

© С.Ю. УДОВИЧЕНКО

Тюменский государственный университет
udotgu@mail.ru

УДК 621.38, 621.793, 533.9

**МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ
В ПЛОСКОМ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ МАГНЕТРОНАХ**

**MODELING OF HIGH-CURRENT LOW-PRESSURE DISCHARGE
IN PLANAR AND CYLINDRICAL MAGNETRONS**

Развита гидродинамическая модель сильноточной формы тлеющего разряда низкого давления в плоском магнетроне и представлена модель этого разряда в цилиндрическом и обращенном цилиндрическом магнетронах. Модели учитывают генерацию быстрых электронов за счет γ -процессов на катоде под действием падающих на него ионов плазмы. Найдены условия самоподдержания разряда, позволяющие оценить напряжение горения разряда, определить критические значения магнитного поля и давления остаточного газа, ниже которых существование сильноточной формы разряда становится невозможным. Проведено сравнение условий самоподдержания разряда в магнетронах различной геометрии.

A hydrodynamic model of high-current form of glow discharge of low pressure in a planar magnetron is developed. A model of this discharge in cylindrical and inverted cylindrical magnetrons is also presented. The models take into account the generation of fast electrons due to γ -processes at the cathode under the action of incident plasma ions. The conditions of self-sustaining discharge are revealed, which allows to evaluate the burning voltage of discharge, to determine the critical value of the magnetic field and the residual gas pressure below which the existence of high-current form of discharge becomes impossible. The conditions of self-sustaining discharge in magnetrons of different geometry were compared.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА. Плазма, магнитная гидродинамика, моделирование сильноточной формы тлеющего разряда, прямой и обращенный цилиндрические магнетроны.

KEY WORDS. Magnetic hydrodynamics, simulation of high-current form of glow discharge, direct and inverted cylindrical magnetrons.

Введение. Тлеющий разряд низкого давления используется в широкоапертурных источниках ионов, нейтральных атомов и электронов, предназначенных для технологических целей. При создании сильноточных электронных пучков микросекундной длительности для СВЧ-электроники в качестве эмиттеров электронов целесообразно применять плазменные источники с холодными катодами. Наиболее перспективными источниками пучков заряженных частиц

являются магнетронный разряд и разряд с полым цилиндрическим катодом. Используемые в них холодные катоды имеют большой ресурс. Благодаря осцилляции электронов в магнитном поле или в электростатической ловушке разряды в таких источниках заряженных частиц зажигаются при низких давлениях, обеспечивая высокую степень ионизации плазмообразующего газа и стабильность плазмы.

Горение тлеющего разряда с осциллирующими электронами возможно в высоковольтной и сильноточной формах. Для первой формы характерно преобладание отрицательного заряда в разрядном промежутке; в сильноточном разряде падение напряжения происходит в прикатодном слое, а весь промежуток заполнен квазинейтральной плазмой с небольшим положительным потенциалом.

Физическая модель сильноточного тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом представлена в [1; 2], в то время как она отсутствует для разряда в цилиндрическом магнетроне. Аналитическая модель сильноточной формы тлеющего разряда в магнетроне с плоскими электродами [3] дает выражения для критических значений индукции магнитного поля и давления остаточного газа, ниже которых существование этой формы разряда становится невозможным. Однако в этой модели не учитывается эмиссия электронов с катода, которая может существенно изменить условия горения разряда. Определение нижней границы рабочего диапазона давления газа вызывает особый интерес, поскольку в источниках заряженных частиц на основе тлеющего разряда низкое давление необходимо для обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка.

Условия самоподдержания сильноточного разряда в магнетроне с цилиндрическим анодом и коаксиальным стержнем — катодом могут отличаться от соответствующих условий горения разряда между плоскими электродами. В обратном магнетроне, где в качестве катода используется большая поверхность цилиндра, а анодом является коаксиальный стержень, возможна более эффективная генерация быстрых электронов и соответственно высокая интенсивность ионизации газа по сравнению с прямым магнетроном. Это обстоятельство приводит к увеличению разрядного тока при постоянном давлении газа и к росту эмиссионной способности разрядного промежутка.

Принципиальная возможность использования разрядной системы типа обратный магнетрон для получения трубчатых пучков заряженных частиц показана в [4; 5]. Проведены экспериментальные исследования такой системы в условиях генерации электронных и ионных пучков как в импульсном, так и в непрерывном режимах работы [6].

Целью настоящей работы является построение гидродинамической модели сильноточной формы разряда в магнетронах с различной геометрией электродов и сравнение условий самоподдержания разряда в таких устройствах.

Разряд в плоском магнетроне с учетом эмиссии электронов с катода. В плоском магнетроне однородное магнитное поле с индукцией B направлено вдоль плоскости катода $x = 0$ и плоскости анода $x = d$.

Исследуется только стационарный сильноточный режим, когда все падение напряжения сосредоточено в тонком прикатодном слое, а межэлектродное пространство занято положительно заряженной плазмой. В прикатодном слое формируется поток быстрых электронов с энергией, соответствующей напряжению горения разряда U . Эти электроны со скоростью $v_i(R) = v_{fR} = (2eU/m)^{1/2}$ поступают

в квазинейтральную слабоионизованную плазму и поддерживают необходимый уровень ионизации газа. Медленные электроны плазмы не способны производить ионизацию атомов и обеспечивают разрядный ток на анод. Модель не учитывает возвращение в катодный слой разряда и размножение в нем быстрых электронов. Влиянием магнитного поля на движение ионов плазмы можно пренебречь, а быстрые электроны с катода и медленные электроны плазмы замагничены.

В рамках магнитной гидродинамики уравнение непрерывности и уравнение для потока быстрых электронов записываются в следующем виде:

$$\frac{d}{dx} \left(n_f v_f \right) = -\frac{n_f}{\tau_{rf}} + \frac{\gamma n_{ic} v_s}{2d}, \quad (1)$$

$$n_f v_f = -D_f \frac{dn_f}{dx}, \quad (2)$$

где n_f , v_f и $\tau_{rf} = eU_c/v_i W$ — концентрация, средняя скорость направленного движения поперек магнитного поля и характерное время релаксации быстрых электронов соответственно; U_c — катодное падение потенциала; v_i — частота ионизации; W — энергия, затрачиваемая быстрым электроном на ионизацию атома газа; γ — эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии; $D_i = eU_c v_{i0} / 3m\omega_{Be}^2$ — коэффициент диффузии; v_{i0} — частота упругих столкновений с атомами; $\omega_{Be} = eB/m$ — ларморовская частота, причем для замагниченных электронов $\omega_{Be} \gg v_{i0}$. Положительным направлением для потоков быстрых и медленных электронов считается направление от катода к аноду. Начало системы координат совмещено с плоскостью катода ($x = 0$), а координата анода $x = d$.

Второй член в правой части (1), отсутствующий в работе [3], описывает появление быстрых электронов в объеме за счет γ -процессов на катоде под действием падающих на него ионов плазмы. Здесь n_{ic} и $v_s = (T_e/M)^{1/2}$ — концентрация и скорость, с которой ионы выходят из области квазинейтральной плазмы на катод, T_e — температура плазменных электронов, M — масса ионов.

Время жизни незамагниченных ионов в бесстолкновительном режиме $\tau_i = 2d/v_s$, а с учетом столкновений с атомами газа $\tau_i = d^2/D_i$; $D_i = 2T_i/Mv_{i0}$ и v_{i0} — коэффициент диффузии и частота столкновений соответственно, T_i — температура ионов.

Из (1), (2) следует уравнение второго порядка относительно n_f :

$$D_f \frac{d^2 n_f}{dx^2} = \frac{n_f}{\tau_{rf}} - \frac{\gamma n_{ic} v_s}{2d}. \quad (3)$$

$$n_f(x) = n_{f0} \left(1 - \frac{\text{sh}(x/\lambda_f)}{\text{sh}(d/\lambda_f)} \right), \quad (4)$$

удовлетворяющем нулевому граничному условию на аноде ($x = d$). В формуле (4) введены обозначения: $n_{f0} = n_f(0) = \gamma n_{ic} v_s \tau_{rf} / 2d$ и $\lambda_f = (D_f \tau_{rf})^{1/2}$ — диффузионная длина или длина релаксации быстрых электронов.

Плотность тока электронов плазмы на аноде найдем, проинтегрировав уравнение непрерывности для медленных частиц:

$$j_e(d) = \int_0^d e v_i n_f dx = e v_i n_{f0} \left(d + \lambda_f \frac{1 - \text{ch}(d/\lambda_f)}{\text{sh}(d/\lambda_f)} \right). \quad (5)$$

При интегрировании в уравнении непрерывности для медленных электронов не учитывался член, связанный с переходом электронов из группы быстрых частиц в группу медленных, поскольку он существенно меньше ионизационного члена.

Как следует из [7], коэффициент размножения плазменных электронов, $\alpha = eU_c / W$, связан с отношением тока быстрых электронов на аноде к полному току разряда, $\psi = I_{fa} / I$, следующим образом:

$$\alpha \approx \frac{1}{\gamma - \psi}. \quad (6)$$

Эта связь справедлива для произвольной геометрии разрядной ячейки. Полагая, что ток электронов на аноде переносится главным образом плазменными электронами, из (6) с помощью выражений (2), (4), (5) получим условие самоподдержания разряда [8]:

$$u \left(1 - \frac{\text{ch}(2,61 b/u)}{(2,61 b/u) \text{sh}(2,61 b/u) + 1} \right) = 1, \quad (7)$$

где введены безразмерные переменные $u = U_c / U_0$; $b = V/V_0$ и параметры $U_0 = W/e\gamma$;

$$V_0 = 1,5 (mW v_{i0} / v_i)^{1/2} / e\gamma d, \text{ причем } v_{i0} \approx 2v_i.$$

На рис. 1 представлена зависимость u/b , вытекающая из условия (7) и из аналогичного условия [3]. С учетом эмиссии электронов с поверхности плоского катода минимальное значение индукции магнитного поля $B_{min} = 1,29B_0$, при котором еще возможно существование тлеющего разряда, имеет место в точке $u = 2,67$. Без учета эмиссии электронов $B_{min} = B_0$ при $u = 1,73$.

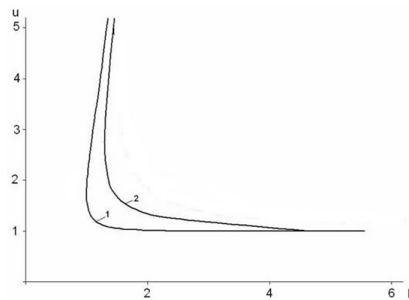


Рис. 1. Зависимость напряжения разряда от индукции магнитного поля:
1 — из работы [3]; 2 — по формуле (7)

Из условия превышения диффузионной длины плазменных электронов над длиной разрядного промежутка, $d/\lambda_e \leq 1$, следует, что поддержание сильноточной формы разряда будет обеспечено при давлении газа P больше некоторого P_0 , определяемого следующим выражением:

$$P_0 = \frac{\varepsilon \omega_{Be}^2}{4L^v T e^v e_0}, \quad (8)$$

где ν_{e0} — эффективная частота упругих столкновений с атомами газа при давлении 1 Торр.

Гидродинамическая модель разрядной ячейки в цилиндрическом магнетроне. Газоразрядная ячейка магнетрона представляет собой полый цилиндр с радиусом R , на оси которого расположен катод в виде стержня с радиусом r_0 . Цилиндрическая поверхность является анодом. Однородное магнитное поле B направлено вдоль оси цилиндра.

Рассмотрим одномерную задачу в цилиндрической системе координат. Проанализируем условия поддержания разряда, считая, что перенос быстрых электронов по радиусу цилиндра происходит в диффузионном режиме, а влиянием на движение быстрых частиц слабого электрического поля, имеющегося в квазинейтральной плазме, можно пренебречь. С помощью стационарных уравнения непрерывности (1) и уравнения для потока быстрых электронов (2), представленных в цилиндрической системе координат, получим следующее уравнение для радиального распределения концентрации быстрых электронов [7; 9]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dn_f}{d\rho} \right) - n_f = - \frac{\gamma n_{ic} \nu_s \tau_{rf}}{2(R - r_0)} = -n_{f0}, \quad (9)$$

где $\rho = r / \lambda_f$, λ_f определена в (4). Решение уравнения (9) ищем в виде:

$$n_f(\rho) = n_{f0} \left(1 - AI_0(\rho) - BK_0(\rho) \right), \quad (10)$$

где I_0 и K_0 — модифицированные функции Бесселя нулевого порядка соответственно первого и второго рода; A и B — константы.

Константы A и B в распределении концентрации быстрых электронов находятся с помощью граничных условий на аноде и катоде:

$$n_f(r=R) = 0; \quad \left(n_f \nu_f \right)_{r_0} = -D_{fr} \left(\frac{dn_f}{dr} \right)_{r_0}. \quad (11)$$

Используя уравнение (6), можно аналогично плоскому магнетрону найти условие самоподдержания разряда в цилиндрическом магнетроне [10]:

$$u = 1 + \frac{1}{\frac{\rho_R^N}{2} \left(1 + 4r_0/R - 5r_0^2/R^2 \right) - 1}, \quad (12)$$

где

$$N = \frac{I_0(\rho_R)K_1(\rho_{r_0}) + I_1(\rho_{r_0})K_0(\rho_R)}{I_1(\rho_R)K_1(\rho_{r_0}) - I_1(\rho_{r_0})K_1(\rho_R) + 2(\rho_R - \rho_{r_0})(I_1(\rho_R)K_0(\rho_R) + I_0(\rho_R)K_1(\rho_R))}$$

Здесь для удобства используются безразмерные переменные $u = U / U_0 = \gamma v_i \tau f$ и $b = B / B_0$, где параметры $U_0 = W / e\gamma$; $B_0 = 1,5(mWv_{i0} / v_i)^{1/2} / e\gamma(R - r_0)$, причем $v_{j0} \approx 2v_i$; $\rho_R = (2,61b/u)R / (R - r_0)$ и $\rho_{r_0} = \rho_{R0} / R$ в случае замагниченных электронов, когда $\omega_{Be}^2 \gg v_{j0}^2$; $\rho_R = R / \lambda f$ и $\rho_{r_0} = r_0 / \lambda f$.

На рис. 2 представлены зависимости напряжения горения разряда от индукции магнитного поля (кривые 2, 3), следующие из условия (12).

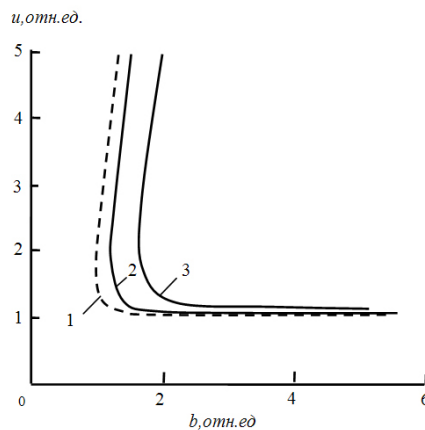


Рис. 2. Зависимость напряжения горения разряда от индукции магнитного поля из уравнения (9): 1 — для плоских электродов при $d = R - r_0 = 2$ см [3]; 2 — $r_0 / R = 0,7$ при $R = 7$ см и $r_0 = 5$ см; 3 — $r_0 / R = 0,2$ при $R = 7$ см и $r_0 = 1,4$ см

Видно, что в цилиндрическом магнетроне минимальная величина магнитного поля, при которой еще возможно существование разряда, больше, чем в плоском магнетроне.

Представленная модель не описывает зависимость напряжения сильноточного разряда от давления остаточного газа. Влияние давления газа на условия самоподдержания разряда можно учесть, если в уравнении (6) для плотности тока плазменных электронов на анод поперек магнитного поля использовать выражение [7]:

$$j_{ea} = \frac{en_0 v_{Te}}{4\sqrt{1 + \beta_e^2}}, \tag{13}$$

где n_0 — концентрация плазмы в межэлектродном зазоре; $v_{Te} = (T_e / m_e)^{1/2}$, $\beta_e = 1 / r_{Te} n_g \sigma_{eo}$, $r_{Te} = mv_{Te} / eB$ — тепловая скорость, параметр Холла и циклотронный радиус плазменных электронов соответственно; n_g — плотность атомов газа; σ_{eo} — транспортное сечение электрон-атомных столкновений. Тогда в предположении постоянства концентрации плазмы в межэлектродном зазоре, т. е. $n_0 \approx n_{iC}$ (см. уравнение (9)) вместо (12) имеем:

$$u \left(1 - \frac{\psi}{\gamma} \right) = 1,$$

где

$$\frac{\psi}{\gamma} = 4\beta_e \left(\frac{m}{M} \right)^{1/2} \frac{[I_1(\rho_R)K_1(\rho_{r_0}) - I_1(\rho_{r_0})K_1(\rho_R)](\rho_R - \rho_{r_0}) + I_1(\rho_R)K_0(\rho_R) + I_0(\rho_R)K_1(\rho_R)}{I_0(\rho_R)K_1(\rho_{r_0}) + I_1(\rho_{r_0})K_0(\rho_R)}. \quad (14)$$

На рис. 3 приведена зависимость напряжения горения разряда от давления ксенона при различных величинах магнитного поля, построенная по формуле (14). Здесь $b = 1$ соответствует магнитному полю $B = B_0 = 140$ Гс; $\gamma = 0,1$; $W = 30$ эВ; $\sigma_{e0} = 1,5 \cdot 10^{-15}$ см².

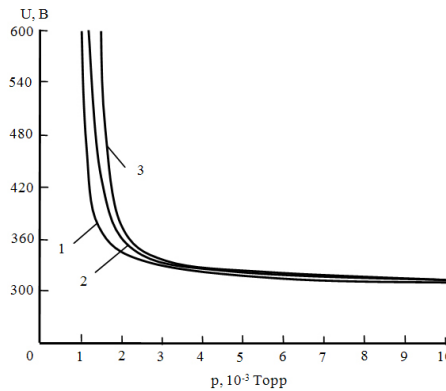


Рис. 3. Зависимость напряжения горения разряда U от давления ксенона p : 1 — $b = 1.2$; 2 — $b = 1$; 3 — $b = 0.9$

Из рис. 3 следует, что с уменьшением величины магнитного поля возрастает минимальное давление газа, необходимое для поддержания сильноточной формы разряда. Действительно, повышенный уход плазменных электронов поперек магнитного поля должен компенсироваться увеличением интенсивности ионизации газа быстрыми электронами.

Условия горения разряда в обращенном магнетроне. Газоразрядная ячейка обращенного магнетрона представляет собой полый цилиндр с радиусом R , на оси которого расположен анод в виде стержня с радиусом r_0 . Цилиндрическая поверхность является катодом. Однородное магнитное поле B направлено вдоль оси цилиндра. Дифференциальное уравнение второго порядка для радиального распределения концентрации быстрых электронов в такой геометрии не отличается от соответствующего уравнения для прямого магнетрона (9). Его решение в новой геометрии:

$$n_f(\rho) = n_{f0} (1 - CI_0(\rho) - DK_0(\rho)), \quad (15)$$

где C и D — константы, удовлетворяет граничным условиям на аноде и катоде:

$$n_f(r=r_0) = 0; \quad \left(n_f \nabla n_f \right)_R = D_{fr} \left(\frac{dn_f}{dr} \right)_R. \quad (16)$$

В правой части второго условия (17) нет знака минус, так как за положительное направление для потоков быстрых и медленных электронов считаем направление от катода к аноду, т. е. против положительного направления цилиндрической координаты r .

Условие самоподдержания разряда в обращенном цилиндрическом магнетроне при использовании уравнения (6) имеет вид:

$$u = 1 + \frac{1}{\frac{\rho_{r_0} N}{2} \left(5R^2 / r_0^2 - 4R / r_0 - 1 \right) - 1}, \quad (17)$$

где

$$N = \frac{I_0(\rho_{r_0})K_1(\rho_R) + I_1(\rho_R)K_0(\rho_{r_0})}{I_1(\rho_R)K_1(\rho_{r_0}) - I_1(\rho_{r_0})K_1(\rho_R) + 2(\rho_R - \rho_{r_0}) \left(I_0(\rho_{r_0})K_1(\rho_{r_0}) + I_1(\rho_{r_0})K_0(\rho_{r_0}) \right)},$$

$$\rho_R = R / \lambda_f \text{ и } \rho_{r_0} = r_0 / \lambda_f$$

На рис. 4 представлена зависимость напряжения горения разряда от индукции магнитного поля, следующая из условия (17).

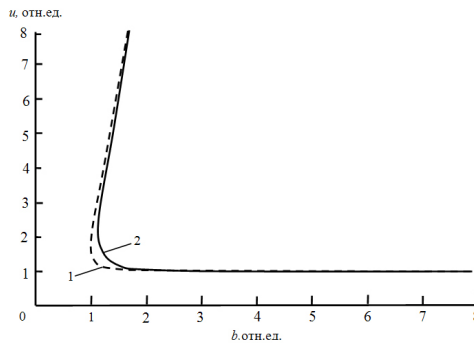


Рис. 4. Зависимость напряжения горения разряда от индукции магнитного поля из уравнения (7): 1 — для плоских электродов при $d = R - r_0 = 2$ см [3]; 2 — $r_0/R = 0,86$ при $R = 7$ см и $r_0 = 6$ см

Видно, что в обращенном магнетроне минимальная величина магнитного поля, при которой еще возможно существование разряда, больше, чем в плоском магнетроне [3]. Кривая 2 на рис. 4 хорошо согласуется с результатами экспериментов [6].

Из этих результатов также следует, что увеличение давления газа приводит к снижению напряжения горения и сдвигает кривую напряжения в сторону меньших значений индукции магнитного поля.

Влияние давления газа на условия самоподдержания разряда можно учесть, если использовать выражение (14), в котором:

$$\psi = \frac{1}{\gamma} \frac{T}{(\rho_R - \rho_{r_0}) p},$$

где p — давление газа,

$$T = \frac{I_1(\rho_R)K_1(\rho_{r_0}) - I_1(\rho_{r_0})K_1(\rho_R) + (\rho_R - \rho_{r_0})[I_1(\rho_{r_0})K_0(\rho_{r_0}) + I_0(\rho_{r_0})K_1(\rho_{r_0})]}{I_0(\rho_{r_0})K_1(\rho_R) + I_1(\rho_R)K_0(\rho_{r_0})}. \quad (18)$$

На рис. 5 приведена зависимость напряжения горения разряда от давления ксенона при различных величинах магнитного поля, построенная с помощью выражений (14) и (18). Здесь $b = 1$ соответствует магнитному полю $B = B_0 = 140$ Гс; $\gamma = 0,1$; $W = 30$ эВ; $\sigma_{eo} = 1,5 \cdot 10^{-15}$ см². Расчетная зависимость напряжения горения разряда от давления подтверждает результаты эксперимента в том, что при давлении газа ниже, чем 1 мТорр, магнетронный разряд существует в высоковольтной форме с напряжением больше киловольта.

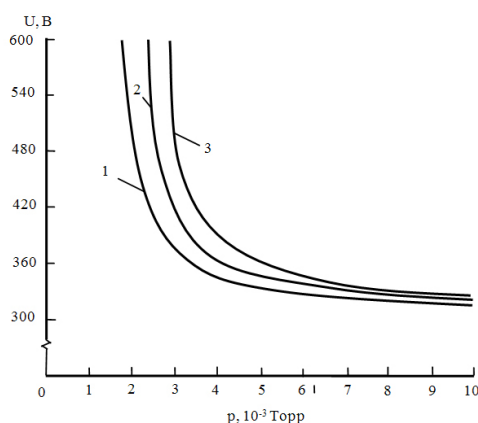


Рис. 5. Зависимость напряжения горения разряда U от давления ксенона p : 1 — $b = 1.2$; 2 — $b = 1$; 3 — $b = 0.9$

Выводы. Развита гидродинамическая модель сильноточной формы тлеющего разряда низкого давления в плоском магнетроне. При учете эмиссии электронов с поверхности плоского катода возрастает минимальное значение индукции магнитного поля, при котором еще возможно существование разряда.

Построена гидродинамическая модель и найдены условия самоподдержания сильноточного разряда в прямом и обращенном цилиндрических магнетронах. Из сравнения условий самоподдержания разряда следует, что минимальная величина индукции магнитного поля, при которой еще возможно существование разряда в обеих геометриях, больше, чем в плоском магнетроне.

В обращенном магнетроне минимальные значения напряжения горения и давления газа несколько больше, чем в цилиндрическом магнетроне. При этом минимальное давление газа в обоих цилиндрических магнетронах ($p \approx 10^{-3}$ Торр при $B = 170$ Гс) на порядок меньше, чем соответствующее критическое давление ($p \approx 2,6 \cdot 10^{-2}$ Торр при $B = 200$ Гс) в комбинированном отражательном разряде с цилиндрическим полым катодом [7].

С увеличением давления газа уменьшается значение минимального магнитного поля, необходимое для поддержания сильноточной формы разряда в цилиндрических магнетронах. В комбинированном отражательном разряде с полым катодом имеет место обратная зависимость.

Построенные для обращенного магнетрона зависимости напряжения горения сильноточного разряда от давления и величины индукции магнитного поля хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными кривыми [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барченко В.Т., Крупович Н.В., Удовиченко С.Ю. Моделирование характеристик газоразрядных систем с полыми катодами // Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. Т. 57, № 3/2. С. 59-61.
2. Барченко В.Т., Крупович Н.В., Удовиченко С.Ю. Моделирование ВАХ сильноточного тлеющего разряда с полым катодом, возбуждаемого в условиях левой ветви кривой Пашена // Известия СПбГЭТУ "ЛЭТИ". 2012. № 1. С. 18-23.
3. Никулин С.П. Условия существования положительно заряженной структуры в тлеющем разряде с осцилляцией электронов в магнитном поле // ЖТФ. 1998. Т. 68, № 7. С. 56-63.
4. Окс Е.М., Чагин А.А. Сильноточный магнетронный разряд в плазменном эмиттере электронов // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 6. С. 1191-1193.
5. Окс Е.М., Чагин А.А. Эмиссионные свойства плазмы сверхплотного тлеющего разряда, возбуждаемого в скрещенных ЕН полях // ЖТФ. 1991. Т. 61, № 6. С. 204-206.
6. Окс Е.М., Чагин А.А., Щанин П.М. Использование сильноточного разряда в скрещенных Е и Н полях для получения трубчатых электронных и ионных пучков // Доклады I Всесоюзного совещания по плазменной эмиссионной электронике. Улан-Удэ, 1991. С. 18-23.
7. Козырев А.В. О напряжении горения сильноточного разряда низкого давления // Труды III международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». Улан-Удэ, 2009. С. 5-9.
8. Барченко В.Т., Крупович Н.В., Удовиченко С.Ю. Влияние магнитного поля на характеристики газового разряда, возбужденного в условиях левой ветви кривой Пашена // Известия СПбГЭТУ "ЛЭТИ". 2012. № 6. С. 10-15.
9. Зюлькова Л.А., Козырев А.В., Проскуровский Д.И. Расчет параметров сильноточного отражательного разряда с горячим катодом // ЖТФ. 2005. Т. 75, № 11. С. 59-64.
10. Барченко В.Т., Крупович Н.В., Удовиченко С.Ю. Условия горения сильноточного разряда низкого давления в цилиндрическом магнетроне // Труды 67-й научно-технической конференции, посвященной Дню радио. СПб., 2012. С. 279-280.

REFERENCES

1. Barchenko, V.T., Krupovich, N.V., Udovichenko, S.Yu. Modeling of the characteristics of gas-discharge systems with hollow cathodes // Proceedings of Higher Educational Institutions. Physics. 2014. Vol. 57. № 3/2. Pp. 59-61. (in Russian).
2. Barchenko, V.T., Krupovich, N.V., Udovichenko, S.Yu. Modeling of characteristics of high-current glow discharge with hollow cathode excited in terms of the left branch of the Paschen curve // Proceedings of Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI". 2012. № 1. Pp. 18-23. (in Russian).
3. Nikulin, S.P. Conditions for the positively charged structures in glow discharge with electron oscillations in a magnetic field // Journal of Technical Physics. 1998. Vol. 68. № 7. Pp. 56-63. (in Russian).
4. Oks, E.M., Chagin, A.A. High-current magnetron discharge in a plasma electron emitter // Journal of Technical Physics. 1988. Vol. 58. № 6. Pp. 1191-1193. (in Russian).
5. Oks, E.M., Chagin, A.A. Emission properties of the super dense plasma glow discharge excited in crossed EH field // Journal of Technical Physics. 1991. Vol. 61. № 6. Pp. 204-206. (in Russian).

6. Oks, E.M., Chagin, A.A., Shanin, P.M. The using of high-current discharge in crossed E and H fields for receiving a tubular electron and ion beams // Proceedings of the 1st all-union meeting on plasma emission electronics. Ulan-Ude, 1991. Pp. 18-23. (in Russian).

7. Kozyrev, A.C. About the voltage of burning high-current low-pressure discharge // Proc. of the 3d international Krandevlevsky plasma emission electronics workshop. Ulan-Ude, 2009. Pp. 5-9. (in Russian).

8. Barchenko, V.T., Krupovich, N.V., Udovichenko, S.Yu. Effect of magnetic field on the characteristics of the gas discharge initiated in the conditions of the left branch of the curve Plough // Proceedings of Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI". 2012. № 6. Pp. 10-15. (in Russian).

9. Zyulkova, L.A., Kozyrev, A.C., Proskurovsky, D.I. Calculation of parameters of high reflective discharge with a hot cathode // Journal of Technical Physics. 2005. Vol. 75. № 11. Pp. 59-64. (in Russian).

10. Barchenko, V.T., Krupovich, N.V., Udovichenko, S.Yu. Combustion conditions of high-current discharge of low-pressure in a cylindrical magnetron // Proc. of the 67th scientific and technical conference. St. Petersburg, 2012. Pp. 279-280. (in Russian).

Автор публикации

Удовиченко Сергей Юрьевич — руководитель НОЦ «Нанотехнологии» Тюменского государственного университета, доктор физико-математических наук

Author of the publication

Sergey Yu. Udovichenko — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Head of Nanotechnology REC, Tyumen State University