

Взаимосвязь катодных и прикатодных процессов в стационарных сильноточных разрядах

Б.Д. Цыдытов

Отдел физических проблем при Президиуме Бурятского научного центра СО РАН,
670047 Улан-Удэ, Россия
e-mail: lmf@ofpsrv.bsc.buryatia.ru

Развита эволюционная модель катодных и прикатодных процессов в стационарных дуговых разрядах на термоэмиссионных катодах. В ней впервые представлены диффузия и испарение активирующих элементов, рециклинг тяжелых частиц в прикатодной области разряда. Показана тесная взаимосвязь процессов в системе твердое тело-плазма.

Среди большого разнообразия взаимодействий низкотемпературной плазмы с твердым телом следует выделить приэлектродные процессы в сильноточных плазменных системах (СПС). Здесь наиболее сложны катодные и прикатодные процессы (КПП), формирующие параметры генерируемой плазмы и режимы функционирования плазменной системы в целом [1]. Катоды находятся в непосредственном контакте с плазмой разряда в экстремальных условиях по уровням тепловых потоков, температур и плотностей тока. Термоэмиссионные катоды СПС, например, работают в различных газовых средах в диапазоне давлений $10 - 10^8$ Па, токовой нагрузки $10 - 10^5$ А и единичных мощностей $10 - 10^7$ Вт [2, 3]. Важнейшее их достоинство в том, что при определенных условиях реализуется режим с очень малой величиной удельной эрозии ($10^{-12} - 10^{-13}$ кг/С) и соответственно с длительным ресурсом работы [4]. Поэтому термоэмиссионные катоды (Т – катоды) широко применяется в электродуговых устройствах различного назначения.

В работе рассматриваются физические процессы взаимодействия Т – катодов с приэлектродной плазмой дугового разряда. Для описания их разбиваем на

три взаимосвязанные группы с выделением в каждой из них основных процессов:

1. Процессы в прикатодной плазме.

Образование избыточного пространственного заряда и скачка потенциала перед катодом. Ускорение ионов и электронов эмиссии в зоне избыточного пространственного заряда. Торможение плазменных, так называемых «обратных» электронов. Рециклинг атомов и ионов, их возбуждение и ионизация, рекомбинация заряженных частиц. Формирование потоков ионов и «обратных» электронов, установление квазинейтральности и локального термодинамического равновесия (ЛТР) на границе с ядром дуги.

2. Процессы на поверхности катода.

Эмиссия электронов, испарение атомов и нейтрализация ионов. Лучистый и конвективный перенос тепла. Аккомодация атомов, ионов и электронов на поверхности. Энергообмен различного характера.

3. Процессы в объеме твердого тела.

Протекание тока, нагрев массива электрода объемными (джоулево тепловыделение) и поверхностными (тепловой поток из плазмы, лучистый поток) источниками тепла. Охлаждение катода за счет испарения нейтралов и радиационного излучения. В случае активированных катодов процессы тепломассообмена идут

за счет диффузии атомов легирующего металла и рекристаллизации матрицы.

На рис. 1 схематически показана взаимосвязь КПП с двузонной моделью прикатодной области. В ней, в отличие от ранее известных схем [1, 5], впервые представлены доминирующие процессы для легированных Т – катодов, как диффузия и испарение активаторов, рецилинг ионов и атомов, рекомбинация заряженных частиц и др.

Рассмотрим феноменологически механизм взаимодействия системы твердое тело – низкотемпературная плазма, начинающая с прикатодной области. С точки зрения формирования и устойчивого горения разряда прикатодная область (ПО) обеспечивает непрерывность тока при переходе от поверхности твердого тела к ядру разряда, генерируя необходимые заряженные частицы.

Первая ее зона расположена непосредственно у поверхности катода – это слой избыточного пространственного заряда, образованного движущимися на катод ионами. В этой зоне, называемой бесстолкновительной, или ленгмюровской, сосредоточены значительный объемный заряд и большая часть катодного падения потенциала V_c . Протяженность этой зоны l_1 меньше длины свободного пробега частиц, она порядка радиуса Дебая:

$$r_D = (\epsilon_0 kT / ne^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, k – постоянная Больцмана, T – температура прикатодной плазмы, n – концентрация заряженных частиц. В случае термической неравновесности $T_e \neq T_i$, что характерно для ПО, при расчете l_1 по формуле (1) вместо T следует использовать соотношение [5]: $T_e T_i / (T_e + T_i)$, где T_e, T_i – температуры электронов и ионов. Скачок потенциала, формируемый избы-

точным положительным зарядом, ускоряет эмитированные электроны в направлении зоны II до энергии eV_c , тормозит электроны плазмы, движущиеся к катоду и ускоряет ионы в сторону катода. При бомбардировке ускоренными ионами температура поверхности катода повышается до уровня, обеспечивающего необходимый поток эмиссионных электронов. Здесь вклад в термоэмиссию вносит также эффект Шоттки за счет сильного электрического поля у поверхности [1].

В ионизационной зоне II за счет энергии пучка электронов эмиссии, ускоренных электрическим полем, происходит интенсивная ионизация атомов материала электрода и плазмообразующего газа. В результате максвеллизации моноэнергетичного пучка электронов, ионизации и энергообмена между частицами происходит их термализация. При максвеллизации пучка рассматриваются упругие столкновения с тяжелыми частицами, когда изменяются его импульс, и электрон-электронные соударения с изменением импульса и энергии. Размер длины столкновительной зоны l_2 зависит от рода и давления среды, оценивается по наибольшей из l_i, l_M, l_T – длин ионизации, максвеллизации и термализации соответственно. Например, для сильноточных разрядов при атмосферном давлении Ag на катоде из торированного вольфрама $l_1 \sim 0.2 - 1 \mu\text{m}$, $l_2 \sim 70 - 100 \mu\text{m}$ [5–7].

Навстречу пучку эмиссионных электронов движется поток «обратных» электронов плазмы. Доля электронов, достигающих поверхности твердого тела, невелика, так как значительная их часть тормозится потенциальным барьером положительного заряда в I зоне. Действительно, для случая $kT_e \ll eV_c$, реализующегося в прикатодной области дугового разряда, на границе двух слоев функция распределения электронов близка к максвелловской [8]. В силу условия $kT_e \ll$

eV_c кинетическая энергия большинства этих электронов недостаточна для преодоления тормозящего потенциала V_c . Поэтому медленные электроны плазмы, пройдя некоторое расстояние в I слое, отражаются от потенциального барьера и под действием электрического поля выносятся к столбу дуги. Через задерживающий барьер V_c могут пройти только высокоэнергетичные электроны с «хвоста» максвелловского распределения с энергией $W > eV_c$ и достичь поверхности катода. Плотность таких электронов составляют лишь малую часть от электронов плазмы на границе слоев.

Атомы материала электрода, испарившиеся из поверхности, попадая в столкновительную зону, ионизируются под действием прямых и ступенчатых соударений. Значительная часть образовавшихся ионов под действием электрического поля возвращаются на катод, где восстанавливаются до атома. В результате происходит непрерывная циркуляция атомов и ионов металла в прикатодной области разряда [9]. Механизм данного явления, играющего важную роль на термоэмиссионных катодах, подробно анализируется в [10].

С учетом механизма рециклинга плотность тока на катоде запишется в виде:

$$j_c = j_i + j_{em} - j_{ep}, \quad (2)$$

где $j_i = j_{im} + j_{ig}$ – плотность ионного тока, j_{im} , j_{ig} , j_{em} , j_{ep} – соответственно плотности токов ионов материала электрода и плазмообразующего газа, эмиссионных и плазменных электронов.

Большая величина ионного тока, поддерживаемая процессами во II слое, обеспечивает образование избытка положительного заряда и скачка потенциала в I слое. Таким образом, процессы в обоих

слоях тесно связаны друг с другом. Энергия ионов и «обратных» электронов затрачивается на нагрев поверхности катода до температуры необходимой для эмиссии. Отсюда получается непрерывность токопереноса в виде (2), когда алгебраическая сумма эмиссионного и ионного токов, а также тока «обратных» электронов из плазмы равняется полному току в разряде.

При исследовании процессов на поверхности электрода – границы между прикатодной плазмой и твердым телом их разделяет на явления электронной эмиссии и энергообмена с внешней средой.

Термоэлектронная эмиссия является доминирующим механизмом на дуговых термокатадах, так как от ее величины зависит работоспособность, режим функционирования и ресурс их работы. В данном случае за счет нагрева металла происходит заселение электронами энергетических состояний, лежащих выше уровня Ферми [2]. Некоторые из этих состояний имеют энергии, превышающие высоту потенциального барьера, и электроны с этих уровней могут покидать металл. Плотность тока термоэмиссии описывается формулой Ричардсона-Дешмана с поправкой Шоттки [1]:

$$j_{em} = AT_c^2 \exp[-e(\phi - (eE)^{1/2}) / kT_c], \quad (3)$$

где A – постоянная Ричардсона, T_c – температура эмитирующей поверхности катода, $e\phi$ – работа выхода электронов, E – напряженность электрического поля.

Напряженность электрического поля вычисляется из соотношения Маккоуна:

$$E^2 = 16\pi j_c (2e)^{-1/2} [(1-s)(m_i)^{1/2} - s(m_e)^{1/2}] (V_c)^{1/2}, \quad (4)$$

где m_i , m_e – массы ионов и электронов, s – доля плотности электронного тока.

Оценим вклад эффекта Шоттки в (3) для термокатада из торированного вольфрама в среде аргона при атмосферном давлении со следующими параметрами [10]: $j_c = 2.5 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$, $s = 0.8$, $V_c = 10 \text{ V}$, получаем $E = 5.69 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$. От влияния такого электрического поля работа выхода уменьшится на $e\Delta\phi = 0.29 \text{ eV}$ и при $T_c = 2900 \text{ K}$ термоэлектронная эмиссия возрастает в $\exp(e\Delta\phi / kT_c) \approx 3.8$ раза. Далее по формуле [11]: $h = 4 V_c / 3E$ находим толщину лэнгмюровского слоя $l_1 = 0.24 \mu\text{m}$, что согласуются с данными [3, 5–7]. Из приведенного примера очевидна существенная роль работы выхода электронов в генерации термоэмиссионного тока на дуговых активированных катодах.

Энергообмен на поверхности катода отражает следующие основные явления: унос энергии за счет эмиссии и испарения частиц; передача кинетической энергии атомов, ионов и «обратных» электронов; передача потенциальной энергии в результате нейтрализации и адсорбции частиц; лучистый и конвективные теплообмены (рис. 1).

С энергообменом на поверхности тесно связаны процессы в объеме электрода. Явления в твердом теле играют заметную роль в общей цепи КПП. Если материал катода обладает большой работой выхода, то для обеспечения необходимой эмиссии электронов требуется повысить температуру поверхности. Но для этого следует увеличить тепловой поток из прикатодной области, что может быть достигнуто ростом катодного падения потенциала и плотности ионного тока. Соответствующая перестройка прикатодных процессов происходит и при охлаждении катода. Изменение геометрии и условия теплообмена электрода приводит к нарушению баланса энергии и токов в зоне контакта, которое может быть восстановлено только перестройкой пара-

метров прикатодной области. Из приведенных качественных рассуждений видно, что на процессы в прикатодной области разряда возможно воздействовать путем изменения свойств материала, геометрии и условий теплообмена Т – катода. При этом изменяется его термическое состояние, что в конечном счете влияет на скорость испарения материала, т.е. на ресурс работы электрода. В свою очередь, процессы в прикатодной области, например, род и давление газа влияют на такие характеристики, как распределение температуры и плотности тока на поверхности катода.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что катодные и прикатодные процессы представляют собой единую систему взаимосвязанных явлений и изменения, возникающие в любом звене, приводят к перестройке всей схемы, представленной на рис. 1.

Список литературы

- [1] Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. Новосибирск: Наука, 1982. 157 с.
- [2] Гордеев В.Ф., Пустогаров А.В. Термоэмиссионные дуговые катоды. М.: Энергоиздат, 1988. 192 с.
- [3] Дресвин С.В. Генераторы низкотемпературной плазмы // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том 2. / Под ред. Е.В. Фортова. М.: Наука, 2000. С. 280-328.
- [4] Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.Н. и др. Электродуговые генераторы термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1999. 712 с.
- [5] Паневин И.Г., Хвесьюк В.И., Назаренко И.П. и др. Теория и расчет приэлектродных процессов. Новосибирск: Наука, 1992. 197 с.

- [6] *Hsu K.C., Pfender E.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. № 7. P. 3818-3824.
- [7] *Rethfeld B., Wendelstorf J., Klein T. et.al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29. P. 121-128.
- [8] *Зимин А.М., Назаренко И.П., Паневин И.Г., Хвесюк В.И.* Математическое моделирование катодных процессов. Новосибирск: Наука, 1993. 194 с.
- [9] *Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Гужков В.В.* и др. // ДАН СССР, 1981. Т. 260. №6. С. 1354-1356.
- [10] *Цыдытов Б.Д.* Динамика нестационарных процессов в сильноточных плазменных системах. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2002. 268 с.
- [11] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.