый пленочный катод

Конструктивная схема катода ГПК-4000 [3] показана на рис. 1. Основной разрядный элемент, рассчитанный на ток до 1000 А, выполнен в виде цилиндра 1 с проницаемыми стенками из пористого вольфрама и смонтирован внутри водоохлаждаемого стального корпуса 3. В качестве анода в экспериментах использовался графитовый стержень 2. Сквозь стенки пористого катода была организована небольшая прокачка аргона, содержащего присадку паров К—Na сплава, который вводился с помощью микродозировочного устройства.

Катод запускался вспомогательным разрядом ($I \approx 200$ А) между анодом и стержневым электродом, вводимым внутрь катодной полости. После разогрева катода до температуры 1100–1200 К, необходимой для испарения присадки и обеспечения некоторого начального уровня термоэмиссии, включалось питание основного разряда, а вспомогательный электрод отключался и извлекался из катодной полости.

В рабочем режиме реализовался устойчивый разряд с диффузной привязкой к катоду, температура которого составляла 1400–1600 К. Это обеспечивало минимальный уровень эрозии катодного материала и соответственно длительный (сотни часов) ресурс работы при токах разряда $I \approx 1000$ А.

Питание разряда осуществлялось от спаренных генераторов постоянного тока ПСО-300. В процессе эксперимента фиксировались разрядный ток, напряжение, сигналы с термопар, заделанных в тело катода, и датчиков теплового баланса системы охлаждения. Температура поверхности катода контролировалась также пирометром. Для оценки температуры тяжелой компоненты плазмы T использовались термопары W—Re, вводимые в разрядную полость, а также метод реперных точек по температуре плавления различных керамических материалов. Оплавление реперов отчетливо наблюдалось на экране, на который с помощью специальной оптической системы с увеличением проектировались изображения зонда и внутренней поверхности катода.

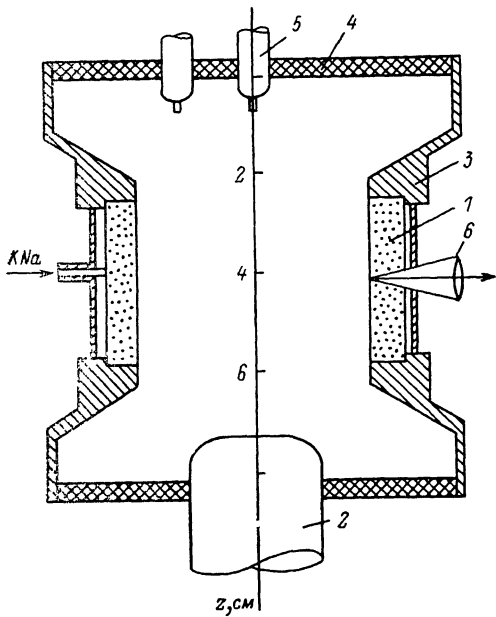


Рис. 1. Конструкция экспериментального прибора.

1 — пористая вставка (катод), 2 — анод, 3 — стальной водоохлаждаемый корпус, 4 — керамическая крышка, 5 — водоохлаждаемый зонд, 6 — оптическая система.

Проведение исследований непосредственно в полупромышленном образце катода сопряжено со значительными техническими трудностями и ограничивает выбор возможных методов диагностики плазмы. Для простоты технического обеспечения нами был выбран метод электрических зондов.

Зонд изготавливался из Мо проволоки диаметром 2.5 мм, которая впаивалась в медный водоохлаждаемый держатель. В качестве изолятора использовался алумонитрид бора. Зонд вводился внутрь катода сквозь отверстие в крышке и перемещался специальным приводом либо по оси системы, либо параллельно ей на расстоянии 7 мм от стенки катода. Точность установки зонда была не хуже 0.1 см. Ряд контрольных измерений был проведен с зондом

диаметром 0.3 мм при небольшом погружении его внутрь разрядного объема.

В процессе экспериментов необходимо было тщательно термостатировать зонд, поддерживая его температуру в сравнительно узком интервале с тем, чтобы избежать, с одной стороны, термоэмиссии с поверхности зонда, а с другой — высаждения щелочного металла, приводящего к появлению утечек. Если в процессе измерений поверхность зонда загрязнялась, то это приводило к искажению вольт-амперных характеристик. В таких случаях приходилось извлекать и чистить зонд.

Контроль за состоянием зонда осуществлялся как по виду вольт-амперных характеристик (ВАХ), регистрируемых с помощью специальной схемы на осциллографе С1-64, так и визуальными наблюдениями за состоянием поверхности зонда и изоляции.

III. Результаты измерений и методы обработки зондовых характеристик

Измерения были выполнены в диапазоне токов $250 \leq I \leq 500$ А при различных скоростях подачи присадки. Неискаженные ВАХ удавалось получить при погружении зонда на всю глубину катодной полости. При этом введение зонда в полость не изменяло режима работы разрядного устройства.

Типичная ВАХ зонда представлена на рис. 2, а. Видно, что ВАХ имеет четкое насыщение по ионному току. Перестроенный в полулогарифмическом масштабе электронный ток в начале переходного участка с хорошей точностью

прямолинеен (рис. 2, б). Это позволяет определить температуру электронов T_e . Распределение T_e и температуры тяжелой компоненты плазмы T по оси системы для одного из исследованных режимов, а также ионный ток насыщения на зонд I_{is} показаны на рис. 3, а, б. Наблюдаемый разброс экспериментальных

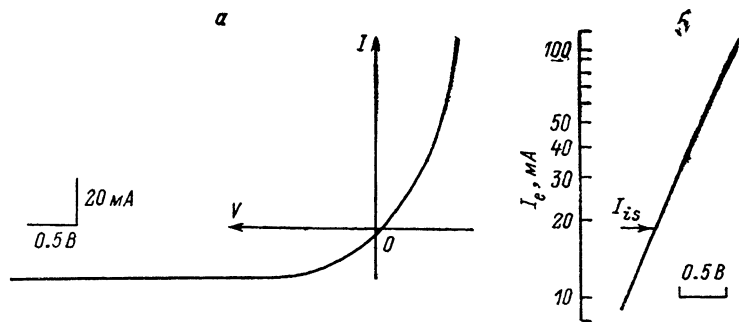


Рис. 2. Вольтамперная характеристика зонда ($I=500$ А, $V=12$ В, $z=3$ см) (а) и электронный ток в полулогарифмическом масштабе (б).

точек, по-видимому, связан с нестабильностью параметров плазмы, определяемой двумя причинами: неравномерностью испарения щелочной присадки с поверхности катода, а также наличием в плазме конвективных потоков и крупномасштабных турбулентностей, связанных с вдувом аргона. Следует отметить, что ток и напряжение разряда в процессе проведения этой серии измерений изменялись не более чем на 5 %.

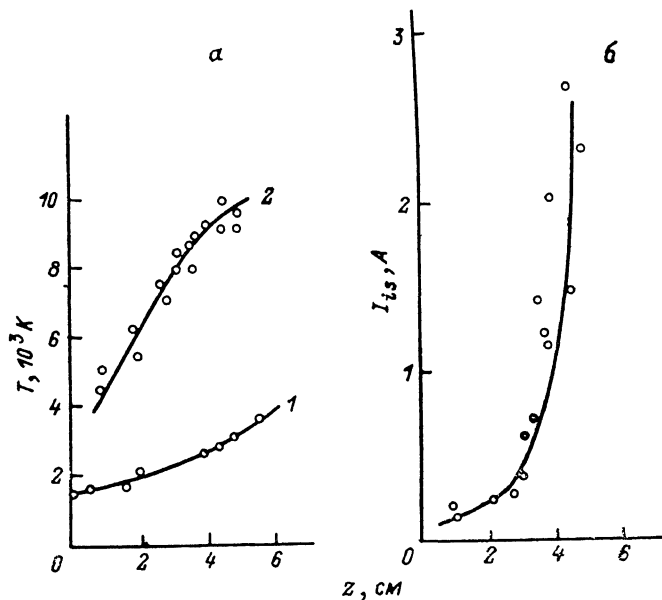


Рис. 3. Осевые распределения температуры и ионного тока на зонд. $I=400$ А, $V=18.5$ В.
1 — T , 2 — T_e .

Как уже отмечалось, получение неискаженных ВАХ зонда в условиях данных экспериментов само по себе представляет достаточно сложную задачу. Еще большие трудности вызывает обработка зондовых характеристик и получение из них параметров невозмущенной зондом плазмы. Поэтому остановимся на методах обработки более подробно.

Определение температуры электронов. Прямолинейность начального участка полулогарифмической зондовой характеристики позволяет, казалось бы, надежно определить T_e . Однако это не так. По крайней

мере три эффекта могут приводить к тому, что определенная таким образом T_e может отличаться от температуры электронов в невозмущенной плазме.

1. Отбор быстрых электронов на зонд может приводить к обеднению хвоста функции распределения и, как следствие, к завышению T_e , определенной из наклона зондовой характеристики. Сделаем оценки. Для электронов с энергией $\epsilon \approx 5 kT_e$ при концентрации заряженных частиц $n \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ согласно [5, 6] получим: $L_m \approx \sqrt{D_{ea} \tau_e} \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ и $(L_m/l_{ea}) (kT_e/e)^{3/2} \ll 1$. Следовательно, влиянием этого эффекта в условиях данного эксперимента можно пренебречь [7]. (Здесь L_m — длина максвеллизации электронов, l_{ea} и D_{ea} — соответственно длина свободного пробега и коэффициент диффузии электронов при рассеянии на атомах аргона, τ_e — время релаксации на межэлектронных столкновениях).

2. В случае, когда максвеллизация электронов в окрестности зонда происходит достаточно эффективно, отбор электронного тока на зонд может привести

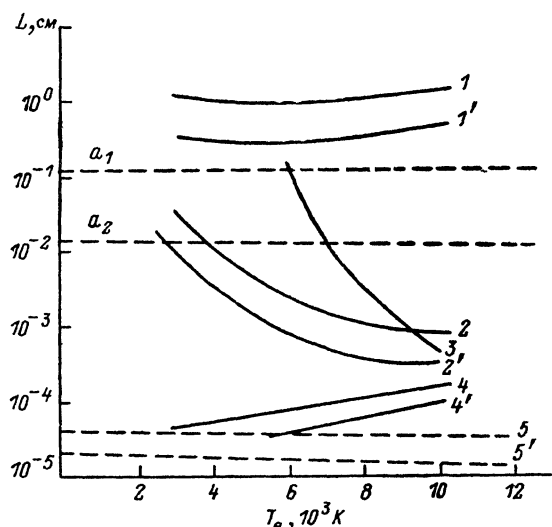


Рис. 4. Расчет характерных длин приэлектродного слоя.

L_T : 1 — $n=10^{14}$, 1' — 10^{15} см^{-3} ; L_0 (K): 2 — $N_{\text{Ar}}=10^{14}$, 2' — 10^{15} см^{-3} , 3 — N_{Ar} (Ar); 5 — l_{ia} ($\text{K}^+ \rightarrow \text{Ar}$), 5' — l_{ia} ($\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}$) при $T=T_{\text{зонда}}$; 4 — l_{ia} ($\text{K}^+ \rightarrow \text{Ar}$), 4' — l_{ia} ($\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}$) при $T=T_{\infty}$.

к заметному понижению температуры электронов вблизи зонда, если потери энергии на зонд не восполняются теплопроводностью электронного газа. Этот эффект также приводит к завышению экспериментально найденной T_e . Уменьшение температуры в призондовом слое по порядку величины $\Delta T_e/T_e \sim \sim I_e/I_s, \bar{v}_i/\bar{v}_e, l_i/l_e$ [7], при $I_e \approx I_s$ в нашем случае $\Delta T_e/T_e \leq 3 \cdot 10^{-3}$, т. е. пренебрежимо мало.

3. При атмосферном давлении электроны эффективно обмениваются энергией с тяжелой компонентой плазмы. Поэтому охлаждение атомов и ионов вблизи зонда может приводить и к охлаждению электронов. Уменьшение температуры электронов будет существенным, если длина передачи энергии $L_T = (\chi \tau_e / \beta m/M \cdot kn)^{1/2}$ мала по сравнению с размерами зонда ($L_T \ll a$). В отличие от рассмотренных ранее в этом случае экспериментально найденная T_e соответствует температуре электронов в призондовом слое, но занижена по сравнению с температурой в невозмущенной плазме.

Результаты расчета L_T при различных концентрациях разряженных частиц приведены на рис. 4. При проведении расчетов концентрация нейтральных атомов аргона N_{Ar} определялась как $N_{\text{Ar}} = P/kT$, где $P=1 \text{ атм}$; T — температура тяжелой компоненты, определяемая экспериментально (рис. 3). Основной вклад в теплопроводность тяжелой компоненты плазмы χ , как показывают оценки, дает атомная теплопроводность аргона, значения которой взяты из [8]. При вычислении времени релаксации электронов по импульсу τ_e использовались сечения, рассчитанные в [9] ($T_e \leq 5000 \text{ K}$) и в [5] ($T_e > 5000 \text{ K}$). Видно, что во всем диапазоне температур электронов $L_T > a$, и охлаждением элект-

тронного газа вблизи зонда можно пренебречь. Этот вывод подтверждается совпадением значений T_e , определенных зондами разного диаметра. Таким образом, в условиях данных экспериментов стандартный метод определения T_e по наклону полулогарифмической зондовой характеристики, по-видимому, дает правильное значение температуры электронов.

Отметим, что такая благоприятная для применения зондового метода ситуация при исследовании разредов атмосферного давления является не правилом, а скорее исключением. Действительно, $L_T \sim (\tau_p/n)^{1/2}$ и условие $L_T > a$ в данных экспериментах выполняется ввиду относительно низкой плотности разреженного тока (и соответственно концентрации заряженных частиц), а также в связи с использованием аргона, отличающегося резко выраженным эффектом Рамзауэра.

Определение концентрации и потенциала плазмы. Определение концентрации заряженных частиц в плазме в условиях данного эксперимента связано с большими трудностями. Во-первых, в разряде присутствуют три сорта ионов (K^+ , Na^+ и Ag^+), а, во-вторых, зонд в этих условиях работает в диффузионном режиме с генерацией ионов в призондовом слое, когда n можно определять лишь по порядку величины.

Характер работы диффузионного зонда в плазме зависит от соотношения между тремя параметрами: радиусом зонда a , длиной свободного пробега ионов при рассеянии на атомах l_{ia} и длиной L_0 , на которой устанавливается ионизационное равновесие $L_0 = [D_{ia}\tau_i(1+T_e/T_i)/2]^{1/2}$, где D_{ia} — коэффициент диффузии ионов. Если основным механизмом генерации ионов является ступенчатая ионизация, то $\tau_i = [NK_* \exp(-E_*/kT_e)]^{-1}$, где N — концентрация нейтральных частиц. Для калия $K_* = 2.42 \cdot 10^{-4}$ см³/с, $E_* = 3.17$ эВ [10], для аргона $K_* = 2.76 \cdot 10^{-6}$ см³/с, $E_* = 12.89$ эВ [11].

Результаты расчетов l_{ia} и L_0 приведены на рис. 4. Расчеты проводились в предположении равенства температур зонда и тяжелой компоненты плазмы в непосредственной близости к зонду [2]. Концентрация нейтральных атомов калия ¹ зависела от соотношения скоростей подачи и ухода щелочной присадки из катодной полости. В условиях данных экспериментов она составляла величину $N_K \sim 10^{14} - 10^{15}$ см⁻³. При расчете длин свободного пробега сечения рассеяния брались из [12, 13].

Из рис. 4 видно, что во всем диапазоне электронных температур, реализующихся в эксперименте, выполняется следующее соотношение: $a > L_0(K) > l_{ia}$. При высоких T_e , когда концентрация ионов аргона сравнима с концентрацией ионов калия, также выполняется соотношение $a > L_0(Ar)$. Собираение ионов зондом в таких условиях было рассчитано в [14, 15], а результаты расчетов проверены экспериментально в [16]. Для цилиндрического зонда получено выражение [15] для плотности ионного тока насыщения

$$j_{is} = \frac{1}{L_0} q D_{ia} n (1 + \tau) F_{\beta, \tau}(x_0), \quad (1)$$

где $\tau = T_e/T_i$, $x_0 = a/L_0$, $\beta = n/N$ — степень ионизации плазмы. При $1 \leq x_0 \leq 10^2$, что соответствует $3000 \leq T_e \leq 10^4$ К (рис. 4), функция $0.5 \leq F_{\beta, \tau}(x_0) \leq 1$ [15]. Учитывая, что $\tau \leq 10$ (рис. 3, а), получим более простую формулу для нахождения концентрации

$$j_{is} \approx q n \bar{v}_i \frac{l_{ia}}{L_0}, \quad (2)$$

которая в наших условиях дает ошибку не более чем в два раза по сравнению с точной формулой (1).

Казалось бы, из (2) легко определить концентрацию плазмы n . Однако для этого необходимо знать величину L_0 , которая экспоненциально зависит от T_e , поэтому точность определения концентрации по (2) будет невелика. Кроме того, в данном случае необходимо учитывать еще одно обстоятельство:

¹ Состав калий-натриевой эвтектики: К — 80, Na — 20 %. Кроме того, потенциал ионизации и работа выхода К ниже, чем Na, поэтому определяющую роль в работе катода играет калий.

хотя калия в плазме мало ($N_K/N_{Ar} \sim 10^{-3}-10^{-5}$), но длина ионизации калия $L_0(K) \ll L_0(Ar)$, и при низких значениях электронной температуры ионный ток на зонд формируется исключительно ионами калия, а не ионами аргона. При этом концентрация присадки калия в данных экспериментах известна лишь по порядку величины.

Если предположить, что для калия и аргона в плазме выполняются условия локального термодинамического равновесия (ЛТР), то, используя приведенные выше соотношения, можно рассчитать величину ионного тока на зонд в зависимости от температуры электронов. Результаты расчета при различных концентрациях присадки приведены на рис. 5. Здесь же приведены экспериментальные данные, полученные при различных токах разряда и скоростях подачи щелочной присадки. Видно, что, несмотря на большой разброс экспериментальных

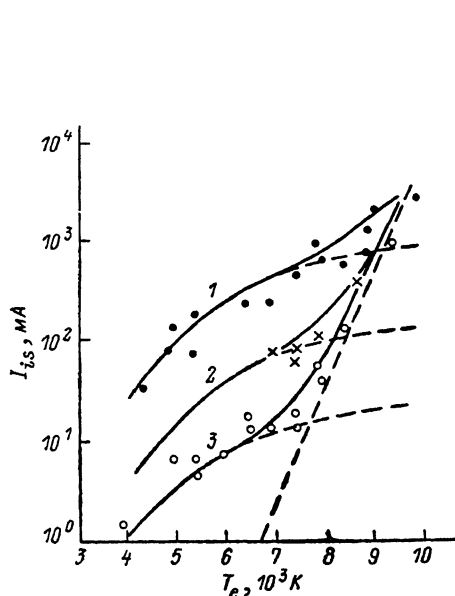


Рис. 5. Ионный ток насыщения на зонд в различных режимах.

Сплошные кривые — расчет. N_K : 1 — 10^{15} , 2 — $3 \cdot 10^{14}$, 3 — 10^{14} см $^{-3}$. Точки — эксперимент.

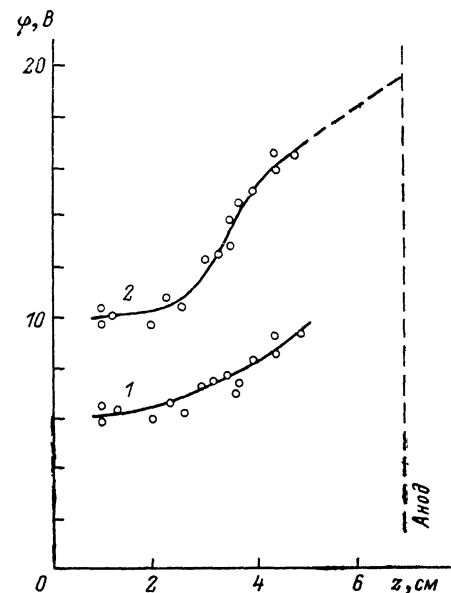


Рис. 6. Осевые распределения потенциала. $I=400$ А, $V=18.5$ В.

1, 2 — потенциалы плавающего зонда и плазмы.

точек, предположение о наличии ЛТР в плазме качественно хорошо подтверждается. Это позволяет оценивать порядок величины концентрации плазмы по измеренному значению T_e .

Для определения потенциала плазмы с учетом (2) получаем соотношение

$$\varphi_{пл} \approx \varphi_0 + \frac{kT_e}{q} \left[\ln \left(0.7 \sqrt{\frac{M}{m}} \right) + \ln \frac{L_0}{l_{ia}} \right], \quad (3)$$

где φ_0 — плавающий потенциал зонда.

Результаты определения $\varphi_{пл}$ в одном из режимов приведены на рис. 6.

IV. Обсуждение результатов

Проведенные эксперименты позволили выявить ряд принципиальных отличий в работе катода ГПК по сравнению с традиционными термоэмиссионными катодами для дуговых разрядов атмосферного давления. Эти отличия связаны с присутствием в катодной полости ГПК паров щелочного металла. Адсорбируясь на поверхности катода, щелочной металл, с одной стороны, обеспечивает при сравнительно низких температурах катода требуемый ток дуги за счет термоэлектронной эмиссии, а с другой стороны, присутствие в плазме щелоч-

ного металла, имеющего низкий потенциал ионизации, позволяет реализовать дуговой разряд с аномально низкой плотностью тока, не характерной для обычных сильноточных дуг атмосферного давления.

В экспериментах был обнаружен (рис. 3) отрыв температуры электронов T_e от температуры тяжелых частиц T . Это связано с низкой плотностью тока и соответственно низкими значениями T_e и n в катодной полости. Грубую оценку такого отрыва температуры в приосевой области дуги можно сделать, исходя из соотношения

$$\Delta T = T_e - T \sim \frac{j^2}{\sigma} \frac{M}{3\pi r \nu k}. \quad (4)$$

Используя значения $j = I/S_{\text{к}} \approx 25 \text{ А/см}^2$ ($S_{\text{к}}$ — площадь поперечного сечения пористой вставки), $T_e \approx 9000 \text{ К}$, $n \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Ар}} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, получаем $\Delta T \approx 2000 \text{ К}$.

Измерения параметров плазмы внутри катодной полости показывают, что весь объем плазмы условно можно разбить на две области. Первая — область с низкой плотностью тока ($j \leq 10 \text{ А/см}^2$), где $T_e \leq 7000 \text{ К}$, напряженность электрического поля $E \leq 1 \text{ В/см}$ и проводимость плазмы обеспечивается ионизацией калия, тогда как аргон практически не ионизован. Вторая область — это область стекания тока у выхода из полости вблизи анода. Здесь $j \geq 30 \text{ А/см}^2$, джоулево тепло эффективно греет электроны и основной вклад в концентрацию плазмы вносят уже ионы аргона.

Проведем некоторые оценки для области с низкой плотностью тока. Рассмотрим режим, когда ток разряда $I = 400 \text{ А}$, напряжение $V = 18.5 \text{ В}$, $N_{\text{К}} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом плотность ионного тока на зонд, которую мы считаем равной плотности ионного тока на катод, $j_i \approx 1 \text{ А/см}^2$, прикатодное падение потенциала $V_{\text{к}} \approx 6-8 \text{ В}$, $T_e \leq 0.5 \text{ эВ}$, $E \leq 1 \text{ В/см}$. Вначале рассмотрим тепловой режим катода. Эмиссионное охлаждение ($q_{\text{эм}} \approx -25 \text{ Вт/см}^2$) не полностью компенсируется нагревом катода за счет ионного тока ($q_i \leq 10 \text{ Вт/см}^2$). Нагрев катода током обратных электронов, теплопроводностью тяжелой компоненты плазмы и конвекцией, как показывают оценки, пренебрежимо мал. В то же время калориметрирование охлаждающей разрядный узел воды дает значение вольтова эквивалента катода 8 В . Такое большое значение вольтова эквивалента связано с геометрией катодного узла, при которой значительная доля излучения разряда идет на нагревание катода. Это существенно отличает разряд в ГПК от традиционных термоэмиссионных разрядов, в которых роль излучения разрядного столба в тепловом балансе катода незначительна [17]. Возможно, что разогрев катода излучением плазмы является необходимым условием существования самостоятельного разряда с низкой плотностью тока при атмосферном давлении.

Оценки показывают, что для зоны ионизации вблизи катода, которая формируется в основном за счет ступенчатой ионизации максвеллизированными электронами, характерно соотношение $L_0 \ll L_M$. В этом случае быстрые электроны, эмиттированные катодом и ускоренные на прикатодном падении потенциала, не могут восполнить потери энергии, связанные с ионным током на катод. Поэтому энергия в зону ионизации должна поставляться электронной теплопроводностью. Из соотношения $\kappa_e \nabla T \approx q_i \approx 10 \text{ Вт/см}^2$ получим $\nabla T_e \approx 10^4 \text{ К/см}$. Эта цифра представляется вполне разумной, так как соответствует перепаду температуры $\Delta T_e \leq 10^2 \text{ К}$ на расстояниях масштаба длины максвеллизации $L_M \leq 10^{-2} \text{ см}$.

В рассматриваемой области плазмы отсутствуют градиенты концентрации заряженных частиц (калий везде полностью ионизован, аргон практически не ионизован), градиент электронной температуры мал $k \nabla T_e \ll q \nabla \varphi$, поэтому основной механизм токопереноса полевой $j \approx j_e \approx j_B = -q U_e n \nabla \varphi$. Вычисления дают $j_E \approx 15 \text{ А/см}^2$, что согласуется со средней плотностью тока вблизи катода $j_e \approx I/S_{\text{к}} \approx 9 \text{ А/см}^2$ ($S_{\text{к}}$ — площадь внутренней поверхности пористой вставки). Значения подвижности электронов вычислялись по результатам работы [9].

Во второй области плазмы с более высокой плотностью тока ионизация аргона приводит к существенному повышению концентрации $n \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и соответственно к изменению механизма рассеяния электронов. В этой области

превалируют кулоновские столкновения и проводимость плазмы не зависит от концентрации. Характерные значения параметров $T_e \approx 0.8-0.9$ эВ, $E \geq \geq 2$ В/см. Оценка плотности тока по результатам зондовых измерений $j \approx \approx 50$ А/см² неплохо согласуется со средней плотностью тока в выходном сечении катода $j = I/S_{\text{к}} \approx 25$ А/см². Экстраполяция потенциала плазмы $\varphi_{\text{пл}}$ (рис. 6) вдоль оси разряда на поверхность анода дает значение $\varphi_{\text{пл}}^a \approx 20$ В при напряжении горения разряда 18.5 В. Отметим, что ранее отрицательное анодное падение потенциала в близких условиях было обнаружено в работе [18].

Обращает на себя внимание немонотонность возрастания φ вдоль оси z и наличие области относительно сильного поля. Это связано с тем, что при переходе из одной области плазмы в другую резко возрастает концентрация плазмы и появляется диффузионный ток $j_D = qD_e \nabla n$, который должен компенсироваться усилением электрического поля E .

Заключение

Проведенные исследования позволили выявить особенности новой формы разряда — самостоятельного сильноточного диффузного разряда в полном катоде атмосферного давления с низкой плотностью тока в зоне привязки и нарисовать качественную картину физических процессов в таком разряде.

Практическая значимость разряда, реализуемого в катодах типа ГПК-1000, определяется чрезвычайно низким уровнем эрозии катодного материала, обеспечивающим длительный ресурс работы электродного узла в целом.

В таком фактически безэрозионном режиме проводимость плазмы в приэлектродной области при низких плотностях тока определяется ионизацией щелочной присадки. Разогрев и ионизация аргона происходят преимущественно в области стекания тока на выходе из катодной полости. Этот режим работы катода, по-видимому, наиболее устойчив.

Адсорбция щелочной присадки на катоде при относительно низкой температуре, т. е. вблизи максимума, S-образной кривой стабилизирует прикатодный слой относительно возможной контракции [19]. Развитие объемных неустойчивостей также подавлено наличием буферного (неионизирующегося) газа: при относительно низкой температуре ($T_e \leq 7000$ К) присадка во всем объеме полностью ионизована, а для ионизации аргона необходимо значительное повышение T_e , достигаемое уже вдали от разрядной поверхности в области выходного сечения. Оптимальная концентрация присадки определяется требуемой плотностью тока на катоде и для $j \approx 10$ А/см² составляет $10^{14} \leq n \leq 10^{15}$ см⁻³.

Для реализации оптимального режима необходимо определенным образом приготовить прикатодную плазму и обеспечить требуемый разогрев катода при относительно низкой плотности ионного тока на катод. Это может быть достигнуто оптимизацией геометрии разрядного узла.

Литература

- [1] Лисе J. S. // Proc. 2nd Int. Conf. «Peaceful Uses Atomic Energy». Genere, 1958. P. 31—33.
- [2] Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 12. С. 2500—2508.
- [3] Герман В. О., Кукота Ю. П., Любимов Г. А. и др. // Тез. докл. VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. Т. 1. С. 213—215.
- [4] Кукота Ю. П. и др. Физико-технические проблемы создания МГДЭС. М., 1984. Т. 2. 75 с.
- [5] Бахит Ф. Г., Иванов В. Г. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 3. С. 471—479.
- [6] Брагинский С. И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1981. № 1. С. 192.
- [7] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. Е. Пикуса. М.: Наука, 1973.
- [8] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. К. И. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
- [9] Жеребцов В. А., Таланова В. Д. Препринт ФЭИ. № 992. Обнинск, 1980.
- [10] Бахит Ф. Г., Дюжев Г. А., Каплан В. В. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 263—273.
- [11] Бахит Ф. Г., Иванов В. Г. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 3. С. 688—699.
- [12] Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 329 с.
- [13] Hegerberg R., Elford M. T., Shullerud H. K. // J. Phys. B. 1982. Vol. 15. N 5. P. 797—811.

- [14] *Ульянов К. Н.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 4. С. 790—798.
[15] *Бажит Ф. Г.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 1. С. 214—217.
[16] *Бажит Ф. Г., Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К. и др.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 12. С. 2574—2583.
[17] *Мойжес Б. Я., Немчинский В. А.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 6. С. 1212—1220.
[18] *Митрофанов Н. К.* // Тез. докл. VIII Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1980. Т. 2. С. 56—58.
[19] *Дюжев Г. А., Каплан В. Б., Мойжес Б. Я., Юрьев В. Г.* // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 2. С. 453—456.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
1 сентября 1987 г.
