

Хубита Цырендондокович Заятуев
Отраслевой Центр плазменно-энергетических технологий
РАО „ЕЭС России”, Гусиноозерск, Республика Бурятия, Россия

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ-ПЛАЗМА ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Обзорный труд
UDC: 537.533.2:66.088=82
BIBLID: 0350-218X, 27 (2001) 1-4, 37–49

Часть I

ЭМИССИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ-ПЛАЗМА

Предложена физическая модель контакта металл-плазма, основанная на рассмотрении энергетического спектра электронов, основное отличие которой от общепринятых заключается в том, что при выравнивании химических потенциалов двух фаз изменяет свое положение относительно вакуума нулевой уровень электронов металла, а не плазмы. При таком подходе эффективная работа выхода электронов из металла определяется величиной химического потенциала электронного газа при электродной плазмы.

Ключевые слова: физическая модель, термофиссия, контакт металл-плазма, эффективная работа, работа выхода электронов, плотность тока

К одной из наиболее сложных проблем физики приэлектродных процессов в газовых разрядах можно отнести так называемое явление „аномальной” эмиссии, экспериментально наблюдаемое на термоэмиссионных катодах дуговых разрядов в средах инертных газов 1–6. Однако, несмотря на большое количество работ, например, 6–11, посвященных объяснению данного явления, следует отметить, что

до сих пор нет теоретических исследований, результаты которых имели бы хорошее согласие с экспериментальными данными. В работе 6, на основании анализа литературных данных и результатов собственных исследований, авторы приходят к выводу, что для объяснения явления „аномальной” эмиссии наиболее приемлемой представляется гипотеза, предложенная в 12, о значительном изменении работы выхода электронов $e\phi$ в формуле Ричардсона-Дэшмана:

$$j_e = AT^2 \exp \frac{e\phi}{kT} \quad (1)$$

применительно к их эмиссии из металла в плазму. В этой работе показано, что для обеспечения баланса плотностей тока и энергии на активной поверхности вольфрамового катода, эффективная работа выхода электронов $e\phi$ в среде аргона при $P = 10^5$ Па должна линейно увеличиваться с ростом температуры электрода. Причем, увеличение работы выхода в диапазоне 1000 К составило более 1 эВ, что примерно на порядок превышает данные, приводимые в литературе 13.

Таким образом, в 6 дано формальное объяснение явления „аномальной” эмиссии, которое заключается в значительном изменении $e\phi$ от температуры катода, но фактически ставится новая задача, т. к. такую сильную зависимость $e\phi = f(T)$ трудно, если не невозможно, объяснить в рамках классических представлений об эмиссии электронов из металла.

Поэтому, целью данной работы является разработка теоретической модели процессов переноса тока на границе металл-плазма, адекватно объясняющей экспериментально наблюдаемую зависимость эффективной работы выхода от температуры катода 6 и, тем самым, проблему „аномальной” эмиссии в целом.

Для решения этой задачи в первую очередь проведем анализ формулы (1) и ее вывод:

(а) В формулу входят постоянные A и ϕ , которые характеризуют свойства только твердого тела, и значения которых определяются экспериментально в условиях высокого вакуума и чистоты подготовки образцов металла. Анализ огромного материала, посвященного измерениям этих постоянных 13, указывает на их значительный разброс даже для чистых металлов. Например, для монокристаллического вольфрама измеренные значения работы выхода у разных авторов находятся в пределах от 4 до 7 эВ, а постоянная Ричардсона – от $30 \cdot 10^4$ до $600 \cdot 10^4$ А/м²К². Такие большие отклонения в измерениях этих величин трудно объяснить, особенно если учесть, что постоянная Ричардсона сама является комбинацией мировых констант. Ситуацию с соединениями и сплавами металлов без преувеличения можно считать катастрофической, т. к. отклонения в измерениях только постоянной A здесь достигают 4–5 порядков;

(б) Вывод формулы базируется на следующих двух основных предположениях: первое – эмиссия электронов осуществляется из нагретого металла в вакуум, т. е. в среду с нулевой плотностью; второе – электронный газ в вакууме вблизи поверхности электрода, состоящий только из эмитированных электронов, и электронный газ в металле находятся в термодинамическом равновесии.

Однако, несмотря на то, что результаты измерений работы выхода и постоянной Ричардсона изменяются в широких пределах, а формула получена только

для эмиссии электронов из металла в вакуум, она до сих пор является практически единственным инструментом для описания эмиссионных явлений на катодах газовых разрядов, т. е. для описания эмиссии электронов из металла в среду с конечной плотностью. Из вышеприведенного анализа можно сделать вывод, что физика эмиссионных процессов в контакте металла с плазмой, т. е. со средой, плотность которой бесконечно велика по сравнению с плотностью вакуума, должна существенно отличаться от физики процессов, описываемых теорией Ричардсона-Дэшмана. И, именно по этой причине, могут значительно отличаться экспериментальные результаты как по измерениям A и φ , так и по плотностям тока термоэмиссии j_e на катодах дуговых разрядов.

Для того, чтобы выяснить, в какой степени проявляется влияние плазмы на эмиссионные процессы, рассмотрим систему из двух взаимодействующих фаз – электронных газов металла и плазмы в состоянии термодинамического равновесия. Одним из условий такого равновесия является равенство температур взаимодействующих фаз в месте их контакта:

$$T_e^{nl} = T_e^m = T_k \quad (2)$$

Здесь T_e^{nl} – текущая температура электронного газа плазмы, величина которой, в общем случае, переменна в направлении, перпендикулярном к поверхности электрода; T_e^m – температура электронного газа металла; T_k – температура контактного слоя между плазмой и металлом, фактически – температура поверхности электрода. Вторым важным условием равновесия является выравнивание химических потенциалов электронных газов металла (уровня Ферми) и плазмы в контактной области 14. Эти два условия являются основными предпосылками при построении теоретических моделей, описывающих процессы переноса тока на границе металла с плазмой 15. В этой и других работах полагают, что при выравнивании химических потенциалов электронных газов металла и плазмы, нулевой уровень плазмы смещается, в зависимости от уровня химического потенциала μ_p электронов плазмы, вниз или вверх, а на границе металла с плазмой возникает скачок электрического потенциала, или контактная разность потенциалов U_0 15, рис. 1. При этом, как видно из рисунка, работа выхода электронов из металла χ_0 не изменяется и остается равной работе выхода электронов из металла в вакуум (вакуумная работа выхода), и не зависит от электрофизических свойств плазмы. То есть, для таких теоретических моделей применение формулы (1) для расчета плотности тока эмиссии электронов является вполне оправданным.

Но, с другой стороны, как было отмечено выше, для объяснения аномальности эмиссии электронов из металла в плазму, работа выхода должна иметь сильную зависимость от температуры металла-электрода или контактного слоя металл-плазма. Поэтому, для устранения этого противоречия, необходимо пересмотреть общепринятое представление о формировании энергетической диаграммы контакта металла с плазмой.

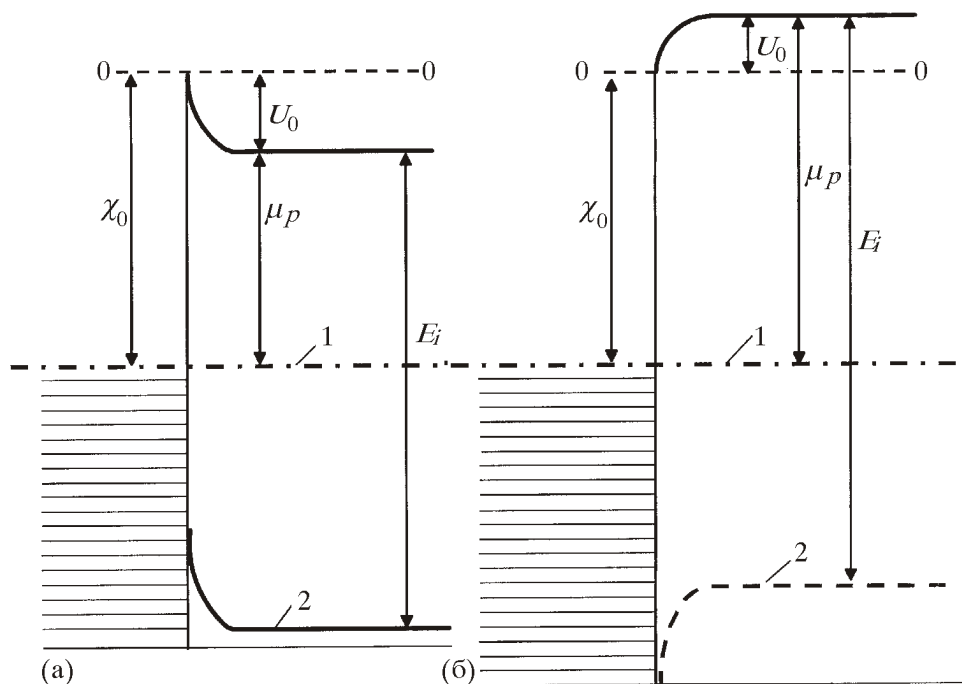


Рисунок 1. Распределение потенциала в термодинамически равновесном приэлектродном слое
1 – уровень химического потенциала μ_p , 2 – основное состояние атома, χ_0 – вакуумная работа выхода электрона, E_i – потенциал ионизации атома, (а) $\chi_0 > \mu_p$, (б) $\chi_0 < \mu_p$

В настоящей работе предлагается модель, основное отличие которой от общепринятой заключается в том, что при выравнивании химических потенциалов двух фаз изменяет свое положение относительно вакуума нулевой уровень электронов металла, а не плазмы. Такой подход к контактным явлениям может существенно изменить представления об эмиссии электронов из одной среды в другую.

По аналогии с контактными явлениями твердых тел, для описания процессов переноса заряженных частиц в контакте металла с плазмой воспользуемся теорией зонных диаграмм, которая основана на анализе энергетического спектра электронов в металле. Так как эта теория нашла свое подтверждение при описании свойств аморфных материалов [16], и в силу того, что плазма также имеет неупорядоченную структуру, и по своим электрическим характеристикам является близким аналогом полупроводников и диэлектриков, априори предположим, что к ней также применимо понятие зонной или энергетической диаграммы. Исходя из этого предположения, зонную диаграмму плазмы можно представить в виде чередующихся энергетических зон (рис. 2) – валентная зона с „потолком” E_V , свободная зона или зона проводимости – 2 шириной ΔE_c с „дном” E_c и запрещенная зона – 3, находящаяся в интервале между E_V и E_c . С целью упрощения дальнейших выкладок, ширину зоны проводимости примем равной нулю – $\Delta E_c = 0$, что не имеет принципиального значения при

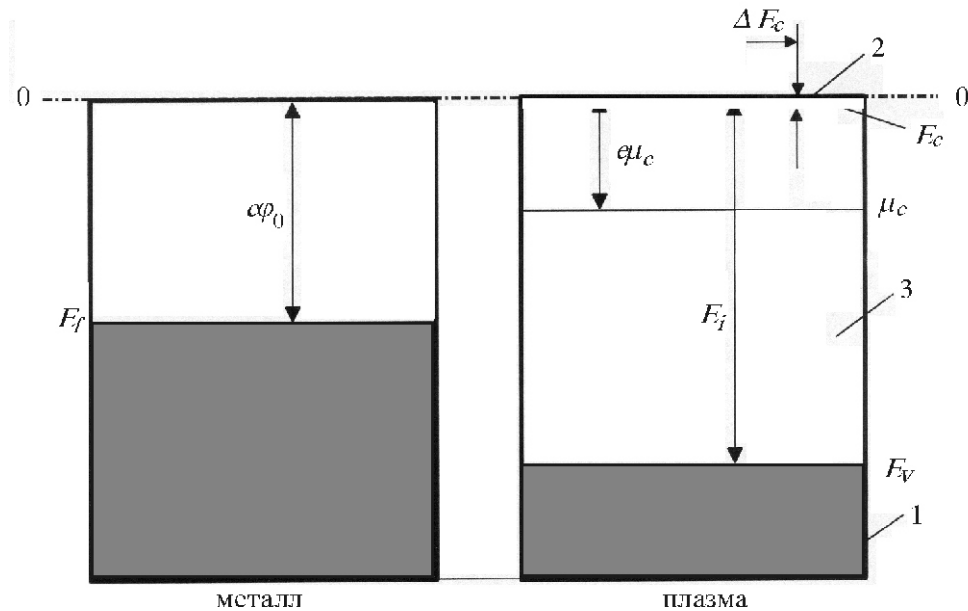


Рисунок 2. Энергетические диаграммы металла и плазмы
 1 – валентная зона, 2 – зона проводимости, 3 – запрещенная зона,
 E_f – уровень Ферми, μ_c – уровень химического потенциала электрона плазмы,
 $e\varphi_0$ – работа выхода электрона из металла в вакуум

получении конечного результата. В этом случае, ширина запрещенной зоны равна потенциалу ионизации атомов плазмообразующего газа E_i , и концентрации заряженных частиц плазмы рассчитываются по формуле Саха:

$$\frac{n_e n_i}{N} = 2 \frac{g_i}{g_a} \frac{2}{h^2} \frac{mkT_{nl}}{h^2} \exp \left(-\frac{eE_i}{kT_{nl}} \right) \quad (3)$$

где N – концентрация атомов плазмообразующего газа; n_e и n_i – концентрации электронов и ионов плазмы; g_i и g_a – статистические веса иона и атома; T_{nl} – температура плазмы; h – постоянная Планка; m – масса электрона. Согласно формуле (3), с ростом температуры плазмы экспоненциально увеличиваются концентрации электронов и ионов вследствие термической ионизации атомов. Этот процесс можно представить как переход электронов из валентной зоны в зону проводимости и образование ионов в валентной зоне. И, по аналогии с электропроводностью полупроводников, именно электроны, перешедшие в свободную зону, и ионы, оставшиеся в валентной зоне, участвуют в переносе электрического тока через плазму.

Рассмотрим особенности зонной диаграммы металла и плазмы, имеющих одинаковые температуры, до и после приведения их в контакт. На рис. 2 приведены идеализированные зонные диаграммы металла и плазмы до приведения их в контакт, когда уровень химического потенциала электронов плазмы находится выше уровня Ферми металла. При приведении их в контакт начнется переход электронов из одной фазы, где уровень химического потенциала выше, во вторую фазу, т. е. из плазмы в металл, и переход будет продолжаться до тех пор, пока уровни химических потенциалов обеих фаз не сравняются (рис. 3, линия $E_f - \mu_e$). В результате, между плазмой и металлом возникает внешняя контактная разность потенциалов V_k , или разность потенциалов между их внешними поверхностями в окружающем пространстве. Непосредственно в области контакта металла с плазмой внутренняя разность потенциалов равна нулю. Пунктирными линиями показан случай, когда уровень Ферми металла находится выше уровня химического потенциала электронного газа плазмы.

Из рисунка видно, что величина эффективной работы выхода электронов из металла в плазму $e\phi_s$ равна величине химического потенциала газа электронов приэлектродной плазмы, умноженной на заряд электрона и отсчитываемой от „дна”

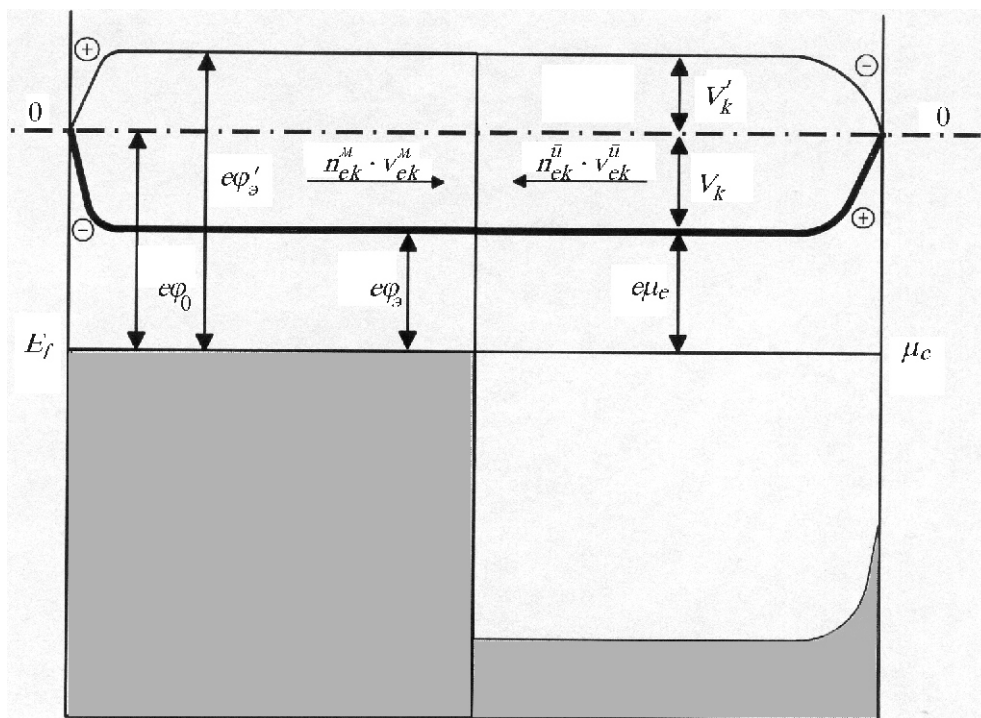


Рисунок 3. Энергетическая диаграмма металла и плазмы после приведения их в контакт. Температура плазмы равна температуре металла

V_k (V'_k) – внешняя контактная разность потенциалов, $e\phi_0$ – работа выхода электронов в вакуум, $e\phi_s$ – эффективная работа выхода электронов из металла в плазму, $n_{ek}^m v_{ek}^m$, $n_{ek}^n v_{ek}^n$ – потоки электронов из металла в плазму и из плазмы в металл

зоны проводимости (с учетом предположения о равенстве нулю ширины зоны проводимости):

$$e\varphi_{\partial} = e\mu_e \quad (4)$$

Так как электроны из металла имеют право перехода только в зону проводимости плазмы (участок энергетической диаграммы от потолка валентной зоны E_v до дна зоны проводимости E_c является для них запрещенной), то, в зависимости от значения $e\mu_e$, эффективная работа выхода электронов может быть как меньше, так и больше вакуумной работы выхода $e\varphi_0$. Выражение для уровня химического потенциала электронов плазмы в контактной области, или эффективной работы выхода электронов, с учетом условий (2 и 4) имеет вид **18** :

$$e\varphi_{\partial} = e\mu_e = kT_k \ln 2 \frac{2}{n_{ek}} \frac{mkT_k}{h^2}^{3/2} \quad (5)$$

где n_{ek} – концентрация электронов в контактном слое. Подставляя (5) в формулу Ричардсона-Дэшмана (1), получим выражение для плотности тока эмиссии электронов из металла в плазму:

$$j_e^{эм} = \frac{1}{4} en_{ek} \sqrt{\frac{8kT_k}{m}} = \frac{1}{4} en_{ek} \bar{v}_{ek} \quad (6)$$

Здесь \bar{v}_{ek} – средняя тепловая скорость эмитированных электронов, соответствующая температуре контактного слоя или температуре поверхности электрода. Эта формула, в силу равновесия системы, в точности совпадает с формулой для плотности тока тепловых электронов из плазмы на металл. То есть из этого следует, что аналогичный результат можно получить из следующего простого мысленного опыта без привлечения понятия зонной диаграммы для плазмы. Предположим, что металл и плазма находятся в состоянии термодинамического равновесия при одинаковых температурах, причем, ионы плазмы в силу их относительно малой скорости считаем неподвижными. В таком случае система будет обмениваться только электронами, и плотности потоков электронов из плазмы на металл и из металла в плазму будут равны, или автоматически будет выполняться равенство (6).

Формула (6) получена в предположении, что температуры обеих фаз одинаковы и из плазмы на электрод поступает только поток электронов. В реальных условиях температура плазмы практически всегда выше температуры электродов, и в плазме в переносе электрического тока принимают участие не только электроны, но и ионы. Вследствие амбиполярной диффузии электронов и ионов из плазмы на металл, между ними формируется внутренняя контактная разность потенциалов V_f (или плавающий потенциал изолированного зонда). Условия термодинамического равновесия в этом случае записываются только для самого контактного слоя, через

который происходит обмен частицами. Тогда концентрация электронов n_{ek}^m покидающих металл, равна концентрации электронов $n_{ek}^{\bar{u}l}$ поступающих из плазмы на поверхности металла через потенциальный барьер V_f , т. Е. $n_{ek}^m = n_{ek}^{\bar{u}l} = n_{ek}$. Различие между потоками электронов из металла и плазмы, обусловленное разными величинами их тепловых скоростей, компенсируется соответствующим потоком тепловых ионов из плазмы. Для нахождения плотности тока термоэмиссии электронов по формуле (6) необходимо знание концентрации электронов n_{ek} в контактной зоне, которую можно определить по формуле Больцмана:

$$n_{ek} = n_e \exp \frac{eV_f}{kT_e} \quad (7)$$

где n_e, T_e – концентрация и температура электронного газа невозмущенной приэлектродной плазмы. Под понятием „невозмущенная плазма” подразумевается плазма за пределами зоны, где формируется контактная разность потенциалов V_f . Тогда выражение (6), с учетом формулы (7), запишется в следующем виде:

$$j_e^{эм} = \frac{1}{4} en_e \sqrt{\frac{8kT_k}{m}} \exp \frac{eV_f}{kT_e} \quad (8)$$

Экспоненциальный множитель в (7) и (8) находится из условия равенства нулю суммарной плотности тока на поверхность электрода

$$j_e^{эм} - j_{im} - j_{em}^{опр} = 0 \quad (9)$$

где $j_e^{эм}$ – плотность тока эмиссии электронов из металла в плазму – формула (8);

$j_{im} = \frac{1}{4} en_i \sqrt{\frac{8kT_i}{M}}$ – плотность тока тепловых ионов из плазмы на металл (n_i и T_i – концентрация и температура ионов невозмущенной плазмы);

$j_{em}^{опр} = \frac{1}{4} en_e \sqrt{\frac{8kT_e}{m}} \exp \frac{eV_f}{kT_e}$. Подставляя выражения для плотностей тока в (9), получим следующее уравнение:

$$\frac{1}{4} en_e \sqrt{\frac{8kT_k}{m}} \exp \frac{eV_f}{kT_e} - \frac{1}{4} en_i \sqrt{\frac{8kT_i}{M}} = 0 \quad (10)$$

Разрешая (10) относительно экспоненциального члена и подставляя полученное выражение в (8), получим формулу для нахождения концентрации электронов в контактной зоне:

$$n_{ek} = \frac{n_i}{\sqrt{\frac{MT_e}{mT_i} \left(1 + \frac{T_k}{T_e} \right)}} \quad (11)$$

Подстановка (11) в (5) и (6) дает выражение для эффективной работы выхода:

$$e_{\text{э}} = kT_k \ln \frac{2 \frac{2}{h^2} mkT_k^{3/2} \sqrt{\frac{MT_e}{mT_i}} I \sqrt{\frac{T_k}{T_e}}}{n_i} \quad (12)$$

и формулу для плотности тока термоэмиссии электронов из металла в плазму:

$$j_e^{\text{эм}} = \frac{A_0 n_i T_k^{1/2}}{\sqrt{\frac{T_e}{T_i}} I \sqrt{\frac{T_k}{T_e}}} \quad (13)$$

где $A_0 = e \sqrt{\frac{k}{2M}}$ – эмиссионная постоянная плазмообразующего газа.

Отличительными особенностями полученных в настоящей работе формул по сравнению с другим формулами, описывающими эмиссионные явления на катодах дуговых разрядов являются:

(а) зависимости, причем линейная практически во всем диапазоне изменения T_k , работы выхода электронов из металла в плазму от температуры катода;

(б) зависимость работы выхода и плотности тока эмиссии электронов не только от температуры катода, но и от таких параметров плазмы, как концентрация и масса ионов невозмущенной плазмы (n_i, M) и температур электронной и ионной компонент плазмы (T_e, T_i);

(в) степенная зависимость (степень 1/2) плотности тока термоэмиссии электронов из металла в плазму от температуры электрода;

(г) хорошее согласие с экспериментальными данными.

Последнее утверждение наглядно иллюстрируется графиками, представленными на рис. 4 и 5, которые отражают зависимости работы выхода и плотности тока термоэмиссии электронов от безразмерной температуры катода при нескольких значениях T_e . Расчет проводился для изотермической аргоновой плазмы при атмосферном давлении, т. е. при $T_e = T_i = T_{nl}$. Из этих графиков видно, что для реального температурного диапазона электрода и плазмы ($T_k = 2000-3500$ К и $T_e = T_{nl} = 6000-12000$ К) указанные зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными по аномальной эмиссии 1-6.

Количественное и качественное согласие теории с экспериментальными зависимостями $e_{\text{э}}(T_k)$ и $j_e^{\text{эм}}(T_k)$, полученными в 6, обеспечиваются при изменении температуры аргоновой плазмы от 7470-8400 К. Оценочные расчеты, проведенные по данным 6, показывают, что такой диапазон изменения средне-массовой температуры является вполне характерным для аргоновой электродуговой плазмы, горящей в канале плазматрона при атмосферном давлении.

Выше рассматривался процесс переноса тока на границе металла с плазмой в состоянии их термодинамического равновесия, т. е. когда результирующий ток на электрод равен нулю. Случай, когда система выведена из состояния равновесия под

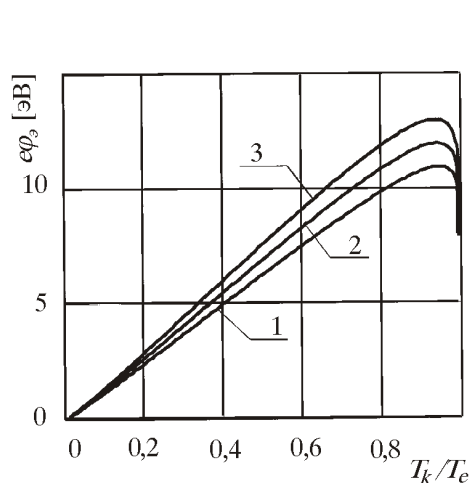


Рисунок 4. Зависимости эффективных работ выхода электронов из металла в аргоновую плазму от безразмерной температуры катода
 $P = 10^5 \text{ Па}$, 1 – $T_e = 8000 \text{ К}$,
 2 – $T_e = 10000 \text{ К}$, 3 – $T_e = 12000 \text{ К}$

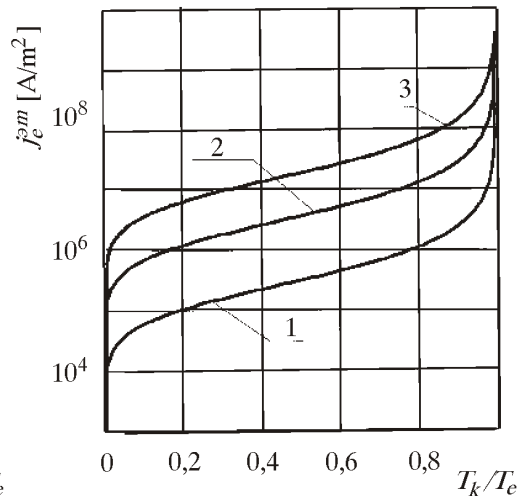


Рисунок 5. Зависимости плотностей тока термоэмиссии электронов из металла в аргоновую плазму от безразмерной температуры катода
 $P = 10^5 \text{ Па}$, 1 – $T_e = 8000 \text{ К}$,
 2 – $T_e = 10000 \text{ К}$, 3 – $T_e = 12000 \text{ К}$

действием внешнего напряжения, будет рассмотрен во второй части работы. Там же будет обсуждаться поведение значений работы выхода и плотностей тока вблизи точки $T_k/T_e = 1$, где выражение под знаком логарифма в (12) и знаменатель в (13) обращаются в нуль, а значения функций, описываемые этими формулами, устремляются в минус и плюс бесконечности.

Обозначения

- A – постоянная Ричардсона
 - E – потенциал
 - $e\phi$ – работа выхода электронов
 - h – постоянная Планка
 - j – плотность тока
 - E_f – энергетический уровень Ферми
 - N – концентрация атомов плазмообразующего газа
 - n – концентрация электронов, ионов
 - g – статистический вес
 - m – масса электрона
 - M – масса иона
 - P – давление
 - T – температура
 - k – постоянная Больцмана
 - v – скорость
 - μ – химический потенциал
 - n_0 – вакуумная работа выхода электрона
 - U, V – разность потенциалов
- Остальные обозначения в тексте

Индекси

Верхний

м – металла
эм – эмиссии
пл – плазмы

Внизу

а – атома
е – электронов
и – ионов, ионизации
к – контакта
Р – плазмы
пл – плазмы

Литература

- 1 Лебедев, С. В., Хайкин, С. З., Аномалии электронной эмиссии вольфрама, нагреваемого импульсом тока большой мощности, *Журн. exper. и теорет. физики*, 26 (1954), 6, 723–735
- 2 Рохатджи, В. К., Взаимодействие плотной плазмы с катодом, *Ракетная техника и космонавтика (русс. пер. AIAA Journ.)*, 4 (1966), 10, 214–216
- 3 Анিকেев, В. Н., Исследование термокатодов дуги низкого давления в инертных газах, *Известия СО АН СССР*, 1981, 3, вып. 1, Сер. техн. наук., 60–67
- 4 Поротников, А. А., Петросов, В. А., Острецов, И. Н., Приэлектродные процессы, в: *Физика и применение плазменных ускорителей*, Наука и техника, Минск, 1974, 239–260
- 5 Игнатъев, А. В., Козырев, А. В., Новоселов, Ю. Н., Режимы горения дугового разряда в аргоне, *Журнал технической физики*, 63 (1993), 6, 197–200
- 6 Ващенко, С. П., Дандарон, Г.-Н. Б., Жуков, М. Ф., Заятуев, Х. Ц., Токотенос на внутреннюю поверхность трубчатого цилиндрического термокатада, *Сибирский физико-технический журнал*, (1992), 1, 98–106
- 7 Мойжес, Б. Я., Немчинский, В. А., К вопросу об аномально высокой эмиссии испаряющегося термокатада в дуговом разряде, *Журнал технической физики*, 44 (1974), 12, 2539–2547
- 8 Puchkarev, V. F., Chesnokov, S. M., Erosion Rate and Voltage Distribution in Contracted (with Cathode Spote) and Diffuse (Spotless) Low-Current Vacuum Arcs *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 25 (1992), 12, 1760–1766
- 9 Болотов, А. В., Козырев, А. В., Королев, Ю. Д., Модель катодного слоя вакуумной дуги при немонотонном распределении потенциала в прикатодной плазме, *Физика плазмы*, 19 (1993), 5, 709–719
- 10 Gayet, R., Narel, C., Josso, T., Jouin, H. A Simple Model for Cathodic Electronic Emission Enhanced by Low-Energy Ions in High-Pressure Arcs., *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 29 (1996), 13, 3063–3070
- 11 Невский, А. П., Шараховский, А. И., Ясько, О. И., Взаимодействие дуги с электродами плазмотрона, Наука и техника, Минск, 1982, 152
- 12 Острецов, И. Н., Петросов, В. А., Поротников, А. А., Родневич, Б. Б., Свойства контакта металл-плазма, *Журнал прикладной механики и технической физики*, (1974), 162–164
- 13 Фоменко, В. С., Подчерняева, И. А., Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов, М., Атомиздат, 1975, 320
- 14 Хейвуд, Р., Термодинамика равновесных процессов (Пер. с англ.), М., Мир., 1983, 492
- 15 Бакшт, Ф. Г., Юрьев, В. Г., Приэлектродные явления в низкотемпературной плазме (Обзор), *Журнал технической физики*, 49 (1979), 5, 905–944

- 16 Фельц, А., Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела (Пер. с нем.), М., Мир., 1986, 558
- 17 Неменов, Л. Л., Соминский, М. С., Основы физики и техники полупроводников, Наука, Ленинград, 396
- 18 Грановский, В. Л., Электрический ток в газе, Установившийся ток., М., Наука, 544

Апстракт

Хубита Цирендондович ЗАЈАТУЕВ

ФЕНОМЕНИ ПРЕНОСА ЕЛЕКТРИЧНЕ СТРУЈЕ ПРИ КОНТАКТУ МЕТАЛ-ПЛАЗМА ЕЛЕКТРОЛУЧНОГ ПРАЖЊЕЊА

Први део

ЕМИСИОНИ ПРОЦЕСИ ПРИ КОНТАКТУ МЕТАЛ-ПЛАЗМА

Предложен је физички модел контакта метал-плазма заснован на анализи енергетског спектра електрона. Основна разлика овог модела од опште прихваћених састоји се у томе што се при изједначавању хемијских потенцијала две фазе мења положај нултог нивоа електрона метала у односу на вакуум, а не електрона плазме. При таквом прилазу ефективни рад емисије електрона метала одређен је величином хемијског потенцијала електронског гаса у приелектродној плазми.

Добијене су формуле за ефективни рад емисије и густину струје термиемисије електрона у плазму, које квалитативно и квантитативно добро описују експерименталне податке при аномалној емисији.

Кључне речи: физички модел, термичка емисија, контакт метал-плазма, ефективни рад емисије електрона, јачина струје

Abstract

Hubita Cirendodokovich ZAJATUEV

ELECTRICAL CURRENT TRANSFER DURING DISCHARGE IN METAL-PLASMA CONTACT

Part one

ELECTRON EMISSION PROCESSES IN METAL-PLASMA CONTACT

Physical model of plasma-metal contact based on electron energy spectrum is proposed. Proposed model despite other widely used models to describe phenomenon changes metal electrons – not plasma electrons zero level relative to vacuum condition in

two-phase chemical potential equilibrium. Using this approach metal electron effective emission is determined by electron gas chemical potential in electrode area.

Show expressions for emission effectiveness and electron thermal emission current density in plasma, qualitatively and quantitatively have very good agreement with experimental data.

Key words: physical model, thermal emission, metal-plasma contact, electron emission effectiveness, current density