

УДК 533.924;533.9.03,537.525.5

ВАКУУМНЫЕ ДУГОВЫЕ РАЗРЯДЫ С ДИФФУЗНОЙ КАТОДНОЙ ПРИВЯЗКОЙ (ОБЗОР)

© 2020 г. В. П. Полищук^{1, *}, Р. А. Усманов^{1, **}, А. Д. Мельников¹,
Н. А. Ворона¹, И. М. Ярцев¹, Р. Х. Амиров¹, А. В. Гавриков¹,
Г. Д. Лизякин¹, И. С. Самойлов¹, В. П. Смирнов¹, Н. Н. Антонов¹

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: polistchook@mail.ru

**E-mail: ravus46@yandex.ru

Поступил в редакцию 04.03.2020 г.

После доработки 04.03.2020 г.

Принят к публикации 10.03.2020 г.

Обзор охватывает результаты преимущественно экспериментальных исследований стационарного дугового разряда с диффузной катодной привязкой, горящего в парах материала катода с плотностью тока на нем менее 100 А/см^2 . Такие разряды представляют большой интерес для ряда технологий, в которых требуется формирование интенсивных потоков плазмы без капельной фракции. Рассмотрены разряды на катодах из графита, чистых металлов и оксидов, а также на смешанных катодах. Специфика процессов на катодах вакуумных дуг характеризуется отношением потоков термически испаренных атомов и электронов термоэмиссии. В обзоре представлены результаты исследований катодных материалов с атом-электронным отношением в диапазоне от $\sim 10^{-2}$ до $\sim 10^8$. Приведены данные о рабочей температуре катода, вольт-амперной характеристике разряда, тепловом потоке из плазмы на катод, параметрах плазмы, спектре ее излучения и энергии ионов в катодной струе. В зависимости от материала катода его рабочая температура изменялась от 1.2 до 2.5 кК. Также представлены данные анализа особенностей процессов переноса заряда на различных катодах.

DOI: 10.31857/S0040364420040122

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Введение

1. Влияние эмиссионных свойств катода на характеристики вакуумной дуги

2. Катоде с отношением потоков термически испаренных атомов и электронов термоэмиссии $\ll 1$

2.1. Диффузная вакуумная дуга на катоде из гадолиния

2.2. Диффузная вакуумная дуга на графитовом катоде

3. Катоде с отношением потоков термически испаренных атомов и электронов термоэмиссии $\gg 1$

3.1. Диффузные вакуумные дуги на катодах из хрома и свинца

3.2. Диффузная вакуумная дуга на титане с нагревом катода электронным пучком

4. Диффузная вакуумная дуга на катоде из диоксида церия

5. Теоретические модели, описывающие явления на катоде диффузной вакуумной дуги

Заключение

Список литературы

Вакуумные дуги (ВД) характеризуются тем, что продукты эрозии электродов являются в них плазмообразующей средой. Это делает их полезными для практических применений, где требуется создать высокоионизованный плазменный поток не только металлического вещества [1, 2], но и диэлектрического материала [3, 4]. Источники плазмы на основе ВД находят применение в задачах создания функциональных покрытий [5, 6], легирования полупроводников [7], создания наноматериалов [8], в технологиях масс-сепарации изотопов [9] и отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) [10, 11].

Наиболее известным типом ВД, подробно описанным в литературе, является дуга с контрагированными катодными пятнами (ККП) [12–15]. Поверхность катода в ней испещрена подвижными или стационарными светящимися областями контракции тока [16, 17]. Размер этих областей определяется в основном по результатам анализа форм эрозионных кратеров [18]. Температура в области пятна ВД на порядок превосходит среднюю температуру катода, а плотность тока может достигать величины 10^8 А/см^2 [19]. Вследствие реализации экстремальных условий на катоде, вы-

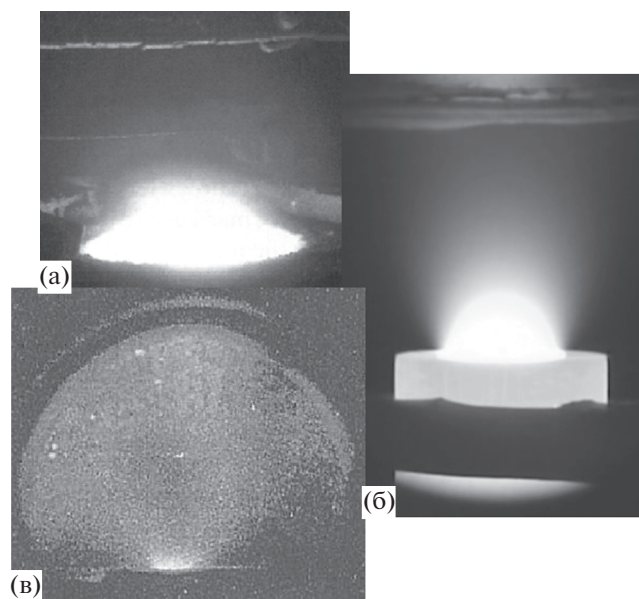


Рис. 1. Изображение диффузной вакуумной дуги на катодах из титана [25] (а), диоксида церия [26] (б), углерода [27] (в).

соких температурных градиентов, кипения и микровзрывов [20] в генерируемую плазму попадают микрокапли катодного материала. В технологических схемах от капель избавляются при помощи магнитооптических систем [21], однако это значительно удорожает стоимость установок, к тому же теряется заметная часть потока вещества. Доля капель может достигать 80% от общего уноса массы с катода.

Избежать капельной фракции в составе плазмы, уменьшить плотность тока дуги и стабилизировать разряд удастся, если реализовать условия для возникновения диффузной катодной привязки (ДКП) вакуумной дуги [22]. В пионерской работе [22] исследовался стационарный дуговой разряд на катоде из хрома, помещенный в теплоизолированный молибденовый тигель. Пока температура катода была невелика, на нем наблюдались подвижные ККП. Когда температура катода T_c достигла ~ 2 кК, на катоде возникла ДКП, характеризующая отсутствием типичных для ККП пульсаций напряжения на разряде и светимости плазмы, а также отсутствием микрокапельной фракции в продуктах эрозии катода. Переход к ДКП также сопровождался заметным снижением напряжения на дуге V_a .

Дуга с ДКП реализуется при достаточно высокой температуре катода (от 1 до 2.5 кК в зависимости от катодного материала), это достигается путем его теплоизоляции и/или при использовании косвенного нагрева. Напряжение разряда стабильно, его относительные колебания обычно не превосходят величины 0.1% [19]. Плотность

тока в диффузной форме относительно низка и составляет 10–100 А/см², эмиссия паров и термоэлектронов происходит со всей поверхности катода, а свечение распределено равномерно (рис. 1), что сходно с дуговыми разрядами на термоэмиссионных катодах в инертных газах [23]. Стоит отметить, что не всегда равномерное свечение, наблюдаемое глазом, свидетельствует о низкой плотности тока. В работе [24] исследовалась ВД с катодом из бора. Ее авторы первоначально полагали, что наблюдают разряд с ДКП, однако убедились в обратном после анализа свечения поверхности катода, снятой при помощи высокоскоростной камеры.

Разогрев катода в диффузной вакуумной дуге происходит в основном под действием ионной бомбардировки. Если этот разогрев достаточен для достижения температуры катода, при которой поток испаряющихся частиц удовлетворяет условиям самоподдержания разряда, тогда он существует самостоятельно. Если для достижения необходимой температуры требуется дополнительный нагрев катода внешним источником, то речь идет о несамостоятельном разряде.

Первые исследования вакуумного дугового разряда с ДКП были выполнены без малого сорок лет тому назад [22, 28–30]. В последнее время интерес к разряду с ДКП значительно возрос в связи с возможностью его использования в технологии плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива [31–33]. Есть основания полагать, что в этом разряде существует возможность управления зарядовым составом [11], а также возможно создание плазмы диэлектрических материалов [26], поэтому потенциально на катоде из ОЯТ можно получить струю полностью ионизованной плазмы для последующей ее сепарации по массам.

Целью данной статьи является обзор основных, преимущественно экспериментальных результатов, достигнутых в настоящее время в физике вакуумных дуг с ДКП. Данный тип разряда за счет “умеренных” условий на катоде удобен в изучении процессов взаимодействия плазмы с веществом катода, что представляет значительный интерес не только с практической, но и фундаментальной точки зрения. В диффузной дуге реализуется более простая картина течения плазмы, вызванного испарением катода; в условиях разряда возможна высокая изотермичность рабочей поверхности катода, а температура определяет не только ток эмиссии, но и обратный ионный ток на катод.

Катодные материалы рассмотренных в настоящем обзоре вакуумных дуг разделены на две группы: с избытком (первая группа) и недостатком (вторая группа) электронов термоэмиссии по отношению к потоку испаряющихся с катода атомов. Исследованы разряды на катодах из гадоли-

ния и углерода (относятся к первой группе), хрома, свинца и титана (относятся ко второй группе), а также на сложных катодах из оксида церия и его смеси с хромом. В конце обзора кратко представлены работы, посвященные построению теоретических моделей разряда и объяснению наблюдаемых в экспериментах данных.

1. ВЛИЯНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ КАТОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Как отмечалось, с научной точки зрения вакуумный дуговой разряд с ДКП интересен как удобный объект для исследования собственно физики процессов, происходящих в катодном слое (КС). Для этого типа разряда можно достаточно точно измерить температуру катода и плотность тока на нем J_c , чего до сих пор не удалось адекватно сделать для разрядов с ККП. До настоящего времени не существует верифицированной самосогласованной модели КС дугового разряда, но если исходить из имеющихся представлений о нем, то сам факт существования вакуумной дуги с ДКП противоречит существующим представлениям о процессах, происходящих на поверхности катода.

Величина катодного падения в дуге $V_c \sim 10$ В примерно на порядок меньше, чем в тлеющем разряде [34]. На катоде тлеющего разряда доля тока электронной эмиссии S_e , вызываемой бомбардировкой катода ионами, метастабильными и возбужденными атомами, невелика, $S_e \sim 0.1$ [34]. Отчасти поэтому относительно малая величина катодного падения в дуге объясняется значительным вкладом эмиссии электронов в баланс зарядов на поверхности катода, $S_e > 0.5$ [34, 35]. Вывод о важной роли эмиссии электронов с катода, как считается, следует из баланса энергии в зоне ионизации [34]. При анализе этого баланса принимается, что поток ионов, поступающих на катод, формируется в результате ионизации атомов электронами, ускоренными в слое объемного заряда, в котором сосредоточено основное катодное падение потенциала и толщина которого много меньше длины свободного пробега частиц плазмы. При этих предположениях энергия потока эмитированных электронов в единицу времени на внешней границе слоя объемного заряда равняется $S_e IV_c$ (I – ток дуги). Если вся эта энергия израсходуется на генерацию ионов, то поток их энергии на входе в слой объемного заряда составит $I(1 - S_e)W_i/e$ (W_i – энергия ионизации, e – заряд электронов). Из данного условия находится доля электронного тока на поверхности катода:

$$S_e = W_i / (eV_c + W_i). \quad (1)$$

Энергия ионизации большинства атомов металлов заключена в диапазоне от 5 до 10 эВ [36],

соответственно, доля электронного тока (1) на катоде ВД должна быть не менее 0.3 ($V_c \sim 10$ В).

Для оценки доли электронного тока на катоде в стационарном режиме также используется баланс энергии на поверхности катода [34, 35]:

$$I(1 - S_e)(W_k + W_i - \phi) / e = IS_e(\phi + 2kT_c) / e + Q_{ev} + Q_r + Q_h, \quad (2)$$

где W_k – кинетическая энергия ионов на поверхности катода, ϕ – работа выхода катода, k – константа Больцмана. Уравнение (2) означает, что энергия, приносимая в единицу времени ионами на поверхность катода ($I(1 - S_e)(W_k + W_i - \phi) / e$), расходуется на испарение электронов ($IS_e(\phi + 2kT_c) / e$) и атомов (Q_{ev}), тепловое излучение (Q_r) и отводится теплопроводностью вглубь катода (Q_h). Для кинетической энергии ионов обычно принимается, что $W_k \cong eV_c$.

В вакуумных дугах с ККП, в первом приближении, в балансе (2) потерями энергии на излучение Q_r и испарение атомов Q_{ev} можно пренебречь. Величина теплового потока, отводимого теплопроводностью, описывается при помощи вольтова эквивалента (ВЭ) V_h : $Q_h = IV_h$. По данным [37], ВЭ V_h для различных катодов изменяется в пределах от 3 до 10 В, тогда из (2) при сделанных предположениях следует, что в ВД доля ионного тока на катоде $S_i = 1 - S_e$ не может быть слишком мала: $S_i > 0.3$. Таким образом, в рамках принятых представлений ионный и электронный токи на катоде ВД по порядку величины должны быть равны между собой ($S_i/S_e \sim 1$).

Если рассмотреть эмиссионные свойства материалов катодов, то не все вещества могут обеспечить такое соотношение между S_i и S_e . В стационарной ВД плотность тока ионов на катод J_i не может превзойти плотности потока испаренных с него атомов eJ_a , который рассчитывается по формуле Герца–Кнудсена [38]. Поэтому имеет место неравенство:

$$J_i \leq e \frac{p_s}{\sqrt{2\pi m_a k T_c}}, \quad (3)$$

где p_s – давление насыщенных паров материала катода, m_a – масса атома.

Можно принять, что плотность тока электронной эмиссии с катода J_e не меньше плотности тока термоэлектронной эмиссии (ТЭЭ) J_{eT} , который находится по формуле Ричардсона–Дэшмана [34]:

$$J_e \geq J_{eT} = A_0 T_c^2 \exp(-\phi/kT_c), \quad (4)$$

где $A_0 = 120 \text{ А}/(\text{см}^2 \text{ К}^2)$ – эмиссионная постоянная.

При очевидных оговорках, отношение потоков термически испаренных атомов и электронов (атом–электронное отношение S_{ae}) может использоваться для оценки относительной доли

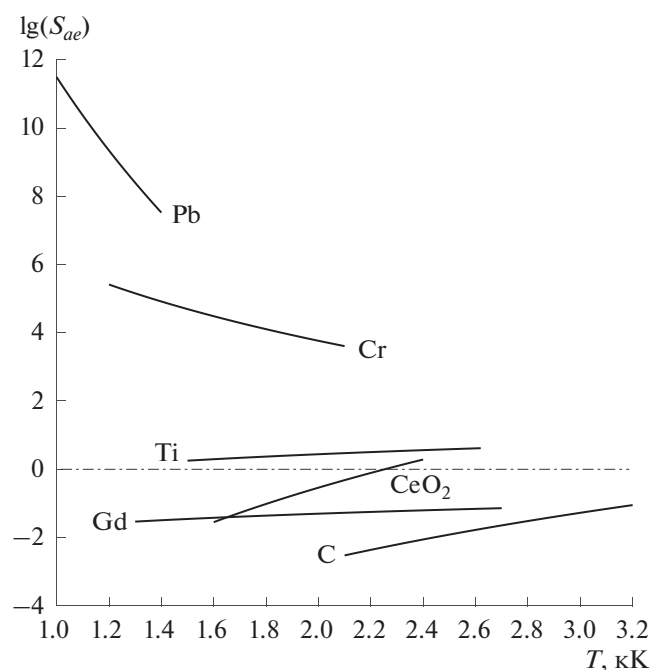


Рис. 2. Атом-электронное S_{ae} отношение для различных катодов.

ионного тока на поверхности катода [28]. Величина S_{ae} рассчитывается из (3) и (4) по формуле [28]:

$$S_{ae} = eJ_a / J_{eT} = p_s \exp(\phi / kT_c) / (A_0 T_c^{5/2} \sqrt{2\pi k m_a}). \quad (5)$$

Используя (5), металлы можно разделить на две группы [28]. Для условно легкоплавких металлов, к которым относятся, в частности, Hg, Zn, Cu, Cr, Fe, это отношение много больше единицы ($S_{ae} \gg 1$). Для тугоплавких металлов (W, Mo, Ta, Nb) атом-электронное отношение, наоборот, много меньше единицы ($S_{ae} \ll 1$). Малые значения S_{ae} также характерны для лантаноидов и актиноидов (La, Gd, U, Th и др.). На рис. 2 в зависимости от температуры приведены значения атом-электронного отношения S_{ae} для ряда металлов, на которых реализованы вакуумные дуги с ДКП, а также S_{ae} для диоксида церия. Данные о работе выхода взяты из [26, 39], данные о давлении насыщенных паров — из работ [36, 40]. Как видно, диапазон изменения величины S_{ae} составляет 15 порядков.

Для каждой из двух групп металлов ($S_{ae} \gg 1$ и $S_{ae} \ll 1$) есть свои трудности в объяснении процессов переноса заряда на катоде ВД. Для металлов с малым атом-электронным отношением ($S_{ae} \ll 1$) доля ионного тока на катоде невелика, и поэтому неясен механизм нагрева катода. В литературе высказывалось мнение, что стационарный разряд на таких катодах не может существовать [41].

На катодах из “легкоплавких” металлов ($S_{ae} \gg 1$) мала доля тока ТЭЭ. Считается, что в вакуумных дугах с ККП из-за высокой плотности тока напряженность электрического поля E на поверхности катода достаточна для термоавтоэлектронной или автоэлектронной эмиссии [34]. Напряженность поля E увеличивается с ростом плотности тока J_c , поэтому в ККП с плотностью тока свыше 0.1 MA/cm^2 электрическое поле, возможно, существенно увеличивает ток эмиссии электронов. В дуге с ДКП на хrome ($S_{ae} \sim 10^4$) плотность тока была $J_c < 100 \text{ A/cm}^2$, поэтому влияние электрического поля на эмиссию электронов мало, а доля тока ТЭЭ на катоде составляет $\sim 10^{-4}$ [22]. Авторы работы [22] предположили, что перенос заряда на катоде из хрома происходил в результате эффекта аномально высокой эмиссии электронов (АВЭЭ). Однако возможный механизм АВЭЭ в работе [22] не обсуждался.

Данные рис. 2 наглядно иллюстрируют особенности явлений в ВД на катодах из различных металлов, поэтому он воспроизводится и в работах других авторов [42, 43]. В [44] показано, что атом-электронное отношение S_{ae} можно использовать в качестве одного из критериев подобия для описания интегральных характеристик ВД на различных катодах: напряжения горения, удельной эрозии, времени жизни дуги, среднего тока на ККП и других.

2. КАТОДЫ С ОТНОШЕНИЕМ ПОТОКОВ ТЕРМИЧЕСКИ ИСПАРЕННЫХ АТОМОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ТЕРМОЭМИССИИ $\ll 1$

Перейдем к рассмотрению работ, посвященных изучению вакуумных дуг с ДКП на веществах с малым атом-электронным соотношением. Наиболее изученным разрядом в этом классе катодных материалов является ВД на катоде из гадолиния ($S_{ae} \sim 0.05$). Также в разделе представлено описание разряда на катоде из углерода (графита) ($S_{ae} \sim 0.01$).

2.1. Диффузная вакуумная дуга на катоде из гадолиния. Первые исследования разряда с ДКП на гадолинии (Gd) были начаты в ОИВТ РАН для моделирования распределенного дугового разряда на “горячем” катоде с плотностью тока $J_c \sim 10 \text{ A/cm}^2$. В схожих условиях должен был работать катод в канале МГД-генератора. Сегодня разряд на катоде из Gd представляет интерес как модельный источник плазмы для технологии плазменной сепарации ОЯТ. Gd может моделировать процесс ионизации урана из-за близких с ним первых трех значений энергий ионизации. Также значение атом-электронного отношения для урана $S_{ae} \sim 0.01$, поэтому можно ожидать, что характеристики ВД на этих металлах будут подобными [45].

В экспериментах использовалась установка, описанная в работах [28–30]. После модернизации эта же установка применялась и для исследования разряда на других катодах (см. разделы 3 и 4). На рис. 3 приведен эскиз разрядного промежутка. Разряд зажигался в вакуумной камере при давлении остаточных газов менее 10 мПа. Гадолиний помещался в теплоизолированный молибденовый тигель, внешний и внутренний диаметры тигля составляли 25 и 19 мм. Диаметр выходного отверстия в тигле равнялся 14 мм, это позволяло исключить выплескивание расплава Gd, который при рабочих температурах находился в жидком состоянии.

Под тиглем располагался электронно-лучевой подогреватель (ЭЛП) мощностью до 1.5 кВт, позволявший изменять температуру тигля при фиксированном токе дуги. В экспериментах [28–30] использовался молибденовый анод с радиационным охлаждением. Также применялся водоохлаждаемый стальной анод, имевший центральное отверстие диаметром 32 мм. Межэлектродное расстояние составляло в разных экспериментах от 15 до 60 мм. Электропитание дуги производилось от силового выпрямителя (350 В, 250 А) через последовательно включенное балластное сопротивление в виде реостата с водяным охлаждением. Температура тигля измерялась с помощью пирометра. По оценкам, отличие измеряемой температуры от средней температуры поверхности Gd с учетом ее падения в стенке тигля не превышало 3%, поэтому за температуру катода T_c принималась измеренная температура тигля.

В экспериментах [28–30, 46] измерялись ток дуги I , напряжение на дуге V_a , мощность ЭЛП N , температура катода и тепловой поток, поступающий из плазмы на катод, скорость испарения катода. В работах [45, 47, 48] исследовались спектры излучения плазмы, зондовым методом были измерены параметры плазмы на периферии катодной струи в межэлектродном промежутке и в пространстве за анодом, многосеточным зондом определялась энергия ионов в катодной струе, при помощи конденсационного зонда, установленного за анодом, оценивался средний заряд ионов Gd.

Перед зажиганием разряда тигель с помощью ЭЛП нагревался до $T_c \cong 2$ кК. Разряд возникал после подачи напряжения от выпрямителя на разрядный промежуток, при этом за время ~ 0.1 с напряжение на аноде снижалось с 350 до ~ 10 В. Предварительный нагрев катода при помощи ЭЛП позволил, в отличие от экспериментов [22], исключить стадию разряда с ККП. После подачи напряжения сразу возникал разряд с ДКП, в котором, как и в разряде на хrome [22], отсутствовала микрокапельная фракция в продуктах эрозии катода, не было характерных для дуги с ККП

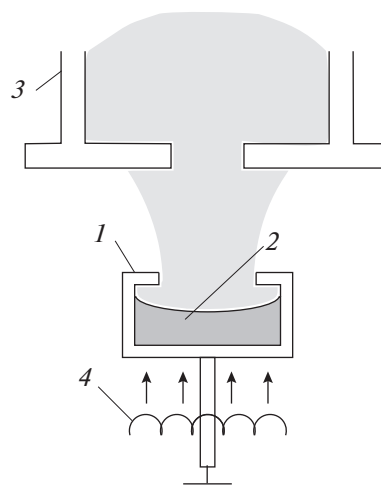


Рис. 3. Эскиз разрядного промежутка: 1 – катодный тигель, 2 – расплав гадолиния, 3 – анод, 4 – электронно-лучевой подогреватель.

пульсаций напряжения на дуге и светимости плазмы.

Для определения теплового потока из плазмы на катод измерялась зависимость его температуры от мощности ЭЛП без дуги $T_c(N, 0)$ и при фиксированном токе дуги $T_c(N, I)$. Типичные результаты этих измерений представлены на рис. 4 [28]. В работе [28] показано, что с достаточной степенью точности потери энергии с тигля в единицу времени за счет теплопроводности в ножку тигля Q_h и теплового излучения с его поверхности Q_r с дугой и без дуги являются однозначной функцией температуры тигля. Поэтому величина Q_{ef} , приведенная на рис. 4, представляет поток энергии из плазмы на катод Q_p за вычетом потерь энергии на эмиссию электронов Q_{em} и разности потерь энергии на испарение Gd с дугой и без дуги ΔQ_{ev} :

$$Q_{ef} = Q_p - Q_{em} - \Delta Q_{ev}. \quad (6)$$

По оценкам, для разряда на катоде из Gd слагаемым ΔQ_{ev} в уравнении (6) можно пренебречь. Уравнение (6) поясняет данные, представленные на рис. 4: при относительно низкой температуре катода поток тепла из плазмы на катод Q_p превышает потери тепла на эмиссию электронов Q_{em} , с ростом температуры поток Q_p уменьшается, и реализуется режим эмиссионного охлаждения катода.

Вместо величин Q_{ef} и Q_p удобнее использовать значения их ВЭ: $V_{ef} = Q_{ef}/I$, $V_p = Q_p/I$. В этом случае уравнение (6) принимает вид

$$V_{ef} = V_p - S_e (\phi + 2kT_c)/e. \quad (7)$$

В формуле (7) приведены потери на эмиссионное охлаждение для ТЭЭ. Работа выхода Gd $\phi =$

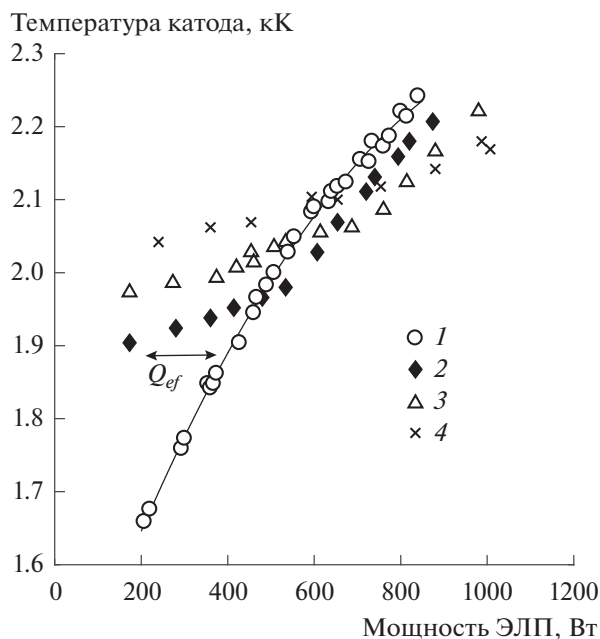


Рис. 4. Температура тигля в зависимости от мощности ЭЛП [28]: 1 – $I = 0$ А, 2 – 25, 3 – 55, 4 – 115.

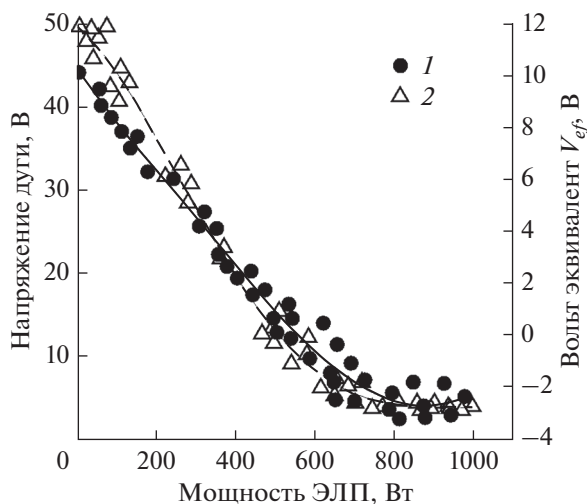


Рис. 5. Зависимость напряжения на дуге (1) и вольтова эквивалента V_{ef} (2) от мощности ЭЛП, $I = 50$ А [29].

$= 3.0$ эВ [39], поэтому потери энергии на эмиссию одного электрона составляют 3.4 эВ ($2kT_c \cong 0.4$ эВ).

На рис. 5 для тока дуги 50 А приведены напряжение на дуге V_a и ВЭ V_{ef} в зависимости от мощности ЭЛП [29]. Как видно, значения V_a и V_{ef} монотонно возрастают с уменьшением мощности N . При $N \cong 0.55$ кВт вольт эквивалент обращается в нуль, т.е. поток энергии из плазмы компенсирует потери энергии на эмиссию электронов. В режиме с $V_{ef} = 0$, по-видимому, дуга не искажает температурное поле на поверхности расплава Gd.

В работах [28, 29] рассчитывалось отношение тока ТЭЭ с исследованного катода I_{eT} к току дуги $\beta = I_{eT}/I$, при этом принималось, что площадь поверхности расплава Gd с учетом мениска равнялась 5 см^2 . По данным [28, 29], для режимов с положительным ВЭ величина β могла быть несколько меньше единицы, $\beta \cong 0.7$. Для режимов с отрицательными значениями V_{ef} отношение β было больше единицы и при $V_{ef} \cong -3.5$ В составляло $\beta \sim 10$. Величина β , близкая к единице или выше, свидетельствует о том, что перенос заряда на катоде из Gd происходит в основном вследствие ТЭЭ и не требуется привлекать гипотезу о существовании АВЭЭ, как в работе [22], для объяснения переноса заряда на катоде из хрома.

Как следует из рис. 5, разряд с ДКП мог гореть и без внешнего подогрева. При минимальном токе $I \cong 30$ А напряжение на дуге достигало ~ 100 В, а величина ВЭ – 15 В. Напряжение V_a возрастало примерно обратно пропорционально току дуги, аналогичная зависимость от тока фиксировалась и для ВЭ.

На рис. 6 приведены данные о скорости испарения Gd в дуговом разряде G_a в зависимости от температуры катода при разных токах дуги [46]. На этом графике также представлены данные о скорости испарения Gd без дуги G_0 . Для наглядности на правой оси графика приведена скорость испарения Gd в токовых единицах: $I_{0,a} = eG_{0,a}/m_a$. Эрозия катодов в ВД обычно характеризуется при помощи коэффициента электропереноса $\gamma = G_a/I$ [12]. По данным рис. 6, коэффициент электропереноса γ составлял 0.01–0.02 атом/электрон.

Как видно из рис. 6, скорость испарения Gd в дуге во всех режимах заметно меньше, чем без нее. Для более корректного сравнения использовались режимы с $V_{ef} \cong 0$. По данным [46], в диапазоне токов 25–140 А скорость испарения Gd в дуге в полтора–два раза меньше, чем без дуги. Уменьшение скорости испарения катода в дуге при неизменной температуре катода указывает на возврат части испаренных атомов обратно на катод.

В работе [46] оценен поток тяжелых частиц G_r , вернувшихся обратно на катод. По величине G_r оценивался максимально возможный ток однозарядных ионов на катоде $I_i = eG_r/m_a$ и доля ионного тока $S_i = I_i/I$. Если принять, что нагрев катода обеспечивался ионами, то каждый ион должен был передать катоду энергию:

$$W_c \cong (eV_{ef} + (1 - S_i)(\phi + 2kT_c))/S_i.$$

По данным [46], для режимов с нулевым ВЭ, когда напряжение на дуге ~ 10 В, энергия $W_c \sim 0.1$ кэВ. Для режимов без внешнего подогрева ($N = 0$) эта энергия должна была быть примерно вдвое больше. Таким образом, каждый ион должен передавать катоду энергию, значительно пре-

вышающую ту, которую он может набрать, пролетев от анода до катода без соударений. Экстремально большая энергия ионов, которая требуется для нагрева тугоплавких катодов ($S_{ae} \ll 1$), напрямую следует из того факта, что на них доля ионного тока S_i по порядку величины равна S_{ae} .

В работе [28] высказана гипотеза, что нагрев катода из Gd обеспечивается многозарядными ионами ($Z_i = 3-4$). С ростом заряда увеличивается и кинетическая энергия ($W_k \cong eZ_iV_c$), и энергия нейтрализации, которую ионы передают катоду. По оценкам равновесного состава плазмы, минимальное значение температуры электронов T_e , при которой достигается требуемая кратность ионизации, составляет ~ 2 эВ. Температура электронов, полученная зондовым методом [46, 49, 45], в режимах с положительным ВЭ была заметно больше.

На рис. 7 в зависимости от напряжения на дуге приведены значения температуры электронов, измеренные над тиглем 1 (ток 40 А) [30, 46], на расстоянии 21 мм от оси разряда 3 (ток 44 А) [49] и за анодом 2 (ток 40 А) [45]. Температура электронов во всех зонах разрядного промежутка определяется в основном значением напряжения на дуге и возрастает от ~ 1 до 5 эВ и более при повышении напряжения с 3 до 10 В.

На рис. 8 для тока дуги 52 А приведена зависимость среднего заряда ионов гадолиния Z_i , а также зависимости отнормированных по максимумам интенсивностей спектральных линий атомов и двух первых ионов Gd от напряжения на дуге [11]. Средний заряд Z_i определялся при помощи конденсационного зонда, который представлял собой молибденовый диск, установленный за анодом на расстоянии 25 мм. Во время измерений на зонд подавался отрицательный потенциал (~ 30 В относительно потенциала анода). За время экспозиции (~ 10 мин) измерялся заряд, протекший через зонд. Увеличение его массы составляло $\sim 10\%$ от всей массы Gd, испарившегося из тигля. По этим данным определялся средний заряд Z_i . При этом принималось, что коэффициент конденсации атомных частиц Gd равен единице. Излучение плазмы собиралось на расстоянии около 3 мм над выходным отверстием тигля. Как следует из рис. 8, зависимость интенсивности ионных линий от напряжения на дуге качественно согласуется с зависимостью $Z_i(V_a)$. При напряжении $V_a \cong \cong 5$ В плазма катодной струи полностью ионизована и в ней преобладают однозарядные ионы. Полученная зависимость распределения зарядов ионов в катодной струе от напряжения дуги подтверждается масс-спектроскопическими измерениями.

В работе [48] измерялась функция распределения ионов гадолиния по энергиям (ФРЭ) мето-

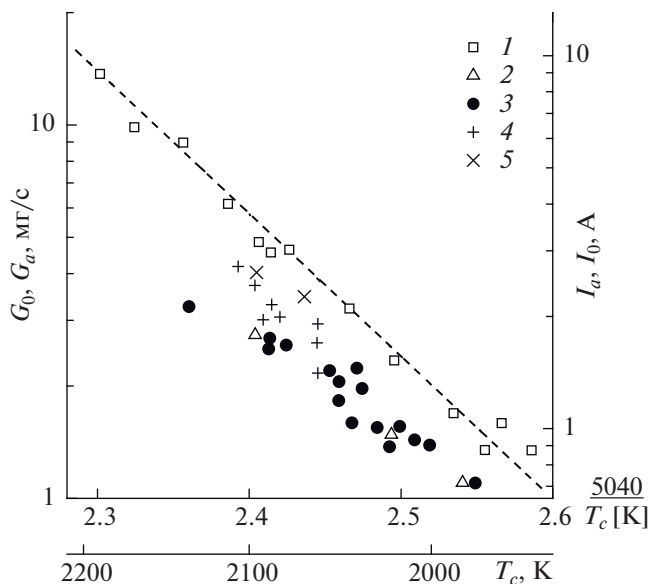


Рис. 6. Зависимость скорости испарения катодного материала без дуги G_0, I_0 и с дугой G_a, I_a от температуры T_c и величины $5040/T_c$ для разных токов дуги I [46]: 1 – $I = 0$ А, 2 – 25, 3 – 55, 4 – 95, 5 – 140.

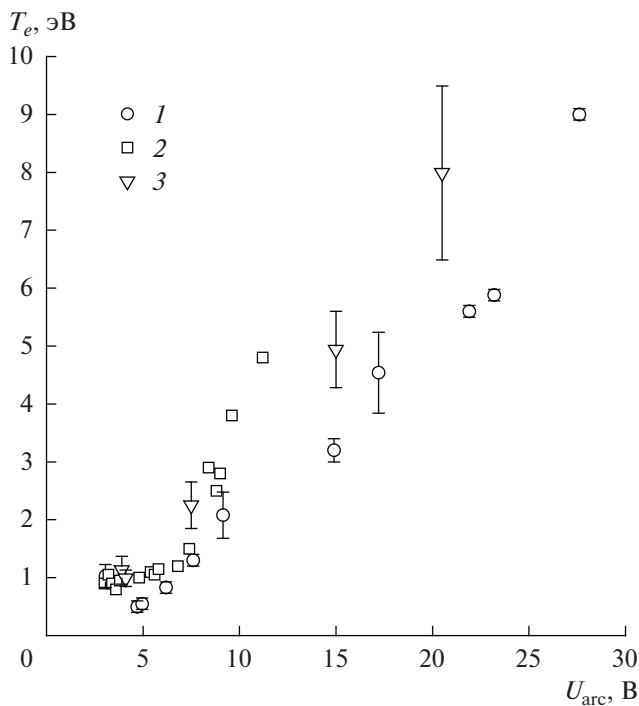


Рис. 7. Температура электронов плазмы на расстоянии 7 см над анодом T_1 (1) и в разрядном промежутке T_2 (2), T_3 (3) в зависимости от напряжения разряда [45].

дом задерживающего потенциала. Анализатор ФРЭ был размещен вдоль оси разряда за анодом на расстоянии 20 см от него. Измерения ФРЭ ионов проводились при токах 30, 50 и 75 А при варьировании напряжения на дуге. Величина тока

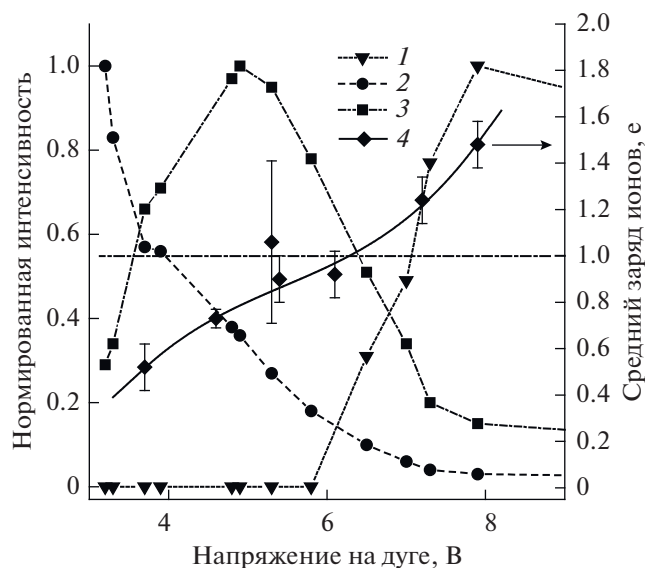


Рис. 8. Поведение интенсивности линий излучения атомов и ионов гадолиния (штриховые кривые), а также среднего заряда ионов анодной плазмы (сплошная кривая) в зависимости от напряжения на дуге [11]: 1 — Gd III 555.5 нм, 2 — Gd I 422.7 нм (3.53 эВ), 3 — Gd II 335.9 нм (3.72 эВ), 4 — средний заряд ионов.

слабо влияла на энергию ионов. При токе 50 А и увеличении напряжения от 5 до 12 В наиболее вероятные значения кинетической энергии ионов с учетом данных об их среднем заряде (рис. 8) увеличивались от 5 до 55 эВ. Температура электронов вблизи анализатора возрастала от 0.5 до 2 эВ. Эти значения близки к тем, что были зарегистрированы в самостоятельном разряде с ККП на катоде из Gd: при токе 100 А и падении напряжения 20 В кинетическая энергия ионов составляла 55 эВ, температура электронов — 1.7 эВ, средний заряд ионов — 2.2 [50].

Представленные результаты свидетельствуют о том, что, изменяя мощность подогрева катода, можно в достаточно широком диапазоне регулировать параметры катодной струи — температуру электронов, энергию ионов и их заряд.

2.2. Диффузная вакуумная дуга на графитовом катоде. Вторым термоэмиссионным материалом, на котором диффузная вакуумная дуга была достаточно подробно исследована, является углерод. Источник сильно ионизованной плазмы вызывал значительный интерес и в целях выращивания тонких углеродных пленок высокой плотности [51]. Требования к отсутствию капель являлись основными, что должно было обеспечить высокое качество напыления. По этой причине пристальное внимание было обращено к разряду с ДКП на катоде из углерода, и его последующему использованию с катодами из полупроводникового кремния и германия [27]. В работе [27] исследовался источник плазмы с самоподо-

гревным теплоизолированным углеродным катодом, на котором реализовывался распределенный разряд. Авторами проведено сравнение характеристик полученного разряда с контрагированной дугой.

Катод диаметром 30 мм изготавливался путем прессования графитового порошка, плотность получившегося материала составляла 1.7 г/см³. Анодом выступала заземленная камера. Разряд инициировался сначала в виде одного катодного пятна с плотностью тока более 10⁷ А/см². Через время порядка ста микросекунд пятно распространялось на площадь 1–2 см² и плотность тока падала до 10–10² А/см². Как один из ключевых факторов, обеспечивающих возможность реализации диффузного режима горения дуги, авторы выделяют не только отсутствие принудительного охлаждения катода, но и плотность катодного материала, которая была меньше, чем в экспериментах с дугой с катодными пятнами (1.95 г/см³ [52]). Например, в [53] при температуре графитового катода 1.8 кК дуга так и оставалась контрагированной.

Исследуя параметры разряда, авторы [27] в первую очередь отметили разный характер колебаний напряжения двух разрядов. При одинаковом токе 60 А среднее значение напряжения диффузного разряда составляло около 31 В и колебалось в диапазоне ±1 В. В контрагированном разряде среднее напряжение было ниже, на уровне 20 В, однако его колебания составляли ±5 В. Разряд в диффузном режиме значительно отличался визуально, наблюдалось равномерное свечение, микрокапельная составляющая отсутствовала, что определялось по отсутствию светящихся треков на фотографиях дуги. Нижняя граница рабочей температуры катода, измеренная на границе светящегося диффузного пятна привязки дуги, находилась в диапазоне 1.8–2.4 кК. Заметим, что при этих температурах давление насыщенных паров углерода не превосходит 0.01 Па, а оцененная по данным [36] плотность тока ТЭЭ составляет около 0.2 А/см². Для обеспечения нужной плотности тока за счет термоэмиссии температура катода в рабочей области должна быть на уровне 2.8–3 кК. При исследовании относительного распределения температуры катода (без абсолютных измерений) авторы [27] наблюдали большую пространственную протяженность активной области привязки разряда, которую связывали с формированием однородной плазмы.

Параметры образующейся углеродной плазмы имели типичные для вакуумной дуги значения. Концентрация электронов была порядка 10¹² см⁻³, а температура составляла 5–7 эВ. Энергетическое распределение ионов в разряде с ДКП представлено на рис. 9 в сравнении с дугой с ККП. Как наиболее вероятная энергия ионов, так и ширина

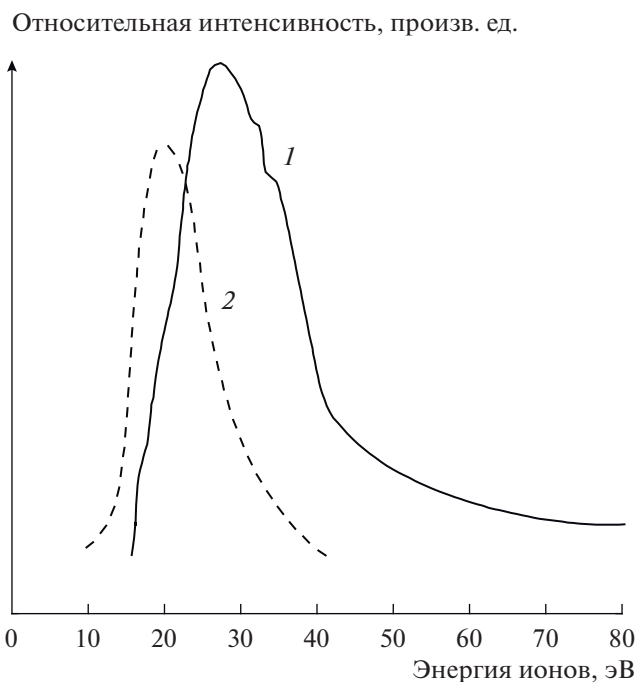


Рис. 9. Распределение ионов по энергии для дуги с катодным пятном (1) и диффузной дуги (2) [27].

распределения в диффузной дуге были ниже, чем в контрагированной. Кроме того, распределение по энергии ионов дуги с холодным катодом имело высокоэнергичный хвост. При этом авторами отмечается, что средний заряд ионов в обоих дуговых режимах близок к единице.

Кроме исследования самого разряда, изучалось также качество получаемых углеродных пленок, напыляемых на кремниевую подложку. Рассматривалось три способа напыления. Первый – напыление в контрагированном разряде, второй – напыление в контрагированном разряде с использованием магнитного фильтра для капель, третий – напыление в диффузном разряде. Как и ожидалось, в результате первого способа напыления пленка содержала микрочастицы в количестве 30–40 штук на 1 мкм², их размер достигал 180 нм. Во втором случае криволинейное магнитное поле позволило полностью избавиться от капель, гладкость получаемой поверхности была ±0.5 нм. Третий способ напыления все-таки приводил к появлению незначительного количества микрочастиц (менее одной на 400 мкм²), пленка имела гладкость ±1 нм. Плотность всех исследованных пленок составляла 3 г/см³.

Проведенное исследование позволяет утверждать, что диффузная вакуумная дуга может быть успешно реализована на таком тугоплавком материале, как углерод. Авторы [27] отмечают, что смогли реализовать диффузную форму и на кремниевом катоде, однако последующей публикации

не последовало. Дальнейшие работы данной научной группы были сфокусированы на исследовании другой формы стационарного вакуумного дугового разряда на графите, особенностью которого стало образование полости в катоде [54].

3. КАТОДЫ С ОТНОШЕНИЕМ ПОТОКОВ ТЕРМИЧЕСКИ ИСПАРЕННЫХ АТОМОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ТЕРМОЭМИССИИ ≫ 1

Вакуумные дуги с низкой плотностью тока на катодах с недостатком электронов термоэмиссии широко изучались в нескольких научных группах. Исследовались разряды на катоде из хрома, свинца и титана, применялись различные экспериментальные схемы для реализации именно диффузного режима горения дуги. Дуга была реализована как в отсутствие косвенного нагрева катода (хром), так и с применением дополнительного электронного пучка, сканирующего его поверхность (титан). В результате исследований были созданы генераторы плазмы металлов с колоссальной производительностью по величине ионного тока (>100 А), используемые для обработки поверхностей сталей и создания функциональных покрытий.

3.1. Диффузные вакуумные дуги на катодах из хрома и свинца. ВД с диффузной привязкой на катоде из хрома исследовалась в работах [22, 55]. Разряд на свинцовом катоде изучался в экспериментах [56, 57]. В [55–57] использовалась установка, описанная в разделе 2. Отметим, что для свинца атом-электронное отношение составляет $S_{ae} \sim 10^8$, т.е. на четыре порядка больше, чем у хрома.

Хром, использовавшийся в экспериментах [55], представлял собой пластинки и частицы размером от 1 до 5 мм. Для обеспечения теплового и электрического контакта между частицами Cr они спекались в течение часа при температуре около 1.6 кК в молибденовом тигле, нагреваемом ЭЛП. Напряжение на разрядный промежуток подавалось при температуре тигля около 1.9 кК. В большей части экспериментов после возникновения дуги ЭЛП отключался.

При увеличении тока от 30 до 220 А температура тигля увеличивалась с 1.8 до 2.1 кК ($N = 0$), при этом не было обнаружено следов плавления Cr, которое должно происходить при 2.16 кК [36]. В этих условиях, по оценкам, даже при максимальной температуре тигля (2.1 кК) плотность тока ТЭЭ была как минимум на три порядка меньше плотности тока дуги J_c [55].

На рис. 10 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) разрядов на Cr и Gd, которые получены при одинаковой геометрии электродов [55]. Напряжение на термоэмиссионном катоде из Gd значительно больше, чем на неэмиттирующем катоде из Cr. По данным [22], при увеличе-

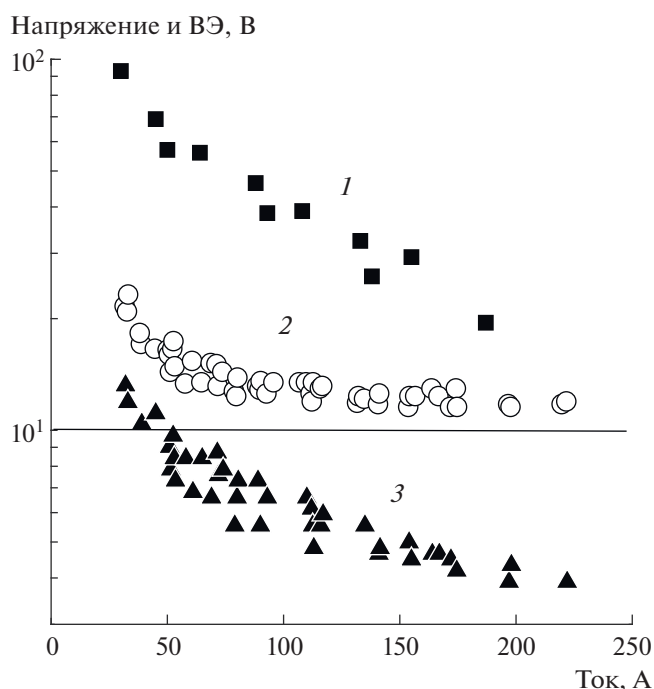


Рис. 10. ВАХ разряда на гадолинии (1) и хrome (2), вольтов эквивалент V_{ef} для хрома (3), $N = 0$ [55].

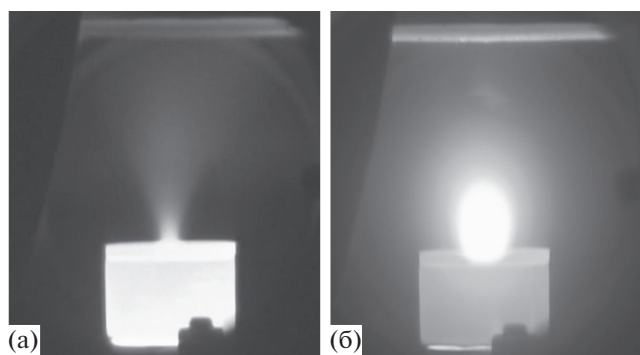


Рис. 11. Разряд на свинцовом катоде: (а) – $I \approx 10$ мА, $V_a \approx 340$ В, $T_c = 1.24$ кК; (б) – $I = 20$ А, $V_a \approx 13.8$ В, $T_c = 1.33$ кК [58].

нии тока с 40 до 400 А напряжение на дуге возрастало с 12 до 14 В. Из рис. 10 следует, что увеличение тока с 30 до 220 А сопровождалось снижением напряжения с 22 до 12 В. Отличие значений напряжения на дуге, вероятно, связано с различием в геометрии разрядного промежутка в экспериментах [22] и [55]. При этом скорости испарения Сг в работах [22, 55] близки. Коэффициент электропереноса γ в разряде на Сг был примерно на порядок больше, чем на Gd, и составлял ~ 0.1 атом/электрон. Из-за более высокой скорости испарения Сг слагаемое Q_{ev} в балансе (2), строго говоря, следует учитывать. Соответствующая

поправка к величине ВЭ, приведенной на рис. 10, может достигать ~ 1 В.

При определении теплового потока из плазмы на хромовый катод эмиссионное охлаждение Сг не наблюдалось. Характер изменения напряжения на дуге с катодами Сг и Gd при большой мощности ЭЛП также существенно отличался. В разряде на катоде из Сг с ростом мощности напряжение принимало постоянное значение 7 В, а на Gd – 3 В.

Характеристики разрядов на катодах из свинца и хрома заметно различались. Поскольку скорость испарения Pb существенно превосходила скорость испарения Сг, то для увеличения длительности опытов за счет увеличения массы исследуемого вещества высота тигля была увеличена с 14 до 26 мм. Кроме того, на него устанавливалась молибденовая крышка с центральным отверстием диаметром 6 мм. Напряжение на электроды подавалось, когда температура катода была около 1.3 кК. Сначала появлялся слабый разряд с током ~ 10 мА и напряжением около 340 В (рис. 11а), затем он переходил в дуговой разряд с током ~ 10 А (рис. 11б). Слаботочная фаза разряда обычно существовала несколько секунд, но могла оказаться значительно более устойчивой и переходить в дугу через десятки секунд только после заметного изменения температуры катода за счет увеличения мощности ЭЛП [58].

Разряд исследовался в диапазоне токов от 10 до 70 А. В отличие от разряда на катодах из Сг и Gd увеличение тока в разряде со свинцовым катодом сопровождалось ростом напряжения с 12 до 25 В ($N = 0$). Температура электронов в плазме за анодом по данным зондовой диагностики при увеличении тока с 15 до 40 А снижалась с 1.2 до 0.4 эВ ($N = 0$). Средний заряд ионов Z , измеренный конденсационным зондом, изменялся в пределах 0.17–0.28.

Диапазон значений температуры катода составлял от 1.3 до 1.6 кК. С ростом мощности ЭЛП увеличивалась не только температура катода, но и напряжение на дуге, чего не было в разрядах на Сг и Gd.

Измеренная скорость испарения Pb в разряде G_a была сопоставлена с рассчитанным значением скорости испарения из тигля в вакуум [57]. Из этого сравнения следует, что в дуговом разряде около 90% испаренных атомов свинца возвращались на катод в виде атомов или ионов. В отсутствие ЭЛП коэффициент электропереноса γ составлял ~ 0.5 атом/электрон.

Из-за высокой скорости испарения свинца методика измерения теплового потока из плазмы на свинцовый катод имеет свои особенности, которые поясняются на рис. 12. Потери на испарение для случая свинца составляют существенную долю уносимой с катода мощности. На рис. 12

в зависимости от мощности ЭЛП нанесена измеренная температура пустого тигля $T_c(N_e)$ и тигля, заполненного свинцом, $T_c(N_0)$. По методике, описанной в [57], рассчитаны потери энергии N_{ev0} с тигля в единицу времени на испарение Pb. С учетом этих потерь по зависимости $T_c(N_e)$ определялась зависимость температуры тигля со свинцом $T_c(N_0)$. На рис. 12 также нанесены значения температуры тигля для двух токов дуги. Как и для катода из хрома, зависимость $T_c(N_a)$ лежит выше калибровочной кривой. Как следует из данных рис. 12, с учетом измеренной скорости испарения G_a ВЭ изменялся в диапазоне от 4 до 10 В.

Работа выхода Pb $\phi = 4.0$ эВ [39], поэтому при характерной температуре катода 1.4 кК плотность тока ТЭЭ составляет ~ 1 мкА/см², что на семь порядков меньше, чем характерная плотность тока дуги на катоде. Если принять точку зрения [22], то на катоде из Pb, как и на катоде из Cr, реализуется АВЭЭ. В действительности это, вероятно, не так, и имеется достаточно оснований полагать, что на всех катодах с $S_{ae} \gg 1$ заряд переносится в основном ионами, $S_i \cong 1$.

Во-первых, возможная плотность ионного тока на катод достаточна, чтобы обеспечить наблюдаемые значения. При характерной температуре катода 1.4 кК давление насыщенных паров Pb составляет 0.85 кПа, из формулы (3) максимально возможное значение плотности ионного тока равно 70 А/см². Если степень ионизации паров Pb вблизи катода такая же, как и за анодом ($\cong 20\%$), то фактическая плотность тока ионов на катод может составить $\cong 15$ А/см², что согласуется с характерным значением плотности тока дуги J_c .

Во-вторых, гипотеза об ионном переносе заряда на поверхности легкоплавких катодов не противоречит балансу энергии. При ионном переносе заряда ($S_i \cong 1$) кинетическая энергия ионов на поверхности катода находится из соотношения

$$V_{ef} = (W_k + W_i - \phi)/e.$$

Из данных о ВЭ для разрядов на Pb и Cr следует, что минимальное значение кинетической энергии ионов на поверхности катода составляет $W_k \cong 1$ эВ [57, 59].

В работе [59] описана качественная модель КС дуги на легкоплавких катодах, в которой учитываются результаты экспериментов [55, 57]. В соответствии с этой моделью распределение потенциала в КС является немонотонным, максимум потенциала находится на расстоянии порядка длины ионизации от катода L_{ion} . По оценкам [59], для разряда на катоде из хрома длина ионизации составляет ~ 0.3 мм. Вблизи максимума потенциала находится и максимум температуры электронов. Диффузионное и дрейфовое слагаемые в уравнении движения электронов вблизи катода

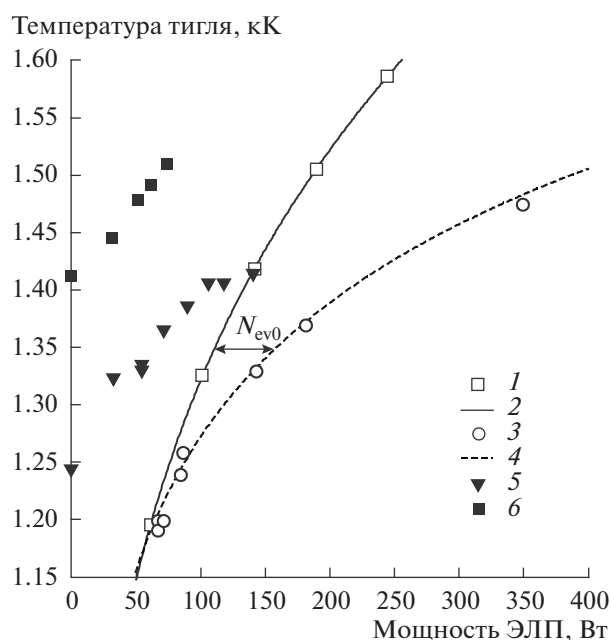


Рис. 12. Потоки тепла из плазмы на катод: $T_c(N_e)$ и $T_c(N_0)$ – калибровочные характеристики пустого тигля (1, 2) и тигля с Pb (3, 4) соответственно, $T_c(N_a)$ – температура катода (5, 6), N_{ev0} – мощность потерь на испарение Pb [57]; 1, 3 – эксперимент; 2 – аппроксимация; 4 – расчет; 5 – $I = 14$ А; 6 – 23 А.

компенсируют друг друга, так что электронный ток на поверхности катода $J_e \cong 0$. Энергия, необходимая для ионизации пара, поступает в катодную область вследствие электронной теплопроводности.

Энергия, выделившаяся в КС, отводится теплопроводностью в глубь катода и выносится электронами в сторону анода, поэтому величина катодного падения

$$V_c \cong V_{ef} + 2.5kT_e/e, \tag{8}$$

где T_e – температура электронов вблизи максимума потенциала. Вблизи максимума потенциала градиент температуры электронов мал, поэтому электронную теплопроводность в балансе энергии (8) можно не учитывать. Принимая для оценок $T_e \cong 2$ эВ, из этого баланса энергии находим величину катодного падения для разряда на катоде Cr $V_c \cong 10-15$ В, что близко к полному падению напряжения на дуге.

3.2. Диффузная вакуумная дуга на титане с нагревом катода электронным пучком. Диффузная вакуумная дуга широко изучалась для задач нанесения покрытий на основе титана [60, 61]. При условиях на катоде диффузной ВД атом-электронное соотношение для титана $S_{ae} \sim 10$. Особенностью описанных в научной литературе экспериментальных схем был непосредственный нагрев поверхности титана электронным пучком.

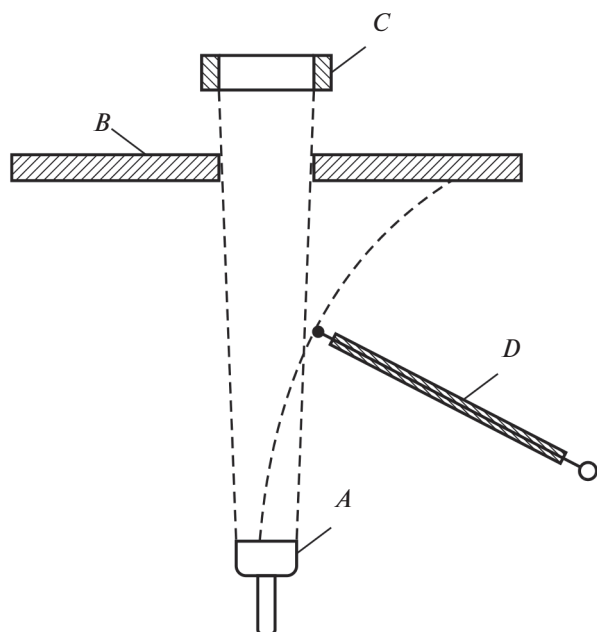


Рис. 13. Схема экспериментальной установки диффузной вакуумной дуги на катоде из титана: А — катод, В — анод, С — электронная пушка, D — зонд [62].

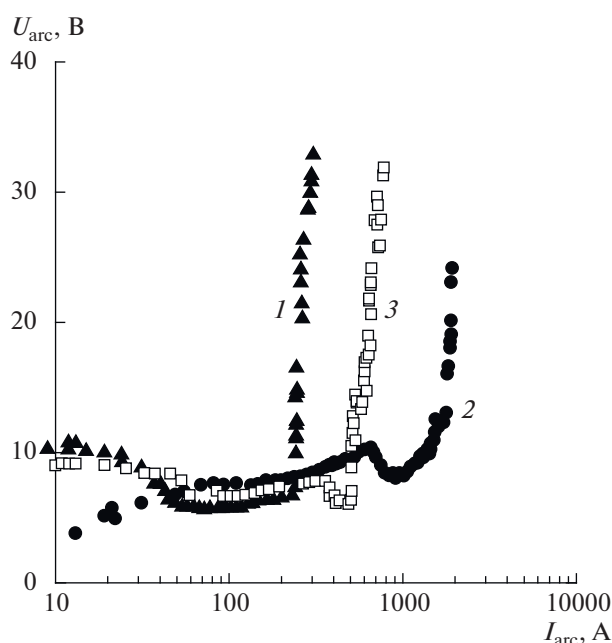


Рис. 14. Напряжение дуги как функция тока из [63] в зависимости от мощности электронного пучка, греющего катод: 1 — 18 кВт, 2 — 30, 3 — 100.

В этих экспериментах плотность тока электронного пучка была существенно ниже плотности тока дуги, поэтому он не был основным источником ионизации частиц в плазме.

Первое упоминание диффузной вакуумной дуги с титановым катодом было в работе [62]. Ее целью являлось в основном измерение простран-

ственного распределения электрического потенциала в разрядном промежутке для построения теоретической модели диффузного разряда. В [62] титановый катод располагался в теплоизолированном молибденовом тигле диаметром 5 мм. Анод находился на расстоянии 70 мм от катода. Электронная пушка для нагрева катода помещалась за анодом и генерировала пучок, распространявшийся по оси разряда через отверстие в аноде (рис. 13). Варьирование параметров пучка позволяло изменять ток разряда от 0.1 до 12 А в несамостоятельном режиме. Измерения распределения потенциала плазмы осуществлялось измерением плавающего потенциала подвижным зондом и дальнейшим пересчетом данных плавающего потенциала в потенциал пространства с известной температурой электронов ~ 2 эВ.

По данным авторов, распределение электрического потенциала внутри разрядного промежутка немонотонно и сильно зависит от мощности электронного пучка. Так, при одинаковом токе дуги 2 А максимум потенциала уменьшался от 120 до 45 В при увеличении мощности пучка от 100 до 200 Вт. При этом напряжение дуги падало с 12 до 4 В. Более подробно распределение потенциала в дуговом разряде измерено авторами при помощи вспомогательной экспериментальной схемы с изменяемым атом-электронным соотношением в газовом разряде. Показано, что это соотношение определяет форму распределения электрического потенциала в разряде; при атом-электронном отношении, превышающем единицу, в распределении потенциала присутствует “горб”, а при увеличении концентрации электронов потенциал может стать монотонным. Сравнивая диффузную и контрагированную дуги, авторы приходят к выводу, что физические процессы в них одинаковы. Отличие состоит только в реализующейся плотности тока и внешнем виде разряда. Значительная часть работы [62] посвящена также обсуждению различия между скоростями эрозии катодного материала в дуге и при испарении в вакуум без дуги. По мнению авторов, именно наличие “горба” потенциала позволяет объяснить различия в скоростях эрозии, наблюдаемые в эксперименте.

Активное исследование диффузного вакуумного разряда с катодом из титана для практического применения производилось двумя группами ученых в Германии [63, 64] и Японии [25, 65].

В работах [63, 64] для нагрева титана использовалась электронная пушка мощностью до 300 кВт. Координата привязки пучка управлялась магнитной системой. Ток реализованного дугового разряда достигал 2 кА при напряжении, не превосходящем 30 В. ВАХ этого разряда в зависимости от мощности электронного пучка представлены на рис. 14.

Ионный ток, регистрируемый на обрабатываемой подложке, варьировался в пределах 5–15% от тока дуги. По оценкам, степень ионизации плазмы у подложки превышала 50%. Анализ напыления показал, что поверхность пленки титана, полученная при испарении электронным пучком в присутствии дуги, является более гладкой и плотной, чем при испарении только при помощи электронного пучка. Эти работы получили дальнейшее развитие, напыление начало производиться в присутствии кислорода или азота, и в дополнение к катоду расходующим также стал и анод [66, 67].

Свойства плазмы, реализующейся в подобной системе с титановым катодом, подробнее изучены в работе [65]. Автор [65] называет полученный разряд дугоподобным, а механизм генерации плазмы в нем аналогичным механизму в диффузной дуге на катоде из хрома [22]. Он разделяет идею о проявлении титановым катодом эффекта аномальной эмиссии электронов. Мощность электронного пучка, греющего катод, достигала 9 кВт, длина разрядного промежутка составляла 50 мм. Заземленная разрядная камера выступала коллектором ионного тока, также в ней располагался датчик для измерения скорости осаждения титанового покрытия. К инициации разряда приводило прикладывание к аноду напряжения 20 В. Отмечено, что плазма становилась нестабильной при напряжениях анода ниже 20 В. Ток разряда изменялся в диапазоне 10–60 А. Исходя из представленных в работе фотографий, свечение плазмы в высокой степени равномерно (рис. 1а). Спектральная диагностика оптического излучения плазмы разряда показала присутствие только атомов и однократно заряженных ионов титана.

Автором [65] исследовались осциллограммы тока, напряжения дуги, тока коллектора и тока электронного пучка. Анализ осциллограмм показал, что колебания параметров разряда вызваны в основном нестабильностью тока электронного пучка и ток эмиссии электронной пушки может служить эффективным рычагом управления анодным током и другими параметрами разряда. Рис. 15 отражает связь напряжения разряда, тока эмиссии электронов, плотности тока на коллекторе и скорости осаждения на него. Аналогичные зависимости получены и при варьировании тока разряда. На основе измерений скорости осаждения титана в работе была оценена скорость ионизации, необходимая для поддержания разряда. Она составила $\sim 3 \times 10^{24}$ ион/(м³ с). Также показано, что максимум скорости ионизации приходится на напряжение разряда 60 В, при напряжении 20 В она падает до 50% от максимального. Скорость ионизации аналогично снижается и при уменьшении разрядного тока. Поверхности, подверженные ионной имплантации из данного раз-

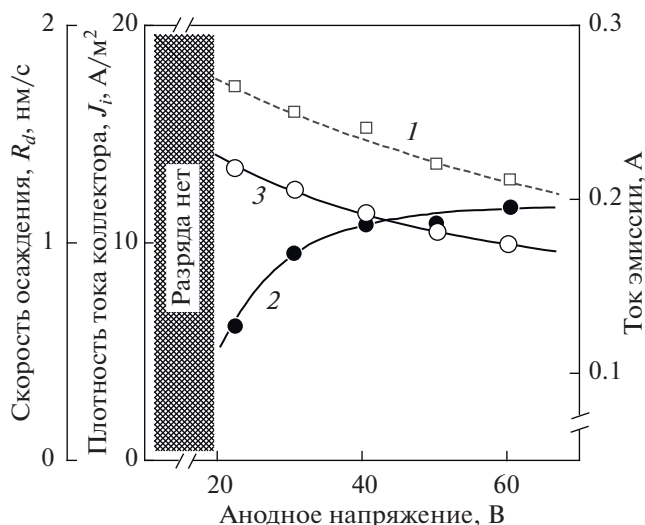


Рис. 15. Средние значения тока эмиссии (1), плотности тока коллектора (2) и скорости осаждения (3) в зависимости от напряжения на дуге [65].

ряда, анализировались в работе [68]. Капли катодного материала на них не обнаружены.

Интерес к разрядной схеме с нагревом катода электронным пучком не ослабевает и в настоящее время. В работе [69] исследовалось влияние формы анода и присутствия магнитного поля на параметры образующейся плазмы. Катодом служил титан или хром в виде стержня диаметром 20 мм и длиной 150 мм, расположенный в водоохлаждаемом тигле. Электронный пучок мощностью до 30 кВт сканировал поверхность испаряемого материала и фокусировался в пятно размером 1 мм. Исследовались четыре типа анодов: 1 – вольфрамовая проволока диаметром 3 мм закрученная в кольцо диаметром 60 мм (площадь анода – 10 см²); 2 – кольцевой анод увеличенной площади 200 см² (что позволило понизить напряжение разряда и уменьшить вероятность образования анодных пятен); 3 – тугоплавкая проволока, накрученная в виде спирали, с протекающим через нее электрическим током для генерации магнитного поля и увеличения степени ионизации плазмы; 4 – кольцевой анод большой площади с соле-ноидом. Для анализа плазмы использовались плоский зонд, многосеточный зонд (для анализа энергетического спектра ионов), коллектор ионов диаметром 25 см (для сбора полного ионного тока), а также масс-спектрометр.

Мощность электронного пучка существенно влияла на характеристику разряда в данной работе. Разряд переходил в дуговую фазу из слаботочной только при мощности пучка более 1.2 кВт, когда концентрация насыщенного пара катода превышала 3×10^{13} см⁻³. Повышение мощности от 2 до 3.5 кВт в разряде на хромовом катоде по-

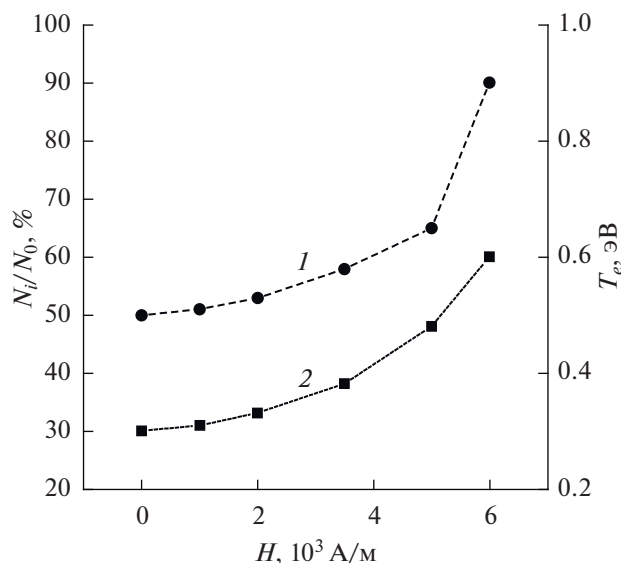


Рис. 16. Электронная температура (1) и степень ионизации (2) потока плазмы как функция магнитного поля [69].

нижало напряжение дуги в 1.5–2 раза на всей ВАХ, также это приводило к ослаблению шумов в спектре колебаний напряжения разряда. Вид ВАХ для разрядов на хrome и титане был схожий. При увеличении тока от 1 до 20 А напряжение резко уменьшалось на 30–50 В до минимального значения, определяемого мощностью электронного пучка, а далее с ростом тока до 220 А медленно росло на несколько единиц вольт.

Результат сравнения плотностей ионного тока, регистрируемого на коллекторе, в зависимости от формы анода показал, что наиболее эффективная конструкция – четвертая, где присутствует магнитное поле. Максимальная регистрируемая плотность тока в присутствии магнитного поля составляла 14 мА/см² при токе дуги 160 А, что до двух раз превышало ионный ток при других анодах. Зависимости электронной температуры и степени ионизации плазмы от магнитного поля представлены на рис. 16. Средняя энергия ионов в дуге по данным авторов [69] составляла 6 эВ, повышение магнитного поля увеличивало энергию ионов до 11 эВ.

В заключение автор [69] отмечает недостаток термоэмиссионного тока с катода и надеется, что полученные в работе данные позволят объяснить природу переноса заряда на катоде. Разряд является технологичным источником плазмы, успешно поддающимся управлению, что в перспективе позволит эффективно использовать его для создания покрытий с высокой производительностью.

4. ДИФФУЗНАЯ ВАКУУМНАЯ ДУГА НА КАТОДЕ ИЗ ДИОКСИДА ЦЕРИЯ

Данный раздел представляет результаты исследования диффузной вакуумной дуги на катодах из сложных материалов: диоксида церия и его смеси с хромом [26, 70]. Эти исследования стали продолжением работ, направленных на изучение возможности применения диффузной вакуумной дуги как источника плазмы для технологии плазменной сепарации ОЯТ. Именно использование схемы дополнительного разогрева катода позволило инициировать дугу на диэлектрическом материале, который при нормальных условиях был неспособен замкнуть ток разряда (ширина запрещенной зоны в диоксиде церия – 3.41 эВ [71]). Кроме того, известно, что в среде с малым парциальным давлением кислорода при повышении температуры (> 1 кК) за счет появления собственной проводимости и слабого восстановления до состава $\text{CeO}_{1.97-1.99}$ [72] оксид становится электропроводным.

Оксид церия можно отнести к веществам с величиной атом-электронного соотношения, близкой к единице. В экспериментах [26] измеренная работа выхода CeO_2 составляла 3.5 эВ, так что при рабочей температуре катода 2.1–2.3 кК плотность тока термоэмиссии с его поверхности была сопоставима с плотностью тока дуги.

Схема экспериментальной установки в работе [26] повторяла ту, что описана в разделе 2 (см. рис. 3). Единственным принципиальным отличием было использование анода в виде молибденовой пластины, не имевшей принудительного охлаждения, что позволяло напыляющейся пленке оксида иметь высокую температуру и оставаться в проводящем состоянии. Оксидный катод изготавливался из порошка спекания в молибденовом тигле в вакууме при температуре 2 кК в течение 20 мин. Некоторая невоспроизводимость характеристик спеченных катодов приводила к дополнительному разбросу измеряемых характеристик, что отражено на приводимых ниже рисунках. Диагностика параметров плазмы проводилась при помощи одиночного, конденсационного и многосеточного зондов, расположенных в пространстве за анодом разряда. Также анализировался спектральный состав плазменного излучения внутри разрядного промежутка. Исследовался тепловой режим работы катода.

Измеренная ВАХ разряда в диапазоне токов 30–100 А имела линейно возрастающий вид с коэффициентом наклона ~ 0.03 Ом. Исследовалось влияние температуры катода на напряжение разряда при токе 60 А, при увеличении температуры от 2.18 до 2.3 кК напряжение дуги снизилось на 1 В. Основной варьируемой величиной, приводящей к изменению характеристик разряда, был ток дуги. Можно отметить, что при температурах ка-

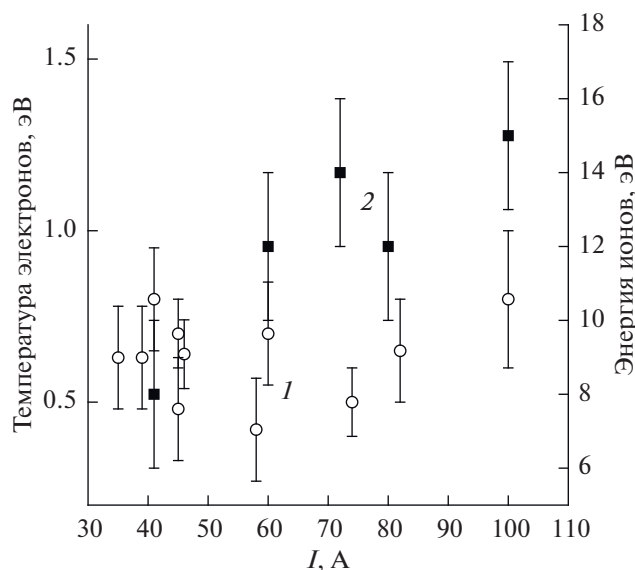


Рис. 17. Параметры плазменного потока диффузной вакуумной дуги на катоде из CeO_2 : 1 – температура электронов T_e , 2 – наиболее вероятная энергия ионов [26].

тогда менее 2.1 кК на аноде образовывались области контракции тока. Это сопровождалось резким (до трех раз) увеличением напряжения разряда. В итоге реализация самостоятельного режима работы разряда, т.е. в отсутствие дополнительного нагрева катода, оказалась невозможной.

Данные спектральной диагностики плазмы показывали, что в ней присутствуют атомы церия и молибдена (материала катодного тигля), а также однозарядные ионы церия. Кроме того, зарегистрированы отдельные линии атомов кислорода, однозарядных ионов молибдена и двухзарядных ионов церия. Результаты измерения температуры электронов плазмы и энергии ионов частиц приведены на рис. 17.

Температура электронов оказалась независимой от тока разряда и не превышала 1 эВ. Наиболее вероятная энергия ионов с ростом тока дуги монотонно возрастала от 8 до 15 эВ. Средний заряд тяжелых частиц увеличивался с ростом тока дуги и при значениях выше 70 А стабилизировался на уровне 0.8–0.9e.

По данным проведенных экспериментов с оксидным катодом было выявлено, что во всех экспериментальных сериях плазма дуги дополнительно разогревала катод, и эффекта его термоэмиссионного охлаждения не наблюдалось, несмотря на относительно низкое значение работы выхода CeO_2 . Анализируя вид вольт-амперной характеристики разряда и линейную зависимость вольтера эквивалента мощности, поступающей из плазмы в катод от тока разряда, авторы [26] предположили, что зона контакта тигля с катодом

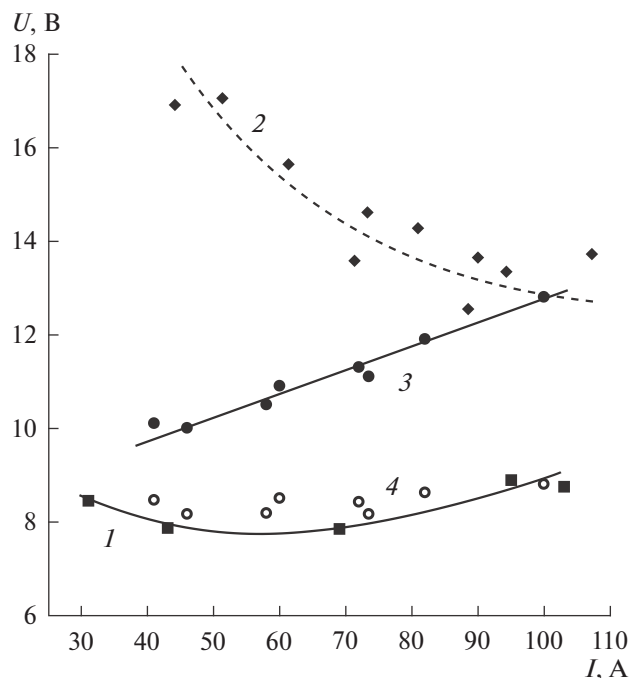


Рис. 18. ВАХ диффузных вакуумных дуг на катодах из CeO_2 и Cr: 1 – смешанный катод $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ (температура – 2050 К) [70], 2 – хром (1800–1950 К) [55], 3 – катод из CeO_2 (2300 К) [26], 4 – CeO_2 с учетом снижения на 0.04I за счет улучшения контакта с тиглем.

может иметь значительную величину омического сопротивления. Это “контактное” сопротивление может вызывать выделение дополнительного джоулева тепла, превосходящего эффект термоэмиссионного охлаждения.

Идея о наличии контактного сопротивления получила развитие, когда в следующей работе был изучен разряд на смешанном катоде из диоксида церия с хромом [70] (соотношение масс 1 : 1). В этой конфигурации катода разряд замыкался через оксид церия, а хром, подмешанный к нему в виде хлопьев, в основном являлся генератором плазмообразующей среды. ВАХ разряда на смешанном катоде в сравнении с дугами на чистом диоксиде церия [26] и отдельно на хромовом катоде [55] представлена на рис. 18.

Добавка хрома уменьшила напряжение горения разряда и сделала его практически независимым от тока. Авторы [70] объясняют такое изменение характеристики тем, что хром в составе катода улучшил условия его контакта с тиглем и предположенное “контактное” сопротивление стало несущественным. Если бы оно имело величину 0.04 Ом, тогда вычитание величины 0.04I из характеристики дуги на оксидном катоде приводило к уменьшению напряжения разряда, которое наблюдается в экспериментах на смешанном катоде. Предположение о том, что хромовая добавка обеспечила лучший электрический контакт

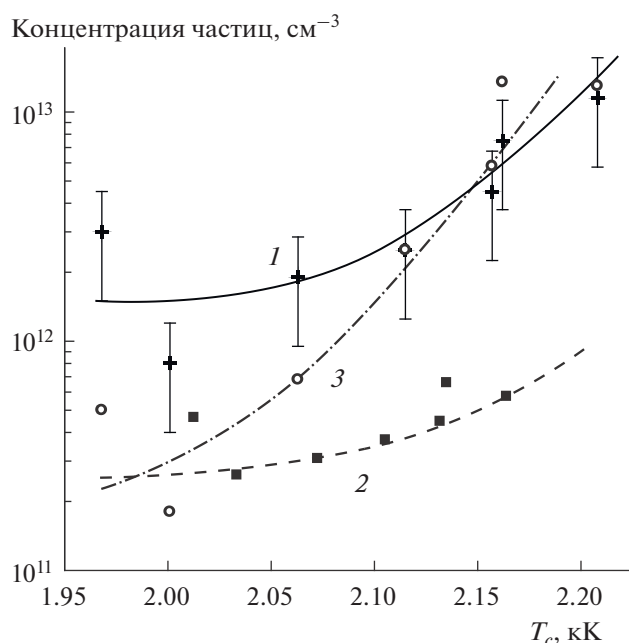


Рис. 19. Концентрации частиц плазмы, оцененные по интенсивностям линий излучения, в диффузной вакуумной дуге на катоде из смеси $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ при $I = 80 \text{ A}$ [70]: 1 — Cr, 2 — Ce, 3 — Ce^+ .

катода с тиглем, может также объяснить зарегистрированные разрядные режимы, в которых наблюдался эффект термоэмиссионного охлаждения катода. Эффект охлаждения при токе 30 А мог достигать 150 Вт.

Особенностью разряда стало то, что излучение спектральных линий церия (атомов и ионов) появлялось в плазме только при токах разряда более 70 А вне зависимости от температуры тигля. Более подробный анализ спектров излучения плазмы позволил авторам оценить концентрации частиц плазмы у выходного отверстия тигля при токе дуги 80 А (рис. 19). Концентрация атомов хрома достигала 10^{13} см^{-3} , концентрация ионов церия сравнялась с ней только при температуре катода 2.2 кК. Температура электронов плазмы в среднем находилась на уровне 0.5 эВ.

Отметим, что исследования диффузной вакуумной дуги со сложным катодом требуют более детального анализа компонент образующейся плазмы. Данные спектральной диагностики плазменного излучения не могут дать полной картины об ее составе из-за большого количества излучающих компонент. Факт присутствия многих частиц установить не удалось по причине отсутствия таблиц спектральных молекулярных полос, например для ионов CeO^+ . В подобных исследованиях было бы надежнее пользоваться масс-спектроскопическими методами. Также важным вопросом, который должен изучаться в плазмен-

ных системах, содержащих электроотрицательные газы, является присутствие в плазме отрицательных ионов [73]. Они могут привести к неустойчивости разряда, изменению функции распределения электронов по энергии и кинетических коэффициентов, повышению электрического сопротивления разрядного промежутка.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ЯВЛЕНИЯ НА КАТОДЕ ДИФFUЗНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Как показано выше, попытки описания полученных в экспериментах данных о дугах с обоими типами катодов сталкиваются с противоречиями. На легкоплавких катодах при больших значениях атом-электронного отношения ни один из механизмов эмиссии электронов не может объяснить наблюдаемые в эксперименте плотности тока разряда. На тугоплавких катодах существуют проблемы с объяснением источника нагрева катода. Попытки решить обозначенные противоречия делались в нескольких научных группах. Рассмотрим кратко применяемые в них подходы.

В работах [42, 74] строилась кинетическая модель КС вакуумной дуги с учетом немонотонного распределения потенциала в прикатодной плазме. По мнению авторов [42, 74], именно наличие “горба” потенциала является условием поддержания высокой степени ионизации плазмы в близкой к катоду области. “Горб” представляет собой потенциальную ловушку для электронов, за счет их осциллирующего движения обеспечивается эффективная наработка плазмы. Ионизация атомов, вылетевших с катода, приводит к обратному току ионов на поверхность катода, если они ионизовались на подъеме “горба” (со стороны катода). Если ионизация произошла после максимума, то эти ионы ускоряются в сторону анода. За “горбом” потенциала по направлению к аноду присутствует локальный минимум — ловушка для ионов. Накопление ионов в этой области позволяет скомпенсировать пространственный заряд электронов и обеспечить высокие плотности тока при низком напряжении разряда по аналогии с задачей о вакуумном диоде с ионной компенсацией.

В рамках построенной авторами [42, 74] модели определялась скорость ионизации атомов в КС с линейным распределением электрического поля. При этом предполагалось максвелловское распределение электронов и ионов по скоростям, ток электронов эмиссии с катода определялся по формуле Ричардсона с поправками на эффект Шоттки, и записывалось уравнение баланса энергии на катоде. В модели предполагалась однократная ионизация атомов. В результате была получена система уравнений с двумя свободными

Сводные характеристики вакуумных дуг с ДКП на различных катодных материалах

Материал	Gd [28, 29, 45]	C [27]	Cr [22, 55]	Pb [57]	Ti [65, 69]	CeO ₂ [26]	CeO ₂ + Cr [70]
S_{ae}	~0.05	~0.1	~10 ⁴	~10 ⁸	>1	~1	–
T , кК	1.9–2.2 (ж)	>2.4	1.9–2.2 (ТВ)	1.2–1.6 (ж)	1.7–1.8 [69], 2.4 [65]	2.15–2.3 (ТВ)	1.95–2.25 (ТВ)
I , А	30–200	60	30–400	10–75	10–160	15–150	30–100
U , В	3–90	30–35	8–14	11–25	20–60	9–14	6–11
Зарядовый состав	Gd, Gd ⁺ , Gd ⁺⁺ , Gd ⁺⁺⁺	C, C ⁺ , C ⁺⁺	Cr, Cr ⁺	Pb, Pb ⁺	Ti, Ti ⁺	Ce, Ce ⁺ , Ce ⁺⁺ , O	Cr, Cr ⁺ , Ce, Ce ⁺ , O
Средний заряд ионов	0.5–2	~1	–	0.2–0.3	~0.05–0.7 [69]	0.4–0.9	–
Эмиссионное охлаждение	Да	–	Нет	Нет	–	Нет	Да
γ , ат/эл	0.01–0.02	–	0.08–0.12	0.5–1.3	–	0.02–0.06	–

параметрами – температурой электронов и плотностью тока.

Авторы [42, 74] допускали применение построенной модели для дуговых разрядов различных типов, однако сопоставление результатов расчетов с экспериментами производили в более простом случае – по данным работ, посвященных исследованиям дуг с ДКП. Были вычислены зависимости катодного падения и температуры катода от плотности тока в диффузной дуге на хроме. Полученные данные хорошо согласуются с экспериментом [22]. По данным расчетов, диапазон плотностей тока 10–30 А/см² соответствовал температуре катода ~2.1–2.2 кК при катодном падении потенциала 17–22 В. В соответствии с предложенной теорией катодное падение превышало измеренное падение напряжения на всем разрядном промежутке, которое составляло 12–14 В. По расчетам плотность тока на катоде определяется тремя составляющими: током эмиссии, током ионов и обратным током электронов. Соотношение между ними таково, что ток разряда практически полностью обеспечивается обратным током ионов.

Для разряда с гадолиниевым катодом была вычислена зависимость температуры катода от плотности тока разряда и сопоставлена с данными работы [29] (рис. 20). Данные расчетов демонстрируют удовлетворительное совпадение с экспериментальными в пределах точности измерения температуры катода 20%. Баланс токов таков, что на катод в виде ионов снова возвращается большая доля испаренных с его поверхности атомов (~95%). При этом катодное падение достаточно велико (до 400 В). Эти значения могут, по мнению авторов [74], обеспечить приток энергии в катод для поддержания его температуры. Соотношение токов на катоде такое, что основная его

часть обусловлена термоэмиссией, а ионный ток дает лишь небольшую добавку, которой в свою очередь хватает для нагрева катода. Отметим, что в представленных результатах расчета может вызывать сомнение величина энерговыделения в катоде за счет ионной бомбардировки. Согласно приведенным данным, она может превосходить полную мощность, выделяемую в разряде.

В работе [75] предлагается альтернативное решение противоречий, связанных с механизмом переноса тока на нетермоэмиссионных катодах, а также с источником нагрева термоэмиссионных катодов. Для катодов с дефицитом термоэмиссии обычный механизм переноса заряда, характеризующийся большой электрической мощностью, переданной от источника питания электронному газу в прикатодной области, не позволяет обеспечить наблюдаемую в экспериментах плотность тока. В работе [75] предполагается, что мощность передается электронам в основном объеме плазмы разряда, а ток на катод обеспечивается ионами, диффундирующими к катодному слою из области квазинейтральной плазмы. Этот режим аналогичен трансферу ионного тока к электростатическому зонду в плазме. Высокая температура электронов в ионизационном слое поддерживается электронной теплопроводностью из основного объема плазмы. Исходя из предложенной гипотезы, сделаны оценки плотности ионного тока на катоде и проведено сравнение с данными о плотности тока на катоде из экспериментов [22, 55]. Результаты представлены на рис. 21. На нем отражены расчетные значения плотности тока диффузии ионов, а также рассчитанная в двухжидкостной модели плотность тока [76]. Последнее понадобилось сделать, так как не выполнялось соотношение между характерной длиной ионизации (d) и длиной свободного пробега в

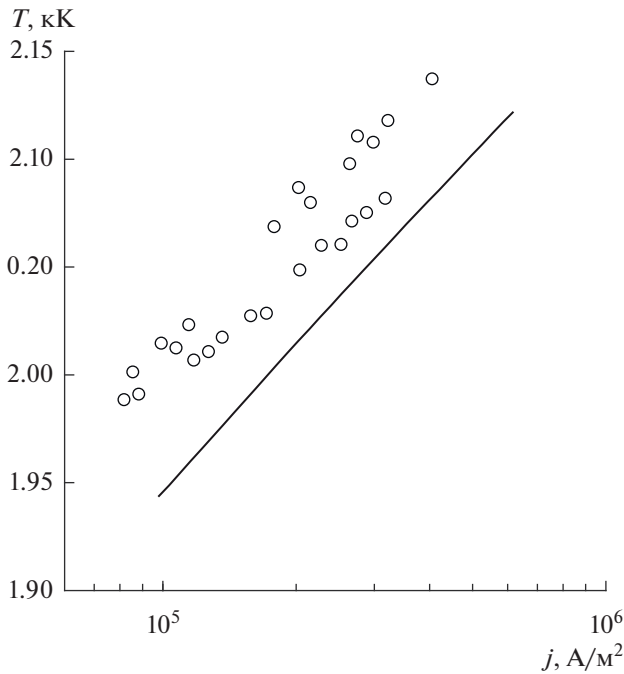


Рис. 20. Зависимость температуры электронов от плотности тока для дугового разряда на гадолинии: точки – эксперимент, прямая – расчет [74].

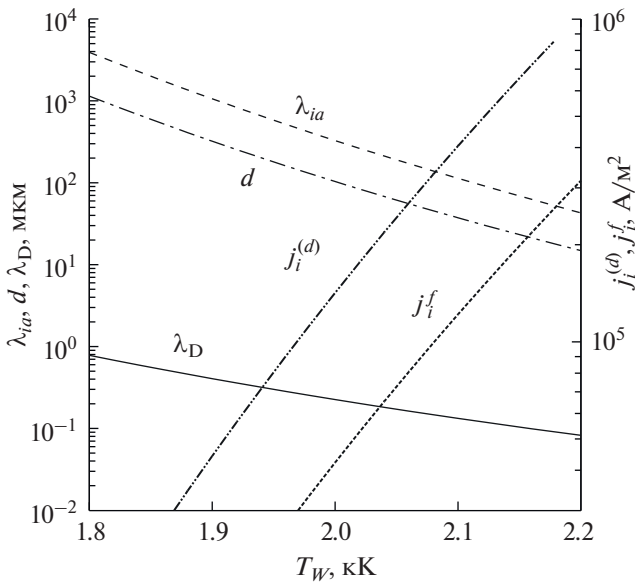


Рис. 21. Ионный ток на хромовый катод: $j_i^{(d)}$ – оценка диффузии, $j_i^{(f)}$ – двухжидкостная модель [75].

столкновениях ионов и нейтралов (λ_{ia}), необходимое для правомерности использования аналитического выражения для ионного тока насыщения ($\lambda_{ia} \ll d$). Соотношение между дебаевской длиной λ_D и длиной ионизации в расчете выполнялось ($\lambda_D \ll d$). Полученная на рис. 21 плотность тока хорошо согласуется с данными опытов.

Авторы [75] проверили работоспособность гипотезы диффузного происхождения ионного тока на экспериментальных данных о дуге с термоэмиссионным гадолиниевым катодом и показали, что на нем реализуется обычный механизм переноса заряда. Параметры катодной области дуги с катодом из гадолиния были промоделированы с использованием модели [77] и в целом удовлетворяют данным экспериментов. Для напряжения 10 В температура электронов составила ~ 2.7 эВ, такая высокая температура является следствием передачи энергии от источника электронному газу в прикатодном слое и высокой доли ТЭЭ. Плотность тока разряда практически совпадает по величине с плотностью тока эмиссии, доля ионного тока на катоде – около 4%, также на катод возвращается около 12% быстрых электронов из плазмы. По данным расчета, при температуре катода 2 кК около 43% ионов образуются после максимума потенциала в катодном слое и уходят в сторону анода. В качестве основного источника нагрева термоэмиссионного катода предлагается рассматривать излучение из плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен обзор работ, в которых изучался диффузный вакуумный дуговой разряд на катодах из различных материалов. Экспериментальные данные о диапазонах параметров описанных разрядов представлены в таблице. В ней также приведен коэффициент электропереноса γ , который является отношением зарегистрированной скорости эрозии катода к току дуги, выраженным в единицах атом/электрон.

Из данных таблицы следует, что диффузная привязка может быть реализована в широком диапазоне токов и напряжений, при этом катод может быть как в расплавленной, так и твердой фазе. Плазма разрядов на катодах с отношением потоков термически испаренных атомов и электронов термоэмиссии $\ll 1$ характеризуется в основном более высокими значениями зарядов ионов, что следует из измеренных электронных температур плазмы. Дуги на катодах с недостатком электронов термоэмиссии имеют большие коэффициенты электропереноса, вместе с одним испаряющимся атомом через тело катода в среднем проходит 1–10 элементарных зарядов, что соответствует приведенной классификации катодных материалов.

Анализ экспериментальных данных и результаты проведенных теоретических исследований характеристик дуг свидетельствуют, что дуги на катодах, относящихся к разным группам материалов, имеют отличные механизмы переноса тока. На тугоплавких катодах доминирует электронная

доля тока, а на легкоплавких реализуется ионный механизм.

Несмотря на частичные успехи в попытках объяснения устройства катодного слоя разряда, соотношения потоков заряженных частиц на него, закономерностей распределения электрического потенциала внутри разрядного промежутка, однозначной самосогласованной модели, описывающей все детали, наблюдаемые в экспериментах, до сих пор не построено.

Авторы признательны В.И. Киселеву за большую помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boxman R.L.* Recent Developments in Vacuum Arc Deposition // IEEE Trans. Plasma Sci. 2001. V. 29. P. 762.
2. *Brown I.G.* Vacuum Arc Metal Plasma Production and the Transition of Processing Mode from Metal Ion Beam to DC Metal Plasma Immersion // Surf. Coat. Technol. 2001. V. 136. P. 16.
3. *Gushenets V., Bugaev A., Oks E.* Boron Vacuum-arc Ion Source with LaB6 Cathode // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 113309.
4. *Akan T., Demirkol S., Ekem N., Pat S., Musa G.* Study of Metal and Ceramic Thermionic Vacuum Arc Discharges // Plasma Sci. Technol. 2007. V. 9. P. 280.
5. *Boxman R.L., Goldsmith S.* Principles and Applications of Vacuum Arc Coatings // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. 17. P. 705.
6. *Ryabchikov A.I., Ryabchikov I.A., Stepanov I.B., Dekt'yarev S.V.* High Current Vacuum-arc Ion Source for Ion Implantation and Coating Deposition Technologies // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 03B516.
7. *Şenay V., Özen S., Pat S., Korkmaz Ş.* A Study on Some Physical Properties of a Pb-doped GaAs Thin Film Produced by Thermionic Vacuum Arc // J. Alloys Compd. 2017. V. 720. P. 383.
8. *Kolpakov A.Y., Kovaleva M.G., Beresnev V.M., Manokhin S.S., Poplavsky A.I., Khmara A.N., Mishunin M.V., Galkina M.E., Gerus J.V., Yapyntsev M.N., Sirota V.V., Gluchov V.* Nanostructured Coatings Based on Amorphous Carbon and Gold Nanoparticles Obtained by the Pulsed Vacuum-arc Method // J. Nano-Electron. Phys. 2019. V. 11. P. 040191.
9. *Hirshfield J.L., Levin L.A., Danziger O.* Vacuum Arcs for Plasma Centrifuge Isotope Enrichment // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. 17. P. 695.
10. *Paperny V.L., Krasov V.I., Lebedev N.V., Astrakchantsev N.V., Chernikch A.A.* Vacuum Arc Plasma Mass Separator // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 24. P. 015009.
11. *Amirov R.K., Vorona N.A., Gavrikov A.V., Lizjakin G.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Smirnov V.P., Usmanov R.A., Yartsev I.M.* Study of the Feasibility of Distributed Cathodic Arc as a Plasma Source for Development of the Technology for Plasma Separation of SNF and Radioactive Wastes // Phys. At. Nucl. 2015. V. 78. P. 1631.
12. *Кесаев И.Г.* Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968. 244 с.
13. *Кобайн Д., Эккер Г., Фаррелл Д., Гринвуд А., Харрис Л.* Вакуумные дуги. М.: Мир, 1982. 432 с.
14. *Handbook of Vacuum Arc Science and Technology: Fundamentals and Applications / Ed. Boxman R.L., Sanders D.M., Martin P.J.* New Jersey: Noyes Publications, 1995. 741 p.
15. *Anders A.* Cathodic Arcs. From Fractal Spots to Energetic Condensation. N.Y.: Springer Science + Business Media, 2008. 541 p.
16. *Прозоров Е.Ф., Ульянов К.Н., Федоров В.А.* Экспериментальное изучение динамики формирования плазмы в вакуумно-дуговом разряде // ТВТ. 2009. Т. 47. № 2. С. 175.
17. *Прозоров Е.Ф., Ульянов К.Н., Федоров В.А.* Изучение динамики катодных пятен в вакуумно-дуговом разряде с кольцевыми электродами // ТВТ. 2013. Т. 51. № 2. С. 176.
18. *Liu H., Li L., Gu J., Wang Q., Huang K., Xu Y.* Research on Unusual Cathode Erosion Patterns in the Process of Filtered Cathodic Vacuum Arc Deposition // Int. J. Adv. Des. Manuf. Technol. 2017. V. 96. P. 1779.
19. *Anders S., Anders A.* On Modes of Arc Cathode Operation // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. 19. P. 20.
20. *Mesyats G.A.* Ecton Mechanism of the Cathode Spot Phenomena in a Vacuum Arc // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. V. 41. P. 676.
21. *Aksenov I.I., Strel'nitskij V.E., Vasilyev V.V., Zaleskij D.Y.* Efficiency of Magnetic Plasma Filters // Surf. Coat. Technol. 2003. V. 1. P. 118.
22. *Васин А.И., Дороднов А.М., Петросов В.А.* О существовании вакуумной дуги с распределенным разрядом на расходуемом катоде // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 1499.
23. *Коршунов О.В., Чиннов В.Ф., Кавыршин Д.И.* Сильноионизованная дуговая плазма He. Неравновесность, неидеальность и кинетика // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 164.
24. *Richter P., Peter S., Filippov V.B., Flemming G., Kuhn M.* Characteristics of the Cathodic Arc Discharge with a Hot Boron Cathode // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. P. 1079.
25. *Kajioka H., Higuchi K., Nakasone M.* Low Voltage-High Current Discharge of Ti Vapour in High Vacuum // Thin Solid Films. 1995. V. 256. P. 124.
26. *Usmanov R.A., Amirov R.K., Gavrikov A.V., Lizjakin G.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Smirnov V.P., Vorona N.A., Yartsev I.M.* Diffuse Vacuum Arc on Cerium Dioxide Hot Cathode // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 063524.
27. *Veerasingam V.S., Amaratunga G.A., Weiler M., Park J.S., Milne W.I.* A Distributed Cathodic Vacuum Arc // Surf. Coat. Technol. 1994. V. 68/69. P. 301.
28. *Паранин С.Н., Полищук В.П., Сычев П.Е., Шабашов В.И., Ярцев И.М.* Экспериментальное исследование теплового режима работы горячего испаряющегося катода в стационарной вакуумной дуге с диффузной катодной привязкой // ТВТ. 1986. Т. 24. № 3. С. 422.
29. *Полищук В.П., Сычев П.Е., Шабашов В.И., Ярцев И.М.* Стационарная вакуумная дуга с диффузной катодной привязкой на горячем термоэмиссионном катоде // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 2233.
30. *Бронин С.Я., Полищук В.П., Сычев П.Е., Шабашов В.И., Ярцев И.М.* Исследование прикатодных процессов

- в стационарной дуге с диффузной катодной привязкой. Препринт № 2-199. М.: ИВТАН, 1986.
31. Dolgolenko D.A., Muromkin Y.A. Separation of Mixtures of Chemical Elements in Plasma // *Phys.-Usp.* 2017. V. 60. P. 994.
 32. Zweben S.J., Gueroult R., Fisch N.J. Plasma Mass Separation // *Phys. Plasmas.* 2018. V. 25. P. 090901.
 33. Смирнов В.П., Самохин А.А., Ворона Н.А., Гавриков А.В. Исследование движения заряженных частиц в различных конфигурациях полей для развития концепции плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // *Физика плазмы.* 2013. Т. 39. С. 523.
 34. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 734 с.
 35. Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В., Аньшаков А.С., Хвесюк В.И., Дюжнев Г.А., Дандарон Г.Н. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. Новосибирск: Изд-во ИТФ, 1982. 162 с.
 36. Физические величины. Спр. / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1235 с.
 37. Daalder J.E. Energy Dissipation in the Cathode of a Vacuum Arc // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1977. V. 10. P. 2225.
 38. Несмеянов А.Н. Давление пара химических элементов. М.: АН СССР, 1961. 396 с.
 39. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Спр. Киев: Наукова думка, 1981. 339 с.
 40. Казнас Е.К., Цветков Ю.В. Испарение оксидов. М.: Наука, 1997. 542 с.
 41. Бейлис И.И., Любимов Г.А. О параметрах прикатодной области вакуумной дуги // *ТВТ.* 1975. Т. 13. № 6. С. 1137.
 42. Bolotov A., Kozurev A., Korolev Y. A Physical Mode of the Low-current-density Vacuum Arc // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1995. V. 23. P. 884.
 43. Schultrich B. Special Arc Modes with Reduced Macroparticle Emission. In.: *Tetrahedrally Bonded Amorphous Carbon Films I.* Berlin: Springer, 2018. P. 527.
 44. Полищук В.П., Сердюкова О.К., Ярцев И.М. О параметрах, определяющих характеристики вакуумных дуг на катодах из различных материалов // *ЖТФ.* 1993. Т. 63. С. 66.
 45. Амиров Р.Х., Ворона Н.А., Гавриков А.В., Лизякин Г.Д., Полищук В.П., Самойлов И.С., Смирнов В.П., Усманов Р.А., Ярцев И.М. Исследование вакуумной дуги с диффузной катодной привязкой как источника плазмы для плазменной сепарации ОЯТ и РАО // *Физика плазмы.* 2015. Т. 41. С. 877.
 46. Бронин С.Я., Полищук В.П., Сычев П.Е., Шабашов В.И., Ярцев И.М. Скорость испарения катода и параметры плазмы в стационарной вакуумной дуге // *ТВТ.* 1993. Т. 31. № 1. С. 29.
 47. Amirov R., Vorona N., Gavrikov A., Lizyakin G., Polistchook V., Samoylov I., Smirnov V., Usmanov R., Yartsev I. Investigation of Plasma Flow in Vacuum Arc with Hot Cathode // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2014. V. 550. P. 012014.
 48. Amirov R.K., Vorona N.A., Gavrikov A.V., Lizyakin G.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Smirnov V.P., Usmanov R.A., Yartsev I.M. Plasma Jet Characteristics in Vacuum Arc with Diffused Cathode Spot // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. V. 830. P. 012059.
 49. Амиров Р.Х., Ворона Н.А., Гавриков А.В., Жабин С.Н., Лизякин Г.Д., Полищук В.П., Самойлов И.С., Смирнов В.П., Усманов Р.А., Ярцев И.М. Экспериментальное исследование процессов вакуумно-дугового испарения и ионизации вещества (гадолиния), моделирующего уран, для разработки технологии плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // *Тр. МФТИ.* 2014. Т. 6. С. 136.
 50. Anders A., Yushkov G.Y. Ion Flux from Vacuum Arc Cathode Spots in the Absence and Presence of a Magnetic Field // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91. P. 4824.
 51. Schultrich B. Vacuum Arc Discharges with Carbon Cathodes. In.: *Tetrahedrally Bonded Amorphous Carbon Films I.* Berlin: Springer, 2018. P. 373.
 52. Veerasamy V.S., Amaratunga G.A.J., Milne W.I. Plasma Motion in a Filtered Cathodic Vacuum Arc // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1993. V. 21. P. 322.
 53. Koch A.W., Nornberg A.W., Behrlich R. Investigation of Vacuum Arcs on Graphite Cathodes // *J. Nucl. Mater.* 1984. V. 123. P. 1437.
 54. Chhowalla M., Davis C.A., Weiler M., Kleinsorge B., Amaratunga G.A.J. Stationary Carbon Cathodic Arc: Plasma and Film Characterization // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 79. P. 2237.
 55. Батенин В.М., Климовский И.И., Полищук В.П., Сунельщиков В.А. Стационарная вакуумная дуга с диффузной катодной привязкой на неэмитирующем хромовом катоде // *ТВТ.* 2003. Т. 41. № 5. С. 670.
 56. Amirov R.K., Antonov N.N., Vorona N.A., Gavrikov A.V., Lizyakin G.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Smirnov V.P., Usmanov R.A., Yartsev I.M. The Stationary Vacuum Arc on Non-thermionic Hot Cathode // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2015. V. 653. P. 012164.
 57. Amirov R.K., Gavrikov A.V., Lizyakin G.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Smirnov V.P., Usmanov R.A., Vorona N.A., Yartsev I.M. Diffuse Vacuum Arc on the Nonthermionic Lead Cathode // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2017. V. 45. P. 140.
 58. Amirov R.K., Antonov N.N., Lizyakin G.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Usmanov R.A., Yartsev I.M. High Voltage Discharge in Supersonic Jet of Plumbum Vapor // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2015. V. 653. P. 012165.
 59. Polistchook V.P. Qualitative Model of Ion Charge Transfer on Non-thermionic Cathodes in Vacuum Arc // *Proc. Contrib. Papers 8th Int. Conf. Phys. Plasma Technol. Minsk, 2015. V. 1. P. 47.*
 60. Vetter J., Scholl H.J., Knotek O. (TiCr)N Coatings Deposited by Cathodic Vacuum Arc Evaporation // *Surf. Coat. Technol.* 1995. V. 1. P. 286.
 61. Kostrin D.K., Lisenkov A.A., Potrakhov N.N. Formation of Biomedical Coatings with Complex Compositions Using Vacuum Arc Plasma // *Biomed. Eng.* 2017. V. 51. P. 262.
 62. Puchkarev V.F., Chesnokov S.M. Erosion Rate and Voltage Distribution in Contracted (with Cathode Spot) and Diffuse (Spotless) Low-current Vacuum Arcs // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1992. V. 25. P. 1760.
 63. Goedicke K., Scheffel B., Schiller S. Plasma-activated High Rate Electron Beam Evaporation Using a Spotless Cathodic Arc // *Surf. Coat. Technol.* 1994. V. 1. P. 799.
 64. Metzner C., Scheffel B., Goedicke K. Plasma-activated Electron Beam Deposition with Diffuse Cathodic Vac-

- uum Arc Discharge (SAD): a Technique for Coating Strip Steel // Surf. Coat. Technol. 1996. V. 1. P. 769.
65. *Kajioka H.* Characterization of Arclike Ti Vapor Plasma on the High-voltage Electron-beam Evaporator // J. Vac. Sci. Technol. A. 1997. V. 15. P. 2728.
66. *Scheffel B., Modes T., Metzner C.* Reactive High-rate Deposition of Titanium Oxide Coatings Using Electron Beam Evaporation, Spotless Arc and Dual Crucible // Surf. Coat. Technol. 2016. V. 287. P. 138.
67. *Peng H., Zhou D., Zhang J., Guo H., Gong S.* Deposition of TiN by Plasma Activated EB-PVD: Activation by Thermal Electron Emission From Molten Niobium // Surf. Coat. Technol. 2015. V. 276. P. 645.
68. *Chayahara A., Mokuno Y., Kinomura A., Tsubouchi N., Heck C., Horino Y.* Metal Plasma Source for PBII Using Arc-like Discharge with Hot Cathode // Surf. Coat. Technol. 2004. V. 186. P. 157.
69. *Safonov V.* Plasma Activated EB-deposition: Different Modes of Arc Discharge and Plasma Characteristics // Probl. At. Sci. Technol. 2017. V. 111. P. 65.
70. *Usmanov R.A., Amirov R.K., Gavrikov A.V., Lizjakin G.D., Melnikov A.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Smirnov V.P., Vorona N.A., Yartsev I.M.* Diffuse Vacuum Arc with Heated Cathode Made of Ceramic (CeO₂) and Metal (Cr) Mixture // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 015004.
71. Физико-химические свойства окислов / Под ред. Самсонова Г.В. М.: Metallurgia, 1978. 472 с.
72. *Акопов Ф.А., Боровкова Л.Б.* Высокоогнеупорный электропроводный керамический материал на основе диоксида церия // ТВТ. 2011. Т. 49. № 6. С. 893.
73. *Мессу Г.* Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
74. *Болотов А.В., Козырев А.В., Королев Ю.Д.* Модель катодного слоя вакуумной дуги при немонотонном распределении потенциала в прикатодной плазме // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 709.
75. *Benilov M.S., Benilova L.G.* Physics of Spotless Mode of Current Transfer to Cathodes of Metal Vapor Arcs // IEEE Trans. Plasma Sci. 2015. V. 43. P. 2247.
76. *Benilov M.S., Naidis G.V.* Ionization Layer at the Edge of a Fully Ionized Plasma // Phys. Rev. E. 1998. V. 57. P. 2230.
77. *Almeida N.A., Benilov M.S., Benilova L.G., Hartmann W., Wenzel N.* Near-Cathode Plasma Layer on CuCr Contacts of Vacuum Arcs // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. V. 41. P. 1938.