

04;10

Влияние ионной эмиссии на характеристики тлеющего разряда с полым катодом

© С.П. Никулин

Институт электрофизики УрО РАН,
620049 Екатеринбург, Россия
E-mail: nikulin@ief.uran.ru

(Поступило в Редакцию 20 декабря 1999 г.)

Исследуется влияние отбора ионного тока на условия поддержания тлеющего разряда низкого давления с полым катодом, что является актуальной задачей при разработке ионных источников. Показано, что существует некоторый оптимальный уровень ионной эмиссии, при котором энергетическая эффективность достигает максимального значения.

Интерес к изучению характеристик тлеющих разрядов низкого давления обусловлен в основном возможностью их применения при разработке источников пучков заряженных частиц. Ионные источники на основе газоразрядных систем с холодными катодами, в частности на основе тлеющего разряда с полым катодом (ТРПК), обладают существенно более высоким ресурсом и надежностью по сравнению с термокатодными системами в характерных для промышленных установок условиях технического вакуума. Кроме того, при работе в импульсном или импульсно-периодическом режиме использование систем с холодными катодами является энергетически более эффективным вследствие отсутствия необходимости в поддержании постоянного тока накала [1]. В то же время при работе в непрерывном режиме энергетическая эффективность ионных источников на основе тлеющих разрядов существенно ниже по сравнению с источниками на основе дуговых разрядов с термокатодом. Это связано с тем, что коэффициент потенциальной ион-электронной эмиссии мал и соответственно велико напряжение горения разряда. Однако в отличие от дуговых разрядов, где доля ионного тока в токе разряда невелика, в тлеющем разряде ток на катоде практически полностью обеспечивается ионами. Это создает возможность повышения энергетической эффективности источника за счет увеличения доли отбираемого ионного тока при увеличении суммарной площади эмиссионных отверстий в катоде, но такое увеличение ионной эмиссии может затруднить поддержание разряда, так как частицы, отбираемые в пучок, естественно не попадают на катод и не участвуют в γ -процессах на его поверхности. В связи с этим актуальным представляется изучение влияния отбора ионов на характеристики ТРПК и определение некоторого оптимального уровня ионной эмиссии, при котором, с одной стороны, обеспечивается достаточно высокое значение эмиссионного тока, но при этом не возникает существенных трудностей с поддержанием разряда.

Общепризнанной является точка зрения [2–4], что в ТРПК основной вклад в процесс ионизации вносят так называемые быстрые электроны, возникшие на катоде и

получившие высокую энергию при прохождении области катодного падения, в которой сосредоточено практически все разрядное напряжение U . Вследствие резкого уменьшения при высоких энергиях сечения кулоновского взаимодействия, основным для быстрых электронов является взаимодействие с нейтральными атомами [4,5] и для функции распределения быстрых электронов по энергии $f(\varepsilon)$ можно записать следующее уравнение:

$$\begin{aligned} & \gamma(1 - \alpha) \frac{I_i}{e} \delta(\varepsilon - \varepsilon_0) - N\sigma(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} f(\varepsilon) \\ & + \int N\sigma(\varepsilon + \omega, \omega) \sqrt{\frac{2(\varepsilon + \omega)}{m}} f(\varepsilon + \omega) d\omega \\ & - \frac{f(\varepsilon) S_a}{4V} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где I_i — полный ионный ток в разряде; α — доля ионного тока, отбираемая в пучок; $(1 - \alpha)I_i$ — ионный ток на катод; γ — коэффициент ион-электронной эмиссии; e — элементарный заряд; $\varepsilon_0 = eU$ — энергия, приобретаемая электроном в катодном падении; δ — дельта-функция Дирака; N — концентрация нейтральных атомов в катодной полости; m — масса электрона; $\sigma(\varepsilon)$ — полное сечение столкновения электрона с атомом; $\sigma(\varepsilon, \omega)$ — сечение, характеризующее потерю при столкновении энергии ω при энергии налетающего электрона ε ; S_a — площадь анода; V — объем полости.

Первый член в (1) описывает образование новых быстрых частиц в результате ион-электронной эмиссии на катоде. Второй и третий характеризуют соответственно исчезновение и появление электронов в малом интервале энергий вблизи ε в результате столкновений (интегрирование в третьем члене ведется по всем возможным ω). Последний член учитывает уход быстрых электронов из разряда на анод в соответствии с известным из молекулярно-кинетической теории выражением для числа ударов частиц об стенку. При его написании считалось, что быстрые частицы равномерно распределены по объему полости.

Учитывая, что энергия, теряемая в одном столкновении, существенно меньше, чем энергия, приобретаемая в катодном падении, можно упростить (1), используя фоккер-планковское приближение. Разлагая подынтегральное выражение в ряд и меняя порядок дифференцирования и интегрирования, получим после некоторых преобразований

$$\gamma(1-\alpha)\frac{I_i}{e}\delta(\varepsilon-\varepsilon_0) + \frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left(NQ(\varepsilon)\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}f(\varepsilon)\right) - \frac{f(\varepsilon)S_a}{4V}\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} = 0, \quad (2)$$

где $Q(\varepsilon)$ — так называемая тормозная способность, определяемая следующим соотношением:

$$Q(\varepsilon) = \int \sigma(\varepsilon, \omega)\omega d\omega. \quad (3)$$

Уравнение (2) решается аналитически и для функции распределения быстрых электронов по энергии получаем следующее выражение:

$$f(\varepsilon) = \frac{\gamma(1-\alpha)I_i}{eNQ(\varepsilon)}\sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}} \exp\left(-\frac{S_a}{4NV}\int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0}\frac{d\varepsilon'}{Q(\varepsilon')}\right). \quad (4)$$

В то же время ионный ток связан с функцией распределения быстрых электронов следующим образом:

$$I_i = e \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon_0} N\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}\sigma_i(\varepsilon)f(\varepsilon)d\varepsilon, \quad (5)$$

где ε_i и σ_i — пороговая энергия и сечение ионизации соответственно.

Комбинируя (4) и (5), можно получить условие самостоятельности разряда в режиме ионной эмиссии в следующем виде:

$$\gamma(1-\alpha)\int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon_0}\frac{\sigma_i(\varepsilon)}{Q(\varepsilon)}\exp\left(-\frac{S_a}{4NV}\int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0}\frac{d\varepsilon'}{Q(\varepsilon')}\right)d\varepsilon = 1. \quad (6)$$

Выражение (6) дает в неявном виде зависимость напряжения горения разряда от концентрации нейтрального газа или от давления $P = NkT$, k — постоянная Больцмана, T — температура газа.

На рис. 1 представлены рассчитанные зависимости напряжения горения от обезразмеренного давления

$$p = \frac{PV\sigma_0}{kTS_a} = \frac{NV\sigma_0}{S_a}, \quad (7)$$

где $\sigma_0 = \pi a_0^2$ — площадь боровской орбиты, a_0 — боровский радиус, для различных значений параметра $\tilde{\gamma} = \gamma(1-\alpha)$.

При проведении расчетов рабочим газом считался аргон и использовались рекомендованные в [6] данные о сечении ионизации. Что касается тормозной способности,

которая при энергиях, превышающих порог ионизации, в основном определяется неупругими столкновениями, то для нее использовалось выражение, полученное в классической томсоновской модели,

$$Q(\varepsilon) = \frac{Z\pi e^4}{\varepsilon} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}\right), \quad (8)$$

где Z — число электронов на внешней оболочке; ε_1 — энергия возбуждения первого уровня, которое согласуется с результатами квантово-механических расчетов для быстрых электронов [7].

Как видно из рисунка, при давлениях ниже некоторого критического поддержание разряда невозможно ни при каком напряжении, а при давлениях выше критического полученные зависимости являются двузначными. Аналогичные результаты были получены ранее для зависимости напряжения горения от магнитной индукции при разряде с осциллирующей электронов в магнитном поле [5]. Устойчивыми и реализуемыми в эксперименте являются состояния, соответствующие нижним ветвям приведенных зависимостей.

С увеличением эмиссии и соответственно с уменьшением параметра $\tilde{\gamma}$ нижняя граница рабочего диапазона давлений постепенно возрастает. Это накладывает определенные ограничения на возможность увеличения эффективности извлечения в ионных источниках, так как с повышением давления может произойти нарушение электропрочности ускоряющего промежутка. Однако даже если этого не случится, происходящее с уменьшением $\tilde{\gamma}$ повышение уровня напряжения может сделать нецелесообразным чрезмерное увеличение доли отбираемого ионного тока вследствие уменьшения энергетической эффективности источника

$$\alpha_e = \frac{I_b}{W} = \frac{\alpha}{U}, \quad (9)$$

где I_b — ток ионного пучка; $W \approx I_i U$ — мощность, затрачиваемая на поддержание разряда.

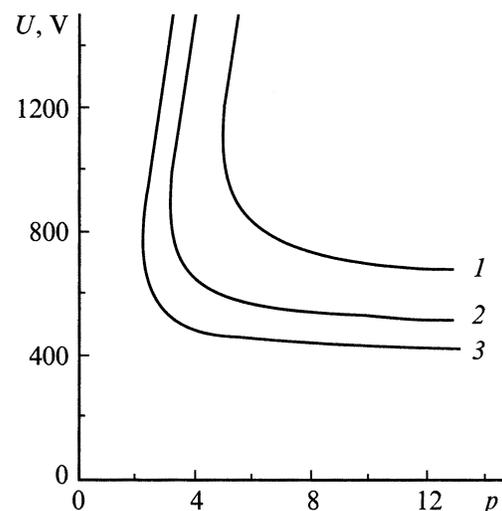


Рис. 1. Зависимости напряжения горения разряда от давления $\tilde{\gamma} = 0.06$ (1), 0.08 (2), 0.1 (3).

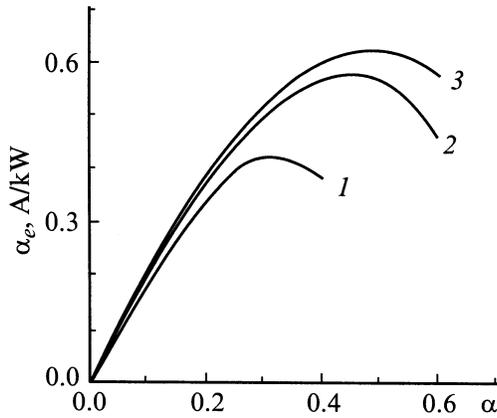


Рис. 2. Зависимости энергетической эффективности ионного источника от относительной величины отбираемого ионного тока. $p = 5$ (1), 10 (2), 15 (3).

На рис. 2 приведены зависимости $\alpha_e(\alpha)$ для нескольких значений давления. Как видно, все кривые имеют один и тот же качественный характер: начальный рост постепенно замедляется, кривые достигают в некоторой точке максимума, а затем энергетическая эффективность уменьшается. Таким образом, существует некоторый оптимальный, зависящий от давления уровень отбираемой доли ионного тока, при котором энергетическая эффективность достигает максимального значения.

При более высоких давлениях, как видно из рисунка, возможно достижение более высокой энергетической эффективности. Поэтому для увеличения α_e следует повышать напуск газа в источник по крайней мере до тех пор, пока сохраняется электрическая прочность промежутка либо пока напуск газа G , измеряемый обычно в $\text{cm}^3\text{at/h}$, не превысит некоторого предельного значения, определяемого особенностями того или иного технологического процесса, для осуществления которого используется ионный пучок. Однако повышение напуска газа приведет к ухудшению другой важной характеристики источника — газовой экономичности

$$\alpha_g = \frac{I_b}{G}. \quad (10)$$

Это может сделать работу источника в режиме с повышенным напуском газа экономически невыгодной, несмотря на высокую энергетическую эффективность.

Поиск экономически наиболее выгодного режима работы источника также может быть проведен на основе разработанной модели. Считая, что основные затраты на обеспечение работы источника связаны с потреблением электроэнергии в его газоразрядной системе и расходом газа, введем величину C , характеризующую стоимость одного ампер-часа работы источника,

$$C = \frac{C_e}{\alpha_e} + \frac{C_g}{\alpha_g}, \quad (11)$$

где C_e — стоимость одного киловатт-часа электроэнергии (здесь имеется в виду, что энергетическая эффективность в приведенном соотношении измеряется, как

это обычно принято, в A/kW), C_g — стоимость одного кубического сантиметра рабочего газа при атмосферном давлении.

При известных ценах на электроэнергию и рабочий газ, а также при известной связи между давлением в газоразрядной камере и напуском газа для различных значений α (т.е. практически для различных значений суммарной площади эмиссионных отверстий) анализ записанного выражения на минимум не представляет особых затруднений и вполне может быть проведен для любой конкретной технологической установки.

Список литературы

- [1] Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [2] Кириченко В.И., Ткаченко В.М., Тютюник В.Б. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1857–1867.
- [3] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [4] Каган Ю.М., Лягуценко Р.И., Тароян А.С., Хворостовский С.Н. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 7. С. 1488–1495.
- [5] Никулин С.П. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 56–63.
- [6] Lennon M.A., Bell K.L., Gilbody H.V. et al. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1988. Vol. 17. P. 1285.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Вып. 1. М.; Л.: ГИТТЛ, 1948.