

ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ В РАЗРЯДАХ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А.А.Бизюков

Харьковский Государственный Университет.
Украина, 310108,
Харьков, пр. Курчатова, 31.

Исследуются эмиссионные характеристики пограничного слоя объёмного заряда вблизи холодного катода в газовом разряде с поперечным магнитным полем в высоковольтном (с анодным падением напряжения) и сильноточном (с катодным падением напряжения) режимах. Исследован механизм ограничения вторичной электронной

эмиссии с катода. Показано, что эффективный коэффициент вторичной эмиссии существенно зависит от величины электронного объёмного заряда в катодном слое. Этот объёмный заряд определяется количеством осциллирующих электронов между катодом или разными частями катода до столкновения.

Плазменные устройства на основе газовых разрядов с поперечным магнитным полем — ускорители ионов с замкнутым дрейфом электронов, магнетроны, ионно-лучевые и ионно-плазменные системы обработки материалов — находят широкое применение в научных и технологических исследованиях. В связи с этим особую важность приобретает изучение физических процессов в таких разрядах для целей оптимизации параметров широкого класса плазменных систем.

Важную роль при описании тлеющих разрядов с поперечным магнитным полем играет механизм эмиссии электронов холодным катодом в результате ионной бомбардировки. Обычно считают, что электронный эмиссионный ток пропорционален току ионов, бомбардирующих катод, и используют коэффициент вторичной эмиссии γ , который измерен в широком диапазоне энергий ионов. Однако, в некоторых случаях, электронный объёмный заряд в катодном слое может приводить к ограничению эмиссионного тока, аналогично двойному слою Ленгмюра у термокатада [1].

Целью данной работы является исследование эмиссионных характеристик пограничного слоя пространственного заряда у холодного катода в высоковольтном (с анодным падением напряжения) и сильноточном (с катодным падением) режимах разряда с поперечным магнитным полем и их влияние на характеристики технологических систем.

В разряде с поперечным магнитным полем ток на анод переносится электронами, возникшими в результате ударной ионизации газа, а также, за счет вторичной ион-электронной эмиссии с катода. Из-за малой подвижности электронов поперек магнитного поля такие разряды имеют большой потенциал горения $U_0: eU_0 \gg T_e; T_i; \epsilon_e$, что позволяет пренебречь тепловыми скоростями ионов и электронов, а также начальной энергией ϵ_e электронов, выбитых с катода. Вторичные электроны, выбитые с катода, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, попадают в потенциальную яму между катодами (или между различными участками катода) и могут осциллировать вдоль магнитного поля, если их длина свободного пробега λ превышает расстояние между точками поворота L [2]. Многократные осцилля-

ции электронов приводят к возрастанию отрицательного объёмного заряда вблизи катода, который может ограничивать эмиссионный ток.

В катодном слое существуют: ток ионов, ускоренных анодным падением электростатического потенциала Φ ($j_{bi} = en_b \sqrt{2e\Phi} / m_i$, где n_b – плотность пучка ускоренных ионов, m_i – масса ионов); Бомовский ток насыщения ионов из положительного столба квазинейтральной плазмы, расположенной между прианодным и прикатодными слоями ($j_{pi} = 0.4en_i \sqrt{T_e} / m_i$, где n_i – плотность ионов плазмы, T_e – температура электронов плазмы); $j_{ey} \leq \gamma(j_{bi} + j_{pi})$ – электронный ток вторичной эмиссии.

Аналогично модели Ленгмюра представим уравнение Пуассона для слоя в виде:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi \left\{ j_{bi} \sqrt{\frac{m_i}{2e(\Phi + \varphi_0 - \varphi)}} + j_{pi} \sqrt{\frac{m_i}{2e(\varphi_0 - \varphi)}} + \alpha j_{ey} \sqrt{\frac{m_e}{2e\varphi}} \right\}. \quad (1)$$

Здесь φ_0 – катодное падение потенциала, $\alpha = \lambda / L$ – среднее количество осцилляций электронов до столкновения. Интегрируя (1) с использованием условия $(d\varphi / dx)|_{\varphi=\varphi_0} = 0$, получим выражение для напряжённости электрического поля в прикатодном слое:

$$E^2 = 16\pi \sqrt{\frac{m_i}{2e}} \left[j_{bi} \sqrt{\Phi + \varphi_0 - \varphi} - \sqrt{\Phi} \right] + j_{pi} \sqrt{\varphi_0 - \varphi} + \alpha j_{ey} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} (\sqrt{\varphi_0} - \sqrt{\varphi}). \quad (2)$$

Ограничение тока вторичной эмиссии наступает при $E|_{\varphi=0} = 0$, то есть

$$j_{bi} (\sqrt{\Phi + \varphi_0} - \sqrt{\Phi}) + j_{pi} \sqrt{\varphi_0} + \alpha j_{ey} \sqrt{\frac{\varphi_0 m_e}{m_i}} = 0. \quad (3)$$

Отсюда получаем выражение для граничного тока вторичной эмиссии

$$j_{ey}^{(0)} = -\frac{1}{\alpha} (j_{pi} + j_{bi} K) \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad (4)$$

где величина $K = \sqrt{\Phi / \varphi_0 + 1} - \sqrt{\Phi / \varphi_0}$ изменяется от 1 при $\Phi / \varphi_0 = 0$ до 0 при $\varphi_0 = 0$.

Таким образом, при условии $j_{ey}^{(0)} \geq \gamma(j_{bi} + j_{pi})$ эмиссионный ток пропорционален току падающих на катод ионов $j_{ey} = \gamma(j_{bi} + j_{pi})$, а при обратном условии $j_{ey}^{(0)} \leq \gamma(j_{bi} + j_{pi})$ эмиссионный ток выходит на насыщение $j_{ey} = j_{ey}^{(0)}$.

В высоковольтном режиме (с анодным падением приложенного напряжения, $\tau_e \geq \tau_i$, где τ_e, τ_i – соответственно время прохождения электронами и ионами разрядной системы в направлении, перпендикулярном магнитному полю) $\varphi_0 \ll \Phi$, $K \approx (\sqrt{\varphi_0 / \Phi}) / 2$, при $j_{bi} / j_{pi} \gg \sqrt{\Phi / \varphi_0} \gg 1$ имеем:

$$j_{ey}^{(0)} = -\frac{j_{bi}}{2\alpha} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \sqrt{\frac{\varphi_0}{\Phi}}. \quad (5)$$

Если $j_{bi} \geq j_{ey}^{(0)}$ величина $\gamma^* = (1 / 2\alpha) \sqrt{m_i / m_e} \sqrt{\varphi_0 / \Phi}$ выступает в роли эффективного коэффициента ион-электронной эмиссии, причём этот коэффициент зависит от параметра α , который является функцией давления. В данном приближении γ^* пропорционален давлению, что говорит о том, что он может меняться в весьма широких пределах.

Вольтамперная характеристика разряда имеет вид: $j = j_{bi}(1 + \gamma^*)$. Эмиссионный ток может оказывать сильное влияние на вольтамперную характеристику, так как $\gamma^* \leq \gamma \leq 1$ [3]. Так, исходя из рассмотренной модели, можно предсказать квадратичную зависимость разрядного тока от давления рабочего газа в высоковольтном режиме.

В сильноточном режиме (с катодным падением напряжения) $j_{bi} \ll j_{pi}$, $\varphi_0 \gg \Phi$, $K \approx 1$. Граничная плотность эмиссионного тока равна

$$j_{e\gamma}^{(0)} = -\frac{j_{pi}}{\alpha} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad (6)$$

Численные проверки показывают, что во всем диапазоне параметров сильноточного разряда выполняется условие $\gamma < \gamma^*$, т.е. ограничения эмиссионного тока нет. При этом у катода существует сильное электрическое поле, которое в условиях высокой плотности ионного тока может провоцировать пробой и образование катодных пятен [4].

При пониженном давлении, в высоковольтном режиме появляется ограничение эмиссии электронов с катода. В реальных системах (с учётом начальных скоростей электронов, выбитых с катода) при ограничении эмиссии электрическое поле на катоде меняет знак, что стабилизирует разряд относительно образования катодных пятен и пробоев [5]. Согласно оценкам, ограничение эмиссионного тока происходит при давлениях $\leq 10^4$ Торр близких к пороговому давлению, соответствующему переходу разряда из высоковольтного в сильноточный режим. Этот переход определяется действием двух факторов: увеличением ионного пространственного заряда, а, следовательно, катодного падения потенциала и одновременным исчезновением электронного пространственного заряда вблизи катода, ограничивающего эмиссию электронов, с ростом давления.

На Рис. 1 показаны зависимости токовых характеристик холловского ускорителя с анодным слоем типа "Радикал" [2] от давления рабочего газа (аргон): плотности тока ионного пучка (1); отношения плотности тока катода к плотности тока ионного пучка на катод

$j_k / j_{ib} = 1 + \gamma$ (2); плотности тока термоэлектронов с термозонда, встроенного в катод (3).

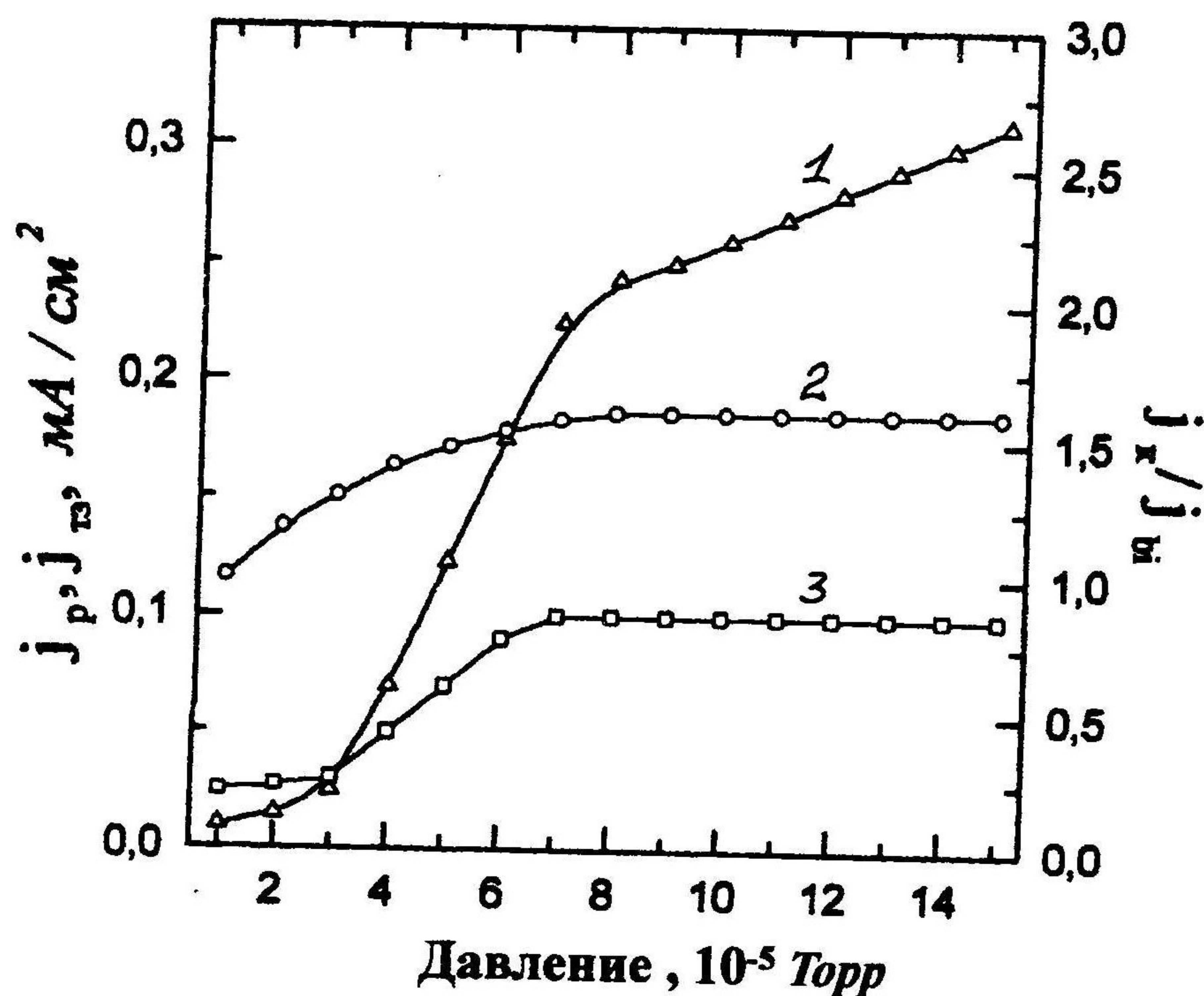


Рис. 1. Зависимости токовых характеристик катодного слоя в холловском ускорителе при $U=2$ кВ и $H=2000$ Э от давления: плотность разрядного тока j_p (1), отношение плотности тока катода к плотности тока ионного пучка j_k / j_{bi} (2), плотность тока термоэлектронов j_{mz} (3).

Видно, что при низких давлениях ($p < 7 \cdot 10^{-5}$ Торр) наблюдается, с ростом давления, увеличение разрядного тока по закону близкому к квадратичному, увеличение эффективного коэффициента вторичной эмиссии γ от 0,1 до 0,5 и увеличение плотности тока пробного потока термоэлектронов через катодный слой. Такие зависимости характерны для структуры катодного слоя типа двойной слой и хорошо описываются предложенной моделью. При $p > 7 \cdot 10^{-5}$ Торр зависимость плотности разрядного тока от давления линейна, а величины γ и плотности тока термоэлектронов достигают насыщения и не изменяются, что характерно для ионного слоя объёмного заряда у катода.

Таким образом, в разрядах с поперечным магнитным полем возможны два типа процессов на катоде: с ограничением эмиссионного тока отрицательным объёмным зарядом и без него (подобно свободному и несвободному режимам в разрядах с термокатодом). Образование отрицательного объёмного заряда вблизи катода становится возможным только благодаря осцилляциям электронов в магнитном поле и инжекции ионного пучка из анодного слоя. Образование в катодной области двойного электрического слоя (ионный заряд на границе катодного слоя и положительного столба, электронный заряд вблизи поверхности катода) либо только ионного пространственного заряда, что существенно отражается на разрядных характеристиках и устойчивости технологических систем к пробоям.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Грановский В.Л., "Электрический ток в газе. Установившийся ток". М.: Наука, 1971. 543 с.
- [2] Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П. "Электрические ракетные двигатели". М.: Машиностроение, 1975. 271 с.
- [3] Морозов А.И., "Физические основы космических ракетно-реактивных двигателей". Т.1. Элементы динамики потоков в ЭРД. М.: Атомиздат, 1978. 376 с.
- [4] Райзер Ю.П. "Физика газового разряда". М.: Наука, 1987. 543 с.
- [5] A.A.Bizukov, A.Y.Kashaba. Structure of cathode layer in the ion source with oscillating electrons // 6th International Conference on Ion Sources (ICIS '95), Canada. Book of Abstracts. P. 155.