

On the Possibility of Using the Penning Discharge to Study the Phenomenon of the Critical Ionization Velocity

Sergey T. Surzhikov

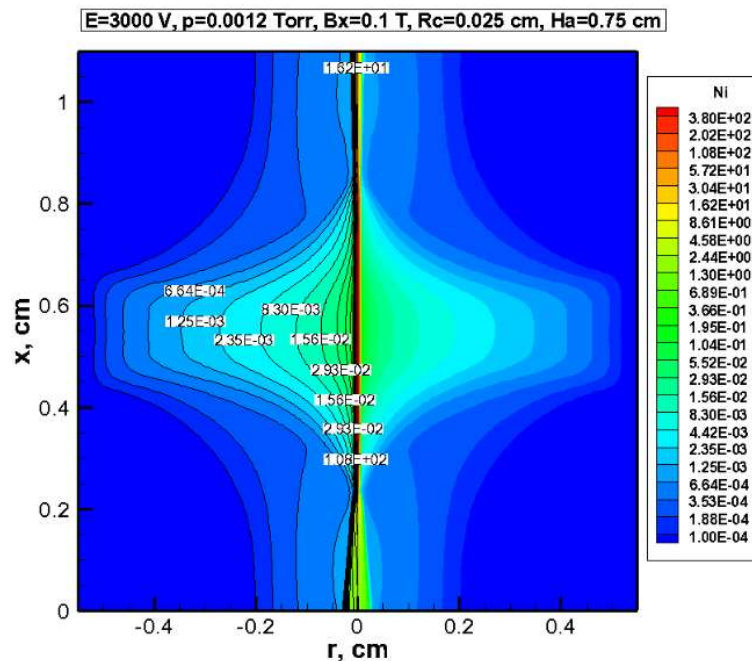
*Ishlinskyi Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences (IPMech RAS),
Moscow, 119526, Russia*

surg@ipmnet.ru

Abstract

Using a modified diffusion-drift model of a gas discharge, a numerical simulation of a Penning discharge in a cylindrical gas-discharge chamber with a characteristic size of 1 cm at a molecular nitrogen pressure of 1 mTorr has been carried out. This model takes into account the external magnetic field and introduces two groups of dependences of the ionization coefficients and drift mobilities of electrons and ions at relatively low and high values of the reduced fields E/p . It is shown that a quasi-stationary azimuthal motion of a gas-discharge plasma is formed in the discharge chamber, and the energy of electrons in the rotating plasma exceeds the potential of impact ionization of nitrogen molecules, which is a qualitative sign of the possibility of realizing a physical phenomenon, called the critical ionization rate (anomalous ionization). This numerical simulation was performed at an induction of an axial magnetic field of 0.1 T and a voltage on the electrodes of about 3000 V.

Keywords: Penning discharge, critical ionization rate, drift-diffusion model of a gas discharge.



Ion concentration ($N_i = n_i \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) in the Penning discharge chamber at $V_{emf} = 3 \text{ kV}$, $p = 0.0012 \text{ Torr}$, $B_x = 0.1 \text{ T}$

УДК 533.92:533.6.01

О возможности использования разряда Пеннинга для изучения явления критической скорости ионизации

С. Т. Суржиков

*Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского Российской академии наук
Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского, д. 101-1*

surg@ipmnet.ru

Аннотация

С использованием модифицированной диффузионно-дрейфовой модели газового разряда, в которой учтено внешнее магнитное поле и введены две группы зависимостей коэффициентов ионизации и дрейфовых подвижностей электронов и ионов при относительно низких и высоких значениях приведенных полей E/p выполнено численное моделирование разряда Пеннинга в цилиндрической камере с характерными размерами 1 см при давлении молекулярного азота 1 мТорр. Показано, что при индукции осевого магнитного поля 0.1 Т и напряжении на электродах порядка 3000 В в разрядной камере формируется квазистационарное азимутальное движение газоразрядной плазмы, а энергия электронов во вращающейся плазме превосходит потенциал ударной ионизации молекул азота, что является качественным признаком возможности реализации физического явления называемого критической скоростью ионизации (аномальной ионизацией).

Ключевые слова: разряд Пеннинга, критическая скорость ионизации, диффузионно-дрейфовая модель газового разряда.

1. Введение

Построенная в работе [1] модифицированная диффузионно-дрейфовая модель (МДДМ) разряда Пеннинга позволила получить при ее численной реализации представление об электродинамической структуре этого разряда при давлениях порядка 1 мТорр. В [1] отмечалось, что справедливость использования классической диффузионно-дрейфовой модели при столь низких давлениях вызывает сомнения в силу того, что условия в газоразрядной плазме таковы, что длины свободного пробега заряженных частиц превосходят характерные размеры камеры. Однако, учитывая, что само существование разряда Пеннинга в цилиндрической газоразрядной камере обязано наличию осевого магнитного поля, в котором заряженные частицы движутся по круговым траекториям, что вносит важные коррективы в оценки, связанные с длиной свободного пробега, а также то, что результаты численного моделирования оказались адекватными известным экспериментальным данным и результатам полных трехмерных расчетов с использованием PIC-моделей, диффузионно-дрейфовые модели представляют практический интерес для изучения физики газоразрядных процессов.

Очевидные достоинства диффузионно-дрейфовых моделей состоят в том, что даже в двухмерной осесимметричной постановке, эта модель правильно предсказывает крупномасштабные (интегральные) характеристики разряда: конфигурацию потоков заряженных частиц между электродами, азимутальное вращение разрядной плазмы, плотность потоков ионов, покидающих разрядную камеру в приосевых направлениях, что как известно, используется в физических приложениях (например, в ускорителях заряженных частиц).

Геометрия разрядной камеры и расчетная схема задачи показаны на рис. 1. Здесь обозначены размеры цилиндрического анода $H_a = X_{A_1} - X_{A_2}$, два дисковых катода (верхний катод называют антикатодом) и отверстие выходного канала антикатада R_{AC_i} (т.н. «мениск» разрядной камеры), через которое выводится пучок высокоэнергетичных ионов. Заметим, что определение истинных электродинамических характеристик выходящего из мениска пучка положительных ионов является более сложной задачей, чем решается в данной работе, поскольку здесь не учитывается влияние электронно-оптической ускорительной системы вне разрядной камеры.

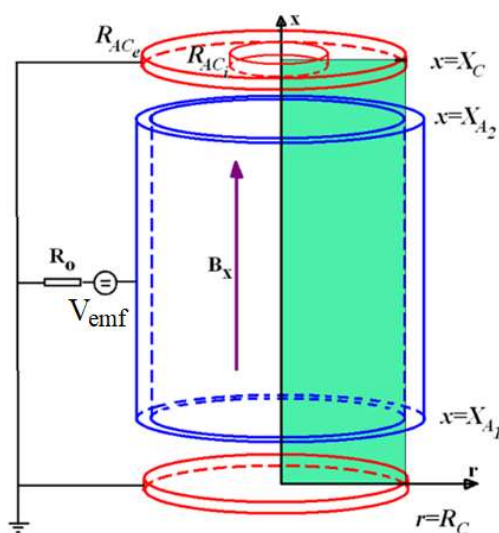


Рис. 1. Схема разряда Пеннинга

Математическое моделирование параметров разряда Пеннинга, выполненное в данной работе является продолжением исследований, начатых в [1], где предложена модифицированная диффузионно-дрейфовая модель (ДДМ), позволившая оценить параметры разряда при давлении $p = 1$ Торр. За основу была выбрана диффузионно-дрейфовая модель тлеющего разряда, которая позволяет определить поля концентраций электронов и ионов в газоразрядном промежутке [2], поля напряженности электрического потенциала с учетом областей пространственного заряда, а также распределение пространственных зон наиболее интенсивных ионизационных процессов.

Необходимость в модификации ДДМ состоит в том, что в отличие от классического тлеющего разряда, в Пеннинговском разряде принципиальную роль играет осевое магнитное поле. Без магнитного поля разряда не существует. В магнитном поле проявляются два принципиально важных физических эффекта: траектории заряженных частиц приобретают спиральную траекторию движения и, как следствие, все плазменное облако закручивается в азимутальном направлении. Важной особенностью модели [1] также было введение в классическую диффузионно-дрейфовую модель специальных зависимостей для подвижностей заряженных частиц и скорости ионизации нейтральных компонент газа, в котором горит разряд, при малых давлениях. Эта модель была названа модифицированной диффузионно-дрейфовой моделью (МДДМ).

Классическая диффузионно-дрейфовая модель, использованная для изучения структуры осесимметричных нормальных и аномальных тлеющих разрядов [3, 4] была развита в [5–8] в части учета внешнего магнитного поля. В работе [6] исследовался осесимметричный нормальный тлеющий разряд в осевом магнитном поле. Было показано сохранение закона нормальной плотности тока, при этом расчет показал, что газоразрядная плазма закручивается в азимутальном направлении вокруг оси симметрии.

В работах [7, 8] осесимметричная диффузионно-дрейфовая модель с осевым магнитным полем была использована для описания электрического разряда в цилиндрической камере с

двумя плоскими катодами и цилиндрическим анодом при давлениях порядка 1 Торр для классической конфигурации разряда Пеннинга.

При решении задачи вязкого обтекания высокоскоростным потоком молекулярного азота плоской поверхности с тлеющим разрядом между двумя плоскими электродами [9] было показано экспериментально и расчетным путем, что учет внешнего магнитного поля с направлением вектора магнитной индукции поперек скорости газового потока оказывает заметное влияние на структуру газового разряда, а также на такие локальные аэродинамические характеристики, как давление и трение.

Следует учесть, что в указанных диффузионно-дрейфовых моделях, которые по сути являются феноменологическими, не учитываются реальные функции распределения ионов и электронов по энергии, поэтому в рамках этих моделей нет смысла ожидать последствия эффектов нагрева электронов в различных плазменных неустойчивостях, которые, по выводам некоторых плазменных теорий должны лежать в основе явлений критической скорости ионизации [10–12], а также определять специфику процессов ионизации в разрядах Пеннинга. Тем не менее, главным результатом данной работы по численному моделированию электродинамических процессов в разряде Пеннинга, исследованном, например, в работах [12–14] является демонстрация того, что МДДМ позволяет получить разумные оценки интегральных характеристик разряда, а также показывает превосходство энергии электронов в азимутальном вращении плазменных потоков над потенциалом ионизации молекулярного азота, что является качественным признаком существования критической скорости ионизации.

2. Математическая формулировка модифицированной диффузионно-дрейфовой модели

Используется система уравнений, сформулированная в работе [1]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_{e,x}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \Gamma_{e,r}}{\partial r} = \alpha(E) |\Gamma_e| - \beta n_i n_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_{i,x}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \Gamma_{i,r}}{\partial r} = \alpha(E) |\Gamma_e| - \beta n_i n_e, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 4\pi e (n_e - n_i), \quad (3)$$

где n_e, n_i – концентрации электронов и положительных ионов; $\Gamma_{e,x}, \Gamma_{e,r}, \Gamma_{i,x}, \Gamma_{i,r}$ – проекции плотностей потоков электронов Γ_e и ионов Γ_i на оси цилиндрической системы координат; $\alpha(E)$ и β – коэффициенты ионизации и рекомбинации;

$$|\Gamma_e| = \sqrt{\Gamma_{e,x}^2 + \Gamma_{e,r}^2 + \Gamma_{e,\varphi}^2}, \quad (4)$$

$$\Gamma_{e,x} = -D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} - \mu_e n_e E_x, \quad \Gamma_{i,x} = -D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + \mu_i n_i E_x, \quad (5)$$

$$\Gamma_{e,r} = -\frac{D_e}{1+b_e^2} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\mu_e}{1+b_e^2} n_e E_r, \quad \Gamma_{i,r} = -\frac{D_i}{1+b_i^2} \frac{\partial n_i}{\partial r} + \frac{\mu_i}{1+b_i^2} n_i E_r; \quad (6)$$

μ_e, μ_i – подвижности электронов и ионов; D_e, D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов.

Вектор плотности электрического тока в цилиндрической системе координат определяется по формуле

$$\mathbf{j} = e(\Gamma_i - \Gamma_e), \quad \Gamma_i = \mathbf{e}_x \Gamma_{i,x} + \mathbf{e}_r \Gamma_{i,r} + \mathbf{e}_\varphi \Gamma_{i,\varphi}, \quad \Gamma_e = \mathbf{e}_x \Gamma_{e,x} + \mathbf{e}_r \Gamma_{e,r} + \mathbf{e}_\varphi \Gamma_{e,\varphi} \quad (7)$$

При ориентации вектора индукции магнитного поля вдоль оси x

$$\mathbf{B} = \mathbf{e}_x B_x + \mathbf{e}_r B_r + \mathbf{e}_\varphi B_\varphi = \mathbf{e}_x B_x + \mathbf{e}_r 0 + \mathbf{e}_\varphi 0$$

в уравнениях появляется азимутальная компонента плотности электрического тока

$$\Gamma_{e,\varphi} = -b_e \Gamma_{e,r}, \quad \Gamma_{i,\varphi} = -b_i \Gamma_{i,r} \quad (8)$$

Коэффициенты b_e и b_i , учитывающие влияние магнитного поля

$$b_e = \frac{\mu_e B_x}{c} = \frac{\omega_e}{v_e}, \quad b_i = \frac{\mu_i B_x}{c} = \frac{\omega_i}{v_{in}}, \quad (9)$$

называются параметрами Холла электронной и ионной жидкостей. В свою очередь, коэффициенты $\omega_e = eB_x/m_e c$ и $\omega_i = eB_x/m_i c$ являются ларморовскими частотами вращения электронов и ионов в магнитном поле.

Граничные условия для определения концентраций ионов и электронов, а также электрического потенциала в области, выделенной на рис. 1 зеленым цветом, формулируются в следующем виде:

$$x = 0, r \in [0, R_c]: \quad \frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \Gamma_e = \gamma \Gamma_i, \quad \varphi = 0, \quad (10)$$

$$x = H: r \in [R_{AC_i}, R_{AC_e}]: \quad \frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \Gamma_e = \gamma \Gamma_i, \quad \varphi = 0, \quad (11)$$

$$x = H: r < R_{AC_i}: \quad \frac{\partial n_i}{\partial y} = \frac{\partial n_e}{\partial y} = 0, \quad \varphi = 0, \quad (12)$$

$$r = 0: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad (13)$$

$$r = R, x < X_{A_1}: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad (14)$$

$$r = R, X_{A_1} < x < X_{A_2}: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = 0, \quad n_i = 0, \quad \varphi = V, \quad (15)$$

$$r = R, x > X_{A_2}: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad (16)$$

В рассматриваемой постановке задачи некоторые граничные условия должны корректироваться для учета более сложной геометрии реальной разрядной камеры. В первую очередь это относится к условиям (12), в области «мениска» газоразрядной камеры. Требуют своего уточнения условия (14) и (16).

Задание начальных условий для решения задачи необходимо обсуждать особо. Грубые начальные условия могут привести не только к существенному замедлению численной процедуры отыскания решения, но также к его расходимости. Поэтому даже при аналитическом задании начальных приближений желательно использовать разумные значения концентраций заряженных частиц и правильную конфигурацию всего разряда. Очевидно, что решение задачи существенно ускоряется, если для расчета новых вариантов использовать предварительно полученные решения.

Как уже отмечалось, принципиально важным элементом модифицированной диффузионно-дрейфовой модели, используемой при низких давлениях, является задание способа расчета коэффициента ионизации и подвижностей заряженных частиц в относительно малых и предельно больших приведенных полях.

Рекомендуемое в литературе [15] соотношение для коэффициента ионизации молекулярного азота при относительно малых значениях приведенных полей успешно использовалось при исследовании структуры нормальных тлеющих разрядов [3]

$$\alpha_e = p_{\text{Torr}} A_{1/\text{cm}\cdot\text{Torr}} \exp\left[-\frac{B_{V/(\text{cm}\cdot\text{Torr})}}{E_V/p_{\text{Torr}}}\right] \quad (17)$$

Аппроксимация (17) справедлива в диапазоне $E/p \in [100, 600]$ В/(см·Торр), где $A = 12$, $B = 342$. Здесь и далее, для удобства, приводятся размерности функций и коэффициентов в виде нижних индексов.

В приближении больших полей сечение ионизации молекул электронным ударом более оправдано оценивать по формуле Томсона [15]

$$\sigma_i = 4\pi a_0^2 \left(\frac{I_H}{\varepsilon}\right) \frac{\varepsilon - I}{I}, \text{ см}^2 \quad (18)$$

Поэтому коэффициент ионизации

$$\alpha_e = N_n \sigma_i \quad (19)$$

Таким образом, в расчетах скорости ионизации используются два соотношения. При $|\mathbf{E}_e| > I_H$, где I_H потенциал ионизации водорода, коэффициент ионизации рассчитывается по формуле (19), а при меньших полях – по (17).

В расчет был включен вклад ионов в ионизацию нейтрального газа

$$\alpha_i = 3.52 \times 10^{-16} N_n \quad (20)$$

Заметим, что при использовании формулы (18) приближенно можно учитывать связь энергии со скоростью

$$\varepsilon_{e,[\text{eV}]} = 2.84 \times 10^{-14} V_{e[\text{cm/s}]}^2$$

Также полезно аналогичное соотношение для тяжелых частиц:

$$\varepsilon_{i,[\text{eV}]} = 1.05 \times 10^{-12} V_{A[\text{cm/s}]}^2,$$

где A – атомная масса тяжелых частиц.

С целью более подробного анализа процессов ионизации в моделируемом разряде Пеннинга рассчитываются поля и коэффициенты ионизации, соответствующие движениям зарядов вдоль координатных направлений (x, r, φ). Энергия электронов по координатным направлениям

$$\varepsilon_{e,x} = 2.855 \times 10^{-16} V_{e,x}^2 + T_{e,\text{eV}}, \text{ эВ}, \quad (21)$$

$$\varepsilon_{e,r} = 2.855 \times 10^{-16} V_{e,r}^2 + T_{e,\text{eV}}, \text{ эВ}, \quad (22)$$

$$\varepsilon_{e,\varphi} = 2.855 \times 10^{-16} V_{e,\varphi}^2 + T_{e,\text{eV}}, \text{ эВ}, \quad (23)$$

где $T_{e,\text{eV}}$ – энергия теплового движения электронов.

В классической диффузионно-дрейфовой модели без учета нагрева газа используются следующие замыкающие соотношения:

$$\mu_e(p) = \frac{4.2 \times 10^5}{p}, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}), \quad \mu_i(p) = \frac{2280}{p}, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}), \quad (24)$$

$$D_e = \mu_e(p)T_e, \text{ см}^2/\text{с}, \quad D_i = \mu_i(p)T, \text{ см}^2/\text{с}, \quad (25)$$

где p – давление в тлеющем разряде.

В модифицированной диффузионно-дрейфовой модели вводятся новые функциональные зависимости для подвижностей ионов и электронов. Учитывая, что скорость дрейфа ионов при больших приведенных полях может быть представлена в виде [16]

$$V_{dr,i} = \left(\frac{M_i}{M}\right)^{1/4} \left(1 + \frac{M_i}{M}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{eEl}{M_i}}, \quad (26)$$

где l – длина свободного пробега, M_i, M – масса иона и молекул фонового газа, то переформулировка соотношения (26) показывает, что наблюдается коренная зависимость скорости дрейфа ионов от приведенного электрического поля

$$V_{dr,i} = 9.2 \times 10^4 \sqrt{\frac{E_V}{p_{\text{Торр}}}}, \text{ см/с} \quad (27)$$

Однако, как известно, в пределе слабых полей

$$V_{dr} = (\mu_i p_{\text{Торр}}) \frac{E_V}{p_{\text{Торр}}} \quad (28)$$

Если для больших приведенных полей формально оставить прежнюю функциональную зависимость

$$\mathbf{V}_{dr,i} = \mu_i \mathbf{E},$$

то окажется, что подвижность зависит нелинейно от поля

$$\mu_i p_{\text{Торр}} = 9.2 \times 10^4 \sqrt{\frac{p_{\text{Торр}}}{E_V}} \quad (29)$$

Для совмещения двух предельных режимов подвижностей в расчетах используется эффективная подвижность

$$\mu_{i,\text{eff}} = \min \left\{ \frac{\mu_i p}{p}, \frac{9.2 \times 10^4}{\sqrt{p_{\text{Торр}} E_V}} \right\} \quad (30)$$

и

$$V_i = \mu_{i,\text{eff}} E_V \quad (31)$$

Соответственно, для коэффициентов диффузии

$$D_{i,\text{eff}} = \mu_{i,\text{eff}} T_i$$

По аналогии задаются соотношения для электронов

$$\mu_{e,\text{eff}} = \min \left\{ \frac{\mu_e p}{p}, \frac{2.4 \times 10^6}{\sqrt{p_{\text{Торр}} E_V}} \right\} \quad (32)$$

и

$$V_e = \mu_{e,\text{eff}} E_V \quad (33)$$

Соответственно, для коэффициентов диффузии

$$D_{e,\text{eff}} = \mu_{e,\text{eff}} T_e$$

Теперь, учитывая соотношения для слабых и сильных приведенных полей плотности потоков электронов в продольном магнитном поле приобретут следующий вид:

$$\Gamma_{e,x} = -D_{e,\text{eff}} \frac{\partial n_e}{\partial x} - \mu_{e,\text{eff}} n_e E_x, \quad \Gamma_{e,r} = -\frac{D_{e,\text{eff}}}{1+b_{e,\text{eff}}^2} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\mu_{e,\text{eff}}}{1+b_{e,\text{eff}}^2} n_e E_r, \quad (34)$$

$$\Gamma_{e,\varphi} = -b_{e,\text{eff}} \Gamma_{e,r}, \quad b_{e,\text{eff}} = \frac{\mu_{e,\text{eff}} B_x}{c} \quad (35)$$

Аналогично для ионов

$$\Gamma_{i,x} = -D_{i,\text{eff}} \frac{\partial n_i}{\partial x} + \mu_{i,\text{eff}} n_i E_x, \quad \Gamma_{i,r} = -\frac{D_{i,\text{eff}}}{1+b_{i,\text{eff}}^2} \frac{\partial n_i}{\partial r} + \frac{\mu_{i,\text{eff}}}{1+b_{i,\text{eff}}^2} n_i E_r, \quad (36)$$

$$\Gamma_{i,\varphi} = -b_{i,\text{eff}} \Gamma_{i,r}, \quad b_{i,\text{eff}} = \frac{\mu_{i,\text{eff}} B_x}{c} \quad (37)$$

Коэффициент ион-электронной рекомбинации и температура электронов приняты постоянными

$$\beta = 2 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}, \quad T_e = 11610 \text{ К} \quad (38)$$

Уравнения решаются совместно с уравнением внешней электрической цепи, которое для постоянного тока имеет вид

$$V_{emf} = V + IR_0, \quad (39)$$

где V – падение напряжения на электродах, которое используется при расчете потенциала анода; I – полный ток через разрядный промежуток; V_{emf} – э.д.с. источника питания; R_0 – сопротивление внешней цепи.

3. Анализ результатов численного моделирования

Расчеты электродинамики разряда Пеннинга в молекулярном азоте при давлении $p = 0.001$ Торр выполнены при следующих исходных данных:

- геометрические параметры разрядной камеры: $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см;
- омическое сопротивление цепи, э.д.с. источника питания, индукция магнитного поля: $R_0 = 3000 \text{ }\Omega$, $V_{emf} = 3000 \text{ В}$, $B_x = 0.1 \text{ Т}$.

Прежде, чем анализировать полученные численные решения для разряда Пеннинга, рассмотрим зависимости дрейфовых скоростей и подвижностей электронов и ионов от значений приведенного поля, показанные на рис. 2. Сплошными линиями здесь показаны скорости (a) и подвижности (b) электронов (цифра у линии 1) и ионов (2), которые используются при исследовании тлеющих разрядов при относительно низких приведенных полях. Пунктирными линиями показаны соответствующие аппроксимации в приближении высоких E/p . Видно, что использование аппроксимаций, рекомендуемых для относительно низких E/p во всем диапазоне является недопустимым.

Дискретными значениями (5) и (6) показаны значения скоростей и подвижностей при учете магнитного поля в приближении низких E/p . Получить физически непротиворечивые зависимости (7) и (8) удалось только при учете особенностей подвижностей заряженных частиц при высоких приведенных полях.

На рис. 3 показаны зависимости коэффициента ионизации от приведенного поля и энергии электронов. Видно, что при $E/p \geq 2 \times 10^4 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$ и энергии электронов $\varepsilon_e \geq 20 \text{ эВ}$ ко-

эффицент ионизации в правой части уравнений (1) и (2) экспоненциально падает, что отвечает особенности поведения сечения ударной ионизации по Пуассону (18). Заметим, что здесь используется простейшая модель ударной ионизации, не учитывающая структуру энергетических уровней тяжелой частицы.

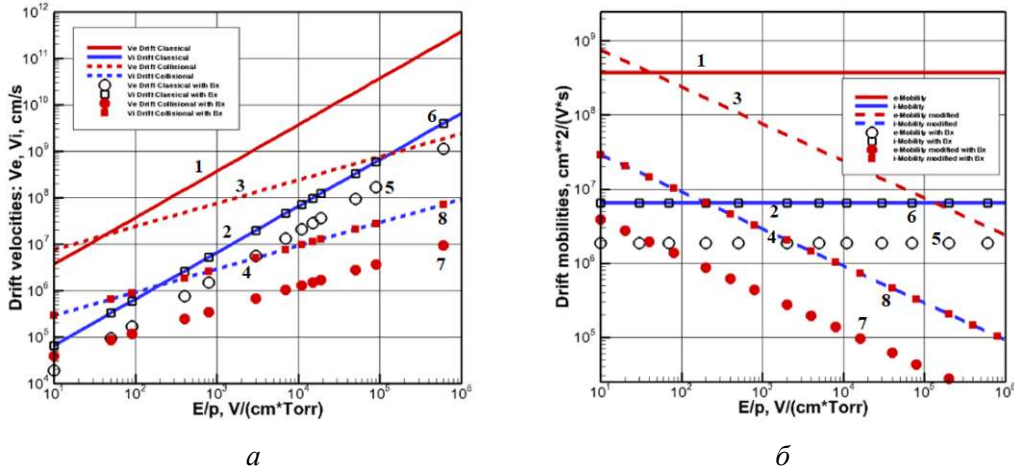


Рис. 2. Зависимость дрейфовых скоростей (а) и подвижностей (б) электронов и ионов от приведенного поля для давления $p = 0.001$ Торр

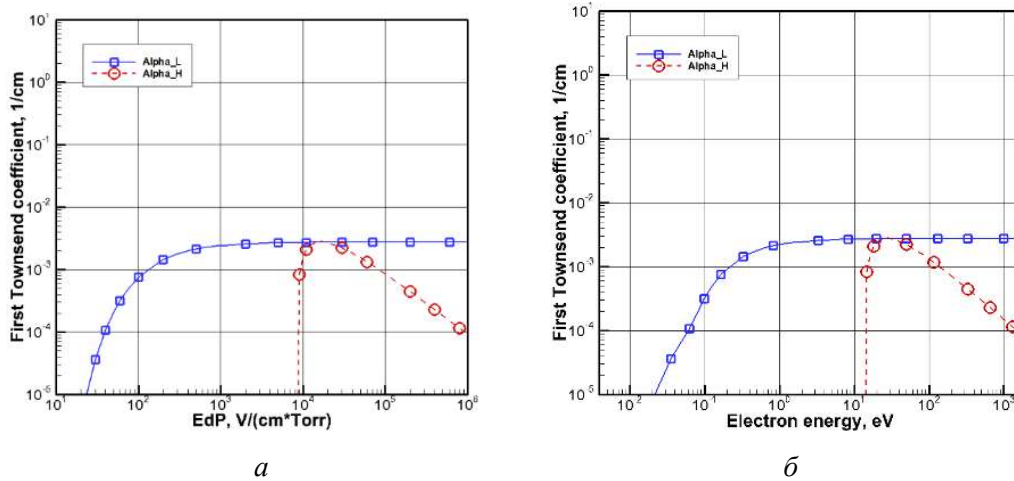


Рис. 3. Зависимость 1-го коэффициента Таунсенда от приведенного поля (а) и энергии электронов (б) для давления $p = 0.001$ Торр

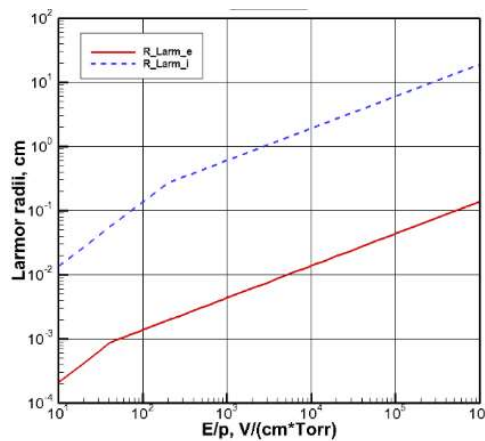


Рис. 4. Зависимость ларморовских радиусов электронов и ионов от приведенного поля для давления $p = 0.001$ Торр

И, наконец, на рис. 4 показаны зависимости ларморовских радиусов электронов и ионов от приведенного поля. При больших значениях $E/p \geq 10^5$ В/(см·Торр) ларморовские радиусы электронов составляют величину порядка 0.1 см.

Таким образом, расчеты электродинамики разряда Пеннинга проводились при значениях скоростей и подвижностей электронов и ионов, обозначенных на рис. 2 красными сплошными метками, для комбинированной зависимости коэффициента ионизации (рис. 3) и характерных значениях радиусов Лармора, показанных на рис. 4.

На рис. 5 и 6 показаны напряженность приведенного электрического поля E/p (а), электрический потенциал φ (б), а также усредненные концентрации электронов (а) и ионов (б).

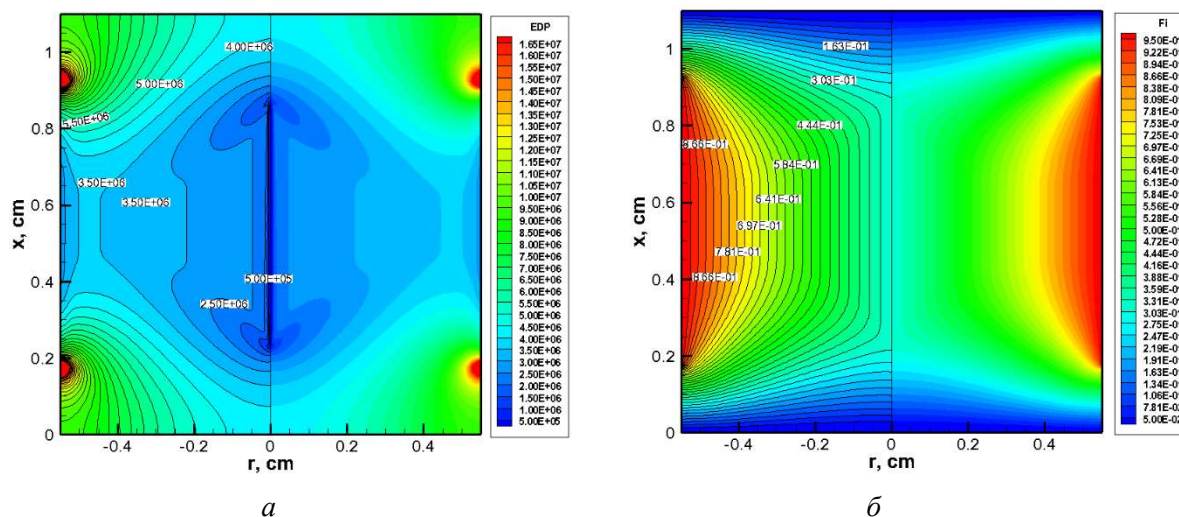


Рис. 5. Распределение приведенного поля (а) и электрического потенциала $Fi = \varphi/V_{emf}$ (б) при $V_{emf} = 3000$ В, $p = 0.0012$ Торр, $B_x = 0.1$ Т, $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см

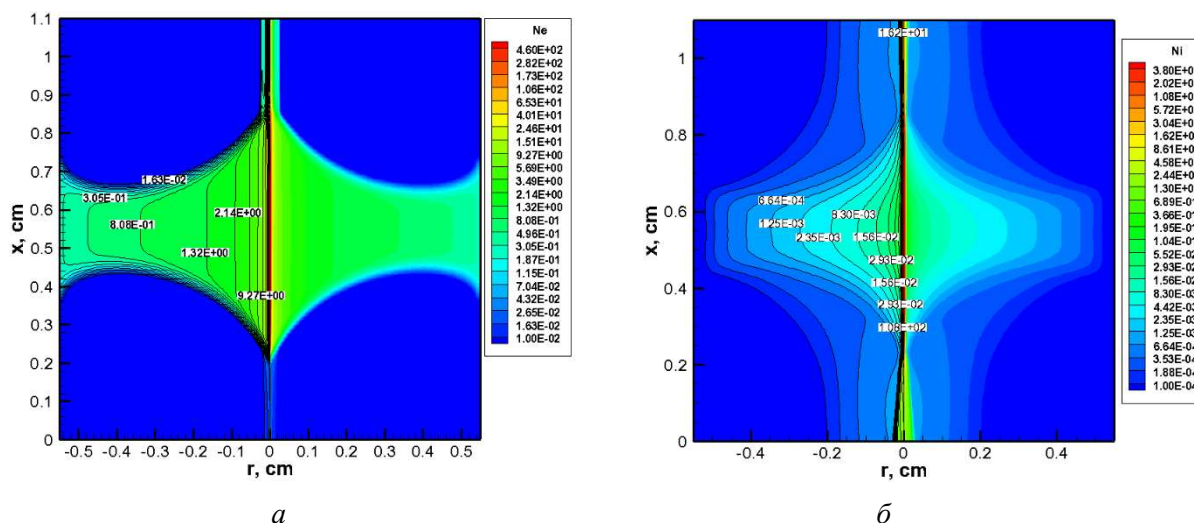


Рис. 6. Распределение концентраций электронов (а) и ионов (б), отнесенных к $n_0 = 10^{10}$ см⁻³ при $V_{emf} = 3000$ В, $p = 0.0012$ Торр, $B_x = 0.1$ Т, $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см

Распределение электрического потенциала хорошо показывает границы цилиндрического анода по высоте и дисковых катодов по радиусу. Вблизи оси симметрии разрядной камеры потенциал составляет $\varphi \sim 0.3 \times 3000$ В = 900 В. Но приведенное поле в приосевых областях оказывается минимальным, порядка $E/p = 5 \times 10^5$ В/(см·Торр). Вблизи границ цилиндрического анода величина E/p достигает экстремальных значений $\sim 10^7$ В/(см·Торр). Очевидно, что столь высокие значения приведенного поля получаются из-за низкого давления в разрядной камере. Напомним, что вблизи катода нормального тлеющего разряда при давлениях несколько

Торр – $E/p = 5 \times 10^3$ В/(см·Торр). Примечательно, что согласно рис. 3 наибольшие значения коэффициента ионизации, определяющего интенсивность ионизационных процессов в диффузионно-дрейфовой модели (уравнения (1) и (2)) достигаются при $E/p = 3 \times 10^4$ В/(см·Торр). Поэтому не удивительна особенность в распределении концентрации электронов и ионов, отмеченная на рис. 6. Наибольшие концентрации заряженных частиц достигаются в приосевых областях Пеннинговского разряда.

Однако, показанные на рис. 7 осевые распределения приведенного поля и энергии электронов и ионов говорят о том, что значительная энергия электронов и ионов достигается только в прикатодных областях, а в центральных областях энергия заряженных частиц оказывается весьма низкой. При этом следует обратить внимание на осцилляции осевых распределений энергии, связанные в трактовке диффузионно-дрейфовой модели с осцилляциями дрейфовых скоростей электронов и ионов.

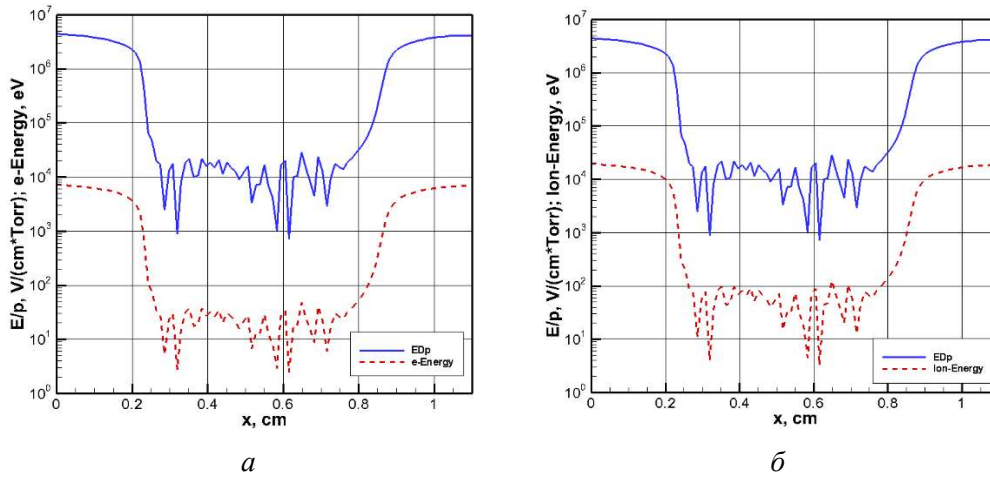


Рис. 7. Осевые распределения приведенного поля ($EdP = E/p$) (а, б), энергии электронов (а) и ионов (б) при $V_{emf} = 3000$ В, $p = 0.0012$ Торр, $B_x = 0.1$ Т, $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см

На рис. 8 показан один из главных результатов проведенного численного моделирования – распределения по радиусу в сечении $x = 0.55$ см осевой, радиальной и азимутальной составляющих энергии электронов.

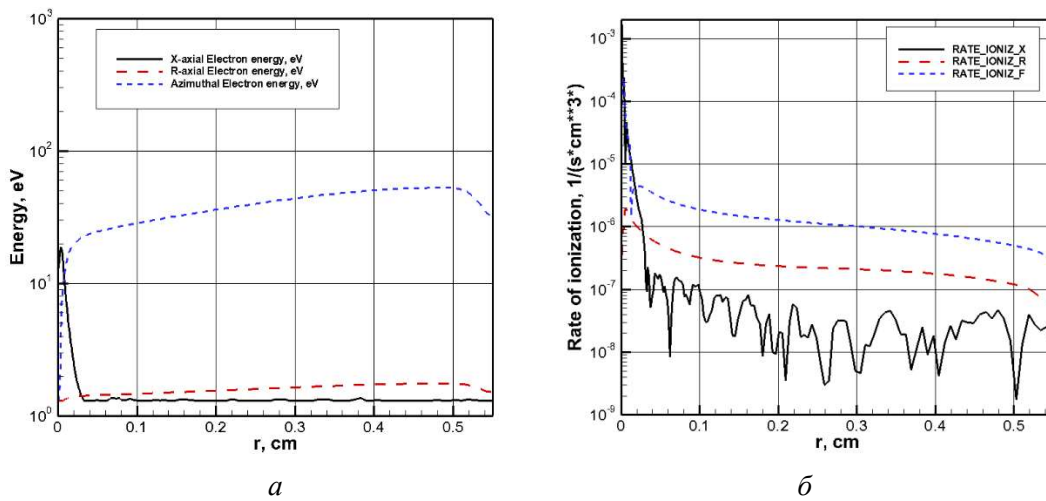


Рис. 8. Радиальные распределения (в сечении $x = 0.55$ см) осевой, радиальной и азимутальных составляющих энергии электронов (а), а также радиальные распределения компонент скорости ионизации, обусловленных осевыми, радиальными и азимутальными дрейфовыми потоками электронов (б) при $V_{emf} = 3000$ В, $p = 0.0012$ Торр, $B_x = 0.1$ Т, $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см

Вблизи оси симметрии осевая составляющая энергии электронов достигает величины $\varepsilon_{e,x} \sim 20$ эВ. Но по мере отхода от оси симметрии эта составляющая энергии быстро уменьшается. Радиальная составляющая энергии электронов $\varepsilon_{e,r}$ остается на уровне ~ 2 эВ. Зато азимутальная составляющая энергии электронов практически на все радиальных расстояниях составляет величину $\varepsilon_{e,\varphi} \sim 30 \div 50$ эВ. Если полученные распределения связать с качественным описанием явления критической скорости ионизации [10–12], то становится очевидной определяющая роль азимутального движения плазменного облака в поддержании объемных процессов ионизации.

На рис. 8, б показаны радиальные распределения составляющих скорости ионизации, отвечающих движению электронов в осевом, радиальном и азимутальном направлениях. Эти данные подтверждают выводы об определяющем характере азимутального движения в объемных ионизационных процессах.

На рис. 9, а показаны радиальные распределения (в этом же сечении $x = 0.55$ см по высоте разрядной камеры) дрейфовых и диффузионных потоков электронов (а), а также дрейфовых скоростей потоков ионов и электронов (б). Видно, что диффузионные потоки электронов вблизи оси симметрии могут конкурировать с дрейфовыми потоками. Распределения скоростей на рис. 9, б показывают направления движения электронов от оси симметрии к внутренней поверхности анода и в противоположном направлении – ионов.

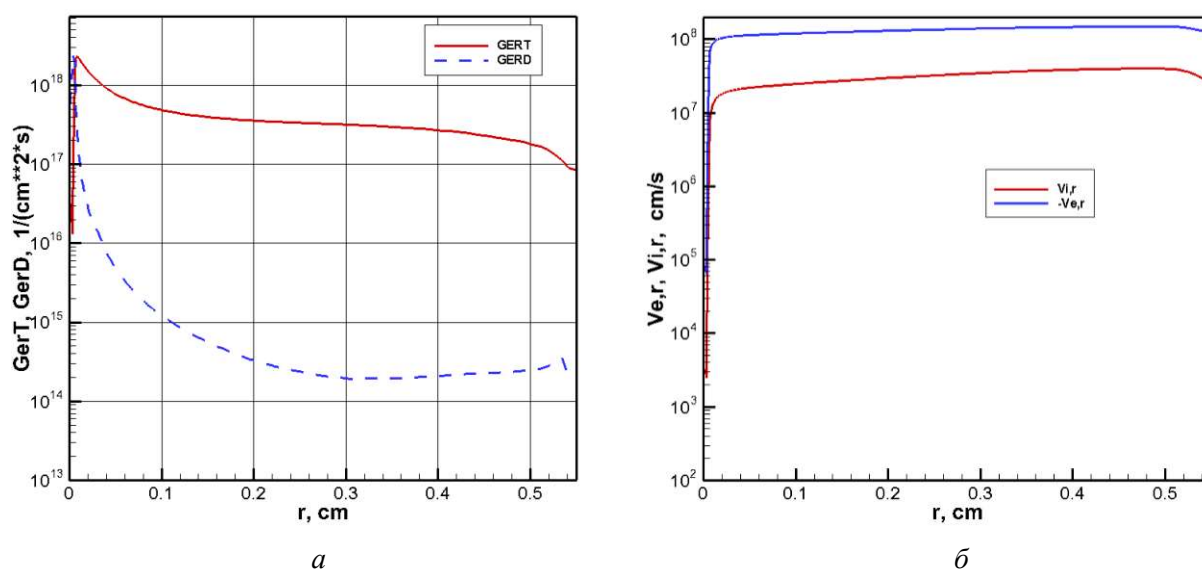


Рис. 9. Радиальные распределения (в сечении $x = 0.55$ см) дрейфовых и диффузионных потоков электронов (а), а также дрейфовых скоростей электронов и ионов (б) при $V_{emf} = 3000$ В, $p = 0.0012$ Торр, $B_x = 0.1$ Т, $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см

На рис. 10 показаны радиальные распределения концентраций ионов и электронов в центральном сечении камеры. Отметим значительное возрастание концентраций вблизи оси симметрии и падение до нуля концентрации ионов на аноде.

На рис. 11 показаны осевые распределения скоростей электронов и ионов вблизи оси симметрии разряда Пеннинга. Отметим осцилляции скоростей в центральной области камеры. Эти осцилляции хорошо коррелируют с приведенными на рис. 7 осцилляциями энергии электронов и ионов. На анимационном файле, приложенном к статье, видно, что наблюдаемые на рис. 11 осцилляции являются нестационарными. Они перемещаются вдоль оси симметрии. Характерный пространственный период осцилляций по масштабу близок ларморовскому радиусу. В предварительном численном исследовании установлено, что характеристика указанных осцилляций коррелирует с изменением геометрических параметров разрядной камеры и электротехнических параметров цепи.

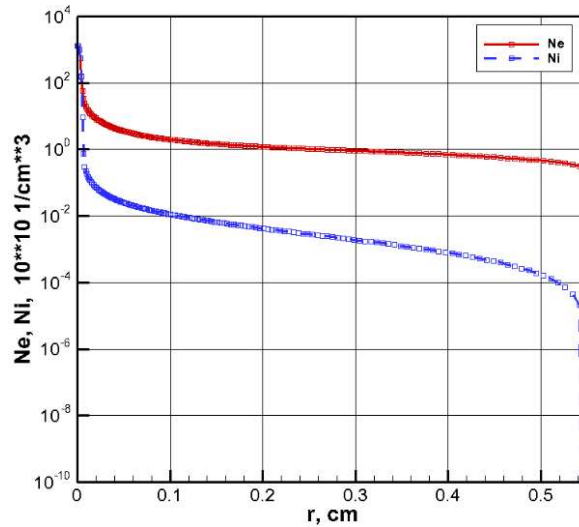


Рис. 10. Радиальные распределения (в сечении $x=0.55$ см) концентраций электронов и ионов при $V_{emf} = 3000$ В, $p = 0.0012$ Торр, $B_x = 0.1$ Т, $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см

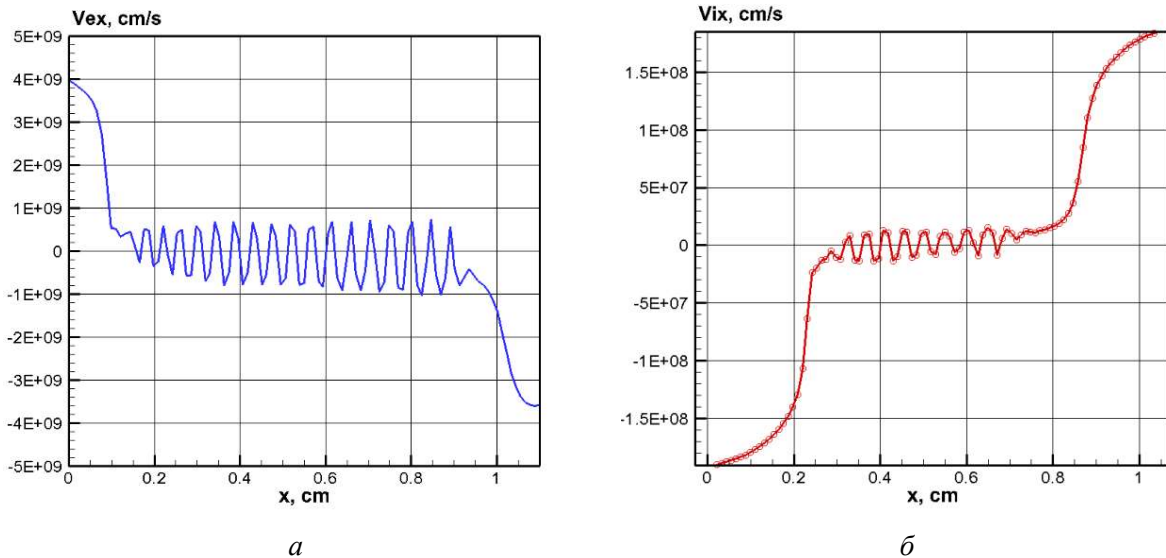


Рис. 11. Осевая скорость электронов (а) и ионов (б) при $V_{emf} = 3000$ В, $p = 0.0012$ Торр, $B_x = 0.1$ Т, $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см

На рис. 12 показаны радиальные распределения концентраций заряженных частиц вблизи поверхности катода (рис. 12, а), а также плотностей тока у катода и анти-катода (рис. 12, б). Эти распределения позволяют оценить эффективность работы камеры Пеннинга как ускорителя ионов на выходе из мениска анти-катода. В предварительных расчетах была также установлена зависимость указанных распределений от геометрических параметров разрядной камеры и параметров электрической цепи.

Подведем итоги выполненного численного исследования. В приведенной конфигурации электродов разрядной камеры Пеннинга потоки положительно заряженных ионов, рожденных при ионизации нейтрального газа в объеме, движутся к плоским дисковым электродам, выполняющим функции катодов. Электроны, рождаемые на поверхности катодов вследствие вторичной электронной эмиссии при бомбардировке поверхностей катодов положительно заряженными ионами, а также в объемных актах ионизации, замыкают электрическую цепь на цилиндрическом аноде. На верхнем катоде (см. рис. 1) имеется приосевое отверстие (мениск), предназначенное для вывода пучка ионов из разрядной камеры.

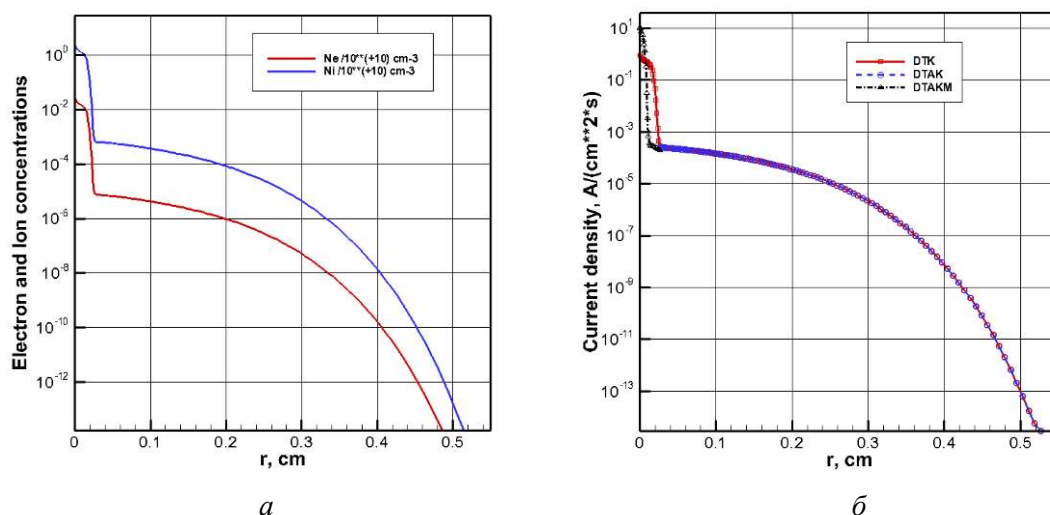


Рис. 12. Радиальные распределения вблизи поверхности анти-катода концентраций электронов и ионов (а), а также плотностей тока у поверхности катода (ДТК), анти-катода (ДТАК) и в области мениска (ДТАКМ) (б) при $V_{emf} = 3000$ В, $p = 0.0012$ Торр, $B_x = 0.1$ Т, $R_c = 0.025$ см, $H_a = 0.75$ см

Как уже отмечалось, само существование разряда Пеннинга обязано осевому магнитному полю, изменяющему траектории движения заряженных частиц и, в результате, приводящему к азимутальному вращательному движению разрядной плазмы. Анализируя электродинамическую структуру разряда Пеннинга можно сделать вывод о подобии физических процессов в разряде тем астрофизическим явлениям, которые привели Х. Альфвена [10] к гипотезе о существовании критической скорости ионизации. В работе [11] было обращено внимание на эксперименты А. Саймона (опубликованы в отчете) по вольтамперным характеристикам разряда Пеннинга, в которых проявился эффект ограничения возрастания напряжения при увеличении тока через разряд. Этот эффект ассоциирован в [11] также с явлением критической скорости ионизации. Более того, в [10] показано, что целый спектр экспериментов с газоразрядной плазмой в магнитном поле демонстрируют схожие эффекты.

В данной работе показано, что условия горения разряда Пеннинга в классической конфигурации, показанной на рис. 1 (с соответствующими условиями в электрической цепи), обеспечивают протекание устойчивых ионизационных процессов с характеристиками, удовлетворяющими гипотезе Х. Альфвена [10], то есть энергия электронов в азимутальных потоках превосходит потенциал ионизации нейтрального фонового газа. Показано также, что модифицированная диффузионно-дрейфовая модель позволяет получить решение с разумными параметрами газоразрядной плазмы.

4. Заключение

С использованием модифицированной диффузионно-дрейфової модели газового разряда выполнено численное моделирование разряда Пеннинга в цилиндрической камере с характерными размерами 1 см при давлении молекулярного азота 1 мТорр.

Показано, что в разрядной камере формируется квазистационарное азимутальное движение газоразрядной плазмы, а энергия электронов во вращающейся плазме превосходит потенциал ударной ионизации молекул азота, что является качественным признаком возможности реализации физического явления называемого критической скоростью ионизации (аномальной ионизацией).

Обращается внимание, что численное решение получено с использованием феноменологической диффузионно-дрейфової модели, в которой отсутствует описание разных энергетических групп ионов и электронов, что не позволяет использовать теорию плазменных неустой-

чивостей, которые могут приводить к явлению критической скорости ионизации. Однако введение двух-зонной модели скорости ионизации и подвижностей зарядов при низких давлениях в широком диапазоне приведенных полей позволяет получить численные данные адекватные опытным физическим наблюдениям.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ №22-11-00062.

Литература

1. Суржигов С. Т., Куратов С. Е. Модифицированная диффузионно-дрейфовая модель разряда Пеннинга//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15, вып. 6. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-6/articles/257/>
2. Surzhikov S. T. Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena. Series: Texts and Monographs in Theoretical Physics. – de Gruyter: Berlin, 2020, 537 p.
3. Суржигов С. Т., Райзер Ю. П. Двумерная структура нормального тлеющего разряда и роль диффузии в формировании катодного и анодного токовых пятен//Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 25. № 3. С. 428–435.
4. Райзер Ю. П., Суржигов С. Т. Расчетная модель тепловых и электроразрядных процессов в камерах технологических лазеров//Матем. моделир. 1993. Т. 5. № 3. С. 32–58.
5. Surzhikov S. T., Shang J. S. Two-component plasma model for two-dimensional glow discharge in magnetic field//Journal of Computational Physics. 2004. 199. pp. 437–464.
6. Surzhikov S. T., Shang J. S. Normal Glow Discharge in Axial Magnetic Field// Plasma Sources Sciences and Technology. 2014. Vol. 23. 054017 (8pp.) DOI 10.1088/0963-0252/23/5/054017.
7. Суржигов С. Т. Двухмерная структура разряда Пеннинга в цилиндрической камере с осевым магнитным полем при давлении порядка 1 Торр// Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 3. С. 64–71. DOI: 10.21883/PJTF.2017.03.44229.16497
8. Суржигов С. Т. Двумерная модель разряда Пеннинга в цилиндрической камере с осевым магнитным полем//Журнал технической физики. 2017. Том. 87. Вып. 8. С. 1165–1176. DOI: 10.21883/JTF.2017.08.44722.2031
9. Shang J. S., Surzhikov S. T., Kimmel R., Gaitonde D., Menart J., Hayes J. Mechanisms of plasma actuators for hypersonic flow control// Progress in Aerospace Sciences. 2005. Vol. 41. Pp. 642–668.
10. Alfvén H. On the Origin of the Solar System. Oxford University Press. Oxford. England. 1954.
11. Danielsson L. Review of the critical velocity of gas-plasma interaction//Astrophys Space Sci. 1973. Vol. 24. Pp. 459–485. <https://doi.org/10.1007/BF02637168>
12. Sherman J. C. Review of the critical velocity of gas-plasma interaction//Astrophys Space Sci. 1973. Vol. 24. Pp. 487–510. doi:10.1007/bf02637169
13. Марков В. Г., Прохорович Д. Е., Садилкин А. Г., Щитов Н. Н. Определение энергетических характеристик корпускулярной эмиссии из ионных источников газонаполненных нейтронных трубок. Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 1. С. 23–29.
14. Мамедов Н. В., Масленников С. П., Солодовников А. А., Юрков Д. И. Влияние магнитного поля на характеристики импульсного пеннинговского ионного источника//Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 2. С. 172–185.
15. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1987. 592 с.
16. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир. 1976. 420 с.

References

1. Surzhikov S., Kuratov S., Modified drift-diffusion model of the Penning discharge, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2014, vol. 15, no.6. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-6/articles/257/>
2. Surzhikov S. T., *Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena*, Series: Texts and Monographs in Theoretical Physics. – de Gruyter: Berlin, 2020, 537 p.
3. Surzhikov S. T., Raiser Yu. P., Two-dimensional structure of a normal glow discharge and the role of diffusion in the formation of cathode and anode current spots, *Thermophysics of High Temperatures*, 1988, vol. 25, no. 3, pp. 428–435. [in Russian]
4. Raizer Yu. P., Surzhikov S. T., Calculation model of thermal and electric discharge processes in the chambers of technological lasers, *Mat. Modeling*, 1993, vol. 5, no. 3, pp. 32–58. [in Russian]
5. Surzhikov S. T., Shang J. S., Two-component plasma model for two-dimensional glow discharge in magnetic field, *Journal of Computational Physics*, 2004, 199, pp. 437–464.
6. Surzhikov S. T., Shang J. S., Normal Glow Discharge in Axial Magnetic Field, *Plasma Sources Sciences and Technology*, 2014, vol. 23, 054017 (8pp.). DOI 10.1088/0963-0252/23/5/054017
7. Surzhikov S. T., Two-dimensional structure of a Penning discharge in a cylindrical chamber with an axial magnetic field at a pressure of the order of 1 Torr, *JTF Letters*, 2017, vol. 43, no. 3, pp. 64–71. [in Russian]
8. Surzhikov S. T., Two-dimensional model of the Penning discharge in a cylindrical chamber with an axial magnetic field, *Journal of technical physics*, 2017, vol. 87, no. 8, pp. 1165–1176. [in Russian]
9. Shang J. S., Surzhikov S. T., Kimmel R., Gaitonde D., Menart J., Hayes J., Mechanisms of plasma actuators for hypersonic flow control, *Progress in Aerospace Sciences*, 2005, vol. 41, pp. 642–668.
10. Alfvén H., *On the Origin of the Solar System*, Oxford University Press. Oxford. England, 1954.
11. Danielsson L., Review of the critical velocity of gas-plasma interaction, *Astrophys. Space Sci.*, 1973, vol. 24, pp. 459–485. <https://doi.org/10.1007/BF02637168>
12. Sherman J. C., Review of the critical velocity of gas-plasma interaction, *Astrophys Space Sci.*, 1973, vol. 24, pp. 487–510. doi:10.1007/bf02637169
13. Markov V. G., Prokhorovich D. E., Sadilkin A. G., Shchitov N. N., Determination of energy characteristics of corpuscular emission from ion sources of gas-filled neutron tubes, *Advances in Applied Physics*, 2013, vol. 1, no. 1, pp. 23–29. [in Russian]
14. Mamedov N. V., Maslennikov S. P., Solodovnikov A. A., Yurkov D. I., Influence of a magnetic field on the characteristics of a pulsed Penning ion source, *Plasma Physics*, 2020, vol. 46, no. 2, pp. 172–185. [in Russian]
15. Raizer Yu. P., *Gas Discharge Physics*, Springer-Verlag, 1991, 449 p.
16. Mason E. A., McDaniel E. W., *Transport Properties of Ions in Gases*, Wiley, 1973, 372 p.

Статья поступила в редакцию 4 декабря 2022 г.