

УДК 533.9.01.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2023.3.8

МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© С. П. Никулин

Институт Электрофизики УрО РАН
Россия, 620016 г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106.

Уральский федеральный университет
Россия, 620002 г. Екатеринбург, ул. Мира, 19.

Email: nikulin@ier.uran.ru

В настоящей работе изучались характеристики плазмы, формирующейся в газовом разряде низкого давления в магнитном поле. Движение электронов рассматривается в диффузионно-дрейфовом приближении. Что касается ионов, то предполагается, что они покидают промежуток в режиме свободного полета. Рассматриваются два режима горения разряда, характеризующиеся отрицательным и положительным анодным падением потенциала. Получены аналитические выражения для концентрации плазмы в обоих режимах. Выявлены условия, при которых анодное падение потенциала отсутствует, и плазма непосредственно контактирует с поверхностью анода. Режим с отрицательным анодным падением является предпочтительным для использования в источниках заряженных частиц и других устройствах, так как в этом случае напряжение горения разряда меньше и энергетическая эффективность, соответственно, выше.

Ключевые слова: газовый разряд, магнитное поле, плазма, анодное падение потенциала, низкое давление.

Введение

Газовые разряды низкого давления используются в ионных и электронных источниках, системах распыления и в других технологических устройствах [1–20]. Результаты исследований показывают, что горение таких разрядов возможно в высоковольтной и сильноточной формах. Для высоковольтной формы характерно наличие положительного анодного падения, в котором сосредотачивается значительная часть разрядного напряжения. В сильноточной форме анодное падение потенциала, как правило, является отрицательным. В этом случае напряжение горения разряда меньше, чем в высоковольтной форме, и поэтому сильноточная форма является предпочтительной для использования в технологических устройствах. С учетом вышесказанного выявление условий реализации различных режимов горения является актуальной задачей. В настоящей работе задача будет рассмотрена применительно к газовым разрядам низкого давления в магнитном поле.

Модель плазмы

Рассмотрим задачу в плоской геометрии. Будем считать, что в плоскости $x = 0$ расположен катод, а в плоскости $x = L$ – анод газоразрядной системы. На промежуток наложено магнитное поле с индукцией B . Влиянием магнитного поля на движение ионов, обладающих большой массой, можно пренебречь, так как для них величина Ларморовского радиуса обычно много больше длины промежутка. Кроме того при низких давлениях можно считать, что ионы покидают промежуток без столкновений. Тогда в приближении холодных ионов уравнение движения можно записать в следующем виде:

$$M \frac{d(n_i v_i^2)}{dx} = en_i E, \quad (1)$$

где n_i и v_i – концентрация и средняя скорость ионов, M – масса иона, E – напряженность электрического поля, e – элементарный заряд (в настоящей модели будем считать все ионы однократно заряженными). Что касается электронов, то в рассматриваемых разрядах они, как правило, являются замагниченными, и для плотности электронного потока запишем следующее выражение:

$$n_e v_e = -D_e \frac{dn_e}{dx} - \mu_e n_e E, \quad (2)$$

где n_e , v_e , D_e и μ_e – концентрация, средняя скорость направленного движения, коэффициент диффузии и коэффициент подвижности электронов в поперечном магнитном поле. Коэффициент подвижности поперек магнитного поля при низких давлениях определяется следующим выражением:

$$\mu_e = \frac{e v}{m \omega^2}, \quad (3)$$

где m – масса электрона, ν – частота столкновений, $\omega = eB/m$ – ларморовская частота. Для коэффициента диффузии поперек магнитного поля можно записать следующее соотношение:

$$D_e = \frac{kT_e}{m} \frac{\nu}{\omega^2}, \quad (4)$$

где k – постоянная Больцмана, T_e – электронная температура.

При протекании тока достаточно большой величины, почти во всем промежутке за исключением приэлектродных областей должна сформироваться плазма, и тогда вместо уравнения Пуассона будем использовать условие квазинейтральности:

$$n_e = n_i = n. \quad (5)$$

Пренебрегая уходом электронов на катод, получим для плотности электронного потока:

$$nv_e = Gx, \quad (6)$$

где G – число ионизаций в единице объема в единицу времени (в настоящей работе будем считать, что ионизация происходит равномерно во всем промежутке). Что касается ионов, то их уходом на анод можно пренебречь в случае положительного анодного падения, и тогда

$$nv_i = G(x - L). \quad (7)$$

Если же анодное падение отрицательно, то какая-то часть ионов попадает на анод, и в этом случае

$$nv_i = G(x - x_m), \quad (8)$$

где x_m – точка, в которой потенциал достигает максимума. Значение x_m заранее неизвестно и должно быть определено в ходе решения задачи.

Рассмотрим сначала случай положительного анодного падения. Комбинируя уравнения (1), (2) так, чтобы исключить напряженность электрического поля, и используя соотношения (3–7), получим дифференциальное уравнение для концентрации плазмы:

$$\frac{dn}{dx} + \frac{M}{kT_e} \frac{d}{dx} \left(\frac{G^2(x-L)^2}{n} \right) + \frac{Gx}{D_e} = 0. \quad (9)$$

Пренебрегая протяженностью прикатодного слоя и считая, что концентрация плазмы на границе плазмаслой резко падает ($dx/dn = 0$ в точке $x = 0$), из (9) можно получить, что на этой границе

$$n(0) = n_0 = \frac{GL}{\sqrt{kT_e/M}}. \quad (10)$$

Интегрируя (9) и разрешая полученное уравнение относительно n , получим для концентрации плазмы следующее выражение:

$$\frac{n}{n_0} = 1 - A \left(\frac{x}{L} \right)^2 + \sqrt{\left(1 - A \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right)^2 - \left(\left(\frac{x}{L} \right) - 1 \right)^2}, \quad (11)$$

где параметр A , определяемый соотношением

$$A = \frac{m\omega^2 L}{4\nu\sqrt{kT_e M}}, \quad (12)$$

включает все внешние факторы – индукцию магнитного поля, которая входит в ларморовскую частоту, давление рабочего газа, которое пропорционально частоте столкновений, а также длину промежутка. Соотношение (11) имеет физический смысл лишь в том случае, если выражение, стоящее под знаком квадратного корня, неотрицательно. Точка, в которой это выражение обращается в 0, является границей плазмы. При $A = 1$ подкоренное выражение становится равным 0 в точке $x = L$. Таким образом, в этом случае граница плазмы совпадает с поверхностью анода, и прианодный слой пространственного заряда отсутствует. При A больше 1 граница плазмы x_b находится в точке $x_b = L/A$ внутри промежутка, а между границей плазмы и анодом формируется электронный слой пространственного заряда, протяженность которого возрастает с увеличением A .

Если A меньше 1, то следует ожидать возникновения отрицательного анодного падения, но в этом случае выражением (11) пользоваться нельзя, так как в этой ситуации плотность ионного потока определяется выражением (8), а не (7). Дифференциальное уравнение для концентрации плазмы в этом случае примет вид:

$$\frac{dn}{dx} + \frac{M}{kT_e} \frac{d}{dx} \left(\frac{G^2(x-x_m)^2}{n} \right) + \frac{Gx}{D_e} = 0. \quad (13)$$

Для концентрации плазмы в точке $x = 0$ в этом случае можно получить следующее соотношение:

$$n(0) = \frac{Gx_m}{\sqrt{kT_e / M}}. \quad (14)$$

Интегрируя (13) и разрешая полученное уравнение относительно n , получим для концентрации плазмы следующее выражение:

$$\frac{n}{n(0)} = 1 - A \frac{x^2}{x_m L} + \sqrt{\left(1 - A \frac{x^2}{x_m L}\right)^2 - \left(1 - \frac{x}{x_m}\right)^2}. \quad (15)$$

Приравняв подкоренное выражение к нулю в точке $x = L$, получим, что x_m определяется следующим соотношением:

$$\frac{x_m}{L} = \frac{1 + A}{2}. \quad (16)$$

Отметим, что при малых значениях параметра A , т.е. в слабых магнитных полях, точка максимума потенциала приближается к центру промежутка – точке $L/2$. Используя (16), выражение (15) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{n}{n(0)} = 1 - \frac{2A}{1+A} \frac{x^2}{L^2} + \sqrt{\left(1 - \frac{2A}{1+A} \frac{x^2}{L^2}\right)^2 - \left(1 - \frac{2x}{(1+A)L}\right)^2}. \quad (17)$$

При $A = 1$ выражение (17) совпадает с (11).

Выводы

Таким образом, в настоящей работе показано, что в разрядах низкого давления в магнитном поле знак анодного падения потенциала связан с величиной параметра A , определяемой соотношением (12). При $A > 1$ формируется газоразрядная структура с положительным анодным падением, а при $A < 1$ анодное падение отрицательно. При $A = 1$ прианодный слой отсутствует, и плазма непосредственно контактирует с поверхностью анода. Получены распределения концентрации плазмы в промежутке в обоих режимах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат. 1972. 304 с.
2. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат. 1977. 145 с.
3. Данилин Б. С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. М.: Энергоатомиздат. 1989. 328 с.
4. Martens V. и Ya. Positively charged electron beams // Vacuum. 2022. Vol. и203. Article 111319.
5. Gushenets V. I., Bugaev A. S., Oks E. M. Suppression of high-frequency electron beam modulation in a plasma-filled diode // IEEE Trans. on Plasma Science. 2021. Vol. 49. Pp. 2554–2558.
6. Koval N. N., Grigoryev S. V., Devyatkov V. N., Teresov A. D., Schanin P. M. Effect of intensified emission during the generation of a submillisecond low-energy electron beam in a plasma-cathode diode // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. Vol. 37. Pp. 1890–1896. DOI: 10.1109/TPS.2009.2023412.
7. Zhou X., En Y., Lu J., Liu Y., Li K., Lei Zh., Wang Zh. and Ouyang X. Instruments and Experimental Techniques. 2020. Vol. 63. Issue 4. Pp. 595–599. DOI: 10.1134/S002044122004020X.
8. Zhang A., Li D., Xu L., Xiong Z., Zhang J., Peng H. and Luo Q. Physical Review Accelerators and Beams. 2022. Vol. 25(10). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.103501.
9. Oks E. M. Plasma cathode electron sources. Physics, Technology, Applications. WILEY-VCH, NY. 2006. P. 172. DOI: 10.1002/3527609415.
10. Vorobyov M. S., Koval N. N., Moskvina P. V., Teresov A. D., Doroshkevich S. Yu., Yakovlev V. V., Shin V. I. Electron beam generation with variable current amplitude during its pulse in a source with a grid plasma cathode // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1393. P. 012064. DOI: 10.1088/1742-6596/1393/1/012064.
11. Semenov A. P., Tsyrenov D.-B. D., Semenova I. A. An apparatus for vacuum deposition of composite TiN–Cu coatings using coupled vacuum-arc and ion-plasma processes // Instruments and Experimental Techniques. 2017. Vol. 60. No. 6. Pp. 892–895.
12. Ivanov Yu. F., Koval N. N., Krysin O. V., Baumbach T., Doyle S., Slobodsky T., Timchenko N. A., Galimov R. M., Shmakov N. Superhard nanocrystalline Ti–Cu–N coatings deposited by vacuum arc evaporation of a sintered cathode // Surface and Coatings Technology. 2012. Vol. 207. P. 430–434.
13. He J. L., Setsuhara Y., Shimizu I., Miyake S. Structure refinement and hardness enhancement of titanium nitride films by addition of copper // Surface and Coatings Technology. 2001. Vol. 137. Pp. 38–42.
14. Myung H. S., Lee H. M., Shaginyan L. R., Han J. G. Microstructure and mechanical properties of Cu doped TiN superhard nanocomposite coatings // Surface and Coatings Technology. 2003. Vol. 163–164. Pp. 591–596.
15. Semenov A. P., Tsyrenov D. B.-D., Semenova I. A. Planar magnetron with rotary central anode sputtered by an ion beam // Instruments and Experimental Techniques. 2023. Vol. 66. Issue 1. Pp. 173–176.
16. Semenov A. P., Semenova I. A., Tsyrenov D. B.-D., Nikolaev E. O. Physical sputtering of a copper anode of a planar magnetron by a beam of accelerated argon ions with an energy of 1–10 keV // Instruments and Experimental Techniques. 2021. Vol. 64. Issue 4. Pp. 539–541.
17. Rotshtein V. P., Ivanov Yu. F., Markov A. B. et al. Surface alloying of stainless steel 316 with copper using pulsed electronbeam melting of film–substrate system // Surface and Coatings Technology. 2006. Vol. 200. Pp. 6378–6383.
18. Gushenets V. I., Goncharov A. A., Dobrovolskiy A. M., Dunets S. P., Litovko I. V. et al. Electrostatic plasma lens focusing of an intense electron beam in an electron source with a vacuum arc plasma cathode // IEEE Trans. on Plasma Science. 2013. Vol. 41. Pt. 2. Pp. 2171–2176.
19. Chirko K., Gurovich V. Ts., Krasik Ya. E. et al. High-frequency electron beam modulation by a ferroelectric cathode with anomalous plasma resistance // Physics of Plasmas. 2004. Vol. 11. Pp. 3865–3876.
20. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат. 1991. 304 с.

Поступила в редакцию 17.09.2023 г.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2023.3.8

**MODEL OF PLASMA OF LOW-PRESSURE DISCHARGE
IN MAGNETIC FIELD**© **S. P. Nikulin***Institute of Electrophysics, Ural branch of RAS
106 Amundsen Street, 620016 Ekaterinburg, Russia.**Ural Federal University
19 Mira Street., 620002 Ekaterinburg, Russia.**Email: nikulin@iep.uran.ru*

The characteristics of the plasma formed in a low-pressure gas discharge in a magnetic field were studied in this work. The motion of electrons is considered in the diffusion-drift approximation. As for the ions, it is assumed that they leave the gap in free flight mode. Two regimes of discharge operation are considered, which are characterized by negative and positive anode potential fall. Analytical expressions are obtained for the plasma concentration in both regimes. Conditions are found under which there is no anode potential drop, and the plasma is in direct contact with the anode surface. The negative anode fall mode is preferred for use in sources of charged particles and other devices, since the discharge voltage is lower and the energy efficiency is correspondingly higher in this case.

Keywords: discharge, magnetic field, plasma, anode fall, low pressure.

Received 17.09.2023.