

Расчет параметров сильноточного отражательного разряда с горячим катодом

© Л.А. Зюлькова, А.В. Козырев, Д.И. Проскуровский

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 26 июля 2004 г.)

На основе уравнения непрерывности для потока электронов и баланса энергии на горячем катоде сформулирована физическая модель самостоятельного отражательного разряда. Предложенная теория позволяет рассчитать вольт-амперные характеристики сильноточного отражательного разряда с горячим катодом в широком диапазоне геометрических размеров разрядной ячейки, магнитных полей и различных работ выхода материала катода. Достоинством модели является то, что она также описывает обычный режим горения отражательного разряда с холодным катодом как предельный случай. Теория указывает на существование двух режимов горения разряда с термоэлектронной эмиссией на катоде: низковольтного режима с большой плотностью тока и высоковольтного режима с существенно меньшей плотностью тока. Показано, что низковольтный режим горения может быть устойчиво реализован в широком диапазоне токов, а напряжение горения разряда можно существенно понизить, используя в качестве катода материал с низкой работой выхода.

Введение

Отражательный разряд, известный также как разряд Пеннинга или филипповский разряд, представляет собой разряд с осесимметричной геометрией, функционирующий в скрещенных $E \times B$ полях при низких давлениях рабочего газа [1]. Такой разряд уже много лет используется в источниках заряженных частиц [2–5], ионных насосах [6,7] и манометрах [1]. Важное достоинство такого разряда состоит в высокой эффективности процесса ионизации газа в широком диапазоне давлений газа, магнитных полей и геометрических размеров. Анализ опубликованных работ [2–12] показал, что основной интерес для исследователей представляла высоковольтная слаботочная форма пеннинговского разряда, функционирующего при низких давлениях ($p \leq 10^{-3}$ Торр). Однако высокие напряжения горения делают такую разрядную ячейку малоприменимой для „чистых технологий“ вследствие распыления материала катодов под воздействием ионной бомбардировки. В этом отношении более перспективной является низковольтная форма отражательного разряда, реализуемая при использовании накаливаемого катода [2,5,12]. При этом разряд становится несамостоятельным, а система накала катода сильно усложняет конструкцию. Более перспективным представляется самостоятельный отражательный разряд с самонакаливающимся катодом [4,5,12,13]. В этом случае теплоизолированный катод разогревается не за счет внешнего источника накала, а за счет ионной бомбардировки. Из-за интенсивного энерговыделения на катоде такая форма разряда может функционировать лишь со сравнительно большими токами, которые можно обеспечить лишь при более высоких давлениях газа. Можно ожидать, что структура и механизм функционирования такого разряда, который мы будем называть сильноточным отражательным разрядом с горячим катодом,

будут заметно отличаться от пеннинговского разряда низкого давления. В последние годы на базе сильноточного отражательного разряда с дополнительным горячим катодом в виде стержня созданы источники заряженных [4] и нейтральных частиц [13]. В связи с перспективой широкого использования такой формы разряда в современных технологических процессах имеется настоятельная потребность в развитии общей теории, позволяющей рассчитать основные характеристики разрядной ячейки в широком диапазоне геометрических и электрофизических параметров конструкции.

Взаимосвязь процессов ионизации и рекомбинации, а также необходимые условия поддержания разряда в скрещенных $E \times B$ полях в общих чертах позволила определить аналитическая модель, описанная в работе [14]. Но из-за одномерности рассматриваемой в [14] модели результаты этих расчетов нельзя непосредственно применить к реальным конструкциям разрядных ячеек, которые обычно имеют осесимметричную геометрию. Рассчитать вольт-амперную характеристику (ВАХ) реального отражательного разряда с удовлетворительной точностью не удастся по ряду причин. Во-первых, это вызвано трудностями расчета скорости ионизации газа и движения заряженных частиц в скрещенных полях. Во-вторых, в рамках линейной модели ионизации газа и дрейфа заряженных частиц можно довольно хорошо оценить напряжения горения разряда, но без включения в модель параметров внешней цепи не удастся рассчитать ток разряда. Включение же в расчетную модель параметров внешней цепи делает задачу слишком конкретной и не позволяет проанализировать общие закономерности. В [13] было показано, что введение центрального стержневого самонакаливающегося электрода позволяет рассчитать параметры реального отражательного разряда с удовлетворительной точностью. С одной стороны,

нагревающийся элемент усложняет задачу расчета параметров разряда и вносит существенную нелинейность в систему описывающих его уравнений. Но, с другой стороны, его присутствие „привязывает“ теоретическую модель к абсолютным величинам температуры горячего элемента и тока его эмиссии. В настоящей статье показано, что сформулированный в [13] метод решения позволяет рассчитать параметры разряда в скрещенных $E \times B$ полях и в другой геометрии, когда горячим катодом является не центральный стержень, а один из дисковых катодов отражательного разряда.

Физическая модель сильноточного отражательного разряда

Рассмотрим осесимметричную разрядную ячейку типа Пеннинга высотой h , состоящую из анода в виде поллого цилиндра радиуса R и двух плоскопараллельных дисковых катодов, которые имеют одинаковый отрицательный относительно анода потенциал (рис. 1). Один из дисковых катодов будем полагать теплоизолированным, за счет сильного разогрева он может работать в термоэмиссионном режиме. Второй дисковый катод будем полагать сравнительно холодным и ток термоэмиссии с него считать пренебрежимо малым. Вся электродная система находится во внешнем однородном магнитном поле, силовые линии которого параллельны ее оси симметрии.

Расчет основных параметров такой разрядной ячейки можно провести в рамках следующей упрощенной модели разряда.

1. Рассматриваем только стационарный сильноточный режим, когда почти все падение напряжения сосредоточено в тонком прикатодном слое объемного заряда. Основной межэлектродный объем занимает квазинейтральная плазма, которую ниже мы будем называть столбом разряда. Столб разряда отделен от электродов

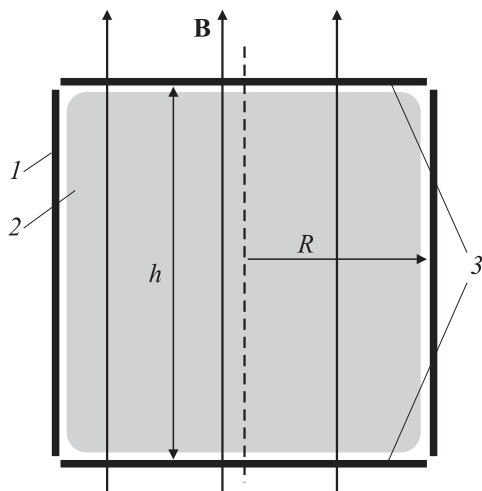


Рис. 1. Схема разрядной ячейки: 1 — цилиндрический анод, 2 — газоразрядная плазма, 3 — дисковые катоды.

сравнительно узкими слоями пространственного заряда. Это упрощение пространственной структуры разряда ограничивает применимость модели случаем не очень низкой концентрации плазмы.

2. С другой стороны, плазму столба мы полагаем слабоионизованной, а концентрацию нейтральных частиц газа считаем не зависящей от величины протекающего тока. Это приближение ограничивает применимость модели со стороны высоких концентраций заряженных частиц, сравнимых с концентрацией нейтральных частиц газа.

3. В слое прикатодного падения потенциала формируется поток быстрых электронов с энергией, примерно соответствующей напряжению горения разряда. Этот поток электронов передает плазме энергию, поступающую от источника питания и обеспечивает необходимый уровень ионизации газа в столбе разряда.

4. Ионизацией газа термализованными плазменными электродами полностью пренебрегаем. Этот подход оправдан, если напряжение горения разряда во много раз превышает потенциал ионизации газа [4]. Роль плазменных электронов в данной модели сводится лишь к переносу электрического тока на анод поперек магнитного поля.

5. В модели предполагаем, что ионы в плазме столба не замагничены и ионный ток равномерно распределен по всей поверхности катода. Кроме того, мы не будем учитывать неоднородность распределения плазмы по высоте разрядной ячейки. Это усреднение существенно упрощает расчет, что позволяет эффективно проанализировать основные особенности разряда.

6. Электроны, наоборот, считаем сильно замагниченными и их коэффициент диффузии поперек магнитного поля полагаем прямо пропорциональным транспортной частоте электрон-атомных столкновений. Это приближение накладывает ограничение на величину как давления газа, так и магнитного поля.

7. Полагаем, что температура теплоизолированного катода контролируется балансом мощности между энерговыделением за счет ионной бомбардировки и лучистым теплоотводом с поверхности. Другими каналами отвода энергии мы пренебрегаем.

Расчет вольт-амперной характеристики разряда

Расчет ВАХ разряда можно провести аналогично тому, как это было сделано в [13]. Поток быстрых электронов j_f в радиальном направлении поперек магнитного поля в столбе разряда носит в основном диффузионный характер и может быть записан как [14]

$$j_f(r) = -D_f \frac{dn(r)}{dr}, \quad (1)$$

где $n_f(r)$ — радиальное распределение концентрации быстрых электронов; D_f — классический коэффициент

диффузии быстрых электронов поперек магнитного поля, который в рамках упомянутых приближений можно оценить следующим образом:

$$D_f \cong \left\langle \frac{r_{Le}^2}{3\tau_a} \right\rangle \cong \left\langle \frac{2}{3\tau_i} \left(\frac{mv_f}{eB} \right)^2 \right\rangle \cong \frac{4}{3} \frac{mU_c}{e\tau_i B^2}, \quad (2)$$

где e, m — заряд и масса электрона; B — индукция магнитного поля; v_f — средняя скорость быстрых электронов в столбе; r_{Le} — их средний ларморовский радиус; U_c — прикатодное падение потенциала, примерно совпадающее с напряжением горения разряда; τ_i — среднее время между ионизационными столкновениями быстрых электронов с частицами газа; τ_a — среднее время между электрон-атомными столкновениями.

В области энергий электронов в сотни электрон-вольт сечение ударной ионизации атомов электронами сравнимо с их транспортным сечением, поэтому в (2) мы для определенности положили $\tau_a \cong \tau_i/2$.

В модели рассматриваем стационарное поступление быстрых электронов в плазму с поверхностью катода как за счет ионно-электронной эмиссии (γ -процессов) (поток $j_{f\gamma}$), так и за счет термоэлектронной эмиссии (поток j_{ft}), а „исчезновение“ их в объеме происходит в результате потери энергии за характерное время τ_f . Следовательно, стационарное уравнение непрерывности в цилиндрической системе координат с учетом аксиальной симметрии задачи будет иметь следующий вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d(rj_f(r))}{dr} = \frac{2j_{f\gamma} + j_{ft}}{h} - \frac{n_f(r)}{\tau_f}. \quad (3)$$

По физическому смыслу τ_f — это время, за которое быстрый электрон с начальной энергией E_0 , теряя свою энергию в столкновениях и порождая при этом $\mu = E_0/E_i$ плазменных электронов, становится медленным. Здесь E_i — средняя энергия образования электрон-ионной пары, характерная величина для каждого газа. Будем считать, что $E_0 \cong eU_c$, тогда $\tau_f = (eU_c/E_i)\tau_i$.

При решении дифференциального уравнения (3) удобно ввести характерную диффузионную длину λ , определяющую масштаб перемещения быстрого электрона с характерной кинетической энергией eU_c поперек магнитного поля за время его жизни τ_f ,

$$\lambda(U_c, B) = \sqrt{D_f \tau_f} = \sqrt{\frac{4m}{3E_i} \frac{U_c}{B}}. \quad (4)$$

Диффузионная длина быстрого электрона λ в рамках приближений модели не зависит от давления газа [13,14]. Если все же учесть неполную замагниченность электронов, то параметр λ будет слегка уменьшаться с ростом давления газа.

Введя безразмерную координату $\rho = r/\lambda$ и подставляя в (3) выражение (1), получим уравнение для радиального распределения концентрации быстрых электронов

$$\frac{d^2 n_f(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dn_f(\rho)}{d\rho} - n_f(\rho) = -\frac{\tau_f}{h} (2j_{f\gamma} + j_{ft}). \quad (5)$$

Если записать граничные условия на аноде и оси разряда соответственно

$$n_f(r = R + r_{Le}) = 0, \quad \left. \frac{dn_f}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad (6)$$

то решение уравнения (5) будет иметь следующий вид:

$$n_f(\rho) = \frac{\tau_f}{h} (2j_{f\gamma} + j_{ft}) \left(1 - \frac{I_0(\rho)}{I_0(\rho_g)} \right), \quad (7)$$

где $I_0(\rho)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, $\rho_g = (R + r_{Le})/\lambda$.

Запишем теперь стационарное уравнение непрерывности для потока медленных электронов j_s , считая, что появляются они только за счет ионизации газа быстрыми электронами, а исчезают только на аноде

$$\frac{1}{\rho} \frac{d(\rho j_s(\rho))}{d\rho} = (\mu + 1) \lambda \frac{n_f(\rho)}{\tau_f}. \quad (8)$$

Введем обозначения для радиальных зависимостей следующих токов: $J_s(\rho) = 2\pi h \rho \lambda e j_s(\rho)$ — ток плазменных электронов; $J_{f\gamma}(\rho) = \pi \rho^2 \lambda^2 e j_{f\gamma}$ — ток быстрых γ -электронов с катода; $J_{ft}(\rho) = \pi \rho^2 \lambda^2 e j_{ft}$ — термоэмиссионный ток быстрых электронов с горячего катода.

В результате интегрирования (8) с учетом естественного граничного условия $J_s(0) = 0$ получим выражение для радиальной зависимости тока плазменных электронов

$$J_s(\rho) = 2(\mu + 1) [2J_{f\gamma}(\rho) + J_{ft}(\rho)] \left[\frac{1}{2} - \frac{I_1(\rho)}{\rho I_0(\rho_g)} \right]. \quad (9)$$

Здесь $I_0(x)$ и $I_1(x)$ — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно. Аналогичным образом можно получить выражение для тока быстрых электронов $J_f(\rho)$ путем интегрирования уравнения (3) в безразмерных переменных с граничным условием $J_f(0) = 0$

$$J_f(\rho) = \frac{\lambda}{h} [2J_{f\gamma}(\rho) + J_{ft}(\rho)] \frac{I_1(\rho)}{I_0(\rho_g)}. \quad (10)$$

Полный электронный ток в цепи анода $J_a = J(\rho_a = R/\lambda)$ получим, сложив токи (9) и (10). Полный ток в цепи катода J_c с учетом γ -эмиссии, термоэлектронной эмиссии и приближения о равномерном потоке ионов на катод можно записать в виде $J_c = J_{em} + J_{ic} \cdot (1 + \gamma)$, где J_{ic} — полный ток ионов на катод, J_{em} — полный ток термоэмиссии электронов с горячего катода. Приравнявая J_a и J_c , получим равенство, которое по своей сути является условием самоподдержания разряда,

$$\left[\frac{J_{em}}{J_{ic}} + \gamma \right] \left[\mu + 2 \left(\frac{\lambda}{2h} - \frac{\mu + 1}{\rho_a} \right) \frac{I_1(\rho_a)}{I_0(\rho_g)} \right] = 1. \quad (11)$$

Это уравнение также определяет отношение тока термоэмиссии к току ионов на катод как функцию геометрических параметров ячейки, магнитной индукции и

напряжения горения разряда (эти величины входят в выражение (4) для длины λ).

В предположении свободного ухода теплового излучения с горячего катода и полного рассеяния в нем энергии падающих ионов баланс мощности может быть записан в виде

$$P_{rad} = S_{h0} \varepsilon_T \sigma T_h^4 = 1/2 e U_c J_{ic}. \quad (12)$$

Здесь σ — постоянная Стефана–Больцмана, $\varepsilon_T \approx 0.5$ — коэффициент черноты горячего катода, S_{h0} — площадь поверхности излучения горячего катода и учтено, что только половина ионного тока попадает на горячий катод.

Из (12) можно явно выразить температуру горячего катода T_h

$$T_h = \left(\frac{e U_c J_{ic}}{2 S_{h0} \varepsilon_T \sigma} \right)^{1/4} \quad (13)$$

и рассчитать величину термоэмиссионного тока электронов

$$J_{em} = \pi R^2 \cdot A_0 T_h^2 \exp(-\phi_h/kT_h), \quad (14)$$

где ϕ_h — работа выхода электронов материала горячего катода, $A_0 \approx 100 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$.

Фактически два уравнения — (13) и (14) определяют ток термоэмиссии через ионный ток на катод. Наряду с равенством (11) выражение (14) является уравнением, связывающим эти же токи. Решение этой системы двух уравнений с двумя неизвестными позволяет однозначно определить как ток термоэмиссии, так и ионный ток на катод.

Определив полный ионный ток на катод, можно найти ток γ -электронов с катодов как $J_{f\gamma} = \gamma J_{ic}$ и после этого окончательно определить полный ток разряда

$$J_{tot} = J_{em} + (1 + \gamma) J_{ic}. \quad (15)$$

Таким образом, удастся полностью рассчитать ВАХ разрядной ячейки с известными характеристиками материала катода. Упрощения модели привели к отсутствию концентрации газа во всех уравнениях, поэтому наши расчеты дают не зависящую от давления ВАХ. Косвенно такая зависимость может появиться, если учесть, например, связь средней энергии образования электрон-ионной пары E_i с реальной кинетикой процесса ионизации.

Результаты расчетов и их обсуждение

Два режима сильноточного отражательного разряда с горячим катодом. Анализ решений указанной системы уравнений позволил установить наличие некоторой критической величины магнитной индукции B_{cr} , определяющей область напряжений, при которых имеются действительные решения для тока разряда. Оказалось, что при $B < B_{cr}$ решение для тока существует при любых значениях напряжения в термоэмиссионном режиме, тогда как при $B > B_{cr}$

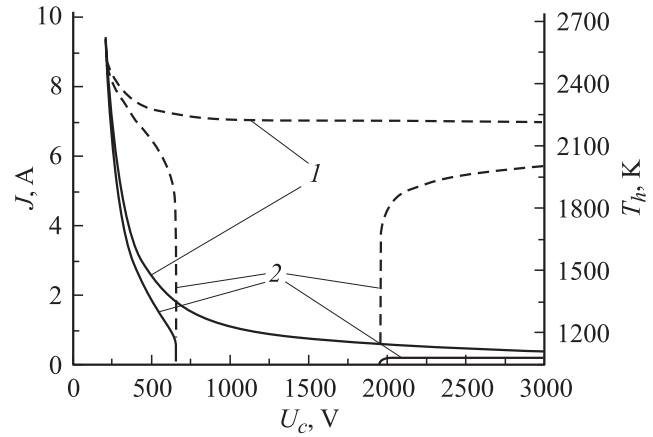


Рис. 2. Расчетные параметры отражательного разряда с горячим вольфрамовым катодом при различных значениях магнитной индукции ($h = 2 \text{ cm}$, $R = 1 \text{ cm}$, $\gamma = 0.1$, $B_{cr} \approx 0.088 \text{ T}$). Сплошные кривые — ВАХ, штриховые — зависимости температуры горячего катода от напряжения горения разряда: 1 — магнитная индукция $B = 0.05 \text{ T} < B_{cr}$, 2 — магнитная индукция $B = 0.1 \text{ T} > B_{cr}$.

возникает область напряжений, в которой стационарное решение для тока отсутствует („запрещенная“ область). На рис. 2 показаны два примера зависимостей тока разряда и температуры горячего катода от напряжения, различающихся соотношением между B и B_{cr} . Видно, что при $B > B_{cr}$ ВАХ разряда распадается на две части. Одна ветвь характеризуется большим током при пониженном напряжении, а вторая — высоким напряжением, но существенно меньшим током. Но и та и другая ветвь соответствуют высоким температурам катода.

Проанализируем сначала на устойчивость два стационарных режима горения отражательного разряда в случае $B > B_{cr}$. На рис. 3 в более привычном для электрофизики виде сплошными кривыми приведены две ветви вольт-амперной характеристики (2 на рис. 2). Здесь же штриховыми кривыми показаны две возможные

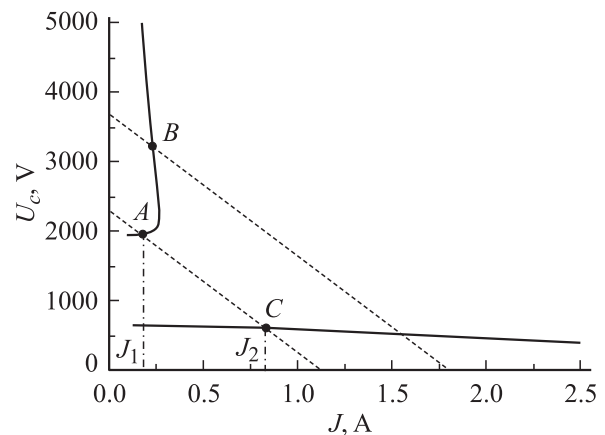


Рис. 3. К анализу устойчивости режимов горения отражательного разряда (вольфрам, $h = 2 \text{ cm}$, $R = 1 \text{ cm}$, $\gamma = 0.1$, $B = 0.1 \text{ T}$).

нагрузочные характеристики источника питания разряда с постоянным балластным сопротивлением. Рассмотрим сначала нагрузочную характеристику, проходящую через точки *A* и *C* на ВАХ разряда. Нетрудно увидеть, что обе рабочие точки будут соответствовать устойчивым режимам горения разряда. Действительно, если произойдет случайная флуктуация тока разряда, например его увеличение, то напряжение на разряде станет немного ниже, чем это требуется согласно ВАХ. И наоборот, при случайном снижении тока разряда, напряжение от источника подается немного выше, чем это необходимо. В обоих случаях флуктуация тока будет подавлена, и ток разряда будет устойчиво поддерживаться в точках пересечения нагрузочной кривой и ВАХ. Другая ситуация складывается в случае, если точка пересечения нагрузочной кривой и высоковольтной ветви ВАХ (точка *B* на рис. 3) будет расположена на участке с отрицательным дифференциальным сопротивлением разряда. Аналогичные рассуждения показывают, что в этом случае стационарные состояния на высоковольтной ветви будут абсолютно неустойчивыми: малейшая флуктуация тока разряда приведет к его погасанию. Таким образом, на высоковольтной ветви лишь малой окрестности минимума напряжения горения отвечают устойчивые режимы, тогда как вся низковольтная ветвь является абсолютно устойчивой.

Отражательный разряд с холодными катодами как предельный случай. Причины появления „запрещенной“ области легче понять, если проследить за изменением тока разряда и температуры горячего катода с изменением напряжения горения при определенной величине магнитной индукции. Особенность полученных решений состоит в том, что по мере приближения к границе „запрещенной“ области напряжений температура катода и ток разряда резко стремятся к нулю. Это позволяет интерпретировать границы „запрещенной“ области как напряжение зажигания разряда Пеннинга с холодными катодами при данной величине магнитной индукции.

Зависимость $B(U)$ для отражательного разряда с холодными катодами можно сразу получить в рамках нашей модели из уравнения (11), если в нем положить $J_{em} = 0$. На рис. 4 приведены некоторые примеры таких кривых при средней энергии быстрого электрона, требуемой на одну ионизацию ($E_i = 40$ eV). Положение кривой зависит главным образом от геометрических параметров разрядной ячейки и коэффициента γ . Очевидно, что эти кривые соответствуют малому току отражательного разряда (слаботочный режим) с холодным катодом, который определяется не только процессами в разряде, но и параметрами внешней цепи и источника питания. Подобные кривые, характеризующие область существования разряда Пеннинга низкого давления, хорошо известны [11,15–18] и в одномерном случае аналогичной модели рассчитаны в работе [14].

Низковольтный режим отражательного разряда с горячим катодом. На плоскости

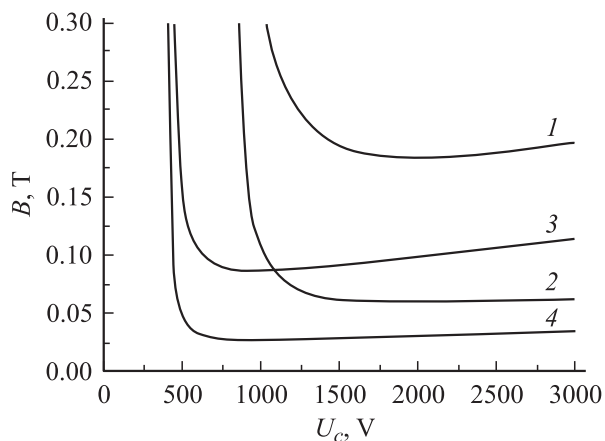


Рис. 4. Напряжение горения отражательного разряда с холодными катодами при различных радиусах разрядной ячейки R и коэффициентах γ ($h = 1$ см). 1, 2 — $\gamma = 0.05$ ($R = 1, 3$ см соответственно); 3, 4 — $\gamma = 0.1$ ($R = 1, 3$ см соответственно).

$B-U$ (рис. 4) область существования с горячим катодом ограничена „сверху“ кривой $B(U)$, имеющей явно выраженный минимум, соответствующий критической величине магнитной индукции B_{cr} .

Как видно из приведенной на рис. 2 вольт-амперной характеристики I , при $B < B_{cr}$ стационарный разряд с горячим катодом может гореть в односвязном диапазоне напряжений. Такой режим горения разряда оказывается особенно полезным в тех устройствах, которые предназначены для работы в широком диапазоне значений тока [4,13]. ВАХ отражательного разряда с горячим катодом имеют отрицательное дифференциальное сопротивление, что типично для дуговых разрядов. На рис. 5 приведен пример рассчитанный в рамках нашей модели „анатомии“ сильноточного разряда с горячим катодом: радиальное распределение концентрации быстрых электронов и токов в межэлектродном промежутке.

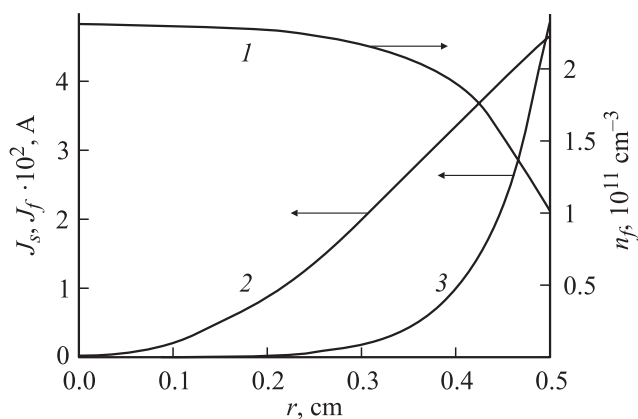


Рис. 5. Радиальные распределения концентрации быстрых электронов $n_f(r)$ (1), токов медленных $J_s(r)$ (2) и быстрых $J_f(r)$ (3) электронов ($U_c = 150$ В, $\varphi_h = 4.54$ eV (W), $\gamma = 0.05$, $B = 0.08$ Т, $h = 1$ см, $R = 0.5$ см).

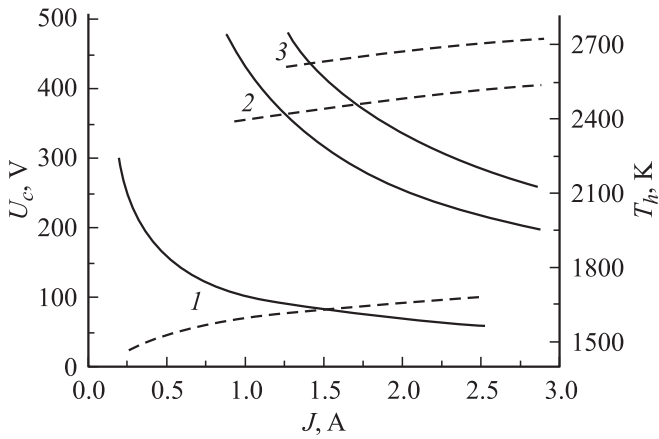


Рис. 6. Рассчитанные ВАХ (сплошные кривые) и соответствующие им температуры самонакаливающегося электрода (штриховые) для отражательного разряда с горячим катодом из различных материалов ($h = 1$ см, $R = 0.5$ см, $B = 0.08$ Т); 1 — LaB_6 ($\varphi_h = 2.8$ эВ), 2 — W ($\varphi_h = 4.5$ эВ), 3 — Re ($\varphi_h = 5.0$ эВ).

Для иллюстрации возможности понижения напряжения горения разряда на рис. 6 приведены примеры вычисленных ВАХ разрядной ячейки с самонакаливающимся катодом с различной работой выхода. Эти расчетные зависимости свидетельствуют о заметном снижении напряжения горения разряда с уменьшением работы выхода термокатода, что ранее наблюдалось экспериментально (см., например, [4]). Снижение напряжения горения ниже 100 В обычно приводит к резкому уменьшению скорости распыления катода, что увеличивает срок его службы и существенно уменьшает поток загрязняющих частиц, вылетающих из плазменного источника.

Границы применимости модели. Уточним границы применимости использованной модели разряда по давлению газа. Так как плазма столба предполагается слабоионизованной, то концентрация нейтральных атомов должна быть много больше концентрации заряженных частиц. Оценкой „снизу“ для концентрации электронов может служить концентрация электронов вблизи анода. Ее можно оценить из тока разряда I , площади анода $2\pi hR$ и средней тепловой скорости электронов в плазме V_{eT} . Оценкой „сверху“ для концентрации атомов может служить условие замагниченности электронов. Частоту столкновений электронов с частицами газа ν_{ea} можно оценить, зная транспортное сечение столкновений σ_{ea} и среднюю скорость электронов V_{eT} . В результате получим диапазон концентраций атомов газа, в котором применимы наши расчеты $2I/\pi hR e V_{eT} \ll n_a \ll eB/m\sigma_{ea}V_{eT}$. Если возьмем для численной оценки области применимости параметры разряда такие же, как указаны на рис. 5, то получим $4 \cdot 10^{11} \ll n_a \ll 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Кроме того, необходимо, чтобы толщина приэлектродных слоев была много меньше размеров разрядной ячейки. Для прикатодного слоя оценка его толщины d_c

может быть получена из закона степени 3/2. В результате получаем ограничение на размер ячейки

$$R, h \gg d_c \cong \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{4\epsilon_0}{9} \frac{2\pi R^2}{I} U_c^{3/2}} \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ см.}$$

Рассчитаны ВАХ сильноточного отражательного разряда с горячим катодом и соответствующие температуры самонакаливающегося электрода. Определена область существования стационарной формы отражательного разряда в плоскости $B-U$. Показано, что при достаточно высоких магнитных полях возможно существование двух режимов пеннинговского разряда: сильноточного и высоковольтного. При достаточно низких магнитных полях отражательный разряд может функционировать только в термоэмиссионном режиме. Расчетная модель позволяет оптимизировать конструкцию плазменных источников заряженных и нейтральных частиц на основе этого типа разряда.

В заключение авторы выражают благодарность В.А. Кагадею и Г.Е. Озуру за интересные и полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Penning F.M. // Physica. 1937. Vol. 4. N 5. P. 71–75.
- [2] Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [3] Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 144 с.
- [4] Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999. 207 с.
- [5] Wolf V. Handbook of Ion Sources. CRC Press. Inc. (USA), 1995. 545 p.
- [6] Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Борисенко А.И. // РиЭ. 1956. № 2. С. 253–259.
- [7] Курбатов О.К. // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 9. С. 1665–1668.
- [8] Jepsen R.L. // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. N 12. P. 2619–2626.
- [9] Knauer W. // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. N 6. P. 2093–2099.
- [10] Крейнделъ Ю.Е., Ионов А.С. // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 7. С. 1199–1205.
- [11] Рейхрудель Э.М., Чернетский А.В., Михневич В.В. и др. // ЖТФ. 1952. Т. 22. Вып. 12. С. 1945–1965.
- [12] Guthrie A., Wakerling R.K. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields. McGraw-Hill Book Company Inc., 1949. 376 p.
- [13] Кагадей В.А., Козырев А.В., Осипов И.В. и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 3. С. 22–28.
- [14] Никулин С.П. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 56–63.
- [15] Зюлькова Л.А., Козырев А.В., Проскуровский Д.И. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 16. С. 19–25.
- [16] Рейхрудель Э.М., Шеретов Э.П. // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 7. С. 1255–1261.
- [17] Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Егизарян Г.А. // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 1. С. 130–135.
- [18] Окс Е.М., Чагин А.А., Щанин П.М. // Докл. I Всесоюз. совещания по плазменной эмиссионной электронике. Улан-Удэ, 1991. С. 18–23.