

Numerical Study of the Structure of Plasma Flows in a Penning Discharge Chamber

Sergey T. Surzhikov

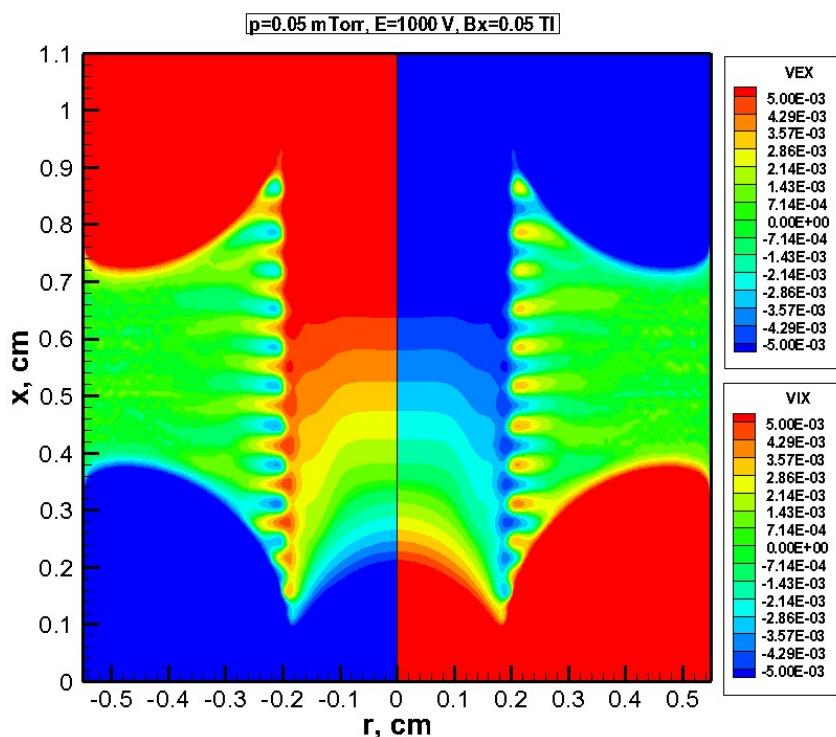
*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS,
Moscow, 119526, Russia*

surg@ipmnet.ru

Abstract

A numerical study of the variations in the electrodynamic structure of a Penning discharge in molecular hydrogen with pressures ranging from $p=0.5$ to 5.0 mTor and magnetic field inductions ranging from 0.001 to 0.3 T was performed using a drift-diffusion model, which exploits the nonlinear dependence of ion and electron drift velocities on electric field strength and the Thomson coefficient of impact ionization of neutral particles by electrons at high reduced electric fields. The numerical simulation yielded gas-discharge plasma configurations corresponding to different Penning discharge combustion modes. The transition between weak and strong field modes was observed over the studied range of pressures and magnetic field inductions. In the transition region, Penning discharge combustion modes were detected, with the formation of non-stationary vortex structures of gas-discharge plasma in the axial regions and, as a consequence, the generation of pulsed-periodic emission of ion beams from the discharge chamber meniscus.

Keywords: Penning discharge, ion and electron flow dynamics in an electric discharge chamber, gas-discharge plasma oscillation, diffusion-drift model, numerical simulation of glow discharge



Axial velocities of ions ($VIX = u_i$ cm/s, left) and electrons ($VEX = u_e$ cm/s, right) at $B_x = 0.05$ T and pressure $p = 0.05$ mTor

УДК 537.525

Численное исследование структуры плазменных потоков в разрядной камере Пенningа

С. Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1

surg@ipmnet.ru

Аннотация

Численное исследование закономерностей изменения электродинамической структуры разряда Пеннигга в молекулярном водороде при изменении давления от $p = 0.5$ до 5.0 мТор и индукции магнитного поля в диапазоне $B_x = 0.001 \div 0.3$ Тл выполнено с использованием диффузионно-дрейфовой модели, в которой использована нелинейная зависимость дрейфовых скоростей ионов и электронов от напряженности электрического поля и томсоновский коэффициент ударной ионизации нейтральных частиц электронами при больших приведенных электрических полях.

В результате численного моделирования найдены конфигурации газоразрядной плазмы, отвечающей разным режимам горения пенниговского разряда. В исследованном диапазоне давлений и индукций магнитного поля прослежен переход между модами слабых и сильных полей. В переходной области обнаружены режимы горения пенниговского разряда с образованием нестационарных вихревых структур газоразрядной плазмы в приосевых областях и, как следствие, генерация импульсно-периодического испускания пучков ионов из мениска разрядной камеры.

Ключевые слова: разряд Пеннигга, динамика потоков ионов и электронов в электроразрядной камере, осцилляция газоразрядной плазмы, диффузионно-дрейфовая модель, численное моделирование тлеющего разряда

1. Введение

Классический разряд Пеннигга широко используется в медицине, геофизике, практике фундаментальных и прикладных электрофизических исследований благодаря своим уникальным свойствам генерировать пучки ионов с заданной энергией, включая высокоэнергетичные ионы с энергией до десятков и сотен килоэлектронвольт (кэВ) [1–6]. Конфигурация типичной разрядной камеры Пеннигга показана на рис. 1. Она состоит из цилиндрического анода радиусом R_A и высотой $H_A = X_{A_2} - X_{A_1}$. В одной из двух катодных секций радиусами R_C и R_{AC} вблизи оси симметрии имеется отверстие радиусом R_m , через которое из камеры выходит поток заряженных ионов. Катодная секция с отверстием называется анти-катодом, а центральное отверстие – мениском. Упрощенная схема внешней электрической цепи включает источник питания ε и омическое сопротивление R_0 .

С целью генерации и поддержания электроразрядной плазмы к аноду прикладывается электрическое напряжение V_{dr} порядка 1 кВ. При типичных давлениях газа внутри камеры (например, H_2) порядка $p \sim 1$ мТор и температуре $T = 293$ К концентрации нейтральных и заряженных заряженных частиц составляют $n_n = 3.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_e \sim n_i \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях длина свободного пробега частиц заметно превышает характерные размеры камеры $H_A \sim 1$ см.

Однако, принципиально важной особенностью разряда Пеннинга является наличие осевого магнитного поля (см. рис. 1), которое обеспечивает условия горения разряда, создавая потоки заряженных частиц в азимутальном направлении. Электроны и ионы в разрядной камере Пеннинга движутся в скрещенных электрических и магнитных полях напряженностью $E/p \sim 10^6$ В/(см·Тор) и $B_x \sim 0.1$ Тл.

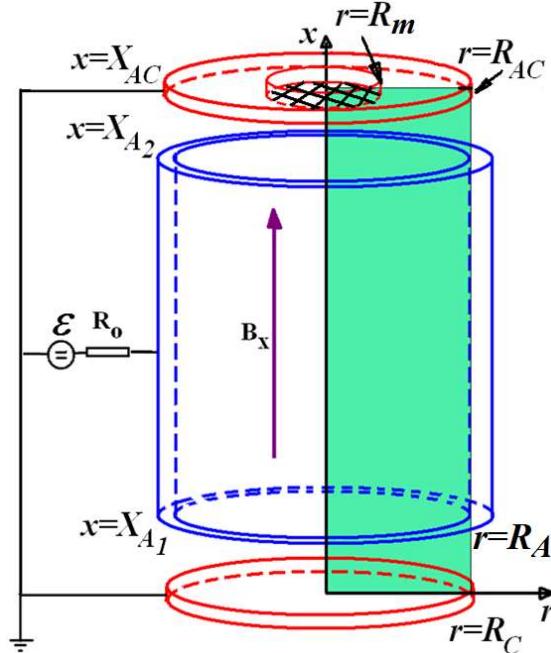


Рис. 1. Расчетная схема разряда Пеннинга

Широкие области применения разряда Пеннинга [2, 6] и создание новых устройств и приборов, основанных на его использовании, инициируют проведение новых экспериментальных исследований закономерностей протекания элементарных физических и плазмодинамических процессов. В работах [7–11] выполнено экспериментальное исследование разрядных характеристик камеры Пеннинга [7], его амплитудно-временных характеристик [8]; в работе [9] изучено влияние геометрических параметров разрядной камеры, а в [10] – влияние магнитного поля. Значительный интерес представляют результаты экспериментального исследования различных мод горения разряда в [11].

Среди расчетно-теоретических работ следует отметить [12–14], где анализируются различные физико-математические модели, положенные в основу теоретического исследования. В данной работе продолжается исследование свойств модифицированной диффузионно-дрейфовой модели, сформулированной в [15]. Смысл указанной модификации состоял в следующем. За основу была положена классическая диффузионно-дрейфовая модель нормального тлеющего разряда между двумя плоскими электродами в поперечном магнитном поле [16]. Развитие указанной модели при давлении $p \sim 1$ Тор для цилиндрической геометрии с азимутальным магнитным полем в молекулярном азоте было выполнено в работе [17], а в [18] – для разряда Пеннинга в молекулярном водороде с осевым магнитным полем. В указанных работах давление в разряде было близко к 1 Тор.

При типичных для разряда Пеннинга давлениях порядка $p \sim 1$ мТор приведенная напряженность электрического поля оказывается настолько высокой, $E/p \sim 10^6$ В/(см·Тор), что использование традиционных для классического тлеющего разряда коэффициентов подвижностей электронов μ_e и ионов μ_i , ускоряемых электрическим полем, а также коэффициентов ионизации типа 1-го коэффициента Таунсендса [19, 20] становится неприемлемым. Поэтому в [15] были введены нелинейные зависимости для скоростей дрейфа в сильных приведенных электрических полях в соответствие с рекомендацией [21].

Вторая модификация диффузионно-дрейфовой модели состояла в том, что при высоких значениях приведенных электрических полей сечения ударной ионизации нейтральных частиц электронами с хорошей точностью аппроксимируются формулой Томсона [19,20].

Использование указанных модификаций позволили получить вполне разумные данные численного моделирования газоразрядной плазмы Пенninga, включая типичные вольт-амперные характеристики разрядов, типичные значения энергии пучков ионов на выходе из мениска цилиндрической камеры, расчетные свидетельства существования различных мод существования газоразрядной плазмы и даже – импульсно-периодические решения для пучков ионов, покидающих разрядную камеру в режиме стационарного горения разряда.

В работе [15] представлены результаты численного исследования электродинамической структуры плазменных потоков в разрядной камере Пеннига высотой $X_{AC} = 1.1$ см и радиусом внутренней цилиндрической поверхности анода и катодной секции $R_C = 0.55$ см при давлении молекулярного водорода $p = 1.2$ мТор. В расчетах варьировалась электродвижущая сила источника питания $\varepsilon = 500 \div 2500$ В, индукция осевого магнитного поля в диапазоне $B_x = 0.05 \div 0.2$ Тл, что обеспечивало характерные анодные токи в диапазоне $I_A \sim 1 \div 20$ мА. Помимо электротехнических параметров разряда варьировались высота анодной секции $H_A = 0.5 \div 0.75$ см и радиус мениска антикатода $R_m = 0.1$ и 0.2 см.

В результате численного моделирования получены пространственные поля электродинамических функций в разрядной камере: приведенного электрического поля, электрического потенциала, концентраций электронов и ионов, скоростей электронов и ионов в осевом, радиальном и азимутальном направлениях. Некоторым сюрпризом численного моделирования явилось обнаружение локализованной в приосевой области разряда пространственной подобласти, в которой наблюдалась периодические осцилляции скоростей электронов и ионов. Особо подчеркнем, что указанное локальное поведение газоразрядной плазмы было обнаружено в достаточно узком диапазоне варьируемых параметров. В работе [15] при $H_A = 0.5$ см, $\varepsilon = 1500$ В, $p = 1.2$ мТор, $B_x = 0.1$ Тл и $R_m = 0.1$ см в центральной приосевой области разряда были обнаружены незначительные осцилляции параметров газоразрядной плазмы, а при увеличении высоты анодной секции указанные осцилляции оказались весьма значительными. Амплитудные значения осцилляций скоростей ионов и электронов, а также осевая протяженность локализованной зоны нестационарных параметров еще более возросли при задании $R_m = 0.2$ см.

В работе [22] была решена задача поиска и изучения осцилляционных режимов горения разряда Пеннига в камере неизменных размеров ($H_C = 1.1$ см, $H_A = 0.7$ см, $R_C = 0.55$ см и $R_m = 0.2$ см) при давлении молекулярного водорода $p = 1.0$ мТор, но при варьировании эдс источника питания $\varepsilon = 500 \div 1000$ В и индукции магнитного поля $B_x = 0.001 \div 0.2$ Тл. Важным итогом выполненного численного исследования стало обнаружение трех режимов горения разряда, которые были ассоциированы с модами слабого, сильного и «переходного» магнитного поля, исследованными в экспериментальной работе [11].

Еще одним важным результатом работы [22] явилось обнаружение режимов горения разряда Пеннига, при которых продольные размеры подобласти осцилляционного горения разряда увеличиваются до размеров разрядной камеры, так что на выходе из мениска антикатода наблюдался пульсирующий поток высокоэнергетических ионов.

В настоящей работе, в продолжение исследований, начатых в [15, 22], выполнено систематическое численное исследование электродинамической структуры разряда Пеннига в молекулярном водороде при изменении индукции магнитного поля $B_x = 0.001 \div 0.3$ Тл. Расчетами при трех давлениях $p = 0.5$, 1.2 и 5.0 мТор в разрядной камере неизменного размера найдены условия перехода от стационарного режима горения разряда к возникновению осцилляций потоков газоразрядной плазмы в приосевых областях с последующим переходом обратно к режиму стационарного горения.

Для каждого из режимов получены:

- пространственные распределения концентраций и скоростей заряженных частиц;

- плотности потоков заряженных частиц у поверхности катода, анти-катода и в области мениска анти-катода;
- радиальные распределения концентраций электронов и ионов, а также радиальные распределения энергии электронов в центре цилиндрической камеры, ассоциированных с осевым, радиальным и азимутальным движением электронных потоков;
- осевые распределения энергии ионов и электронов, ассоциированных с осевым их движением;
- аксиальное распределение скоростей электронов и ионов, а также плотностей потоков ионов.

Все указанные распределения получены для разных мод горения разряда Пеннинга.

2. Уравнения модифицированной диффузационно-дрейфовой модели разряда Пеннинга

Подробное изложение модифицированной диффузационно-дрейфовой модели разряда Пеннинга с необходимыми комментариями относительно выбора физико-математической модели динамики движения электронов и положительных ионов в электрическом поле с потенциалом φ , определяющим вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad}\varphi$ в разрядной камере приведено в работах [15, 22]. Сопряженная система уравнений неразрывности движения заряженных частиц и уравнение Пуассона формулируется в следующем виде:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(\boldsymbol{\Gamma}_e) = \alpha(E)|\boldsymbol{\Gamma}_e| - \beta n_i n_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div}(\boldsymbol{\Gamma}_i) = \alpha(E)|\boldsymbol{\Gamma}_i| - \beta n_i n_e, \quad (2)$$

$$\text{div}(\text{grad}\varphi) = 4\pi e(n_e - n_i), \quad (3)$$

где n_e, n_i – объемная концентрация электронов и ионов; $\alpha(E)$ и β – коэффициенты ионизации и рекомбинации. Плотности потоков электронов и положительных ионов $\boldsymbol{\Gamma}_e, \boldsymbol{\Gamma}_i$ определяются по формулам

$$\boldsymbol{\Gamma}_e = -D_e \text{grad}n_e - n_e \mu_e \mathbf{E},$$

$$\boldsymbol{\Gamma}_i = -D_i \text{grad}n_i + n_i \mu_i \mathbf{E},$$

а вектор плотности тока – по соотношению $\mathbf{j} = e(\boldsymbol{\Gamma}_i - \boldsymbol{\Gamma}_e)$,

где e – заряд электрона; μ_e, μ_i – подвижности электронов и ионов; D_e, D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов.

Для описания электродинамической структуры разряда Пеннинга принципиально важным является учет осевого магнитного поля с индукцией B_x , что приводит к появлению в осесимметричной цилиндрической геометрии азимутальных составляющих потоков заряженных частиц. Вывод соответствующих уравнений приведен в работах [23]. Покомпонентная запись плотностей потоков электронов и ионов имеет вид:

$$\Gamma_{e,x} = -D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} - \mu_e n_e E_x = u_e n_e, \quad \Gamma_{e,r} = -\frac{D_e}{1+b_e^2} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\mu_e}{1+b_e^2} n_e E_r = v_e n_e, \quad (4)$$

$$\Gamma_{e,\varphi} = -b_e \Gamma_{e,r}, \quad (5)$$

$$\Gamma_{i,x} = -D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + \mu_i n_i E_x = u_i n_i, \quad \Gamma_{i,r} = -\frac{D_i}{1+b_i^2} \frac{\partial n_i}{\partial r} + \frac{\mu_i}{1+b_i^2} n_i E_r = v_i n_i, \quad (6)$$

$$\Gamma_{i,\varphi} = -b_i \Gamma_{i,r}, \quad (7)$$

$$|\Gamma_e| = \sqrt{\Gamma_{e,x}^2 + \Gamma_{e,r}^2 + \Gamma_{e,\varphi}^2} \quad (8)$$

Здесь u_e, u_i, v_e, v_i – усредненные скорости электронов и ионов в осевом и радиальном направлении; b_e и b_i – параметры Холла

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

где v_{en}, v_{in} – частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами газа, заполняющего разрядную камеру, связывающие подвижности электронов и ионов с величиной индукции магнитного поля; $\omega_e = eB_x/m_e$, $\omega_i = eB_x/m_i$ – ларморовские частоты вращения электронов и ионов в магнитном поле; $E = |\mathbf{E}|$.

Границные условия для интегрирования системы уравнений (1)–(3) задают следующие свойства разряда Пеннинга на границах расчетной области:

- условия заземления катодных электродов и вторичной электронной эмиссии с поверхности катода и анти-катода, обусловленной ионными потоком (10), (11);
- приближенные условия свободного выхода потоков электронов и ионов сквозь мениск антикатода (12);
- условия осевой симметрии (13);
- «мягкие» условия для электрического потенциала и концентраций заряженных частиц на свободной границе между катодными секциями и анодом (14), (16);
- условия не испускания ионов с поверхности анода и задания падения напряжения на аноде (15):

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

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

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

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

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

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

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

Здесь γ – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии; V_{dr} – падение напряжения на электродах, определяемое уравнением внешней электрической цепи.

$$\varepsilon = V_{dr} + IR_0, \quad (17)$$

где ε – э.д.с. источника питания; I – полный ток через разрядный промежуток; R_0 – сопротивление внешней цепи (см. рис. 1).

В качестве начального условия задается сферическое облако заряженных частиц в центре разрядной камеры.

Подвижности ионов и электронов рассчитываются по соотношениям, в которых, как указывалось выше, в первом допущении модифицированной диффузионно-дрейфовой модели учтены два механизма столкновительного взаимодействия заряженных и нейтральных частиц

$$\mu_{i,eff} = \min \left\{ \frac{\mu_i p}{p}, \frac{1.09 \times 10^5}{\sqrt{p_{[Topp]} E_{[B/cm]}}} \right\}, \quad \mu_{e,eff} = \min \left\{ \frac{\mu_e p}{p}, \frac{2.4 \times 10^6}{\sqrt{p_{[Topp]} E_{[B/cm]}}} \right\} \quad (18)$$

С учетом введения эффективных коэффициентов подвижностей для слабых и сильных приведенных полей плотности потоков электронов в продольном магнитном поле приобретают следующий вид:

$$\Gamma_{e,x} = -D_{e,eff} \frac{\partial n_e}{\partial x} - \mu_{e,eff} n_e E_x, \quad \Gamma_{e,r} = -\frac{D_{e,eff}}{1+b_{e,eff}^2} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\mu_{e,eff}}{1+b_{e,eff}^2} n_e E_r, \quad (19)$$

$$\Gamma_{e,\varphi} = -b_{e,eff} \Gamma_{e,r}, \quad b_{e,eff} = \mu_{e,eff} B_x \quad (20)$$

Аналогично для ионов:

$$\Gamma_{i,x} = -D_{i,eff} \frac{\partial n_i}{\partial x} + \mu_{i,eff} n_i E_x, \quad \Gamma_{i,r} = -\frac{D_{i,eff}}{1+b_{i,eff}^2} \frac{\partial n_i}{\partial r} + \frac{\mu_{i,eff}}{1+b_{i,eff}^2} n_i E_r, \quad (21)$$

$$\Gamma_{i,\varphi} = -b_{i,eff} \Gamma_{i,r}, \quad b_{i,eff} = \frac{\mu_{i,eff} B_x}{c} \quad (22)$$

Соответственно модифицируются зависимости для скорости дрейфа заряженных частиц и коэффициентов диффузии

$$V_i = \mu_{i,eff} E, \quad D_{i,eff} = \mu_{i,eff} T_i \quad \text{и} \quad V_e = \mu_{e,eff} E, \quad D_{e,eff} = \mu_{e,eff} T_e \quad (23)$$

Заметим для справки, что при переходе от приближения слабых полей к приближению сильных полей для электронов при $B = 0.1$ Тл параметр Холла оценивается величиной $b_e \sim 10$.

Коэффициенты ионизации в уравнениях (1) и (2) согласно второму допущению модифицированной диффузационно-дрейфовой модели, в пределе слабых и сильных приведенных полях имеют вид

$$\alpha_e = p_{[Topp]} A_{[1/cm \times Topp]} \exp \left[-\frac{B_{[B/(cm \times Topp)]}}{E_{[B/cm]} / p_{[Topp]}} \right], \quad (24)$$

$$\alpha_e = N_n \sigma_i = N_n 4\pi a_0^2 \left(\frac{I_H}{\tilde{\varepsilon}} \right)^2 \frac{\tilde{\varepsilon} - I}{I} = N_n 3.52 \times 10^{-16} \left(\frac{I_H}{\tilde{\varepsilon}} \right)^2 \frac{\tilde{\varepsilon} - I}{I}, \quad (25)$$

где I – потенциал ионизации нейтральной частицы; $\tilde{\varepsilon}$ – энергия электронов; a_0 – радиус Бора; A, B – аппроксимирующие коэффициенты [19, 20].

В расчет был также включен вклад ионов в ионизацию нейтрального газа

$$\alpha_i = 3.52 \times 10^{-16} N_n$$

В качестве граничного значения в расчетах выбрана величина приведенного поля $E_{[B/cm]} / p_{[Topp]} = 1000$ В/(см·Тор).

Энергии электронов и ионов, ассоциированная с выделенными направлениями движения электронов и ионов (в осевом, радиальном и азимутальном направлениях) оценивалась по соотношениям

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}_{e,(x,r,\varphi)} &= 2.84 \times 10^{-16} V_{e,(x,r,\varphi)}^2 + T_{e,eV}, \text{ эВ,} \\ \tilde{\varepsilon}_{H_2^+,(x,r,\varphi)} &= 1.04 \times 10^{-12} V_{H_2^+,(x,r,\varphi)}^2 + T_{H_2^+,eV}, \text{ эВ,} \end{aligned} \quad (26)$$

где $T_{e,eV}$ – энергия теплового движения электронов, в эВ.

Метод решения системы уравнений (1)–(3), (17) совместно с граничными условиями (10)–(16) и замыкающими соотношениями (18)–(26) приведен в работе [24].

3. Результаты численного моделирования

Для проведения численного исследования была выбрана цилиндрическая разрядная камера (см. рис. 1) с фиксированными размерами: $R_A = R_C = R_{AC} = 0.55$ см, $X_C = 0$, $X_{AC} = 1.1$ см, $X_{A_1} = 0.2$ см, $X_{A_2} = 0.9$ см. Неизменными полагались электродвижущая сила источника питания $\varepsilon = 1000$ В, величина омического сопротивления во внешней электрической цепи $R_0 = 12$ кОм и коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии $\gamma = 0.1$.

Главной задачей расчетов было проследить за эволюцией электродинамической структуры разряда Пеннинга при изменении индукции осевого магнитного поля в пределах $B_x = 0.001 \div 0.3$ Тл с целью обнаружения границ различных режимов горения разряда, в том числе возникновения регулярных осцилляций плазменных параметров в приосевых областях, факт наличия которых был установлен в работе [15]. Были выполнены три серии подобных расчетов (с изменением индукции магнитного поля) для разных давлений молекулярного водорода в разрядной камере $p = 0.5$, 1.2 и 5 мТор (табл.1). В этой же таблице представлены интегральные характеристики численного моделирования пеннинговского разряда – значения анодного тока.

Как уже отмечалось, главной целью выполненного исследования является анализ закономерностей изменения электродинамической структуры пеннинговского разряда при изменении индукции магнитного поля и определение особенностей его структуры в разных модах горения. Конфигурацию газоразрядной плазмы для каждого из давлений рассмотрим для наименьшего, промежуточного и наибольшего значений индукции магнитного поля B_x из представленных в таблице 1.

Таблица 1

Исходные данные и результаты расчетов анодного тока разряда Пеннинга

B_x , Тл \ p , мТор	0.5	1.2	5
	I , мА		
0.001			92.1
0.005		1.09	59.7
0.01		1.11	25.1
0.02		1.33	11.2
0.025	1.96	1.68	0.456
0.05	7.17	6.13	3.18
0.1	5.54	6.4	7.73
0.2	5.0	2.39	4.08
0.3	2.32	3.59	3.95

На рис. 2 приведены поля концентраций электронов и ионов при разных значениях индукции магнитного поля $B_x = 0.025, 0.05, 0.3$ Тл и давлении молекулярного водорода $p = 0.5$ Тор. Обращает на себя внимание коренная перестройка полей заряженных частиц при увеличении величины индукции магнитного поля. При $B_x = 0.025$ Тл наибольшие значения концентраций ионов сосредоточены в центральной области камеры и вблизи оси симметрии. В этих областях формируется квазинейтральная плазма. На рис. 2г показаны осевые распределения n_e и n_i для всех рассчитанных вариантов. При $B_x = 0.025$ Тл квазинейтральность нарушается вблизи катода. Здесь образуется достаточно протяженная область объемного положительного заряда, во многом аналогичная области катодного слоя в классическом тлеющем разряде. Вблизи анода образуется область отрицательного заряда. Вблизи мениска анти-катода формируется область квазинейтральной плазмы.

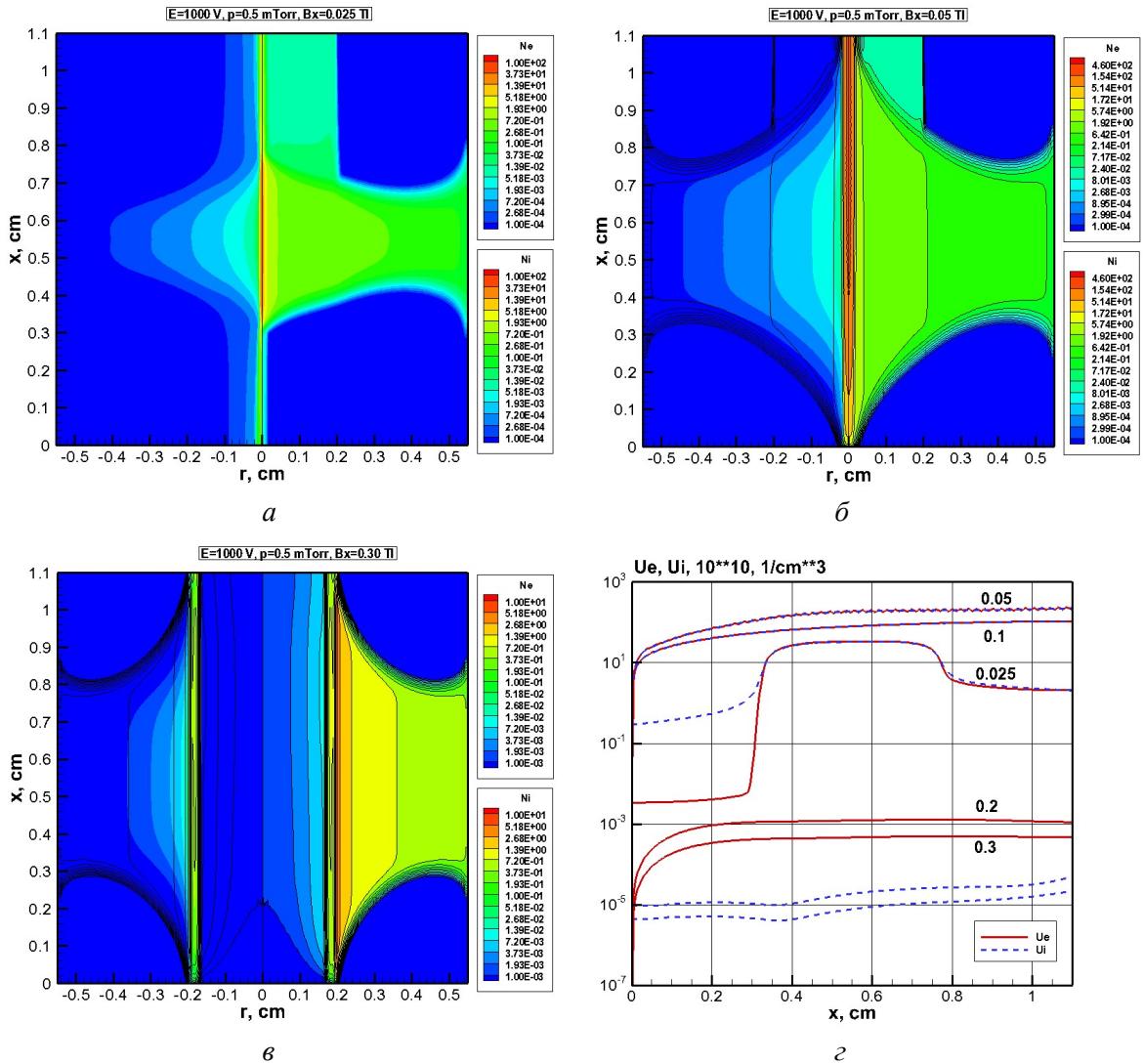


Рис. 2. Концентрация ионов ($N_i = n_i/n_0$, слева) и электронов ($N_e = n_e/n_0$, справа) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025$ Тл (*a*), $B_x = 0.05$ Тл (*б*) и $B_x = 0.3$ Тл (*в*) для давления $p = 0.5$ мТор; (*г*) – распределение концентраций электронов ($U_e = n_e/n_0$, сплошные линии) и ионов ($U_i = n_i/n_0$, пунктир) вдоль оси симметрии при $p = 0.5$ мТор. Цифры у кривых на рис. (*г*) – индукция магнитного поля в Тл

При увеличении индукции магнитного поля до $B_x = 0.05$ Тл концентрации заряженных частиц в приосевой области возрастают, а при $B_x = 0.1$ Тл уже начинают падать сначала незначительно, а при $B_x = 0.2$ и 0.3 Тл – уже на порядки величин (рис. 2, *г*). Отметим заметное увеличение протяженности отрицательного заряда вблизи анода.

При $B_x = 0.3$ Тл в центральных приосевых областях разряда концентрация заряженных частиц падает на пять порядков по сравнению с расчетным вариантом $B_x = 0.05$ Тл. Однако, из рис. 2, *в* следует, что максимальные по объему концентрации сместились в периферийные области цилиндрической камеры от оси симметрии к аноду. Обратим внимание на заметную роль, которую играет в формировании разрядной структуры мениск анти-катода.

Качественно картина эволюции объемного заряда в камере Пеннинга не претерпевает значительных изменений при двукратном увеличении давления (рис. 3, *a*, *б*, *в*). На рис. 3, *г* показаны распределения концентраций заряженных частиц вдоль оси симметрии при изменении индукции магнитного поля B_x от 0.005 до 0.3 Тл. Видно, что при $B_x = 0.005$ Тл практически отсутствует область квазинейтральной плазмы. Заметим, что при дальнейшем уменьшении индукции магнитного поля разряд погасает.

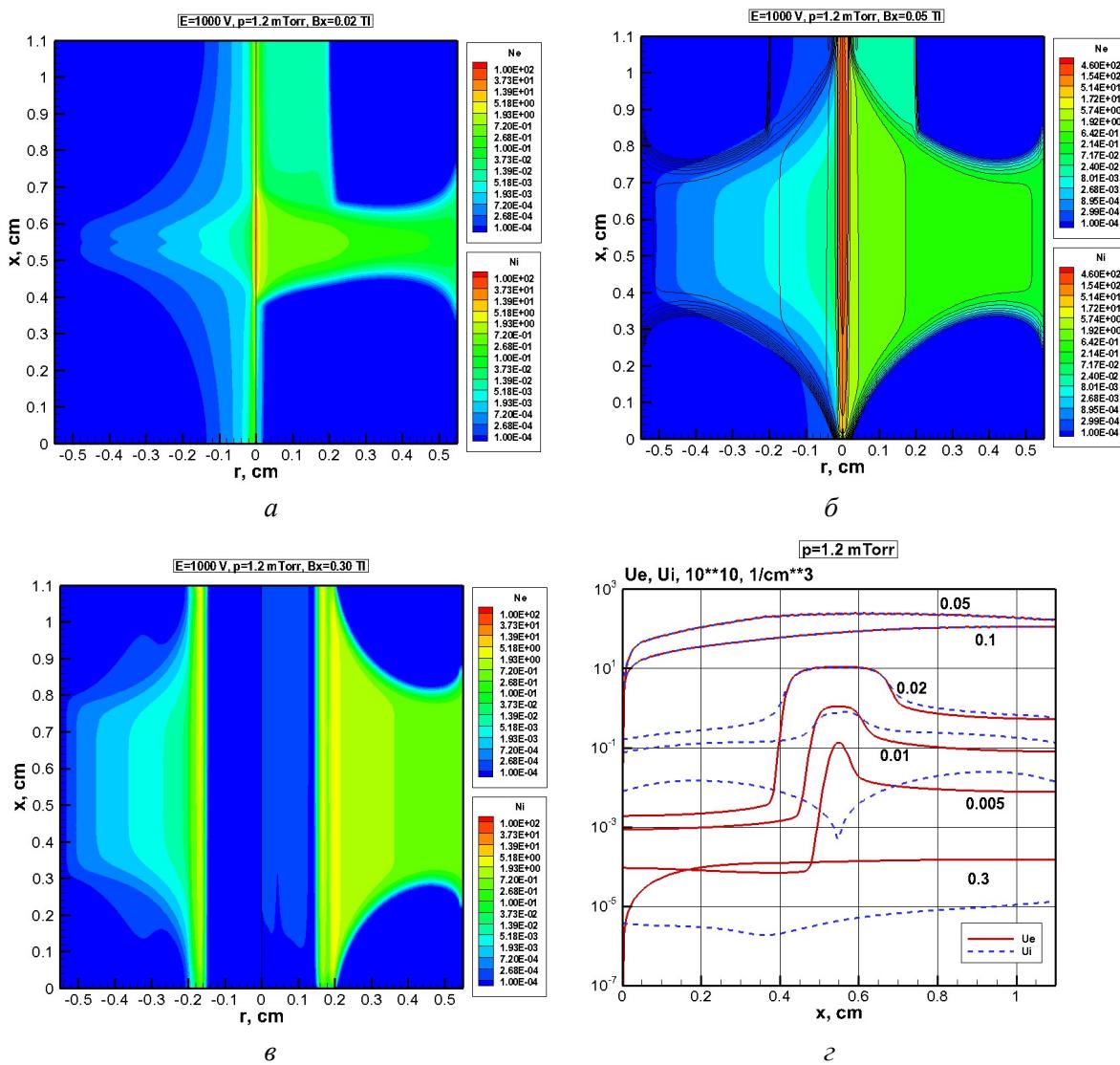


Рис. 3. Концентрация ионов ($N_i = n_i/n_0$, слева) и электронов ($N_e = n_e/n_0$, справа) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.02$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 1.2$ мТорр; (г) – распределение концентраций электронов ($U_e = n_e/n_0$, сплошные линии) и ионов ($U_i = n_i/n_0$, пунктиры) вдоль оси симметрии при $p = 1.2$ мТорр. Цифры у кривых на рис. (г) – индукция магнитного поля в Тл

Вплоть до значений $B_x = 0.02$ Тл ярко выраженная область катодного слоя (область положительного объемного заряда) занимает более, чем треть прикатодного пространства. При $B_x = 0.05$ Тл достигаются наибольшие значения концентраций заряженных частиц, после чего, при увеличении B_x , падают на порядки величин. Также, как и при $p = 0.5$ Тор, для случая наибольшей индукции магнитного поля $B_x = 0.3$ Тл области объемного заряда смешаются от оси симметрии к поверхности анода (рис. 3, в). Из анализа осевых распределений (рис. 3, г) видно, что здесь условия квазинейтральности нарушены.

При дальнейшем увеличении давления до $p = 5$ мТор наблюдалась заметное увеличение заполнения разрядной камеры заряженными частицами (рис. 4). В данном случае для всех исследованных индукциях магнитного поля формируются протяженные области квазинейтральной плазмы. В рассматриваемом случае даже для наибольшей из исследованных индукций магнитного поля $B_x = 0.3$ Тл в приосевых областях сохраняется квазинейтральность, хотя и при заметно меньшей концентрации ионов и электронов (рис. 4, г).

Подводя итог анализу распределения полей заряженных частиц в разрядной камере при изменении давления и индукции магнитного поля отметим основные результаты:

- при увеличении индукции магнитного поля в диапазоне $B_x = 0.001 \div 0.05$ Тл наблюдается увеличение концентрации заряженных частиц в приосевых областях до значений $n_e \sim n_i \sim 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; в приосевых областях наблюдается квазинейтральная газоразрядная плазма; при дальнейшем увеличении B_x значения концентраций n_e и n_i начинают уменьшаться; при $B_x = 0.3$ Тл и всех исследованных давлениях концентрации заряженных частиц в приосевых областях падают на порядки величин; при этом наибольшие значения концентраций смещаются от оси симметрии по направлению к поверхности анода.

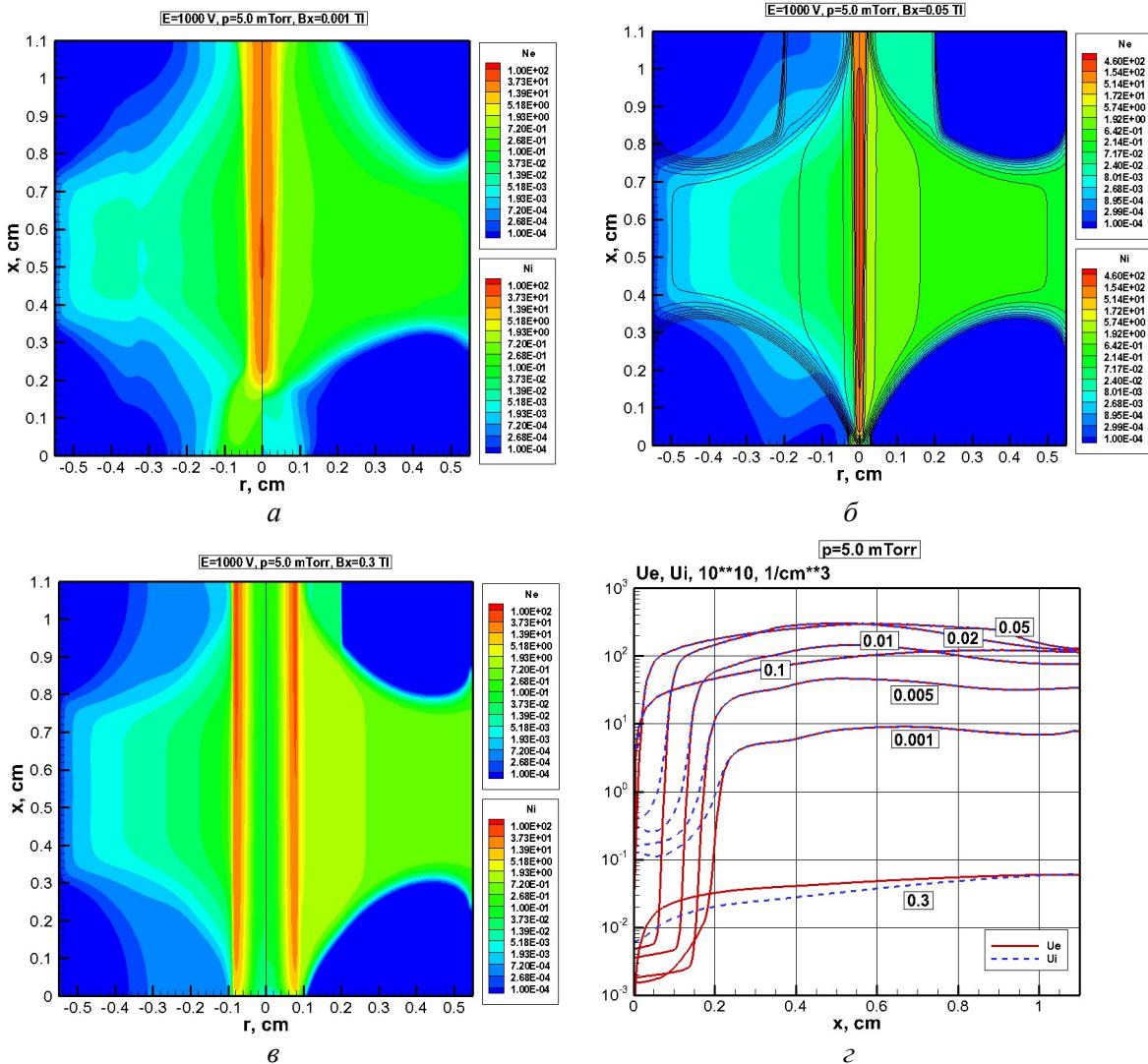


Рис. 4. Концентрация ионов ($N_i = n_i/n_0$, слева) и электронов ($N_e = n_e/n_0$, справа) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.001$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 5.0$ мТорр; (д) – распределение концентраций электронов ($U_e = n_e/n_0$, сплошные линии) и ионов ($U_i = n_i/n_0$, пунктир) вдоль оси симметрии при $p = 5.0$ мТорр

На рис. 5–7 показаны результаты расчетов полей продольных (вдоль оси x) скоростей ионов и электронов, а также соответствующих распределений осевых скоростей частиц вдоль оси симметрии при разных давлениях и индукциях магнитного поля. Представленные на этих рисунках данные соответствуют показанным на рис. 2–4. Общим для представленных распределений скоростей является наличие трех режимов: при относительно меньших индукциях магнитного поля наблюдаются наибольшие значения осевых скоростей электронов «убегающих» от катода и анти-катода во внутрь разрядной камеры. При индукции $B_x = 0.3$ Тл наблюдаются аналогичные распределения скоростей. Однако наибольшая абсолютная величина скорости электронов упала на порядок.

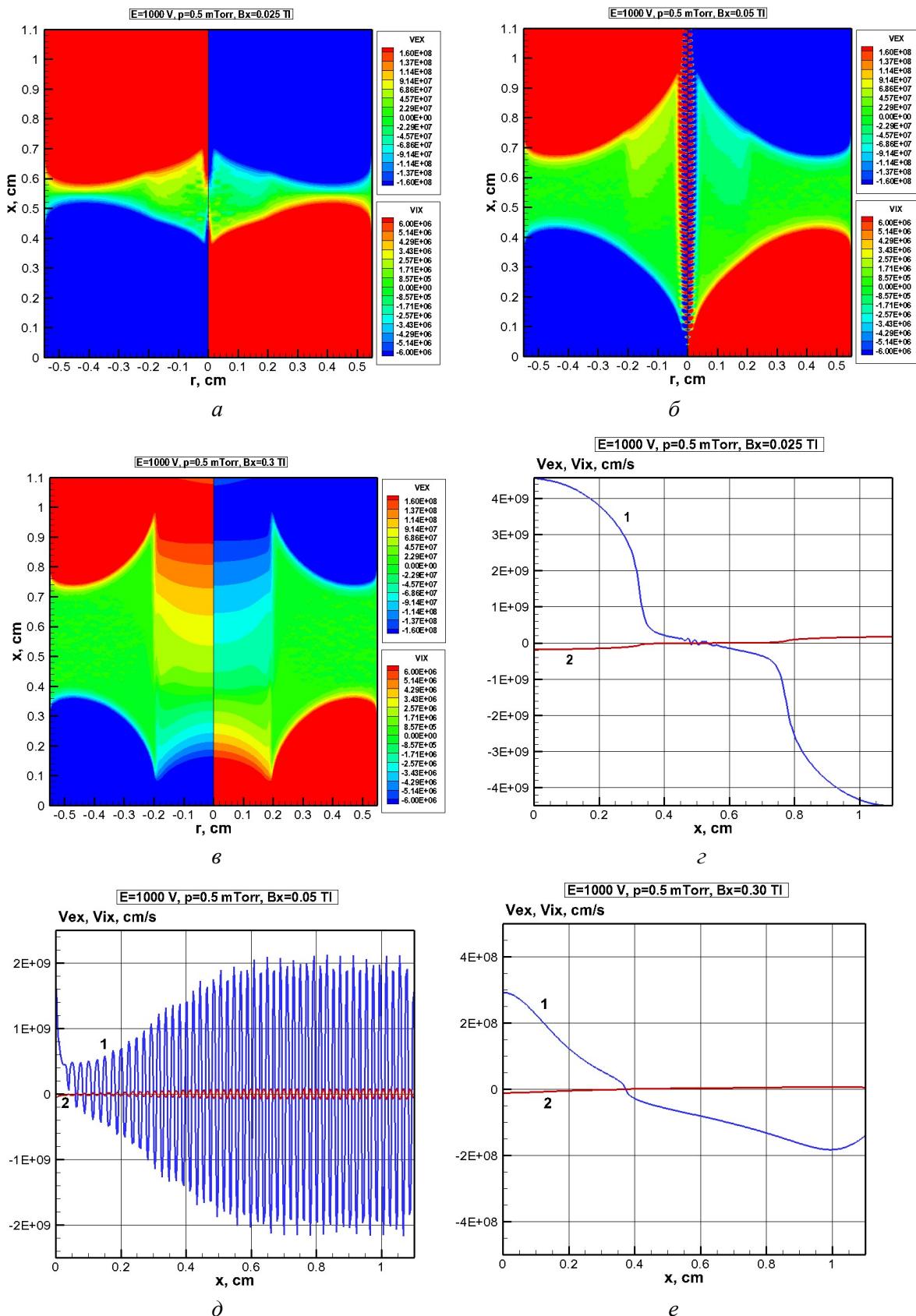


Рис. 5. Осевые скорости ионов ($VIX = u_i \text{ см/с}$, слева) и электронов ($VEX = u_e \text{ см/с}$, справа) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025 \text{ Тл}$ (a), $B_x = 0.05 \text{ Тл}$ (б) и $B_x = 0.3 \text{ Тл}$ (в) для давления $p = 0.5 \text{ мТор}$; осевая скорость электронов (1) и ионов (2) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025 \text{ Тл}$ (г), $B_x = 0.05 \text{ Тл}$ (д) и $B_x = 0.3 \text{ Тл}$ (е) для давления $p = 0.5 \text{ мТор}$

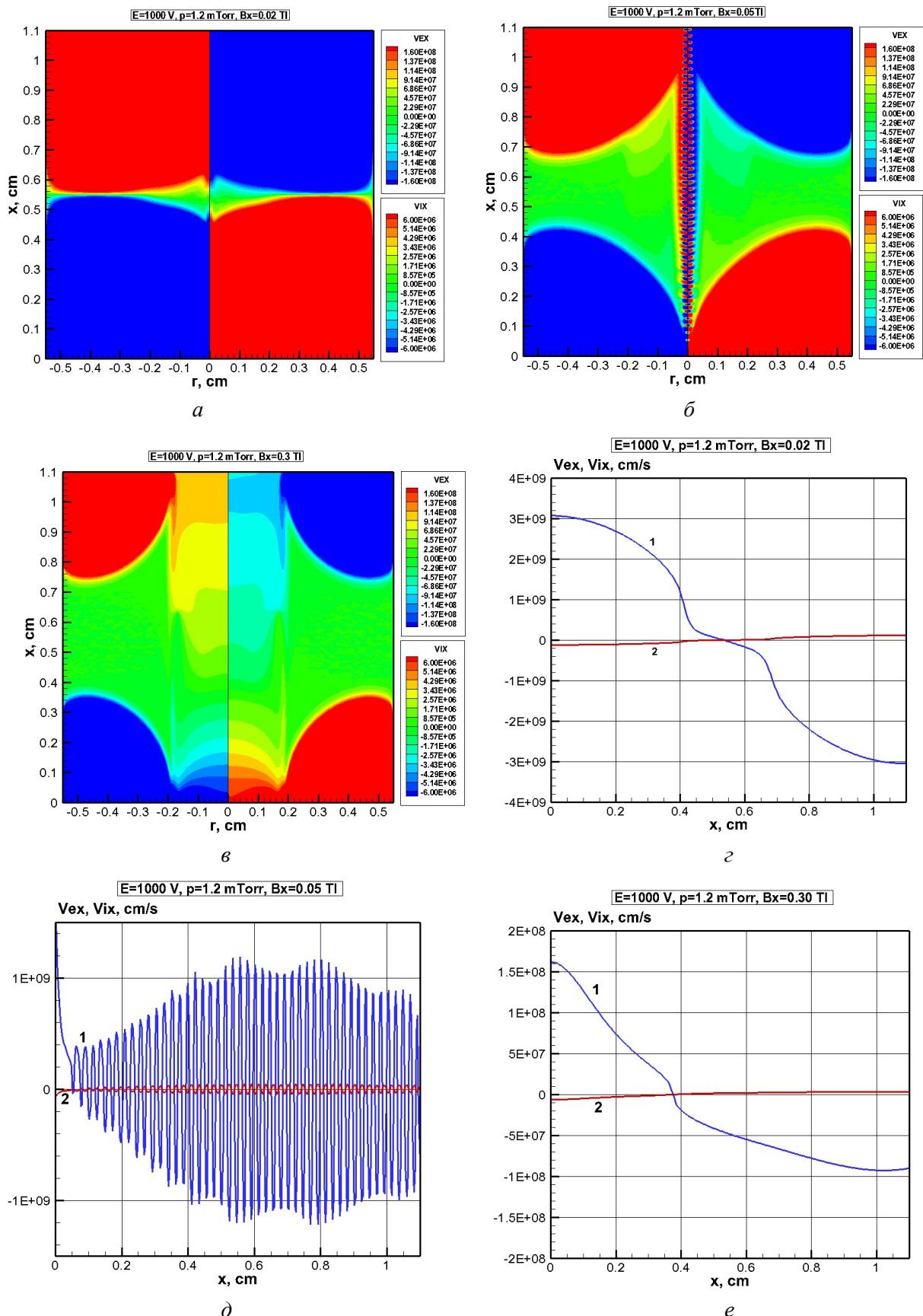


Рис. 6. Осевые скорости ионов ($VIX = u_i$ см/с, слева) и электронов ($VEX = u_e$ см/с, справа) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.02$ Тл (a), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 1.2$ мТор; осевая скорость электронов (1) и (2) ионов при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025$ Тл (г), $B_x = 0.05$ Тл (д) и $B_x = 0.3$ Тл (е) для давления $p = 1.2$ мТор

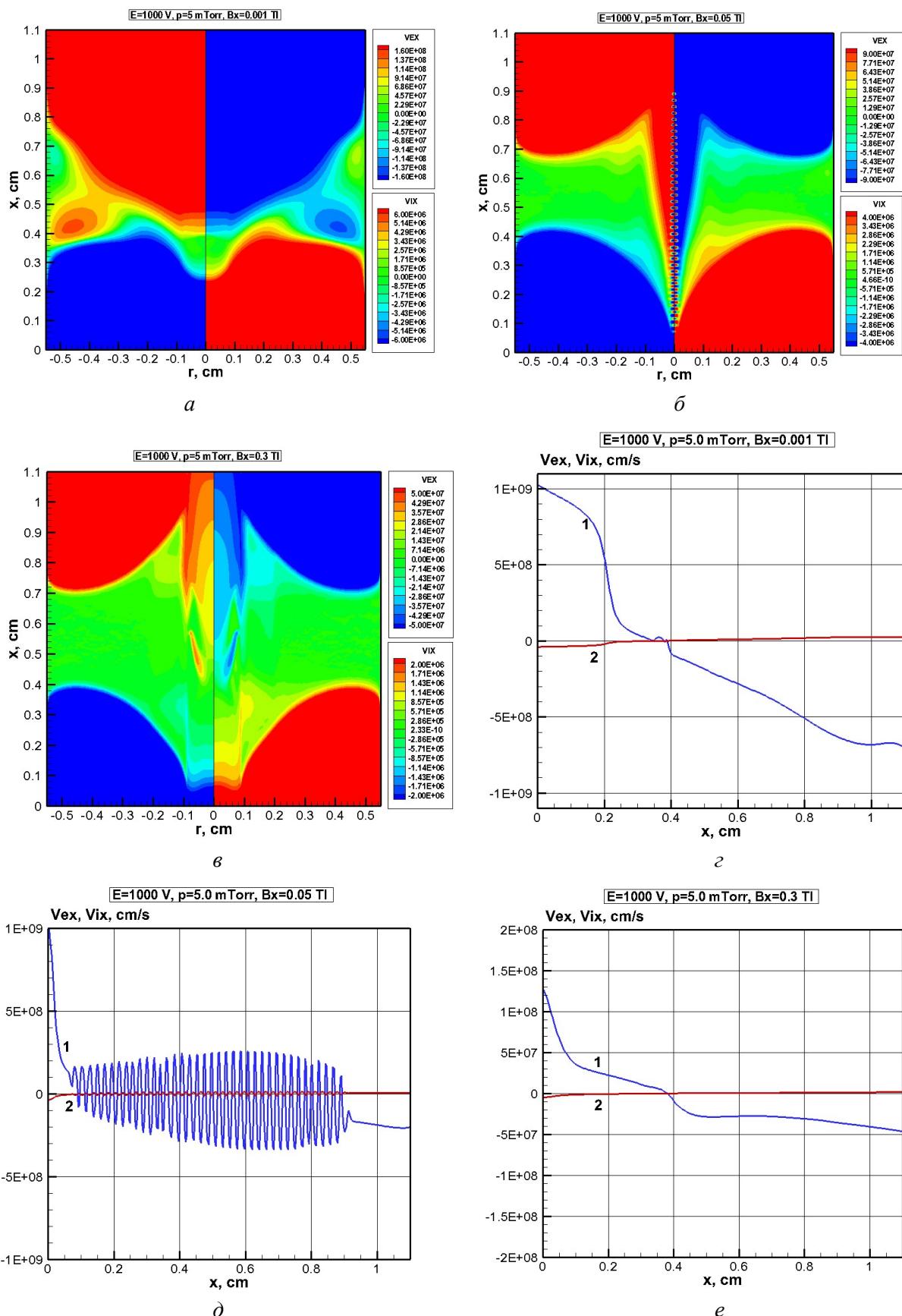


Рис. 7. Осевые скорости ионов ($VIX = u_i$ см/с, слева) и электронов ($VEX = u_e$ см/с, справа) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.001$ Тл (a), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 5.0$ мТор; осевая скорость электронов (1) и ионов (2) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025$ Тл (г), $B_x = 0.05$ Тл (д) и $B_x = 0.3$ Тл (е) для давления $p = 5.0$ мТор

При промежуточной индукции магнитного поля, $B_x = 0.05$ Тл, при которой наблюдаются наибольшие значения электронной и ионной концентрации, наблюдается осцилляционный режим скоростей электронов и ионов. Амплитудные значения указанных скоростей хорошо видны на рис. 5, δ –7, δ , а локализация указанных областей в разрядной камере идентифицируется на рис. 5, δ –7, δ . Особо подчеркнем, что на указанных рисунках показаны мгновенные распределения. В расчетах наблюдается перемещение амплитудных значений скоростей вдоль оси симметрии (типа бегущей волны).

Обратим также внимание на то, что при давлении $p = 0.5$ и 1.2 мТор областя осцилляции продольных скоростей достигают мениска анти-катода. Это означает, что на границе анти-катода скорости ионов и электронов меняют знак, что может быть ассоциировано с пульсирующим характером пучка ионов, покидающих разрядную камеру с характерной частотой десятки кГц. При давлении $p = 5$ мТор осцилляции скоростей заряженных частиц наблюдаются только внутри разрядной камеры (рис. 7, δ), так что на выходе из мениска наблюдается квазистационарный поток ионов. Что касается остальных особенностей полей скоростей, показанных на рис. 5, a , ε –7, a , ε , то к ним можно отнести достаточно плавное изменение осевых скоростей ионов и электронов в объеме разрядной камеры кроме случаев с наименьшей индукцией магнитного поля, когда дальнейшее ее уменьшение приводит к погасанию разряда Пеннинга. Во всех случаях вблизи катода и анти-катода наблюдаются потоки электронов, отходящих от указанных электродов и потоки ионов, движущихся к поверхности катода и анти-катода.

На основе полученных распределений продольных скоростей ионов и электронов можно получить продольные распределения энергий заряженных частиц, которые используются для оценки эффективности разрядной камеры Пеннинга как устройства, предназначенного для получения пучков ионов с заданной энергией. На рис. 8–10 показаны указанные распределения. Из представленных данных следует, что наибольшая энергия пучка ионов, порядка 10 кэВ, достигается при $p = 0.5$ мТор и $B_x = 0.025$ Тл. На указанных рисунках также показаны осевые распределения приведенного поля E/p , которые на оси симметрии отвечают осевой составляющей напряженности электрического поля и характеризует соответствующее поведение электрического потенциала, самосогласованно связанного с локальной вариацией концентраций заряженных частиц.

Профили распределений осевой составляющей энергии частиц вдоль оси x , показанные на рис. 8–10, отвечают квадрату соответствующих скоростей.

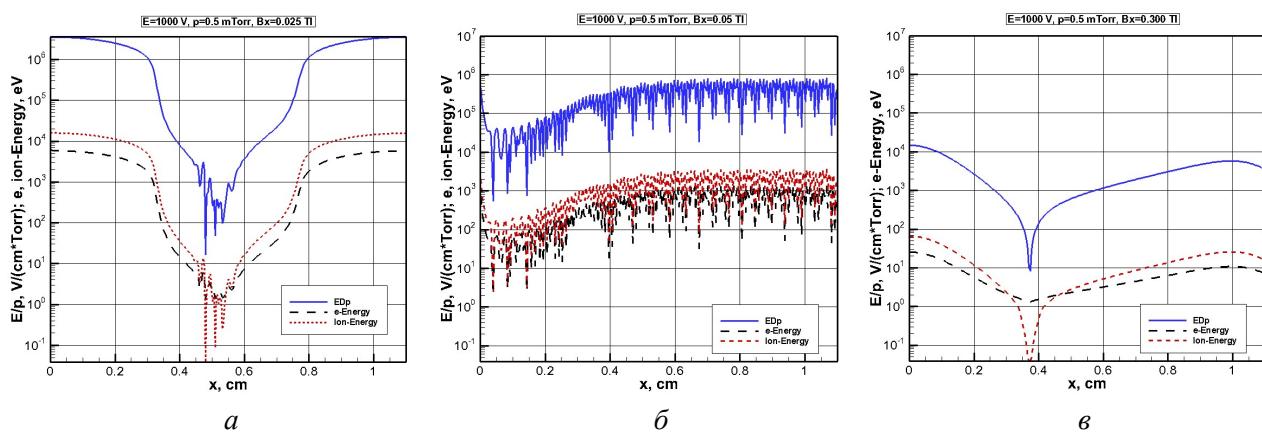


Рис. 8. Осевые распределения приведенного поля ($EdP = E/p$), энергии электронов (e-Energy) и ионов (Ion-Energy) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 0.5$ мТор

Не менее информативны распределения осевых составляющих плотностей потоков $\Gamma_{i,x}$, показанные на рис. 11–13, на которых видно направление соответствующих потоков. В случае низких и высоких давлений потоки частиц имеют два превалирующих направления – к катоду

и анти-катоду. При индукции магнитного поля $B_x = 0.05$ Тл наблюдается осцилляционный характер плотностей потоков, периодически меняющих направление на противоположное, что свидетельствует о перемещении в осевом направлении вихревых плазменных структур. Очевидно, что указанные структуры порождают соответствующие подобласти повышенной ионизации

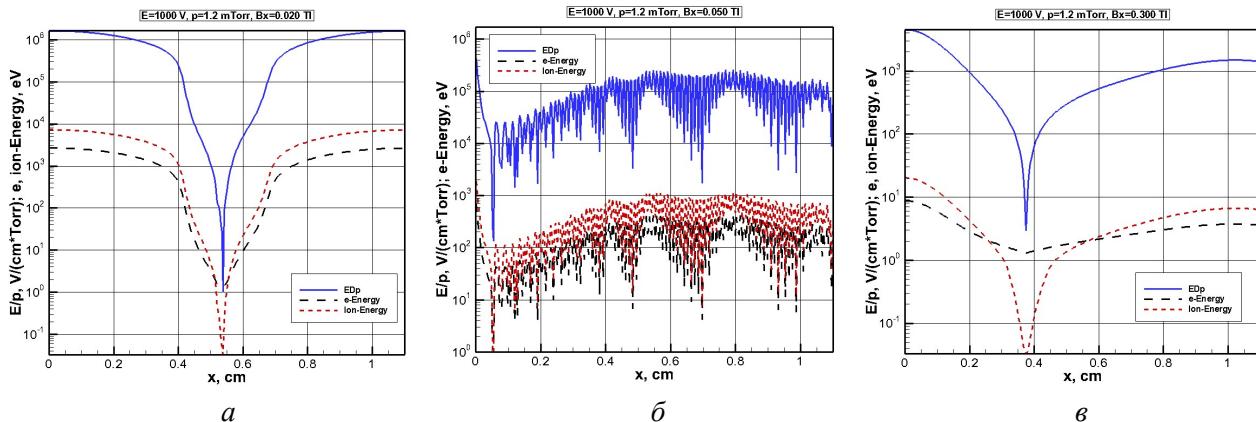


Рис. 9. Осевые распределения приведенного поля ($EdP = E/p$), энергии электронов (e-Energy) и ионов (Ion-Energy) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.02$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 1.2$ мТор

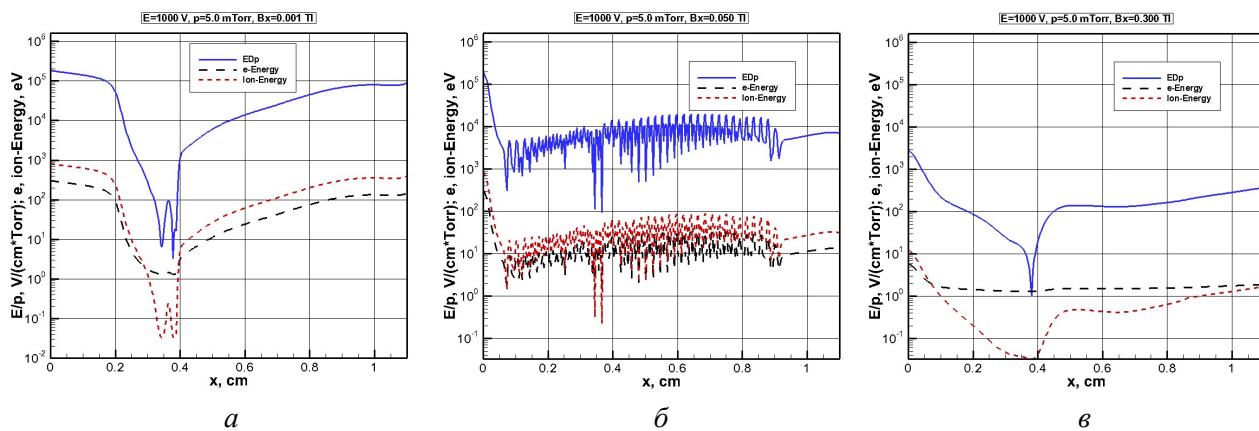


Рис. 10. Осевые распределения приведенного поля ($EdP = E/p$), энергии электронов (e-Energy) и ионов (Ion-Energy) при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.001$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 5.0$ мТор

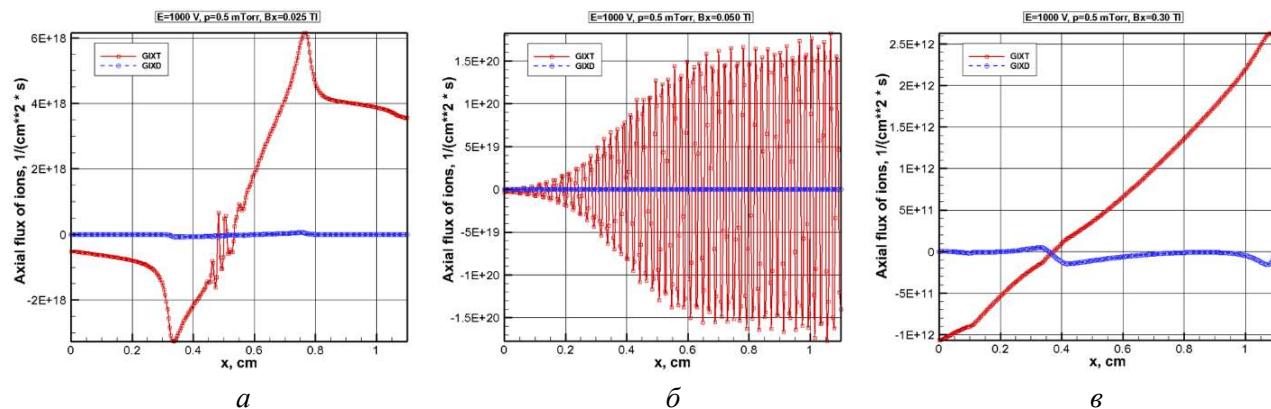


Рис. 11. Осевые распределения плотностей потоков ионов, обусловленных дрейфовыми (GIXT) и диффузационными (GIxD) процессами при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 0.5$ мТор

С увеличением индукции магнитного поля при всех давлениях наблюдается уменьшение энергии более, чем на два порядка. Это означает, что осевые потоки частиц с такой энергией уже не могут принять участие в процессах ионизации нейтральных атомов, для чего необходима энергия порядка 13 \div 20 эВ.

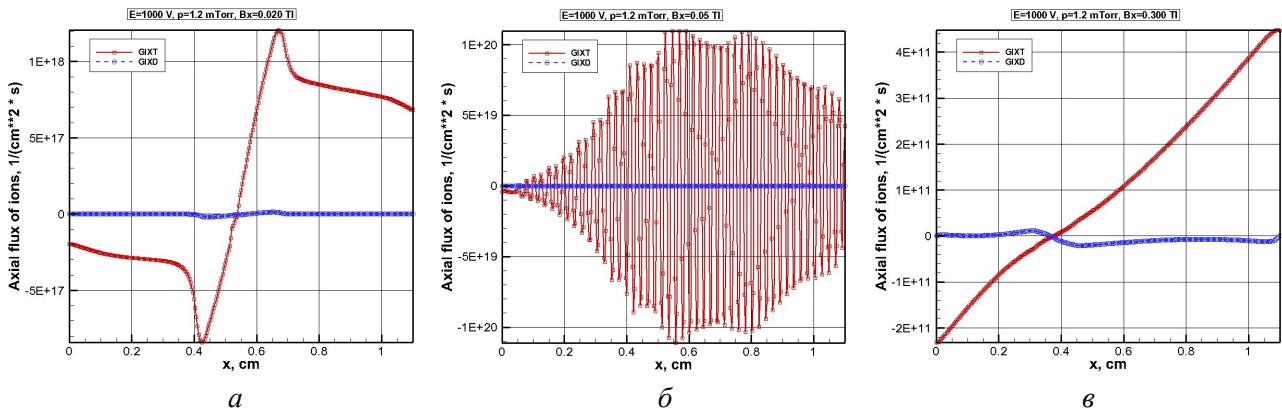


Рис. 12. Осевые распределения плотностей потоков ионов, обусловленных дрейфовыми (GIXT) и диффузационными (GIxD) процессами при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.02$ Тл (*a*), $B_x = 0.05$ Тл (*б*) и $B_x = 0.3$ Тл (*в*) для давления $p = 1.2$ мТор

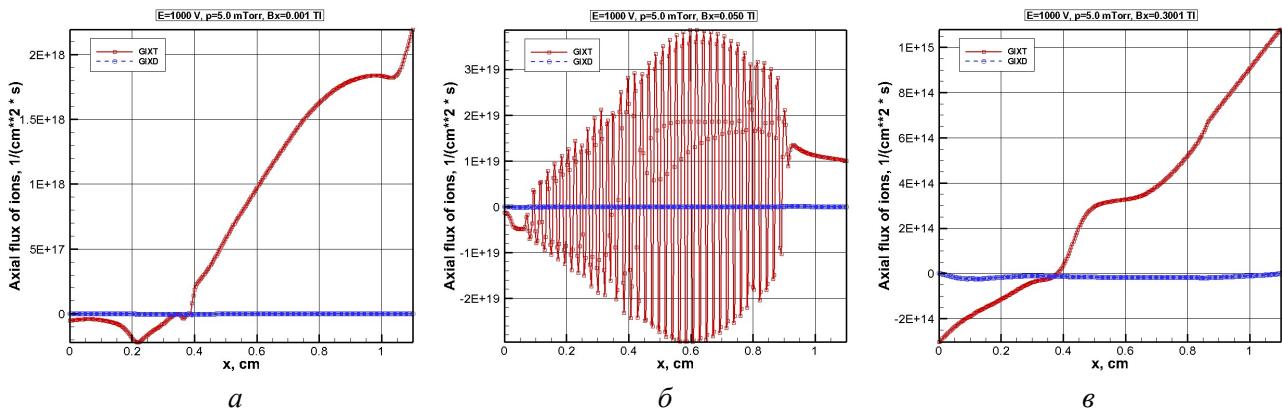


Рис. 13. Осевые распределения плотностей потоков ионов, обусловленных дрейфовыми (GIXT) и диффузационными (GIxD) процессами при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.001$ Тл (*a*), $B_x = 0.05$ Тл (*б*) и $B_x = 0.3$ Тл (*в*) для давления $p = 5.0$ мТор

На рис. 14–16 показаны распределения по радиусу в центральном сечении по высоте цилиндрической разрядной камеры энергии электронных потоков в осевом, радиальном и азимутальном направлениях. Из этих данных следует, что при всех исследованных давлениях энергии азимутального движения электронов оказывается достаточным для ударной ионизации нейтральных частиц при $B_x = 0.05$ Тл. Вблизи оси симметрии для условий $p = 1.2$ мТор и $B_x = 0.05$ Тл значительной энергией также обладают аксиальные потоки электронов вблизи оси симметрии. При увеличении давлении до $p = 5$ мТор и при наименьшей из исследованных индукций магнитного поля $B_x = 0.001$ Тл наблюдается ситуация, когда превалирующей энергией обладают радиальные потоки электронов. При наибольшей индукции магнитного поля энергии электронов, ассоциированной с движением по различным направлениям оказывается недостаточной для ионизации газа. Как следует из приведенных выше полей электронных концентраций частиц и их скоростей, в этом случае процессы ионизации преимущественно протекают в периферийных областях разрядной камеры.

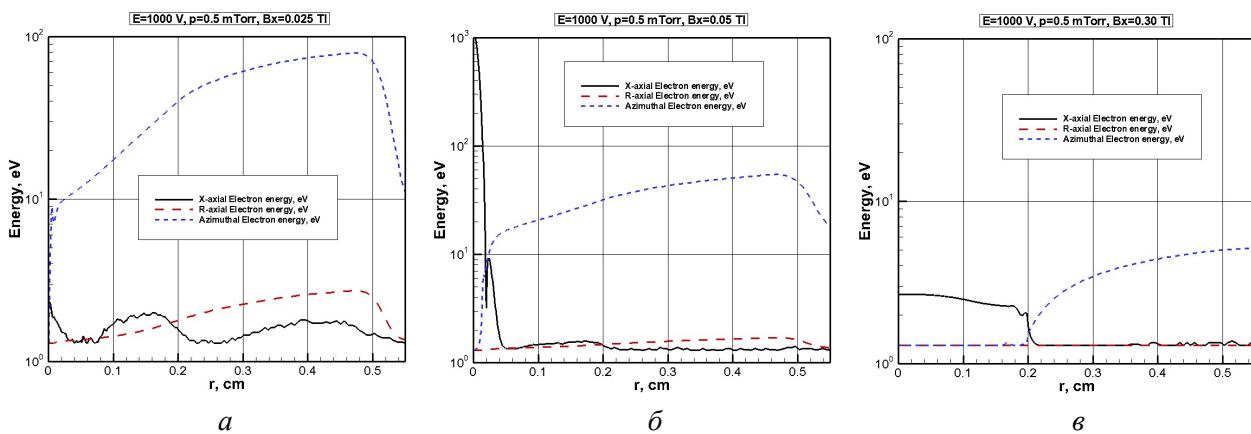


Рис. 14. Распределение по радиусу разрядной камеры при $x = 0.55$ см энергии осевых, радиальных и азимутальных потоков электронов при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 0.5$ мТорр

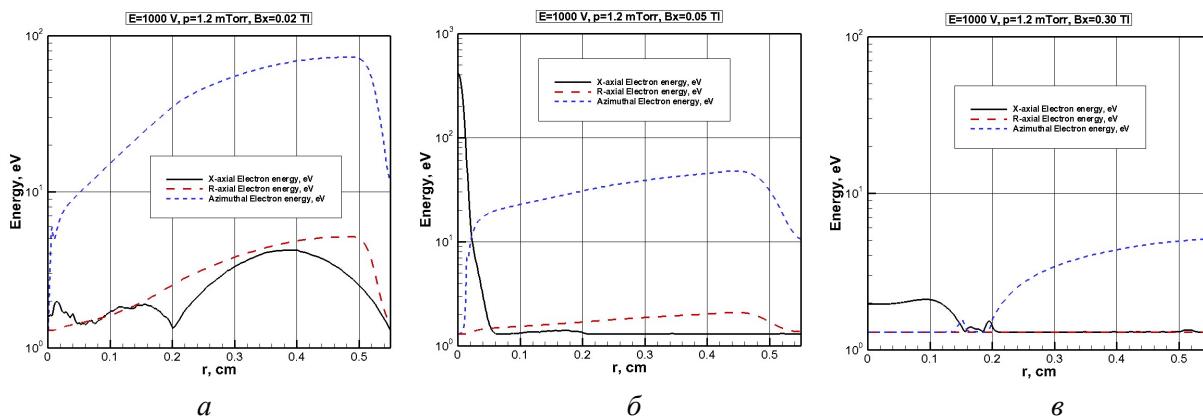


Рис. 15. Распределение по радиусу разрядной камеры при $x = 0.55$ см энергии осевых, радиальных и азимутальных потоков электронов при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.02$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 1.2$ мТорр

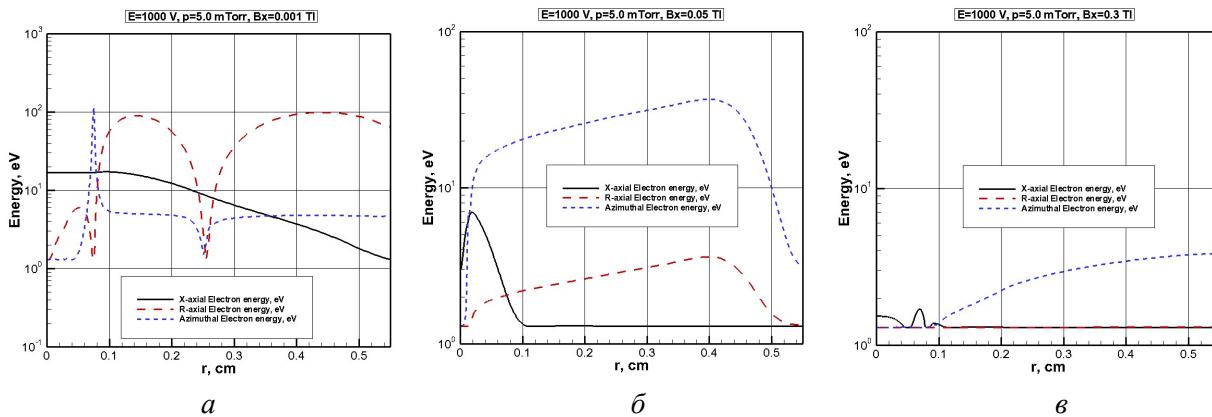


Рис. 16. Распределение по радиусу разрядной камеры при $x = 0.55$ см энергии осевых, радиальных и азимутальных потоков электронов при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.001$ Тл (а), $B_x = 0.05$ Тл (б) и $B_x = 0.3$ Тл (в) для давления $p = 5.0$ мТорр

В заключение отметим некоторые особенности в радиальных распределениях плотности ионного тока на катоде, анти-катоде и в мениске при изменении давления и индукции магнитного поля, которые приведены на рис. 17–19. Общими для представленных распределений является близость плотностей ионных токов на большей части поверхностей катода и анти-катода. Главные различия наблюдаются в приосевых областях и в целом в мениске анти-катода.

Наибольшие плотности тока достигаются в приосевых областях мениска при низких давлениях и индукциях магнитного поля (рис. 17, *a*, *b* и 18, *a*, *b*). При высоких индукциях магнитного поля в области мениска наблюдается дискообразное распределение плотности тока. При увеличении давления отметим значительное увеличение плотности ионного тока по всей площади мениска (рис. 19)

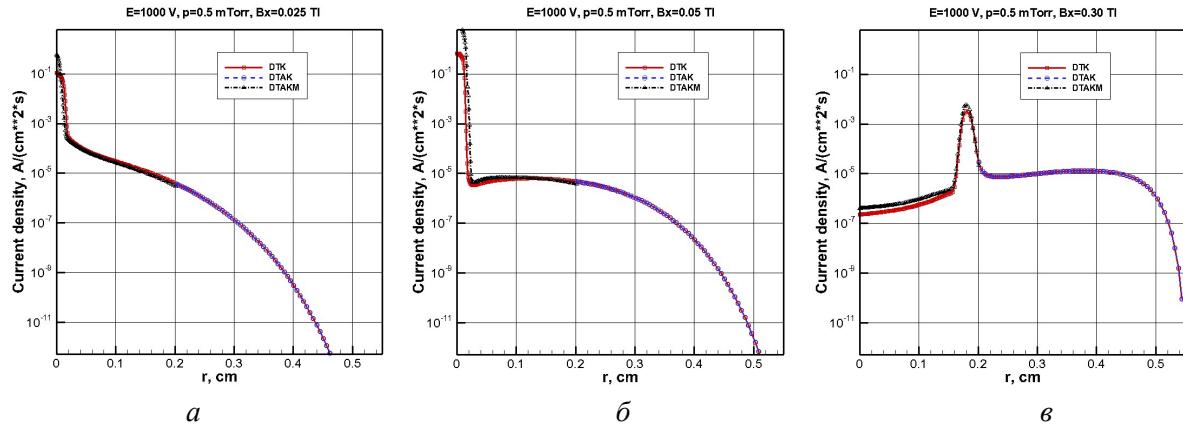


Рис. 17. Радиальное распределение плотности ионного тока на катоде, анти-катоде и в области мениска анти-катода при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.025$ Тл (*a*), $B_x = 0.05$ Тл (*b*) и $B_x = 0.3$ Тл (*c*) для давления $p = 0.5$ мТорр

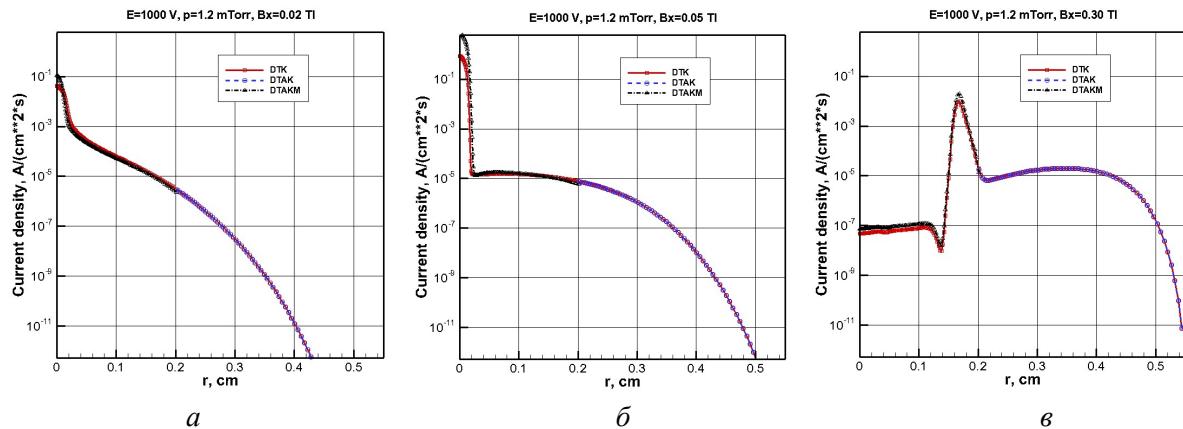


Рис. 18. Радиальное распределение плотности ионного тока на катоде, анти-катоде и в области мениска анти-катода при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.02$ Тл (*a*), $B_x = 0.05$ Тл (*b*) и $B_x = 0.3$ Тл (*c*) для давления $p = 1.2$ мТорр

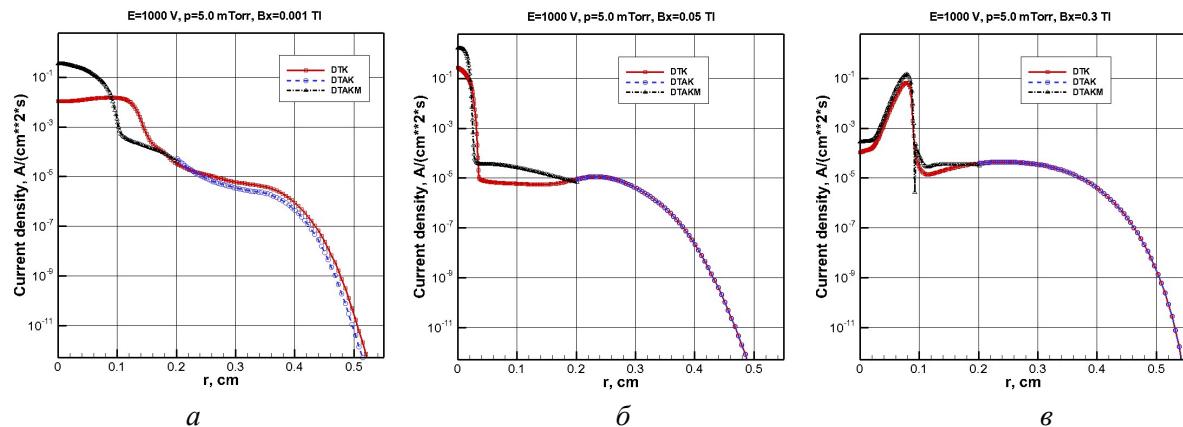


Рис. 19. Радиальное распределение плотности ионного тока на катоде, анти-катоде и в области мениска анти-катода при вариации индукции магнитного поля $B_x = 0.001$ Тл (*a*), $B_x = 0.05$ Тл (*b*) и $B_x = 0.3$ Тл (*c*) для давления $p = 5.0$ мТорр

3. Результаты численного моделирования электродинамической структуры разряда Пенninga в переходной моде

Результаты численного моделирования закономерностей формирования потоков электронов и ионов в разрядной камере Пеннинга при изменении давления в диапазоне $0.5 \div 5$ мТор и индукции магнитного поля в диапазоне $0.001 \div 0.3$ Тл показали высокую чувствительность параметров разрядной плазмы к указанным параметрам. Ранее, в работе [15], были получены аналогичные расчетные данные для пенниговского разряда при $p = 1.2$ мТор в камере с изменяемой геометрией в диапазоне изменения э.д.с. источника питания $500 \div 2500$ В и индукции магнитного поля $0.05 \div 0.2$ Тл.

В данном разделе приведены расчетные данные, полученные при значительном ограничении диапазона изменения исходных данных. Для численного моделирования выбраны неизменными геометрия разрядной камеры, э.д.с. источника питания $\varepsilon = 1000$ В и индукция магнитного поля $B_x = 0.05$ Тл. Именно при близких к указанным значениям определяющих параметров ранее было обнаружено протекание нестационарных процессов в центральной приосевой области разряда. Ниже обсуждаются расчетные данные, полученные при изменении давления молекулярного водорода в диапазоне $p = 0.05 \div 10$ мТор, а именно – при $p = 0.05, 0.2, 0.5, 1.0, 10.0$ мТор.

Все расчеты проводились по одинаковой схеме. В начальный момент времени в центре разрядной камеры задавалось сферическое облако квазинейтральной плазмы с концентрацией электронов и ионов $n_e \sim n_i \sim 10^{10}$ см⁻³. Расчеты проводились до момента времени $t = 0.25$ мкс. Исследовался релаксационный процесс образования квазистационарной газоразрядной плазмы с типичным временным интервалом $\Delta t \sim 5 \times 10^{-4}$ мкс. Полученные анимационные файлы формирования полей продольных вдоль оси x скоростей электронов и ионов представлены в файлах с названиями

Fig_20a_Animation_Vex_at_p=0.05_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_20b_Animation_Vix_at_p=0.05_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_21a_Animation_Vex_at_p=0.2_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_21b_Animation_Vix_at_p=0.2_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_22a_Animation_Vex_at_p=0.5_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_22b_Animation_Vix_at_p=0.5_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_23a_Animation_Vex_at_p=1.0_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_23b_Animation_Vix_at_p=1.0_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_24a_Animation_Vex_at_p=10.0_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_24b_Animation_Vix_at_p=10.0_E=1000_Bx=0.05.avi

На рис. 20 показаны поля скоростей $V_{e,x}$ и $V_{i,x}$, полученные в первом расчетном варианте. Нестационарный процесс установления квазистационарной структуры пенниговского разряда представлен в анимационных файлах

Fig_20a_Animation_Vex_at_p=0.05_E=1000_Bx=0.05.avi
 Fig_20b_Animation_Vix_at_p=0.05_E=1000_Bx=0.05.avi

Аналогично для рисунков 21–24. Для указанных рисунков максимальные значения скоростей заряженных частиц на границах расчетной области указаны в табл. 2.

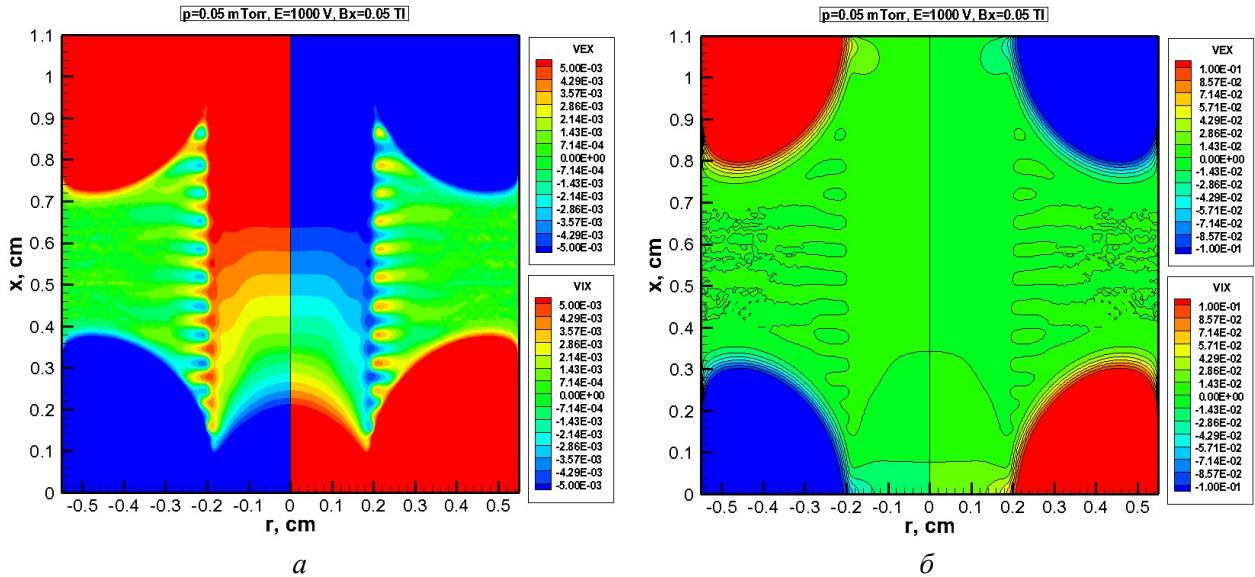


Рис. 20. Осевые скорости ионов ($VIX = u_i$ см/с, слева) и электронов ($VEX = u_e$ см/с, справа) при $B_x = 0.05$ Тл при давления $p = 0.05$ мТор. Поля скоростей ионов и электронов отнесены к соответствующему максимальному значению, указанному в табл. 2. Масштабы наибольших величин на рисунках (a) и (б) различаются в 20 раз. Анимация релаксационного процесса формирования квазистационарной электроразрядной структуры представлена в анимационных файлах Fig_20a_Animation_Vex_at_p=0.05_E=1000_Bx=0.05.avi и Fig_20b_Animation_Vix_at_p=0.05_E=1000_Bx=0.05.avi

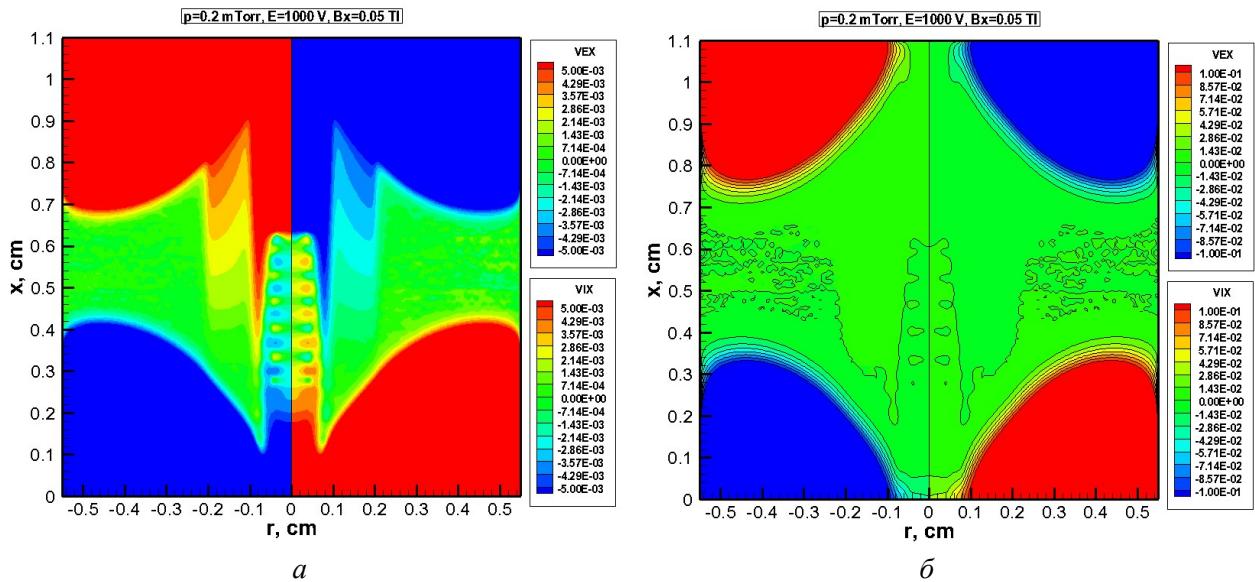


Рис. 21. Осевые скорости ионов ($VIX = u_i$ см/с, слева) и электронов ($VEX = u_e$ см/с, справа) при $B_x = 0.05$ Тл при давления $p = 0.2$ мТор. Поля скоростей ионов и электронов отнесены к соответствующему максимальному значению, указанному в табл. 2. Масштабы наибольших величин на рисунках (a) и (б) различаются в 20 раз. Анимация релаксационного процесса формирования квазистационарной электроразрядной структуры представлена в анимационных файлах Fig_21a_Animation_Vex_at_p=0.2_E=1000_Bx=0.05.avi и Fig_21b_Animation_Vix_at_p=0.2_E=1000_Bx=0.05.avi

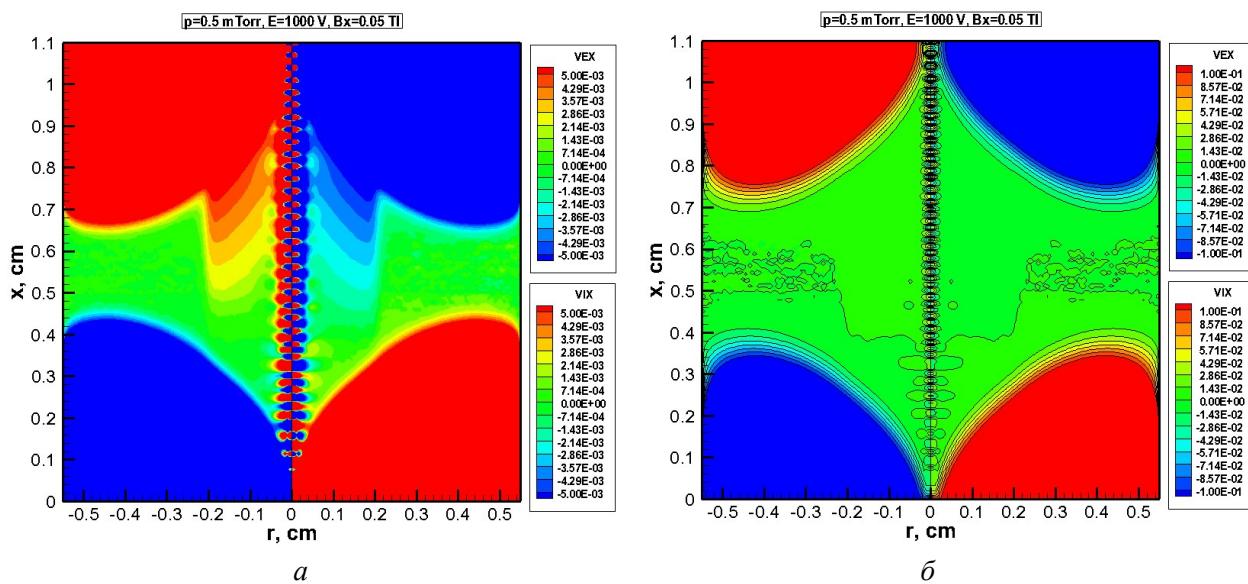


Рис. 22. Осевые скорости ионов ($VIX = u_i$ см/с, слева) и электронов ($VEX = u_e$ см/с, справа) при $B_x = 0.05$ Тл при давления $p = 0.5$ мТор. Поля скоростей ионов и электронов отнесены к соответствующему максимальному значению, указанному в табл. 2. Масштабы наибольших величин на рисунках (a) и (б) различаются в 20 раз. Анимация релаксационного процесса формирования квазистационарной электроразрядной структуры представлена в анимационных файлах Fig_22a_Animation_Vex_at_p=0.50_E=1000_Bx=0.05.avi и Fig_22b_Animation_Vix_at_p=0.50_E=1000_Bx=0.05.avi

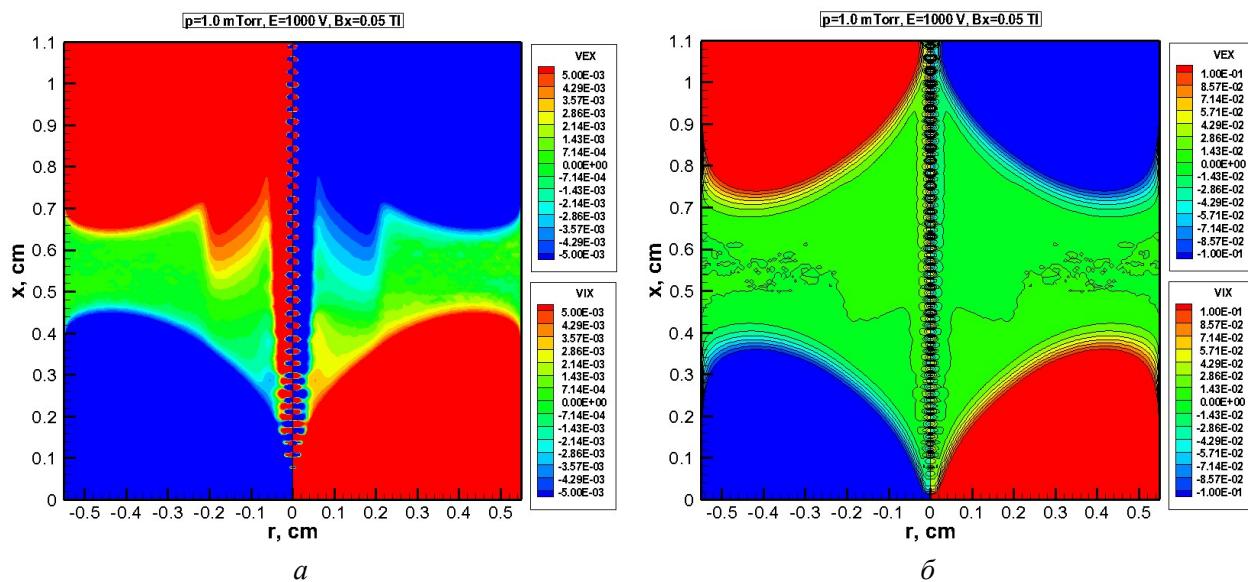


Рис. 23. Осевые скорости ионов ($VIX = u_i$ см/с, слева) и электронов ($VEX = u_e$ см/с, справа) при $B_x = 0.05$ Тл при давления $p = 1.0$ мТор. Поля скоростей ионов и электронов отнесены к соответствующему максимальному значению, указанному в табл. 2. Масштабы наибольших величин на рисунках (a) и (б) различаются в 20 раз. Анимация релаксационного процесса формирования квазистационарной электроразрядной структуры представлена в анимационных файлах Fig_23a_Animation_Vex_at_p=1.0_E=1000_Bx=0.05.avi и Fig_23b_Animation_Vix_at_p=1.0_E=1000_Bx=0.05.avi

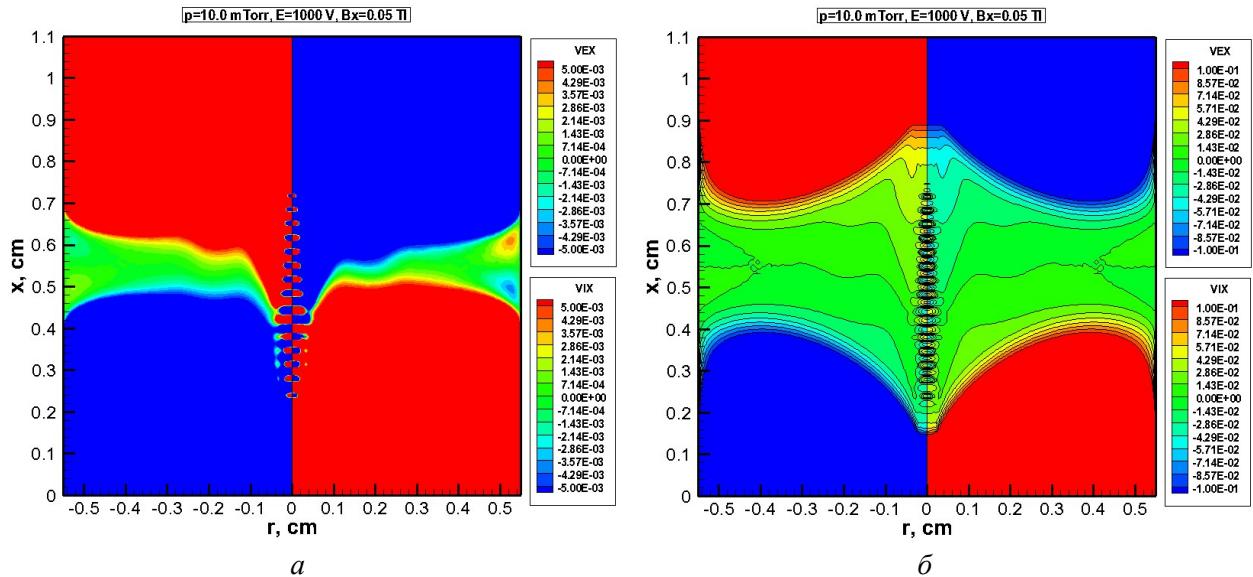


Рис. 24. Осевые скорости ионов ($V_{IX} = u_i$ см/с, слева) и электронов ($V_{EX} = u_e$ см/с, справа) при $B_x = 0.05$ Тл при давлении $p = 10.0$ мТор. Поля скоростей ионов и электронов отнесены к соответствующему максимальному значению, указанному в табл. 2. Масштабы наибольших величин на рисунках (а) и (б) различаются в 20 раз. Анимация релаксационного процесса формирования квазистационарной электроразрядной структуры представлена в анимационных файлах Fig_24a_Animation_Vex_at_p=10.0_E=1000_Bx=0.05.avi и Fig_24b_Animation_Vix_at_p=10.0_E=1000_Bx=0.05.avi

Таблица 2

Максимальные значения скоростей заряженных частиц на границах расчетной области

V_{ex} и $V_{ix} \setminus p$, мТор	0.05	0.2	0.5	1.0	10.0
$V_{ex}(x = 0)$, см/с	$+9.26 \times 10^8$	$+7.07 \times 10^8$	$+1.82 \times 10^9$	$+1.80 \times 10^9$	$+9.73 \times 10^8$
$V_{ix}(x = 0)$, см/с	-3.55×10^7	-2.71×10^7	-6.97×10^7	-6.92×10^7	-3.70×10^7
$V_{ex}(x = X_{AC})$, см/с	-4.63×10^8	-2.48×10^8	$+1.01 \times 10^9$	$+2.09 \times 10^8$	-8.15×10^8
$V_{ix}(x = X_{AC})$, см/с	$+1.77 \times 10^7$	$+9.54 \times 10^6$	-3.87×10^7	-5.47×10^8	$+3.13 \times 10^7$

На рис. 25, а приведено распределение скоростей $V_{e,x}$ и $V_{i,x}$ вдоль оси симметрии для момента времени, отвечающего рис. 20, откуда видно, что осцилляции скоростей практически отсутствуют (по крайней мере, амплитудные значения этих пульсаций практически не видны). Из анализа рис. 20, а видно, что в разрядной области можно выделить 4 пространственных зоны: две области вблизи катода и анти-катода, прианодная область и разрядная область вблизи оси симметрии, радиальные размеры которой достигают ~ 0.2 см, т.е. совпадает с радиальными размерами мениска.

Пространственное распределение концентраций электронов и ионов для этих условий, представленное на рис. 26, а, показывает, что в центральной приосевой области практически реализуется квазинейтральная разрядная плазма. При этом значительный объем прианодной плазмы имеет отрицательный заряд.

С увеличением давления уменьшаются радиальные размеры центральной приосевой области: при $p = 0.2$ мТор радиальные размеры составляют ~ 0.1 см (см. рис. 21), а при $p = 0.5, 1.0$ и 10.0 мТор (см. рис. 22, 23 и 24, соответственно) радиальные размеры указанной области равны примерно 0.05 см. При этом заметим, что вблизи анти-катода на распределение осевых скоростей оказывает влияние мениск.

Из распределений концентраций заряженных частиц на рис. 26, б, в, г, д видно, что центральная приосевая область остается квазинейтральной, а, начиная с давления $p = 1.0$ мТор и выше, формируется значительная квазинейтральная область вблизи анода.

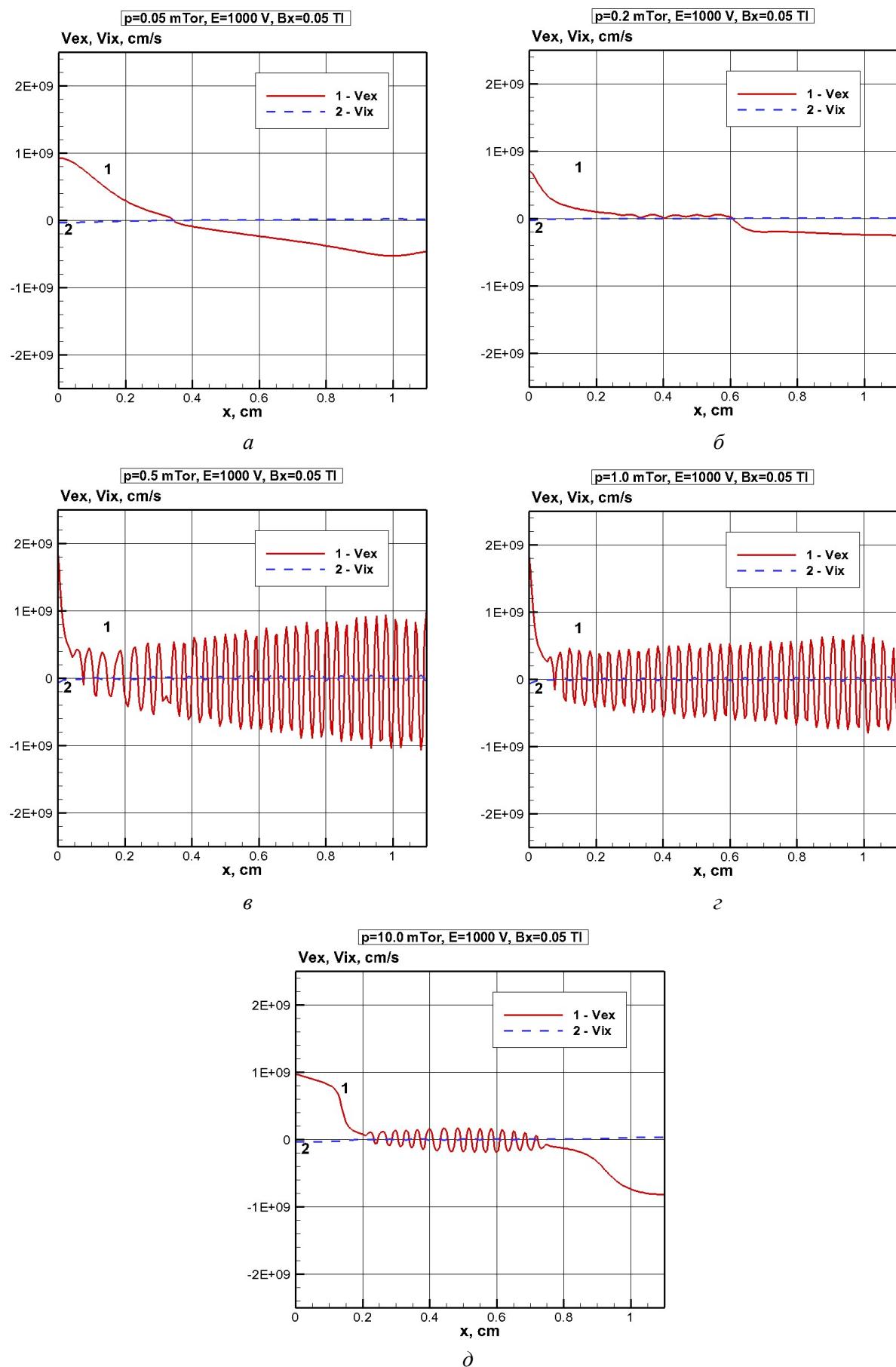


Рис. 25. Осевая скорость электронов (1) и ионов при вариации давления $p = 0.05 \text{ мТор}$ (a), $p = 0.2 \text{ мТор}$ (б), $p = 0.5 \text{ мТор}$ (в), $p = 1.0 \text{ мТор}$ (г), $p = 10.0 \text{ мТор}$ (д)

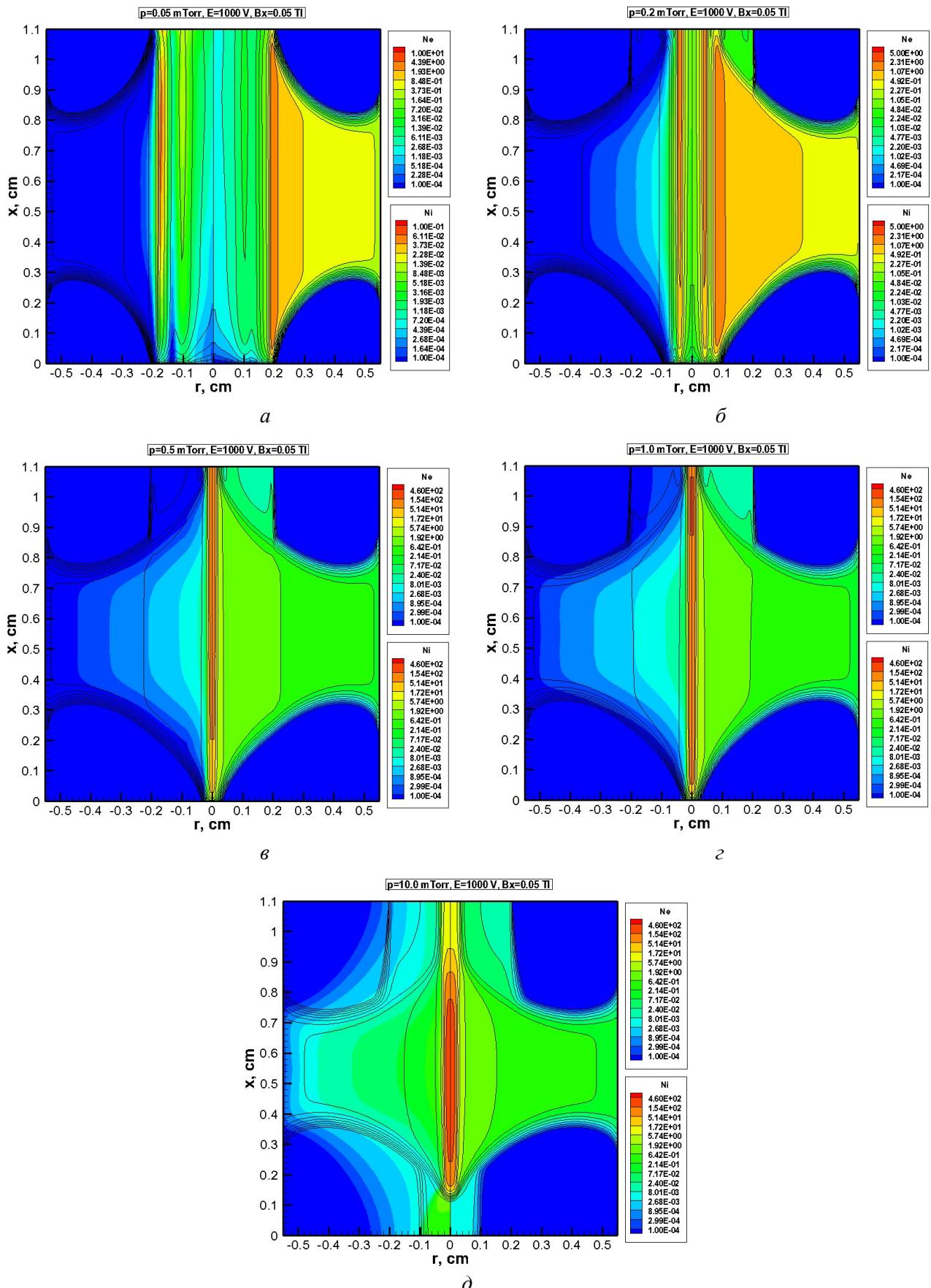


Рис. 26. Концентрация ионов ($N_i = n_i/n_0$, слева) и электронов ($N_e = n_e/n_0$, справа) при вариации давления $p = 0.05$ мТорр (а), $p = 0.2$ мТорр (δ), $p = 0.5$ мТорр (ε), $p = 1.0$ мТорр (ζ), $p = 10.0$ мТорр (δ)

Важной особенностью выполненного исследования при увеличении давления в диапазоне $p = 0.05 \div 10$ мТор является то, что при меньших давлениях осцилляций скоростей частиц вблизи оси симметрии практически отсутствует (см. рис. 20, 25, *a* и анимационный файл Fig. 20, *a, b*).

При увеличении давления до $p = 0.2$ мТор в центральной приосевой области наблюдаются регулярные осцилляции скоростей (см. рис. 21, 25, *b* и анимационный файл Fig. 21, *a, b*), которые, однако, локализованы в центральной части камеры и не достигают катода и антикатода. Из рис. 25, *a, b* видно, что через мениск анти-катода из разрядной камеры выходит стационарный поток ионов.

При давлениях $p = 0.5$ и 1.0 мТор во всей центральной области, за исключением прикатодного слоя, наблюдаются заметные осцилляции скоростей частиц. Как отмечалось выше, это означает, что на выходе из мениска анти-катода наблюдается пульсирующий поток ионов. На рис. 25, *c, g* показаны два противоположных случая, когда поток ионов направлен вовнутрь камеры (рис. 25, *c*) и выходит из камеры (рис. 25, *g*).

При давлении $p = 10$ мТор наблюдается обратная локализация области осцилляции скоростей в центральной части камеры. Детали релаксационного процесса формирования разрядной плазмы для указанных расчетных случаев хорошо видны на анимационных презентациях.

Таким образом рассмотренные результаты расчетной серии, в которой изменялось давление в камере, позволили установить смену режимов горения разряда Пенninga при постоянных величинах ε и B_x .

4. Заключение

Использование нелинейной зависимости дрейфовой скорости ионов и электронов от напряженности электрического поля, а также томсоновского коэффициента ионизации атомов и молекул электронами при больших приведенных электрических полях $E/p \sim 10^4 \div 10^6$ В/(см·Тор) в рамках классической двухтемпературной и двухжидкостной диффузионно-дрейфовой модели газоразрядной плазмы позволило провести численный анализ эволюции плазмодинамической структуры пенниговского разряда в молекулярном водороде при изменении давления в диапазоне $p = 0.5 \div 5.0$ мТор и индукции магнитного поля в диапазоне $B_x = 0.001 \div 0.3$ Тл. Остальные определяющие параметры разряда Пеннинга полагались неизменными: э.д.с. источника питания $\varepsilon = 1000$ В, омическое сопротивление внешней электрической цепи $R_0 = 12$ кОм, коэффициент вторичной электронной эмиссии $\gamma = 0.1$, коэффициент ион-электронной рекомбинации $\beta = 2 \times 10^{-7}$ см³/с. Геометрические параметры разрядной камеры также полагались неизменными: радиус плоских дисков катода и анти-катода $R = 0.55$ см, высота анодной секции $H_A = 0.7$ см, радиус мениска $R_m = 0.2$ см.

При трех давлениях молекулярного водорода в разрядной камере $p = 0.5, 1.2$ и 5.0 мТор в расчетах получены разные конфигурации газоразрядной плазмы, отвечающие моде слабых магнитных полей ($B_x = 0.001 \div 0.02$ Тл), переходной моде ($B_x = 0.05$ Тл) и моде сильных магнитных полей ($B_x = 0.1$ Тл). Показано, что наибольшая энергия ионного пучка, покидающего мениск разрядной камеры, достигается в режиме слабых магнитных полей. В переходной моде горения разряда обнаружено образование нестационарных вихревых плазменных структур типа бегущей волны.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500440-9)

Литература

- Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат. 1972. 304 с.

2. Мамедов Н. В. Физические основы генерации ионных пучков в плазменных источниках нейтронных трубок: Учебное пособие. М.: Буки Веди, 2021. 388 с.
3. Веников Н. И. Источники ионов для ускорителей // Препринт ИАЭ-3217. 1979. 54 с.
4. Loeb H. W. Plasma-based ion beam sources // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. Vol. 47. Pp. B565–B576.
5. Rovey J. L. Design parameter investigation of a cold-cathode Penning ion source for general laboratory applications // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. Vol. 17. 035009. 7 pp.
6. Коротаев Ю. В., Мешков И. Н., Поляков В. Н., Смирнов А. В., Сыресин Е. М., Лей Р., Транквилль Ж. Разряд Пеннигга в электронно-оптических приборах с магнитным сопровождением // Журнал технической физики. 1997. Вып. 11. С. 124–126.
7. Мамедов Н. В., Щитов Н. Н., Колодко Д. В., Сорокин И. А., Синельников Д. Н. Разрядные характеристики плазменного источника Пеннигга // ЖТФ. 2018. Т. 88. № 8. С. 1164–1171.
8. Рачков Р. С., Масленников С. П., Юрков Д. И. Исследование амплитудно-временных характеристик разряда Пеннигга в миниатюрных ионных источниках // Атомная энергия. 2019. Т. 127. Вып. 1. С. 39–43.
9. Мамедов Н. В., Щитов Н. Н., Канышин И. А. Исследование зависимостей эксплуатационных характеристик источника ионов Пеннигга от его геометрических параметров // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015 Т. 16, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-4/articles/590/>
10. Мамедов Н. В., Масленников С. П., Соловьев А. А., Юрков Д. И. Влияние магнитного поля на характеристики импульсного пенниговского ионного источника // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 2. С. 172–185.
11. Мамедов Н. В., Масленников С. П., Пресняков Ю. К., Соловьев А. А., Юрков Д. И. Моды разряда пенниговского ионного источника при импульсном и стационарном режиме питания // ЖТФ. 2019. Т. 89, вып. 9. С. 1367–1374.
12. Hirsch E. N. On the Mechanism of The Penning Discharge // Brit. J. Appl. Phys. 1964. Vol. 15. Pp. 1535–1544.
13. Tyushev M., Papahn Zadeh M., Sharma V., Sengupta M., Raitses Y., Boeuf J.-P., Smolyakov A. Azimuthal structures and turbulent transport in Penning discharge // arXiv preprint arXiv:2210.16887. 2022.
14. Суржиков С. Т., Куратов С. Е. Модифицированная диффузионно-дрейфовая модель разряда Пеннигга // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15, вып. 6. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-6/articles/257/>
15. Surzhikov S. T. Diffusion-Drift Modeling of the Electrodynamic Structure of the Penning Discharge in Molecular Hydrogen // Fluid Dynamics. 2023. Vol. 50. No. 8. 21 p.
16. Surzhikov S. T., Shang J. S. Two-component plasma model for two-dimensional glow discharge in magnetic field // Journal of Computational Physics. 2004. Vol. 199, iss. 2. Pp. 437–464.
17. Surzhikov S. T. Two-Dimensional Electrodynamic Structure of the Normal Glow Discharge in an Axial Magnetic Field // Plasma Physics Report. 2017. Vol. 43. No. 3. Pp. 363–372.
18. Суржиков С. Т. Двумерная модель разряда Пеннигга в цилиндрической камере с осевым магнитным полем // Журнал технической физики. 2017. Том. 87, вып. 8. С. 1165–1176.
19. Brown S. Elementary Processes in a Gas Discharge Plasma. M.: State Publishing House of the Literature in the Field of Atomic Science and Technics. 1961. 323 p.
20. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1987. 591 с.
21. McDaniel E. W., Mason E. A. The mobility and diffusion of ions in gases. New York, Wiley. 1973. 372 p.
22. Surzhikov S. T. Dynamics of Ion and Electron Flows in the Penning Discharge Chamber // Fluid Dynamics. 2024. Vol. 59. No. 3. Pp. 573–593.

23. Surzhikov S. T., Shang J. S. Normal glow discharge in axial magnetic field // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2014. Vol. 23. No. 5. P.054017.
24. Surzhikov S. T. *Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena*. Series: Texts and Monographs in Theoretical Physics. De Gruyter: Berlin. 2020. 537 p.

References

1. Gabovich M. D., *Physics and Technology of Plasma Ion Sources*, Moscow: Atomizdat, 1972, 304 p. [in Russian].
2. Mamedov N. V., *Physical Principles of Ion Beam Generation in Neutron Tube Plasma Sources: A Tutorial*, Moscow: Buki Vedi, 2021, 388 p. [in Russian].
3. Venikov N. I., *Ion Sources for Accelerators*, Preprint IAE-3217. 1979. 54 p. [in Russian].
4. Loeb H. W., Plasma-Based Ion Beam Sources, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2005, vol. 47, pp. B565–B576.
5. Rovey J. L., Design Parameter Investigation of a Cold-Cathode Penning Ion Source for General Laboratory Applications, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2008, vol. 17. 035009. 7 pp.
6. Korotaev Yu. V., Meshkov I. N., Polyakov V. N., Smirnov A. V., Syresin E. M., Ley R., Tranquille J., Penning discharge in electron-optical devices with magnetic accompaniment, *Zhur. Tech. Phys.*, 1997, vol. 11, pp. 124–126 [in Russian].
7. Mamedov N. V., Shchitov N. N., Kolodko D. V., Sorokin I. A., Sinelnikov D. N., Discharge characteristics of a Penning plasma source, *Technical Physics*, 2018, vol. 63, pp. 1129–1136.
<https://doi.org/10.1134/S1063784218080121>
8. Rachkov R. S., Maslennikov S. P., Yurkov D. I., Investigation of the Amplitude-Time Characteristics of a Penning Discharge in Miniature Ion Sources, *Atomic Energy*, 2019, vol. 127, iss. 1, pp. 45–50.
<https://www.doi.org/10.1007/s10512-019-00582-6>
9. Mamedov N. V., Shchitov N. N., Kanshin I. A. Study of the dependences of the operational characteristics of the Penning ion source on its geometric parameters, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2015, vol. 16, iss. 4 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-4/articles/590/>
10. Mamedov N. V., Maslennikov S. P., Solodovnikov A. A., Yurkov D. I., Influence of the magnetic field on the characteristics of a pulsed Penning ion source, *Plasma Physics*, 2020, vol. 46, no. 2, pp. 172–185. DOI: 10.31857/S0367292120020067
11. Mamedov N. V., Maslennikov S. P., Presnyakov Yu. K., Solodovnikov A. A., Yurkov D. I., Penning Ion Source Discharge Modes for Pulsed and Continuous Power Supplies, *Technical Physics*, 2019, vol. 89, issue 9, pp. 1367–1374.
12. Hirsch E. N., On the Mechanism of the Penning Discharge, *Brit. J. Appl. Phys.*, 1964, vol. 15, pp. 1535–1544.
13. Tyushev M., Papahn Zadeh M., Sharma V., Sengupta M., Raitses Y., Boeuf J.-P., Smolyakov A., Azimuthal structures and turbulent transport in Penning discharge // arXiv preprint arXiv:2210.16887. 2022.
14. Surzhikov S. T., Kuratov S. E., Modified diffusion-drift model of Penning discharge, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2014, vol. 15, issue 6 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-6/articles/257/>
15. Surzhikov S. T., Diffusion-Drift Modeling of the Electrodynamic Structure of the Penning Discharge in Molecular Hydrogen, *Fluid Dynamics*, 2023, vol. 50, no. 8. 21 p.
16. Surzhikov S. T., Shang J. S., Two-component plasma model for two-dimensional glow discharge in magnetic field, *Journal of Computational Physics*, 2004, vol. 199, iss. 2, pp. 437–464.
<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2004.02.019>
17. Surzhikov S. T., Two-Dimensional Electrodynamic Structure of the Normal Glow Discharge in an Axial Magnetic Field, *Plasma Physics Report*, 2017, vol. 43, no. 3, pp. 363–372.

18. Surzhikov S. T., Two-dimensional model of Penning discharge in a cylindrical chamber with an axial magnetic field, *Technical Physics*, 2017, vol. 62, iss. 8, pp. 1177–1188.
DOI: 10.1134/S1063784217080278
19. Brown S., *Elementary processes in plasma of gas discharge*. M.: State Publishing House of the Literature in the Field of Atomic Science and Technics, 1961, 323 p.
20. Raiser Yu. P., *Gas Discharge Physics*, Springer-Verlag, Berlin, New York, London, Paris, 2007, 591 p.
21. McDaniel E. W., Mason E. A., *The mobility and diffusion of ions in gases*, New York, Wiley, 1973. 372 p.
22. Surzhikov S. T., Dynamics of Ion and Electron Flows in the Penning Discharge Chamber, *Fluid Dynamics*, 2024, vol. 59, no. 3, pp. 573–593.
23. Surzhikov S. T., Shang J. S., Normal glow discharge in axial magnetic field, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2014, vol. 23, no. 5, P.054017. DOI: 10.1088/0963-0252/23/5/054017
24. Surzhikov S. T., *Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena. Series: Texts and Monographs in Theoretical Physics*, De Gruyter: Berlin, 2020. 537 p.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 2025 г.