

04

Двухмерная структура разряда Пеннинга в цилиндрической камере с осевым магнитным полем при давлении порядка 1 Torr

© С.Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова
E-mail: surg@ipmnet.ru

Поступило в Редакцию 12 октября 2016 г.

С использованием диффузионно-дрейфовой модели выполнено численное моделирование стационарного разряда Пеннинга в диапазоне давлений $p = 0.5-5$ Torr при ЭДС $E = 100, 200$ V. Исследована двухмерная электродинамическая структура разряда в расчетной области между цилиндрическим анодом и двумя плоскими дисковыми катодами. Получены конфигурации разрядной плазмы и скорости усредненного азимутального движения электронов и ионов. Обсуждается эволюция плазменной конфигурации при изменении давления, ЭДС и индукции магнитного поля.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.03.44229.16497

Несмотря на весьма интенсивные теоретические и экспериментальные исследования разряда Пеннинга [1–5], выполненные на всем периоде его практического использования, до настоящего времени в литературе отсутствуют работы с детальным численным исследованием его пространственной структуры.

В данной работе для схемы рис. 1, *a* изучается электродинамика стационарного разряда Пеннинга в молекулярном водороде при относительно высоких давлениях $p \sim 1-5$ Torr и падениях напряжения между электродами $V \sim 100$ V. В этих условиях длина свободного пробега электронов $l \sim 10^{-2}-10^{-3}$ см, поэтому является допустимым использование классической формулы Таунсенда для ионизации молекул электронным ударом и диффузионно-дрейфовой модели тлеющего разряда [6].

Тлеющий разряд представляет собой частично ионизованный газ с концентрацией заряженных частиц $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ на фоне $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ нейтральных частиц и малой абсолютной величиной токов через разряд (десятки миллиампер). Внешнее магнитное поле $B \sim 0.1 \text{ Т}$ может оказать сильное влияние на структуру тлеющего разряда. При этом указанное магнитное поле не будет искажаться самим разрядом.

Уравнения диффузионно-дрейфовой модели тлеющего разряда в двухмерной цилиндрической геометрии с продольным (осевым) магнитным полем B_x были сформулированы в работе [7]. Указанная система уравнений используется в данной работе с соответствующими решаемой задаче граничными условиями

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} n_e \\ n_i \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \Gamma_{e,x} \\ \Gamma_{i,x} \end{pmatrix} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \begin{pmatrix} \Gamma_{e,r} \\ \Gamma_{i,r} \end{pmatrix} = \alpha(|\mathbf{E}|)|\mathbf{\Gamma}_e| - \beta n_e n_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 4\pi e(n_e - n_i), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{\Gamma}_{e(i)} &= n_{e(i)} \mathbf{u}_{e(i)} = \mathbf{e}_x \Gamma_{e(i),x} + \mathbf{e}_r \Gamma_{e(i),r} \\ &= \mp n_{e(i)} \begin{pmatrix} \mu_{e(i),x} & 0 \\ 0 & \mu_{e(i),r} \end{pmatrix} \mathbf{E} - \begin{pmatrix} D_{e(i),x} & 0 \\ 0 & D_{e(i),r} \end{pmatrix} \text{grad } n_{e(i)}, \end{aligned}$$

$\alpha(E)$ и β — коэффициенты ионизации и рекомбинации; x, r — оси ортогональной цилиндрической системы координат с единичными ортами $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_r$; $\mathbf{\Gamma}_e, \mathbf{\Gamma}_i, \mathbf{u}_e, \mathbf{u}_i$ — векторы плотностей потоков и усредненных скоростей электронов и положительных ионов; $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$; φ — электрический потенциал; $\mu_{e(i),x} = \mu_{e(i)}$, $\mu_{e(i),r} = \frac{\mu_{e(i)}}{1+b_e^2}$; $D_{e(i),x} = D_{e(i)}$, $D_{e(i),r} = \frac{D_{e(i)}}{1+b_e^2}$; μ_e, μ_i, D_e, D_i — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов; b_e и b_i — параметры Холла электронной и ионной жидкостей, $b_e = \mu_e B_x / c$, $b_i = \mu_i B_x / c$; B_x — индукция магнитного поля; e, c — заряд электрона и скорость света. Производная по времени в (1) оставлена с целью поиска решения задачи методом установления. При учете осевого магнитного поля дополнительно возникают третьи (азимутальные) компоненты плотностей потока электронов и ионов

$$\Gamma_{e,\varphi} = v_{e,\varphi} n_e = -b_e \Gamma_{e,r}, \quad \Gamma_{i,\varphi} = v_{i,\varphi} n_i = -b_i \Gamma_{i,r},$$

где $v_{e,\varphi}, v_{i,\varphi}$ — азимутальные компоненты усредненной скорости электронов и ионов.

Модуль плотности потока электронов в (1) рассчитывается по формуле

$$|\Gamma_e| = \sqrt{\Gamma_{e,x}^2 + \Gamma_{e,r}^2 + \Gamma_{e,\varphi}^2}.$$

Граничные условия для задачи (1), (2) формулируются в следующем виде:

$$x = 0, \quad x = X_c, \quad r \in [0, R_c]; \quad \frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \Gamma_{e,x} = \gamma \Gamma_{i,x}, \quad \varphi = 0,$$

$$r = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0,$$

$$r = R, \quad x < X_{A_1}, \quad x > X_{A_2} : \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0,$$

$$X_{A_1} < x < X_{A_2} : \frac{\partial n_e}{\partial x} = 0, \quad n_i = 0, \quad \varphi = V,$$

где γ — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии.

Используются следующие замыкающие соотношения [6]:

$$D_e = \mu_e(p)T_e, \quad D_i = \mu_i(p)T, \quad \text{см}^2/\text{с};$$

$$\mu_e(p) = \frac{4.5 \cdot 10^5}{p}, \quad \mu_i(p) = \frac{13104}{p}, \quad \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$$

где p — давление в тлеющем разряде.

Коэффициент ион-электронной рекомбинации и температура электронов приняты постоянными: $\beta = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, $T_e = 11610 \text{ К}$. Для коэффициента ионизации используется аппроксимация $\alpha(E) = 5p \times \exp[-130/(|\mathbf{E}|/p)] \text{ см}^{-1}$, справедливая для молекулярного водорода в диапазоне приведенных полей $|\mathbf{E}|/p \in [150, 600] \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$.

Уравнения (1), (2) решаются совместно с уравнением внешней электрической цепи, которое для постоянного тока имеет вид

$$E = V + IR_0,$$

где V — падение напряжения на электродах; I — ток через разрядный промежуток, который определяется в стационарных условиях интегрированием плотности тока по поверхности катода $j_c = (\mathbf{j} \cdot \mathbf{e}_x)_{x=0}$, $\mathbf{j} = e(\Gamma_i - \Gamma_e)$; E — ЭДС источника питания; R — сопротивление внешней цепи.

Подчеркнем, что в диффузионно-дрейфовой модели фигурируют именно усредненные скорости движения заряженных частиц. Для учета характеристик реального движения электронов и ионов следует использовать современные кинетические или PIC-модели [8].

В качестве начальных условий используется сферическое плазменное облако, размещаемое в центре расчетной области. Численный метод решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели дан в [6].

Расчеты проводились для разряда Пеннинга в молекулярном водороде при следующих исходных данных: давление $p = 0.1 - 5.0$ Torr, $E = 100, 200$ V, $R_0 = 3$ k Ω , $\gamma = 0.33$, $B_x = 0 - 0.6$ T, $R_C = 0.55$ cm, $X_C = 1.1$ cm, $H_A = X_{A_2} - X_{A_1} = 0.25$ cm. Анод размещался на одинаковом расстоянии от катода и антикатода.

Общее представление о пространственной структуре разряда Пеннинга дают распределения электронных и ионных концентраций, полученные без магнитного поля (рис. 1, *b*) и в осевом магнитном поле (рис. 2, *c*) с индукцией $B_x = 0.1$ T. Качественное изменение в пространственной структуре разряда при включении осевого магнитного поля сопровождается заметным повышением наибольших концентраций электронов и ионов в разрядном промежутке. В отсутствие магнитного поля пространственные области с наибольшей электронной $N_e \sim 1.49 \cdot 10^9$ cm $^{-3}$ и ионной $N_i \sim 1.58 \cdot 10^9$ cm $^{-3}$ концентрациями сосредоточены вблизи кромок анода. При включении магнитного поля в приосевой области внутри анода формируется область квазинейтральной плазмы с концентрацией заряженных частиц $N_e \approx N_i \approx 1.2 \cdot 10^{11}$ cm $^{-3}$.

На рис. 1, *d* показаны распределения усредненных азимутальных скоростей движения электронов $V_{e,\varphi}$ и ионов $V_{i,\varphi}$, которые имеют противоположные направления для электронов и ионов. Хорошо видны две подобласти усредненного вращения электронов по часовой и против часовой стрелки. Вблизи поверхности анода электронный поток направлен по радиусу, а ионный поток — к оси симметрии. Учитывая ориентацию вектора индукции магнитного поля (в положительном направлении оси x), получаем, что вблизи анода электроны вращаются против часовой стрелки, а ионы — по часовой стрелке. Локализация газоразрядной плазмы в центре расчетной области приводит к такому искривлению силовых линий электрического поля, что в прикатодных областях у потока электронов появляется радиальная компонента, направленная к оси симметрии, а у ионов — к периферии. Как следствие,

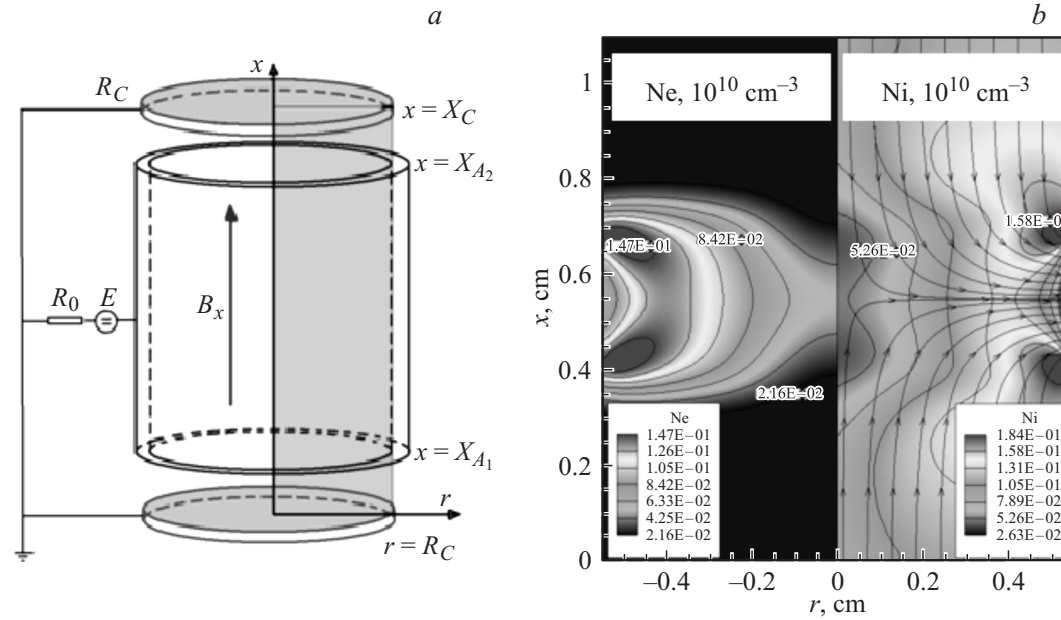


Рис. 1. Схема разряда Пеннинга (a), изолинии концентраций (b, c) и азимутальных скоростей электронов и ионов (d) при $E = 200 \text{ V}$, $p = 1 \text{ Torr}$, $B_x = 0$ (b) и $B_x = 0.1 \text{ T}$ (c, d). На правой части рисунков (b, c) показаны силовые линии электрического поля.

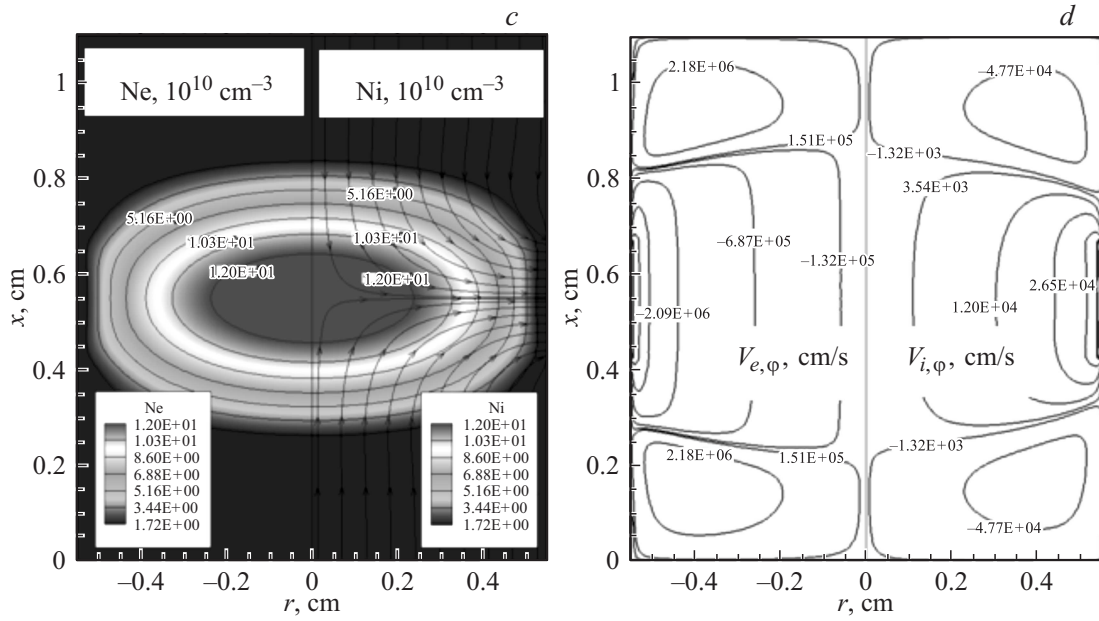


Рис. 1 (продолжение).

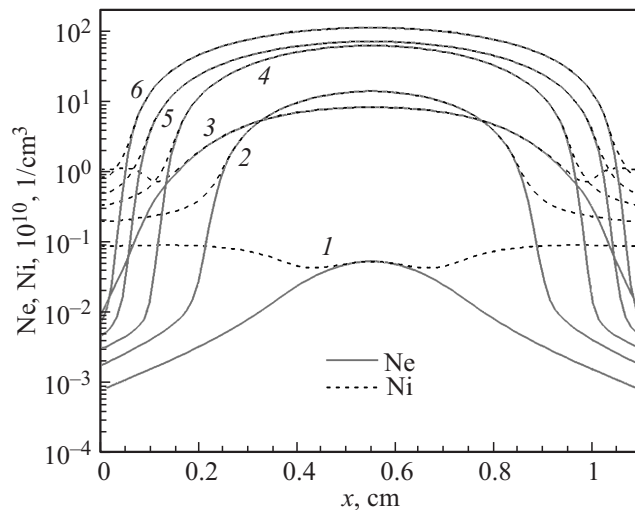


Рис. 2. Концентрация электронов и ионов на оси симметрии пеннинговского разряда при $E = 200$ В, $R_0 = 3$ к Ω : 1 — $p = 1$ Торр, $B_x = 0$; 2 — $p = 1$ Торр, $B_x = 0.1$ Т; 3 — $p = 5$ Торр, $B_x = 0.1$ Т; 4 — $p = 0.5$ Торр, $B_x = 0.1$ Т; 5 — $p = 1$ Торр, $B_x = 0.3$ Т; 6 — $p = 1$ Торр, $B_x = 0.6$ Т.

появление второй подобласти азимутального движения электронов по часовой стрелке и ионов — против.

Основные закономерности в изменении структуры разряда Пеннинга в зависимости от индукции магнитного поля при ЭДС $E = 200$ В и вариации давления p от 0.5 до 5 Торр можно проследить по осевым распределениям концентраций электронов и ионов на рис. 2. Без магнитного поля разряд горит практически вблизи границы своего погасания (кривые 1). Включение магнитного поля $B_x = 0.1$ Т приводит к возрастанию концентраций на два порядка и заметному увеличению осевых размеров квазинейтральной плазмы (кривые 2). Кривые 3 показывают, что увеличение давления p от 1 до 5 Торр приводит к некоторому падению концентраций электронов и ионов и к значительному возрастанию осевых размеров плазмы. Уменьшение давления p от 1 до 0.5 Торр приводит к еще большему возрастанию (примерно на порядок) концентрации заряженных частиц (кривые 4). Практически к такому же эффекту приводит увеличение индукции магнитного поля

до $B_x = 0.3$ и 0.6 Т (кривые 5 и 6). Подчеркнем, что отмеченные закономерности находятся в хорошем качественном соответствии с имеющимися наблюдениями пространственной структуры разряда [9].

Главным результатом данной работы является применение созданной диффузионно-дрейфовой модели разряда Пеннинга при относительно высоких давлениях ($p \sim 1-5$ Торр), для получения количественных данных о пространственной структуре этого разряда, а также о некоторых закономерностях его эволюции при изменении ЭДС, давления и индукции магнитного поля. Хорошее качественное соответствие наблюдаемым в эксперименте закономерностям позволяет поставить задачу более полного количественного исследования разряда Пеннинга в заданном диапазоне давлений, в частности изучения закономерностей изменения осевых скоростей ионов при достижении катода, что необходимо для оптимизации разрядной камеры Пеннинга как ускорителя ионов.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 16-11-10275).

Список литературы

- [1] *Penning F.M.* // *Physica* III. 1936. N 9. P. 873.
- [2] *Ситников М.М.* // *ЖТФ*. 1938. Т. 8. В. 17. С. 1527.
- [3] *Hirsch E.N.* // *Brit. J. Appl. Phys.* 1964. V. 15. P. 1535.
- [4] *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 543 с.
- [5] *Мухамедов Р.Ф.* // *ЖТФ*. 1973. Т. 43. В. 8. С. 1677.
- [6] *Surzhikov S.T.* *Computational Physics of Electric Discharges in Gas Flows.* Berlin/Boston: Walter de Gruyter GmbH, 2013. 428 p.
- [7] *Surzhikov S.T., Shang J.S.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2014. V. 23. P. 054017 (8 p.).
- [8] *Бэдсел Ч., Лэнгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с. (*Birdsall C.K., Langdon A.B.* *Plasma Physics, via Computer Simulation.* McGraw-Hill Book Company, 1985).
- [9] *Рейхрудель Э.М., Чернетский А.В., Михневич В.В., Васильева И.А.* // *ЖТФ*. 1952. Т. 22. В. 12. С. 1945.