

УДК 533.6.011

ДИНАМИКА ИОННЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ПЕННИНГА

© 2024 г. С. Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

E-mail: surg@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 11.03.2024 г.

После доработки 14.03.2024 г.

Принята к публикации 14.03.2024 г.

Двухжидкостная и двухтемпературная диффузионно-дрейфовая модель газоразрядной плазмы использована для численного исследования структуры разряда Пеннинга в цилиндрической разрядной камере при давлении молекулярного водорода 1 мТорр, напряжении между электродами 500–1000 В и индукции осевого магнитного поля 0.001–0.2 Тл. В расчетах получены два режима существования разряда Пеннинга, которые качественно отличаются по электродинамической структуре потоков заряженных частиц газоразрядной плазмы, а также переходные режимы и режимы погасания в слабом и сильном магнитном поле. Найдены условия, при которых в приосевых областях возникает осцилляционное движение электронных и ионных потоков. Показано, что результаты численного моделирования с использованием диффузионно-дрейфовой модели позволяют получить непротиворечивые данные в сравнении с экспериментом, при этом дают возможность получить представление о формировании структуры потоков частиц электроразрядной плазмы, что позволяет объяснить наблюдаемые экспериментальные данные.

Ключевые слова: разряд Пеннинга, двухтемпературная двухжидкостная диффузионно-дрейфовая модель, динамика потоков ионов и электронов в электроразрядной камере, осцилляции газоразрядной плазмы.

DOI: 10.31857/S1024708424030151, EDN: PERMNY

ВВЕДЕНИЕ

Разряд Пеннинга, открытый около 100 лет назад [1–3], нашел широкое применение в практике прикладных электрофизических исследований в различных электронных устройствах (магнитно-разрядные манометры, магнетронные напылительные системы, ионные насосы, источники калиброванного светового излучения и др. [4, 5]), в создании направленных пучков ионов [6–8]. Продолжаются фундаментальные физические исследования разрядов Пеннинга [8–14]. Благодаря своим уникальным свойствам разряд Пеннинга привлекает внимание специалистов по фундаментальной магнитной газовой динамике, физике плазмы и астрофизике [15–17].

Типичная конфигурация разрядной камеры Пеннинга с характерными размерами ~ 1 см 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 антикатодом, а центральное отверстие – мениском. Упрощенная схема внешней электрической цепи включает источник питания ε и омическое сопротивление R_0 .

Обычно газоразрядная секция помещается внутри вакуумной камеры с типичным давлением $p \sim 1$ мТорр. Электродвижущая сила источника питания (э.д.с.) имеет порядок $\varepsilon \sim 1$ кВ, а омическое сопротивление $R_0 \sim 1$ –100 кОм. Здесь приводятся некоторые характерные параметры, которые могут заметно отличаться в зависимости от назначения и способа использования разрядной камеры.

Принципиальным элементом разряда Пеннинга является осевое магнитное поле с индукцией $B_x \sim 0.01$ –0.1 Тл. Именно указанное магнитное поле во многом обеспечивает условия горения разряда, поскольку в его отсутствие электроразрядная плазма с указанными параметрами не может существовать в режиме самоподдержания.

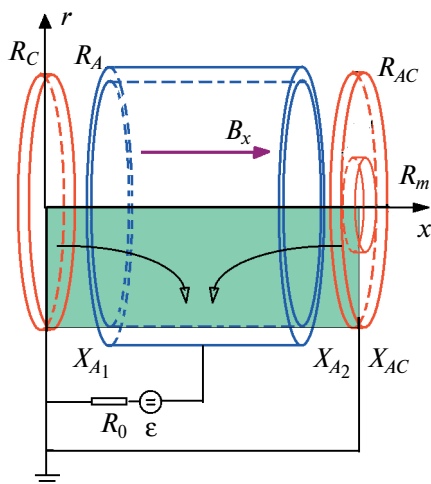


Рис. 1. Расчетная схема разряда Пеннинга.

Поясним принцип работы камеры Пеннинга, используя схему, показанную на рис. 1. Электрическое напряжение, подаваемое на анодную секцию, создает внутри камеры электрическое поле, которое при инициирующем создании затравочной плазмы, ускоряет электроны от катодных секций к аноду (см. две стрелки на рис. 1). Ионы движутся ускоряясь к катодным секциям и, достигая их — «выбивают» с поверхности электроны, поступающие в область газоразрядного промежутка. Механизм рождения электронов при достижении ускоренных ионов поверхности катода является весьма сложным и называется вторичной ион-электронной эмиссией. В соответствии с современными представлениями главной составной частью этого механизма является туннельный эффект полевого взаимодействия электронов материала катода с налетающими на катод ионами. Поступившие в область разряда электроны ускоряясь в электрическом поле устремляются к аноду.

Если бы не было осевого магнитного поля, то при столь низких давлениях газа в камере, как $p \sim 1$ мТорр, вероятность ионизирующих столкновений электронов с нейтральными частицами была бы очень низкой, и родившиеся у поверхности катода электроны быстро достигли бы анода не создавая на своем пути новые электрон-ионные пары. Отсутствие рождения новых пар заряженных частиц неизбежно приведет к погасанию первично созданной разрядной плазмы.

Однако, как уже отмечалось, в разрядной камере Пеннинга создается осевое магнитное поле. Поэтому, электроны, движущиеся по направлению к аноду, на самом деле попадают в скрещенное электрическое и магнитное поле. В результате этого, как хорошо известно из теории физики плазмы [15] и магнитогидродинамики [16,17], возникает азимутальное движение электронов и ионов, которое, при определенном стечении обстоятельств, приводит к объемной ионизации газа, заполняющего камеру.

Для справки приведем оценки типичных концентраций нейтральных и заряженных частиц в камере Пеннинга при $p=1$ мТорр и температуре $T=293$ К: $n_n = 3.2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $n_e \sim n_i \approx 10^{10}$ см $^{-3}$.

Из сказанного становится ясным, что значительная часть усилий в экспериментальной и теоретической физике разряда Пеннинга были направлены на поиск таких условий, при которых газоразрядная плазма стабильно горит и обеспечивает необходимые параметры для целевого использования. При этом, было обнаружено, что в зависимости от типа газа, в котором зажигается разряд, его давления, параметров внешней электрической цепи, абсолютной величины и конфигурации внешнего магнитного поля, а также в зависимости от геометрических параметров разрядных камер, существуют сильно различающиеся режимы его существования, вплоть до различия формы плазменных конфигураций в камере [5, 18].

Оставляя в стороне серию проблемных задач экспериментальной физики разряда Пеннинга, часть из которых достаточно подробно изложена в работах [5, 11–14, 18], в данной работе уделим внимание расчетно-теоретическим моделям.

В настоящее время нашли наибольшее развитие методы компьютерного моделирования, основанные на так называемых PIC-моделях (Particles in Cells) [19–21] и диффузионно-дрейфовых моделях [22, 23].

Поскольку данная работа посвящена применению диффузионно-дрейфовой модели к расчету параметров Пеннинговского разряда, отметим некоторые работы, предшествующие данному исследованию.

В работах [24, 25] численно изучалась структура разряда Пеннинга в молекулярном водороде при относительно высоких давлениях, $p=0.5-5$ Торр. Рассчитана его пространственная структура в зависимости от размеров анода, э.д.с. в диапазоне $\varepsilon=100-200$ В и индукции осевого магнитного поля в диапазоне $B_x=0.1-0.6$ Тл. Получены азимутальные скорости усредненного вращения электронов $V_{e,\varphi}\sim 10^7$ см/с и ионов $V_{i,\varphi}\sim 10^5$ см/с. Показано, что в разрядном промежутке возможно существование как минимум двух областей разнонаправленного движения ионов и электронов.

Численно исследованы закономерности в распределениях осевых скоростей ионов и электронов при уменьшении давления, увеличении э.д.с. и индукции магнитного поля. Показано, что наибольшие скорости осевого движения электронов и ионов, соответственно $V_{e,x}\sim 10^9$ см/с и $V_{i,x}\sim 3.0\times 10^7$ см/с, достигаются при наименьших из исследованных давлений, $p=0.5$ Торр. При фиксированном давлении $p=1$ Торр ускорение движения заряженных частиц достигается при увеличении э.д.с. Рост индукции магнитного поля замедляет скорость усредненного аксиального движения электронов и ионов.

В работе [23] диффузионно-дрейфовая двухжидкостная двухтемпературная модель газоразрядной плазмы использована для описания электродинамической структуры пеннинговского разряда в молекулярном водороде при давлении порядка 1 мТорр. Посредством численного моделирования изучено влияние на структуру разряда геометрических параметров разрядной камеры, вариации э.д.с. источника питания внешней электрической цепи, а также индукции осевого магнитного поля.

Показана определяющая роль потока высокоэнергетичных электронов, формируемых при азимутальном движении плазменных потоков вокруг оси симметрии разрядной камеры, на ионизацию нейтрального газа. Обнаружены режимы квазимонотонного и осцилляторного усредненного движения потоков заряженных частиц в приосевых областях.

Расчеты работы [23] основаны на использовании модифицированной диффузионно-дрейфовой модели, предложенной в работе [26]. Суть модификации диффузионно-дрейфовой модели состояла в ведении нелинейной зависимости подвижностей заряженных частиц от напряженности электрического поля. Указанная нелинейная зависимость получается при учете особенностей подвижностей заряженных частиц при высоких приведенных полях. Использование модифицированной диффузионно-дрейфовой модели позволило получить данные о пространственной структуре пеннинговского разряда в камере при давлении $p=0.0012$ Торр $\varepsilon = 2500$ В, $R_0 = 3000$ кОм и коэффициенте вторичной электронной эмиссии $\gamma = 0.3$.

В данной работе, также, как и в [23, 26] используется модифицированная диффузионно-дрейфовая модель. Главной задачей является изучение структуры потоков ионов и электронов при изменении э.д.с. источника питания и величины индукции осевого магнитного поля с целью нахождения условий погасания разряда Пеннинга и режимов, при которых в приосевых областях начинают протекать процессы, которые можно ассоциировать с плазменной турбулентностью, хотя, по всей видимости, наблюдаемые регулярные вихревые структуры все же нельзя отнести классической гидродинамической турбулентности.

Геометрические параметры фиксированы. Везде в расчетах давление в разрядной камере $p=1$ мТорр, коэффициент вторичной электронной эмиссии $\gamma=0.1$, диапазон изменения э.д.с. 500–1000 В и индукции магнитного поля 0.001–0.2 Тл.

1. ФОРМУЛИРОВКА МОДИФИЦИРОВАННОЙ ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВОЙ МОДЕЛИ РАЗРЯДА ПЕННИНГА

В основе уравнений диффузионно-дрейфовой модели газоразрядной плазмы лежит процедура получения системы уравнений движения многожидкостной и многотемпературной частично ионизованной смеси газов во внешних электрическом и магнитном полях. Подробное изложение указанной процедуры можно найти в хорошо известных монографиях [15, 27, 28]. Применительно к тлеющим разрядам в магнитном поле уравнения получены в [22, 29].

Модифицированная диффузионно-дрейфовая модель формулируется на основе уравнений неразрывности для концентраций электронов n_e и положительных ионов n_i , а так же для потенциала энергетического поля φ , который определяет вектор напряженности электрического поля

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div}(\Gamma_e) = \alpha(E)|\Gamma_e| - \beta n_i n_e, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\Gamma_i) = \alpha(E)|\Gamma_e| - \beta n_i n_e, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad}\varphi) = 4\pi e(n_e - n_i), \quad (1.3)$$

где: $\Gamma_e = -D_e \operatorname{grad} n_e - n_e \mu_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B})$, $\Gamma_i = -D_i \operatorname{grad} n_i + n_i \mu_i (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B})$; Γ_e, Γ_i – плотности потоков электронов и положительных ионов, которые позволяют найти вектор плотности тока $\mathbf{j} = e(\Gamma_i - \Gamma_e)$; $\mathbf{V}_e, \mathbf{V}_i$ – векторы усредненных скоростей электронов и ионов; $\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi$ – напряженность электрического поля; $E = |\mathbf{E}|$; \mathbf{B} – вектор индукции внешнего магнитного поля; $\alpha(E)$ и β – коэффициенты ионизации и рекомбинации; n_e, n_i – объемная концентрация электронов и ионов; μ_e, μ_i – подвижности электронов и ионов; D_e, D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов; e – заряд электрона.

При учете осевого магнитного поля с индукцией B_x плотности потоков электронов и ионов в диффузионно-дрейфовой модели в покомпонентной записи приобретают вид:

$$\Gamma_{e,x} = -D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} - \mu_e n_e E_x = V_{e,x} n_e, \quad \Gamma_{e,r} = -\frac{D_e}{1+b_e^2} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\mu_e}{1+b_e^2} n_e E_r = V_{e,r} n_e, \quad (1.4)$$

$$\Gamma_{e,\varphi} = -b_e \Gamma_{e,r}, \quad (1.5)$$

$$\Gamma_{i,x} = -D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + \mu_i n_i E_x = V_{i,x} n_i, \quad \Gamma_{i,r} = -\frac{D_i}{1+b_i^2} \frac{\partial n_i}{\partial r} + \frac{\mu_e}{1+b_i^2} n_i E_r = V_{i,r} n_i, \quad (1.6)$$

$$\Gamma_{i,\varphi} = -b_i \Gamma_{i,r}, \quad (1.7)$$

$$|\Gamma_e| = \sqrt{\Gamma_{e,x}^2 + \Gamma_{e,r}^2 + \Gamma_{e,\varphi}^2}. \quad (1.8)$$

Здесь $V_{e,x}, V_{i,x}, V_{e,r}, V_{i,r}$ – усредненные скорости электронов и ионов в осевом и радиальном направлении.

Принципиально важно, что в присутствии магнитного поля кроме осевой и радиальной компонент плотностей потоков электронов и ионов ($\Gamma_{e,x}, \Gamma_{e,r}, \Gamma_{i,x}, \Gamma_{i,r}$) появляются соответствующие азимутальные составляющие потоков ($\Gamma_{e,\varphi}, \Gamma_{i,\varphi}$). Ниже будет показано, что именно благодаря этим потокам в разряде формируются условия объемной ионизации.

Здесь введены параметры Холла b_e и b_i

$$b_e = \mu_e B_x = \frac{\omega_e}{v_{en}}, \quad b_i = \mu_i B_x = \frac{\omega_i}{v_{in}}, \quad (1.9)$$

связывающие подвижности электронов и ионов с величиной индукции магнитного поля и с частотами столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами газа, заполняющего разрядную камеру, v_{en} и v_{in} соответственно. Здесь коэффициенты $\omega_e = eB_x/m_e$ и $\omega_i = eB_x/m_i$ являются ларморовскими частотами вращения электронов и ионов в магнитном поле. Использование введенных характеристик элементарных процессов газоразрядной плазмы позволяет определить качественную картину элементарных плазменных процессов.

Граничные условия для интегрирования системы уравнений (1.1)–(1.3) формулируются в следующем виде:

$$x = 0, \quad r \in [0, R_C]: \quad \frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \Gamma_e = \gamma \Gamma_{i,\varphi} = 0,$$

$$\begin{aligned}
 x = H : r \in [R_m, R_{AC}] : \frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \Gamma_e = \gamma \Gamma_i, \varphi = 0, \\
 x = H : r < R_m : \frac{\partial n_i}{\partial y} = \frac{\partial n_e}{\partial y} = 0, \varphi = 0, \\
 r = 0, \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \\
 r = R_A, x < X_{A_1} : \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_i}{\partial r} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \\
 r = R_A, X_{A_1} < x < X_{A_2} : \frac{\partial n_e}{\partial x} = 0, n_i = 0, \varphi = V_{dr}, \\
 r = R_A, x > X_{A_2} : \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_i}{\partial r} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0,
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

где: γ – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии, который определяет число электронов, «выбиваемых» ионами при их попадании на катод; V_{dr} – падение напряжения на электродах (уравнение (1.19) для определения этой величины определено ниже).

В качестве начального условия задается квазинейтральное сферическое облако заряженных частиц с концентрацией $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в центре разрядной камеры.

Подробный анализ способа задания замыкающих электрофизических коэффициентов и функций выполнен в работе [23]. Здесь приведем их без дополнительных комментариев.

Подвижности ионов и электронов рассчитываются по соотношениям, в которых учтены два механизма столкновительного взаимодействия заряженных и нейтральных частиц

$$\mu_{i,eff} = \min \left\{ \frac{\mu_i p}{p}, \frac{1.09 \cdot 10^5}{\sqrt{P_{[Topp]} E_{[B/cm]}}} \right\}, \mu_{e,eff} = \min \left\{ \frac{\mu_e p}{p}, \frac{2.4 \cdot 10^6}{\sqrt{P_{[Topp]} E_{[B/cm]}}} \right\} \tag{1.11}$$

поэтому скорости дрейфа $V_{d,i}, V_{d,e}$ и коэффициенты диффузии D_i, D_e выражаются по формулам

$$V_{d,i} = \mu_{i,eff} E, D_{i,eff} = \mu_{i,eff} T_i \text{ и } V_{d,e} = \mu_{e,eff} E, D_{e,eff} = \mu_{e,eff} T_e. \tag{1.12}$$

Заметим, что при использовании модифицированной модели подвижностей электронов при переходе от слабых к сильным полям для электронов при $B=0.1$ Тл параметр Холла оценивается величиной $b_e \sim 10$.

Коэффициенты ионизации в относительно малых и предельно больших (для данного типа разряда) приведенных полях имеют вид

$$\alpha_e = P_{[Topp]} A_{[1/cm \cdot Topp]} \exp \left[- \frac{B_{[B/(cm \cdot Topp)]}}{E_{[B/cm]} / P_{[Topp]}} \right] \tag{1.13}$$

$$\alpha_e = N_n \sigma_i = N_n 4\pi a_0^2 \left(\frac{I_H}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\varepsilon - I}{I} = N_n 3.52 \cdot 10^{-16} \left(\frac{I_H}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\varepsilon - I}{I}, \tag{1.14}$$

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 по (1.12) и (1.14) выбрана величина приведенного поля $E_{[B/cm]} / P_{[Topp]} = 1000 \text{ В/(см} \cdot \text{Торр)}$. Энергии электронов и ионов оценивается по соотношениям

$$\tilde{\varepsilon}_{e,(x,r,\varphi)} = 2.84 \times 10^{-16} V_{e,(x,r,\varphi)}^2 + T_{e,eV}, \text{ эВ}$$

Таблица 1. Исходные данные расчетов и интегральные параметры разряда Пеннинга

ε , В	B_x , Тл	V_{dr} , В	I , мА
500	0.0025		
500	0.005	499	0.088
500	0.01	499	0.307
500	0.1	495	1.390
500	0.2		
750	0.001		
750	0.005	749	0.13
750	0.01	748	0.49
750	0.05	744	2.00
750	0.1	741	2.89
750	0.15		
1000	0.001		
1000	0.005	999	0.17
1000	0.01	997	0.71
1000	0.05	994	1.94
1000	0.10	981	5.14
1000	0.15	991	2.96
1000	0.20		

$$\tilde{\varepsilon}_{H_2^+, (x,r,\varphi)} = 1.04 \times 10^{-12} V_{H_2^+, (x,r,\varphi)}^2 + T_{H_2^+, eV}, \text{ эВ}$$

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

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

$$\Gamma_{e,x} = -D_{e,eff} \frac{\partial n_e}{\partial x} - \mu_{e,eff} n_e E_x, \quad \Gamma_{e,r} = -\frac{D_{e,eff}}{1 + b_{e,eff}^2} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\mu_{e,eff}}{1 + b_{e,eff}^2} n_e E_r, \quad (1.15)$$

$$\Gamma_{e,\varphi} = -b_{e,eff} \Gamma_{e,r}, \quad b_{e,eff} = \mu_{e,eff} B_x. \quad (1.16)$$

Аналогично для ионов:

$$\Gamma_{i,x} = -D_{i,eff} \frac{\partial n_i}{\partial x} + \mu_{i,eff} n_i E_x, \quad \Gamma_{i,r} = -\frac{D_{i,eff}}{1 + b_{i,eff}^2} \frac{\partial n_i}{\partial r} + \frac{\mu_{i,eff}}{1 + b_{i,eff}^2} n_i E_r, \quad (1.17)$$

$$\Gamma_{i,\varphi} = -b_{i,eff} \Gamma_{i,r}, \quad b_{i,eff} = \frac{\mu_{i,eff} B_x}{c}. \quad (1.18)$$

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

$$\varepsilon = V_{dr} + IR_0, \quad (1.19)$$

где V_{dr} – падение напряжения на электродах; I – полный ток через разрядный промежуток; ε – э.д.с. источника питания; R_0 – сопротивление внешней цепи. Подробности используемой численной модели и реализующей ее алгоритмов приведены в работах [22, 29].

Подводя итог формулировке уравнений модифицированной диффузионно-дрейфовой модели разряда Пеннинга обратим внимание на самосогласованный характер распределения концентраций заряженных

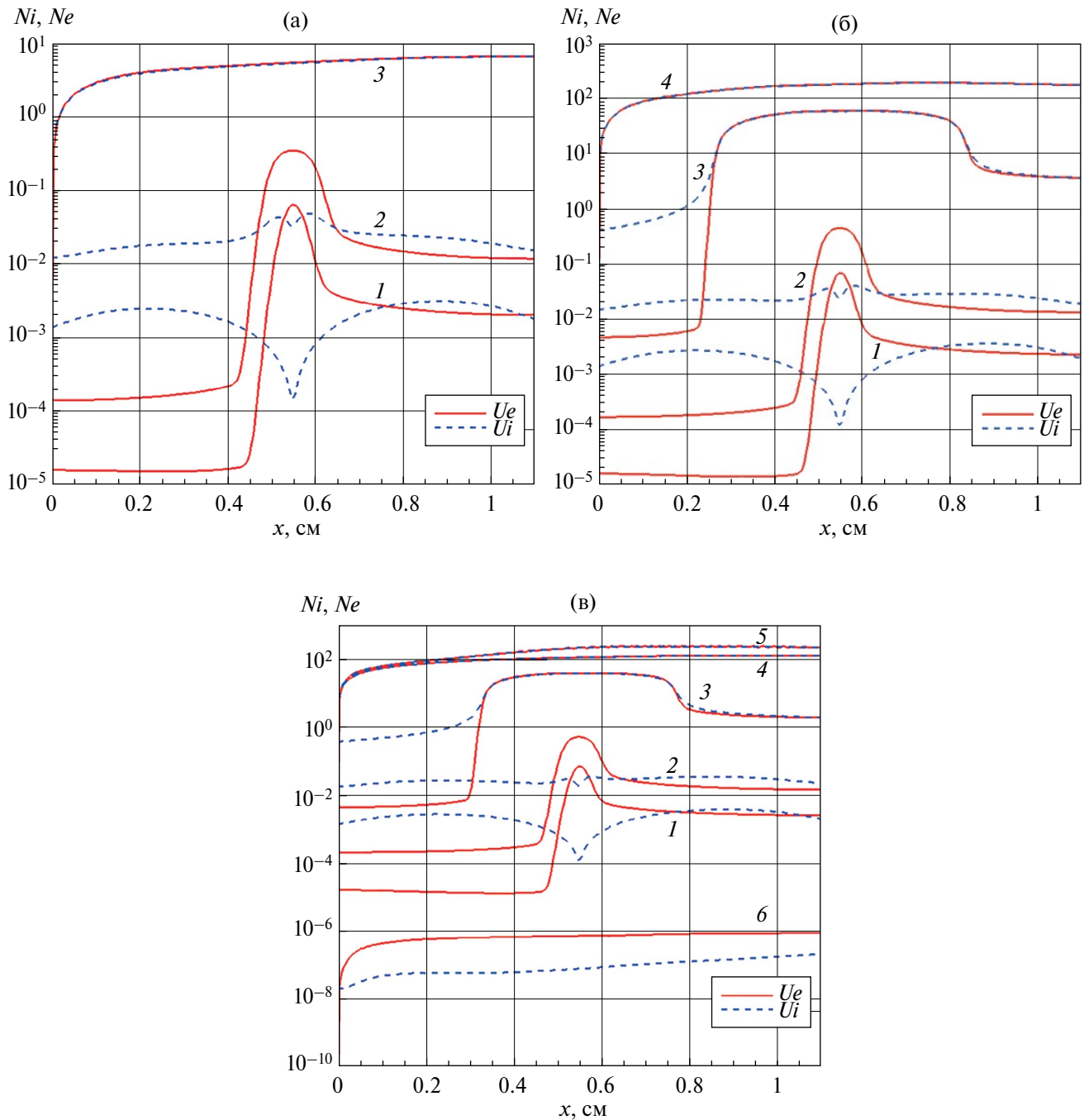


Рис. 2. Распределение концентраций ионов ($N_i=n_i/n_0$, пунктир) и электронов ($N_e=n_e/n_0$) вдоль оси симметрии; (а) $\epsilon=500$ В, $B_x=0.005$ Тл (кривая 1), $B_x=0.01$ Тл (2), $B_x=0.1$ Тл (3); (б) $\epsilon=750$ В, $B_x=0.005$ Тл (1), $B_x=0.01$ Тл (2), $B_x=0.05$ Тл (3), $B_x=0.1$ Тл (4); (в) $\epsilon=1000$ В, $B_x=0.005$ Тл (1), $B_x=0.01$ Тл (2), $B_x=0.05$ Тл (3), $B_x=0.1$ Тл (4), $B_x=0.15$ Тл (5), $B_x=0.2$ Тл (6).

частиц и электрического поля в электроразрядном промежутке. Изменение концентраций электронов и ионов в каждом элементарном объеме расчетной области задается уравнениями неразрывности (1.1) и (1.2).

Плотности потоков заряженных частиц определяются диффузионными процессами в узких приосевых областях (левые части соотношений (1.4) и (1.6)) и процессами дрейфа заряженных частиц

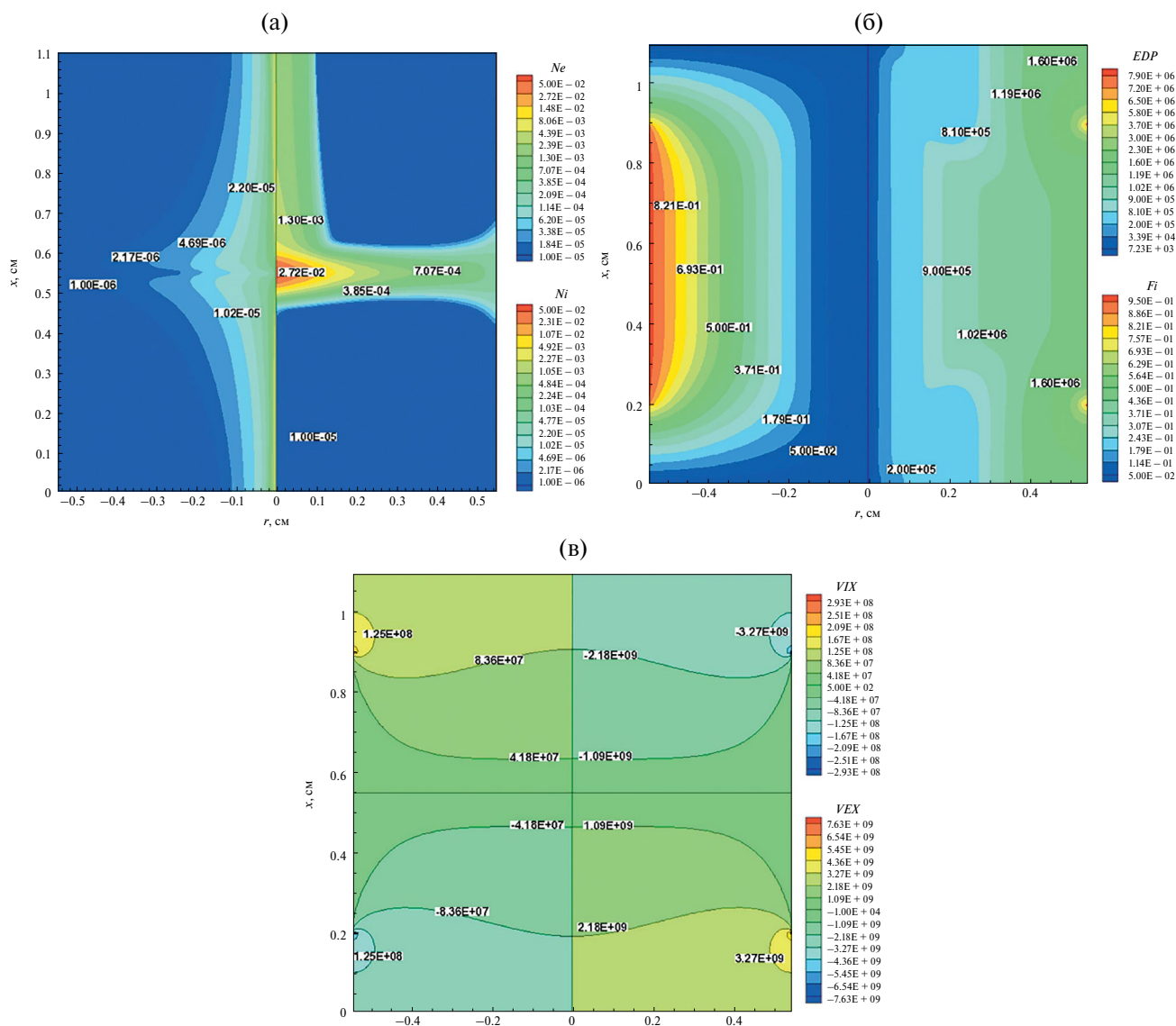


Рис. 3. Поля электродинамических функций при $\varepsilon=500$ В, $B_x=0.005$ Тл; (а) концентрации ионов ($N_i = n_i/n_0$, слева) и электронов ($N_e = n_e/n_0$, справа); (б) электрический потенциал ($F_i = \phi/\varepsilon$, слева) и приведенное поле ($EDP = E/p$ В/см·Торр), справа); (в) осевые скорости ионов ($V_{IX} = V_{i,x}$ см/с, слева) и электронов ($V_{EX} = V_{e,x}$ см/с, справа).

в ускоряющем их электрическом поле (правые части соотношений (1.4) и (1.6)). В азимутальном направлении частицы движутся в результате взаимодействия их радиального движения с осевым магнитным полем (соотношения (1.5) и (1.7)). Модуль полного потока электронов (1.8) определяет интенсивность ионизационных процессов, хотя часть ион-электронных пар рекомбинируют (правые части уравнений (1.1) и (1.2), пропорциональные коэффициенту рекомбинации β). Скорость дрейфовых и ионизационных процессов в модифицированной диффузионно-дрейфовой моделях определяются соотношениями (1.11)–(1.18).

Электроны, достигая анода, формируют полный ток I , рассчитываемый как интеграл по поверхности анода от плотности тока. Учет уравнения для внешней электрической цепи (1.19) позволяет определить падение напряжения на электродах V_{dr} , входящее в граничное условие (1.10). Указанное падение напряжения совместно с уравнением Пуассона (1.3), в правой части которого находится суммарная плотность зарядов, позволяет получить конфигурацию электрического поля, которое, в свою очередь, и определяет процессы переноса заряженных частиц в газоразрядной плазме.

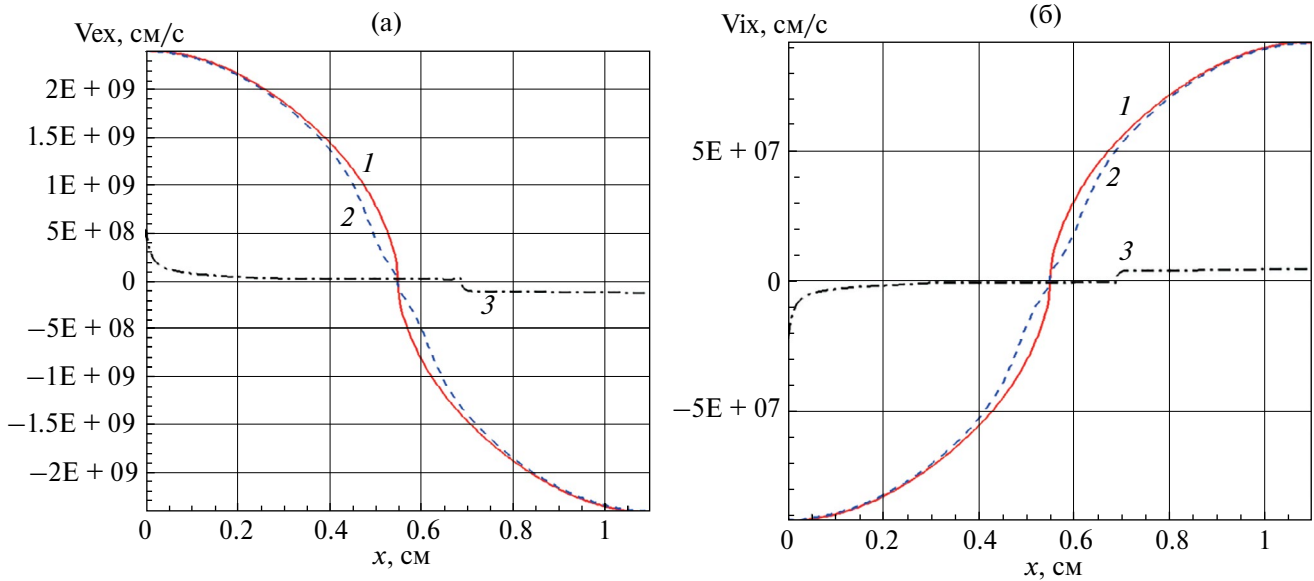


Рис. 4. Осевая скорость электронов (а) и ионов (б) при $\varepsilon=500$ В, $B_x=0.005$ Тл (1), $B_x=0.01$ Тл (2) и $B_x=0.1$ Тл (3).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование проводилось при следующих исходных данных: $R_C = R_{AC} = 0.55$ см, $X_C = 0$, $X_{AC} = 1.1$ см, $X_{A1} = 0.2$ см, $X_{A2} = 0.9$ см, давление молекулярного водорода $p = 1$ мТорр, $R_0 = 12$ кОм, $\gamma = 0.1$. Электродвижущая сила источника питания варьировалась в пределах $\varepsilon = 500\text{--}1000$ В. Индукция магнитного поля изменялась при заданных значениях э.д.с в пределах $B_x \in [B_{x,\min}, B_{x,\max}]$, обеспечивающих существование разряда Пеннинга, которые находились в процессе расчетов.

При заданных исходных данных устойчивые конфигурации газоразрядной плазмы получались при $0.001 \leq B_x \leq 0.2$ Тл, указанными для каждого значения э.д.с. в табл. 1. Оказалось, что в пределах областей существования разряда Пеннинга по параметру B_x можно обнаружить различные режимы горения разряда, в том числе с образованием плазменных осцилляций в приосевых областях. Для поиска таких областей проводилось несколько пробных расчетов в диапазоне $B_x \in [B_{x,\min}, B_{x,\max}]$.

Прежде, чем анализировать плазмодинамические характеристики разряда в разных условиях существования, рассмотрим такие интегральные характеристики, как полный анодный ток I и падение потенциала между электродами V_{dr} , приведенные в табл. 1. Отсутствие значений I и V_{dr} в этой таблице означает, что разряд погас. Закономерности, следующие из табл. 1 состоят в том, что при всех значениях э.д.с. полный ток через разряд возрастает с увеличением магнитной индукции до определенной величины B_x , а затем достаточно быстро падает. Немонотонное поведение анодного тока с увеличением индукции магнитного поля удалось проследить при $\varepsilon = 1000$ В. До момента погасания разряда при $B_x = 0.2$ Тл полный ток падает при $B_x = 0.15$ Тл по сравнению с током при $B_x = 0.1$ Тл, что свидетельствует о подавлении ионизации в разряде в диапазоне $0.1 \leq B_x \leq 0.15$ Тл.

Подавление скорости ионизации в диффузионно-дрейфовой модели можно объяснить обратной пропорциональностью скорости ионизации $\alpha(E)|\Gamma_e|$ в уравнениях (1.1) и (1.2). Учитывая, что параметр Холла для электронов при $B_x = 0.1$ Тл равен примерно 10 [23], получаем, что при этой индукции магнитного поля скорость ионизации падает на порядок (см. соотношения для плотности потока электронов (1.4)). Увеличение анодного тока при росте э.д.с. источника питания при прочих равных условиях связано с увеличением энергии электронов при растущей напряженности электрического поля. Из табл. 1 следует, что при $B_x = 0.01$ Тл анодный ток возрастает от $I = 0.307$ мА до $I = 0.71$ мА при увеличении э.д.с. от 500 В до 1000 В, а при $B_x = 0.1$ Тл анодный ток возрастает от $I = 1.39$ мА до $I = 5.14$ мА. Отметим также незначительное снижение падения напряжения на электродах при увеличении B_x .

В целом следует отметить, что результаты численного моделирования с использованием диффузионно-дрейфовой модели не противоречат наблюдаемым экспериментальным данным [11–14].

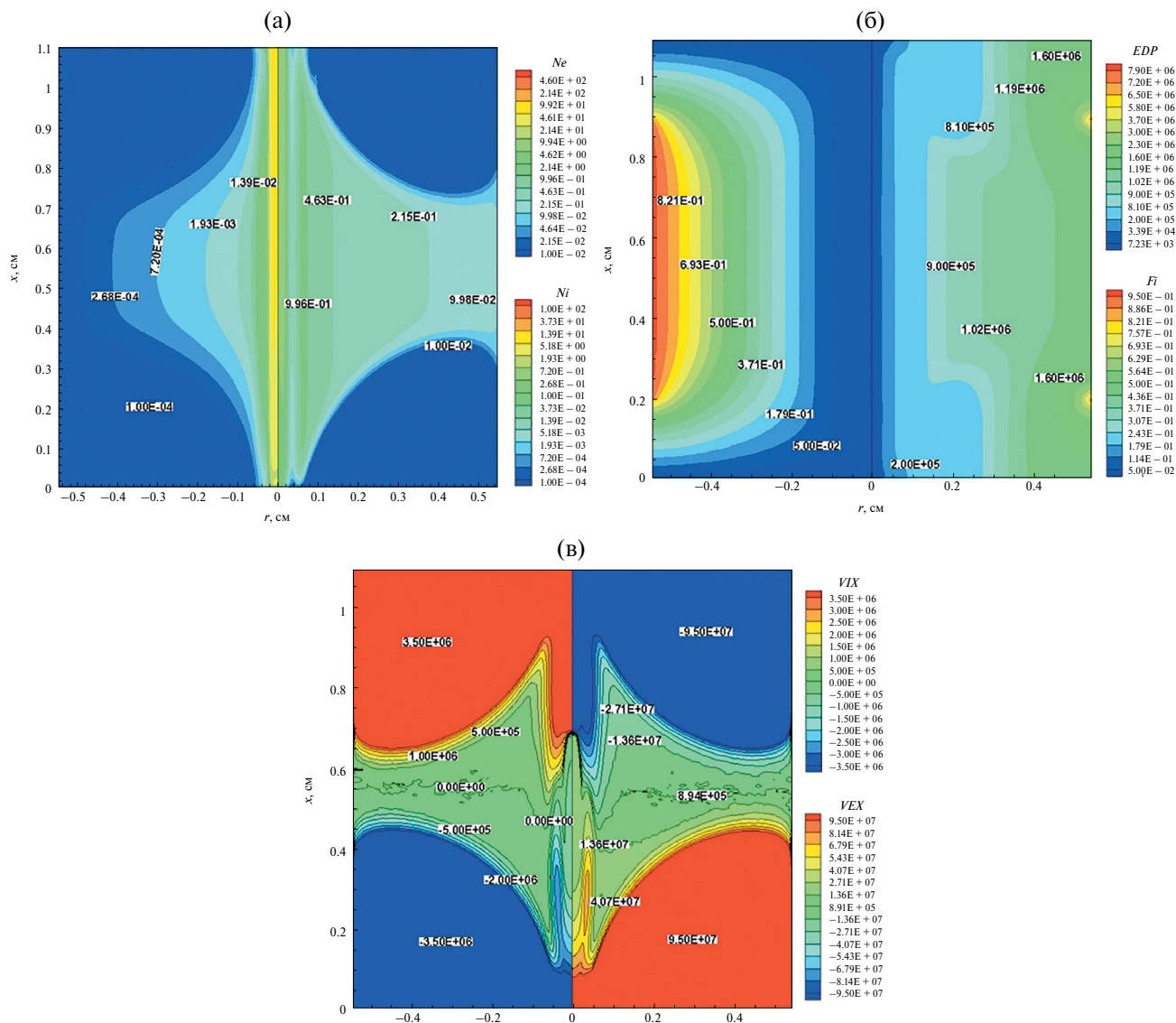


Рис. 5. Поля электродинамических функций при $\epsilon=500$ В, $B_x=0.15$ Тл; (а) концентрации ионов ($N_i = n_i/n_0$, слева) и электронов ($N_e = n_e/n_0$, справа); (б) электрический потенциал ($Fi=\phi/\epsilon$, слева) и приведенное поле ($EDP=E/p$ В/см·Торр), справа); (в) осевые скорости ионов ($VIX = V_{ix}$ см/с, слева) и электронов ($VEX = V_{ex}$ см/с, справа).

На рис. 2 показаны распределения концентраций электронов и ионов вдоль оси симметрии разряда Пеннинга при $\epsilon=500$ В (рис. 2а), $\epsilon=750$ В (рис. 2б) и $\epsilon=1000$ В (рис. 2в). На каждом из этих рисунков приведены распределения концентраций заряженных частиц при разной индукции магнитного поля. При $\epsilon=500$ В увеличение индукции магнитного поля в диапазоне $B_x=0.005-0.1$ Тл приводит к росту концентраций электронов и ионов примерно на два порядка. При $B_x=0.005$ Тл и $B_x=0.01$ Тл максимум концентраций электронов приходится на центральную приосевую часть разрядной камеры. Аналогичные распределения концентраций видны и для других значений э.д.с. (рис. 2б и 2в). На указанных осевых распределениях отметим характерные свойства классических тлеющих разрядов: вблизи катода концентрация электронов ниже примерно на порядок концентрации ионов. Здесь, в соответствии с граничными условиями (1.10) рождение электронов обусловлено эффектом вторичной ион-электронной эмиссии с эффективностью $\gamma=0.1$, а условия для столкновительной ионизации электронов с нейтральными частицами неблагоприятны.

Представленные осевые распределения концентраций электронов и ионов демонстрируют важный факт качественного изменения в структуре разряда при увеличении индукции магнитного поля. При

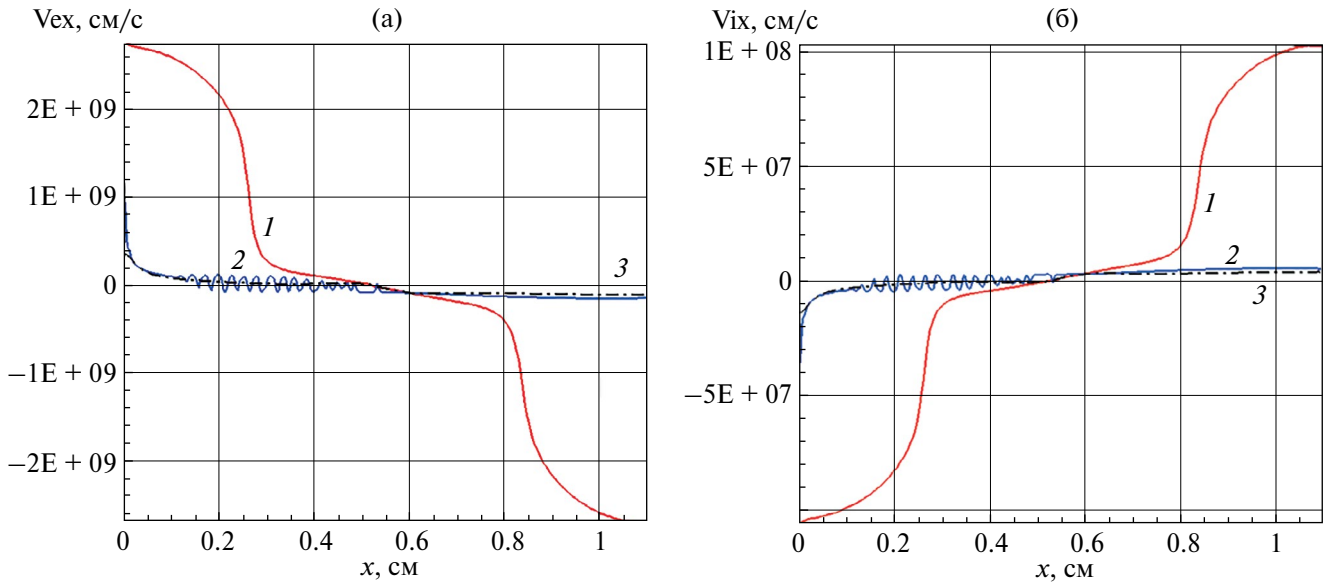


Рис. 6. Осевая скорость электронов (а) и ионов (б) при $\epsilon=750$ В, $B_x=0.001$ Тл (1), $B_x=0.005$ Тл (2) и $B_x=0.1$ Тл (3).

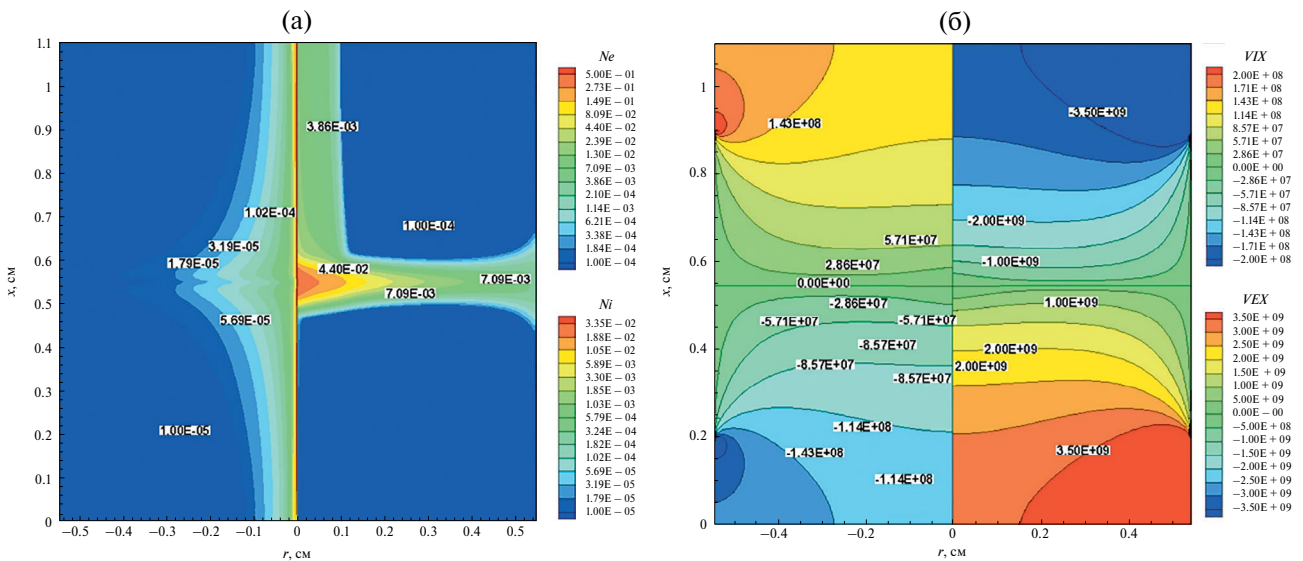


Рис. 7. Поля электродинамических функций при $\epsilon=1000$ В, $B_x=0.01$ Тл; (а) концентрации ионов ($N_i = n_i/n_0$, слева) и электронов ($N_e = n_e/n_0$, справа); (б) осевые скорости ионов ($V_{ix} = V_{ix}$ см/с, слева) и электронов ($V_{ex} = V_{ex}$ см/с, справа).

относительно малой величине $B_x \sim 0.005-0.05$ Тл газоразрядная плазма локализована в приосевых областях в центре камеры, а при больших величинах B_x распределение концентраций вдоль оси x становится достаточно однородным.

Поля электронных и ионных концентраций для расчетного случая $B_x=0.01$ Тл, $\epsilon=500$ В показаны на рис. 3а. Для этого же расчетного случая на рис. 3б показаны электрический потенциал и приведенное поле E/p , на рис. 3в – осевые скорости электронов и ионов. Обратим внимание на исключительно высокие скорости заряженных частиц в центральной области практически по всему радиусу разрядной камеры и крайне неоднородное распределение концентраций заряженных частиц в камере.

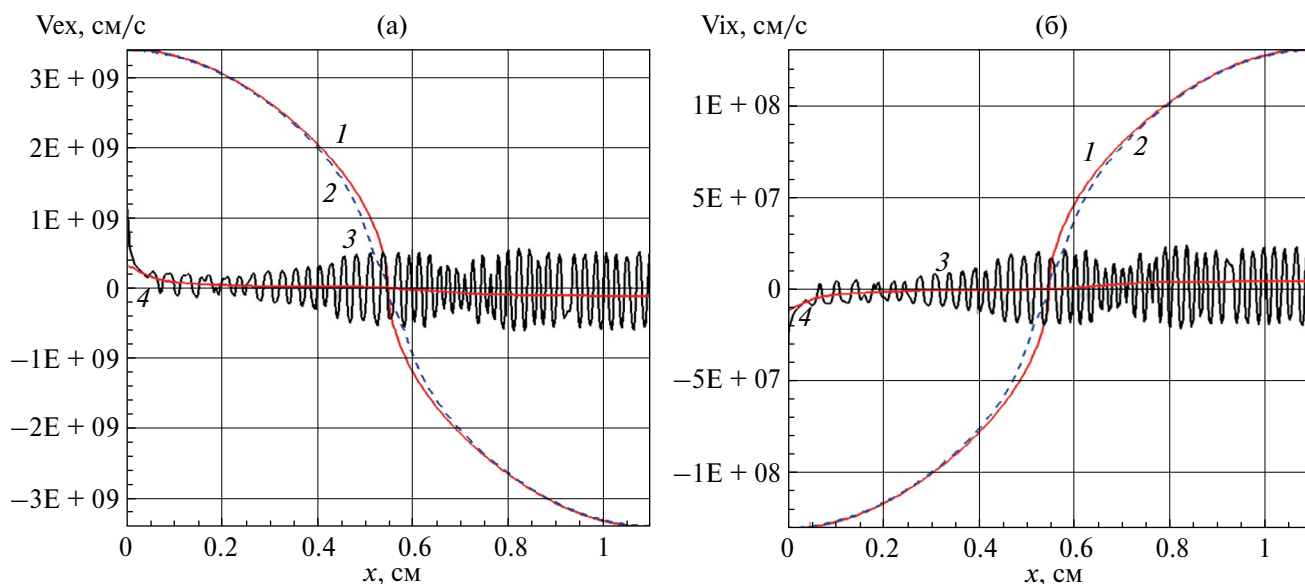


Рис. 8. Осевая скорость электронов (а) и ионов (б) при $\epsilon=1000$ В, $B_x=0.005$ Тл (1), $B_x=0.01$ Тл (2) и $B_x=0.1$ Тл (3).

На рис. 4 показаны распределения скоростей вдоль оси симметрии. Ионы, рожденные в основном в приосевых областях разряда (рис. 3а) ускоряются к катоду и антикатуду до скоростей порядка 10^8 см/с. Электроны, как уже отмечалось, ускоряются от катода и антикатода к центру камеры.

На рис. 4 осевые распределения скоростей электронов и ионов оказываются близкими при $B_x=0.005$ Тл и $B_x=0.01$ Тл. Однако, при увеличении B_x на порядок, в структуре разряда происходят качественные изменения. Осевые скорости ионов и электронов падают примерно на порядок (цифры 3 на рис. 4а, б). Значительно изменяется конфигурация полей скоростей и концентраций во всей области. Распределение этих функций показано на рис. 5. При более однородном распределении потенциала и напряженности электрического поля (рис. 5б) значительная часть камеры заполнена ионизованным газом (рис. 5а), а распределения скоростей ионов и электронов становится несимметричным вдоль оси симметрии в центре камеры (рис. 5в).

Если воспользоваться классификацией режимов горения разряда Пеннинга, обсуждаемой в [5, 18], то два рассмотренных расчетных случая можно отнести к режимам слабого и сильного магнитного поля.

При увеличении э.д.с. источника питания до $\epsilon=750$ В получены осевые распределения скоростей ионов и электронов (рис. 6а, б), которые отличаются от распределений при $\epsilon=500$ В более быстрым падением осевых скоростей от катода и антикатода к центру разрядной камеры (сравните рис. 6 и рис. 4).

При $B_x=0.005$ Тл и $\epsilon=750$ В в приосевой области разряда наблюдаются осцилляции скоростей заряженных частиц. Заметим, что при дальнейшем увеличении индукции магнитного поля до $B_x=0.1$ Тл указанные осцилляции исчезают (кривые 3 на рис. 6).

Еще в большей степени указанные закономерности проявляются при дальнейшем увеличении э.д.с до $\epsilon=1000$ В. На рис. 7а показаны поля концентраций ионов и электронов при $\epsilon=1000$ В и $B_x=0.01$ Тл, для которых на рис. 2в даны соответствующие осевые распределения, отвечающие режиму слабого магнитного поля (кривая 1 – $B_x=0.005$ Тл, кривая 2 – $B_x=0.05$ Тл) и режиму сильного магнитного поля (кривые 4 и 5 соответственно для $B_x=0.1$ и 0.15 Тл). При $B_x=0.2$ Тл разряд погасает (кривая 6 – $B_x=0.2$ Тл). Конфигурация газоразрядной плазмы на рис. 7 отвечает режиму слабого магнитного поля. Видно, что распределение концентраций заряженных частиц вдоль оси симметрии разряда (кривая 2 на рис. 2в) подобно распределениям концентраций для режима слабого магнитного поля при других ϵ (рис. 2а, б). Значительно более монотонно распределены осевые скорости заряженных частиц (рис. 7б).

В распределениях осевых скоростей ионов и электронов (при $B_x=0.005$ Тл и 0.01 Тл) нет каких-либо особенностей (кривая 2 на рис. 8а, б). На этих же рисунках кривыми 4 показаны распределения скоростей на некоторой промежуточной фазе погасания разряда Пеннинга.

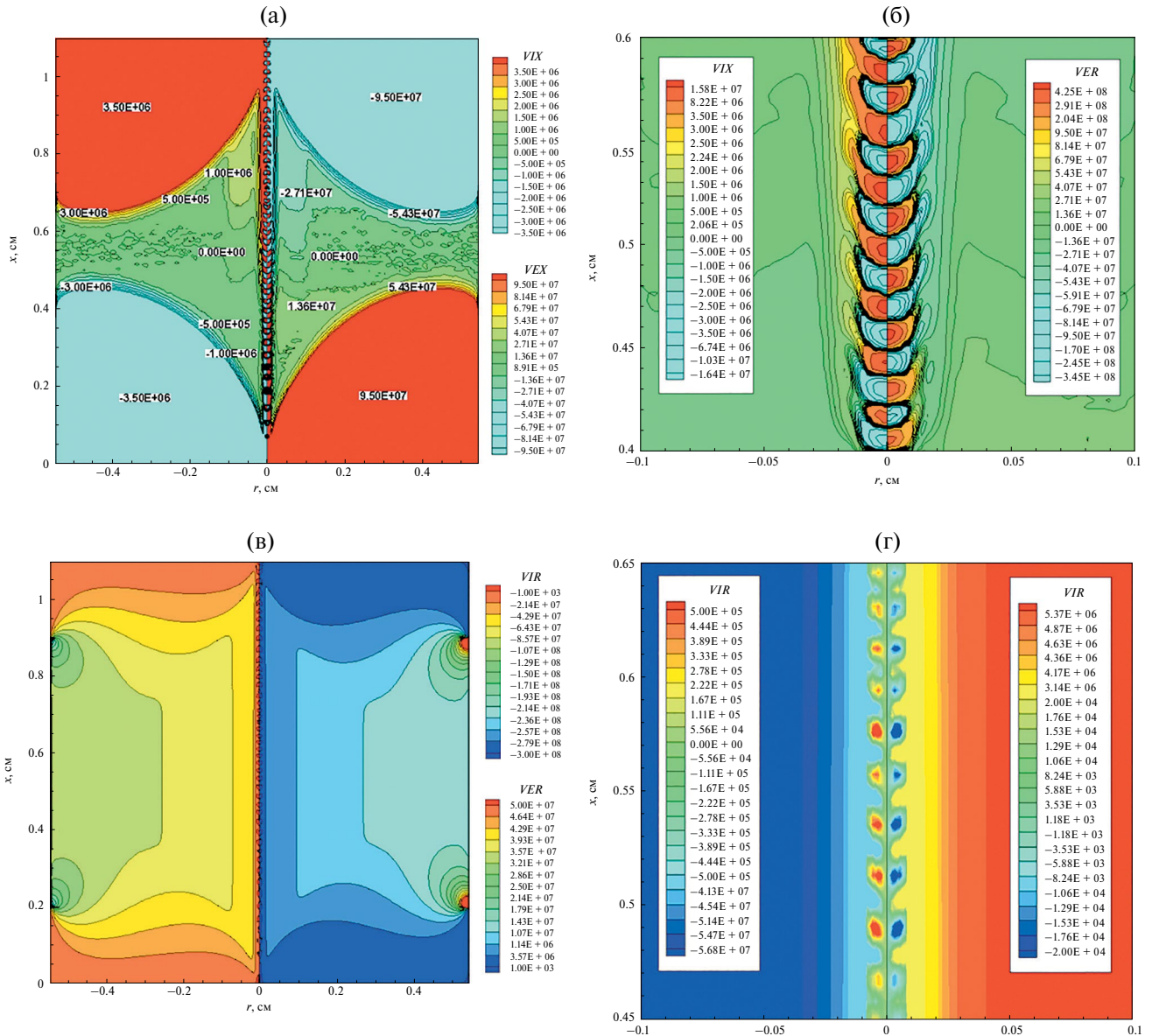


Рис. 9. Поля дрейфовых скоростей заряженных частиц при $\epsilon=1000$ В, $B_x=0.1$ Тл; (а, б) Осьевые скорости ионов ($V_{IX} = V_{ix}$ см/с, слева) и электронов ($V_{EX} = V_{ex}$ см/с, справа); (в, г) радиальные скорости ионов ($V_{IR} = V_{i,r}$ см/с, слева) и электронов ($V_{ER} = V_{e,r}$ см/с, справа).

Особый интерес представляет режим сильного магнитного поля. На рис. 8 кривыми 3 показаны распределения осевых скоростей ионов и электронов при $B_x=0.1$ Тл. В этом случае наблюдаются весьма сильные осцилляции скоростей, которые являются проявлением возникновения регулярной вихревой структуры в потоках заряженных частиц. Рассмотрим этот режим подробнее.

Во-первых, из анализа нестационарной картины течения становится ясным, что осцилляции продольных скоростей на рис. 8 перемещаются в осевом направлении. На рис. 9а, б показано поле продольных скоростей, а на рис. 9в, г показаны аналогичные поля для радиальной компоненты скоростей, что также подтверждает вихревую структуру движения. Обратим внимание на то, что на рис. 9б и 9г поля скоростей показаны в увеличенном масштабе.

Распределения концентраций (рис. 10а) и приведенного поля с электрическим потенциалом (рис. 10б) является типичным для режима сильного поля (сравните с рис. 5 при $\epsilon=500$ В).

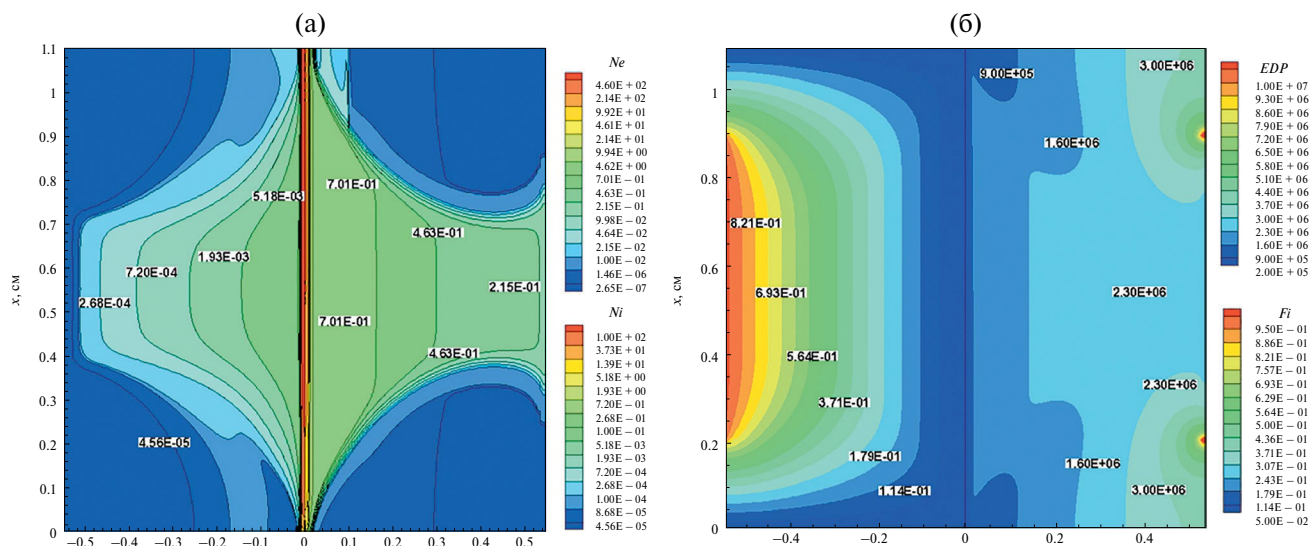


Рис. 10. Поля электродинамических функций при $\epsilon=1000$ В, $B_x=0.1$ Тл; (а) концентрации ионов ($N_i = n_i/n_0$, слева) и электронов ($N_e = n_e/n_0$, справа); (б) электрический потенциал ($F_i = \phi/\epsilon$, слева) и приведенное поле ($EDP = E/p$ В/см·Торр), справа).

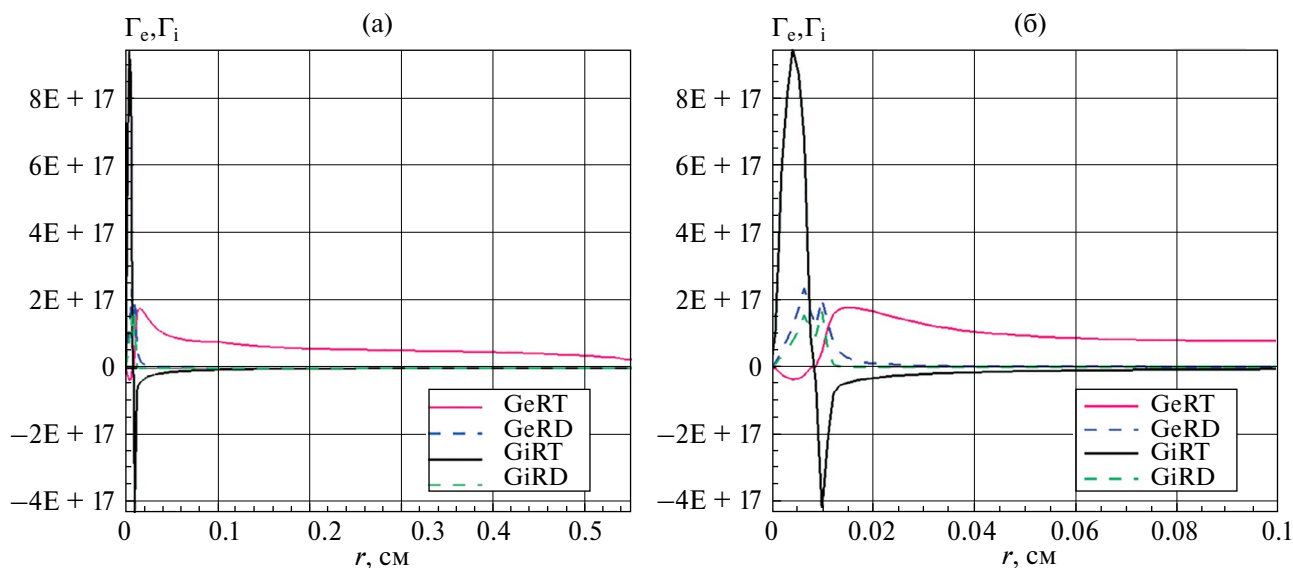


Рис. 11. Радиальные распределения в сечении разрядной камеры $x=0.55$ см дрейфовых (GeRT, GiRT) и диффузионных (GeRD, GiRD) потоков ионов и электронов при $\epsilon=1000$ В, $B_x=0.1$ Тл. На рис. 11б показаны распределения вблизи оси симметрии.

Отметим еще одну важную особенность. Кривая 3 на рис. 8 отвечает моменту времени, когда осевая скорость ионов на выходе из мениска отрицательна. То есть в этот момент времени ионы не вылетают из области мениска. Численная анимация изучаемого процесса показывает периодические изменения знака скорости ионов на выходе из камеры. Значит в данном случае будет наблюдаться осциллирующий поток ионов из разрядной камеры.

Несмотря на осцилляционное движение заряженных частиц вблизи оси симметрии, в основной части разряда превалирует устойчивая конфигурация радиального потока электронов к аноду (рис. 11).

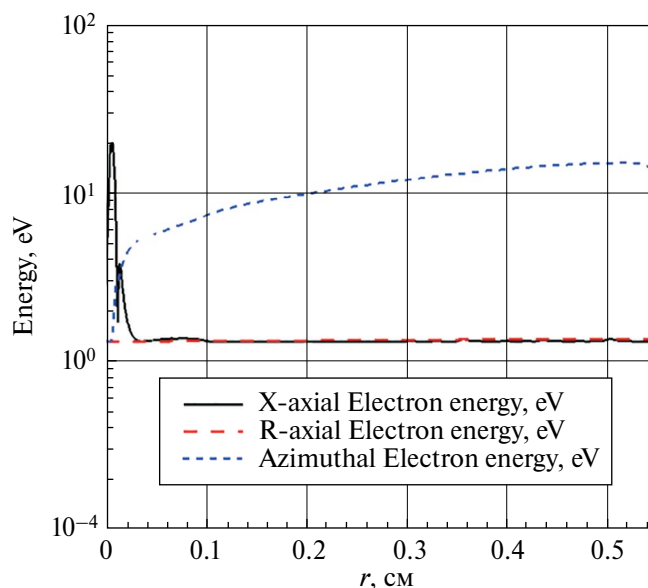


Рис. 12. Распределение по радиусу разрядной камеры в сечении $x=0.55$ см энергии осевых, радиальных и азимутальных потоков электронов при $\epsilon=1000$ В, $B_x=0.1$ Тл.

Поэтому азимутальный поток электронов, энергия которого показана на рис. 12, является главным фактором само поддержания разряда.

Возвращаясь к анализу осцилляций вблизи оси симметрии, отметим, что здесь периодически меняется направление радиальных дрейфовых потоков электронов и ионов, равно как и диффузионных потоков, которые могут превалировать в узких областях (рис. 11б).

На рис. 13 показаны распределения энергии осевых потоков электронов и ионов, а также приведенного поля для трех значений индукции магнитного поля $B_x = 0.01, 0.1$ и 0.15 Тл при одной и той же э.д.с. $\epsilon=1000$ В. Наибольшее значение энергии достигается в режиме слабого магнитного поля.

В режиме сильного магнитного поля (рис. 13б) в области приосевой плазменной неустойчивости течения наблюдается пульсации электрического поля и энергии частиц. На рис. 13в показаны осцилляции поля и энергии частиц для режима, когда величина индукции магнитного поля становится настолько большой, что разряд Пеннинга находится на грани своего существования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием модифицированной диффузионно-дрейфовой модели выполнено систематическое численное исследование двумерной электродинамической структуры разряда Пеннинга в цилиндрической разрядной камере с характерным размером 1 см при давлении молекулярного водорода 1 мТорр. Напряжение между электродами изменялось в диапазоне 500–1000 В, а индукция осевого магнитного поля в диапазоне 0.001–0.2 Тл.

В расчетах получены несколько режимов существования разряда Пеннинга: режимы слабого и сильного магнитного поля, а также переходные режимы и режимы погасания в слабом и сильном магнитном поле.

Найдены условия существования разряда Пеннинга, при которых в приосевых областях возникает осцилляционное движение электронных и ионных потоков, которое можно ассоциировать с плазменной турбулентностью. Однако, в отличие от классической гидродинамической турбулентности, указанные осцилляции являются более упорядоченными, поэтому, по всей видимости, этот процесс более правильно характеризовать как область осцилляции параметров газоразрядной плазмы.

Показано, что результаты численного моделирования с использованием диффузионно-дрейфовой модели позволяют получить непротиворечивые данные в сравнении с экспериментом, при этом дают

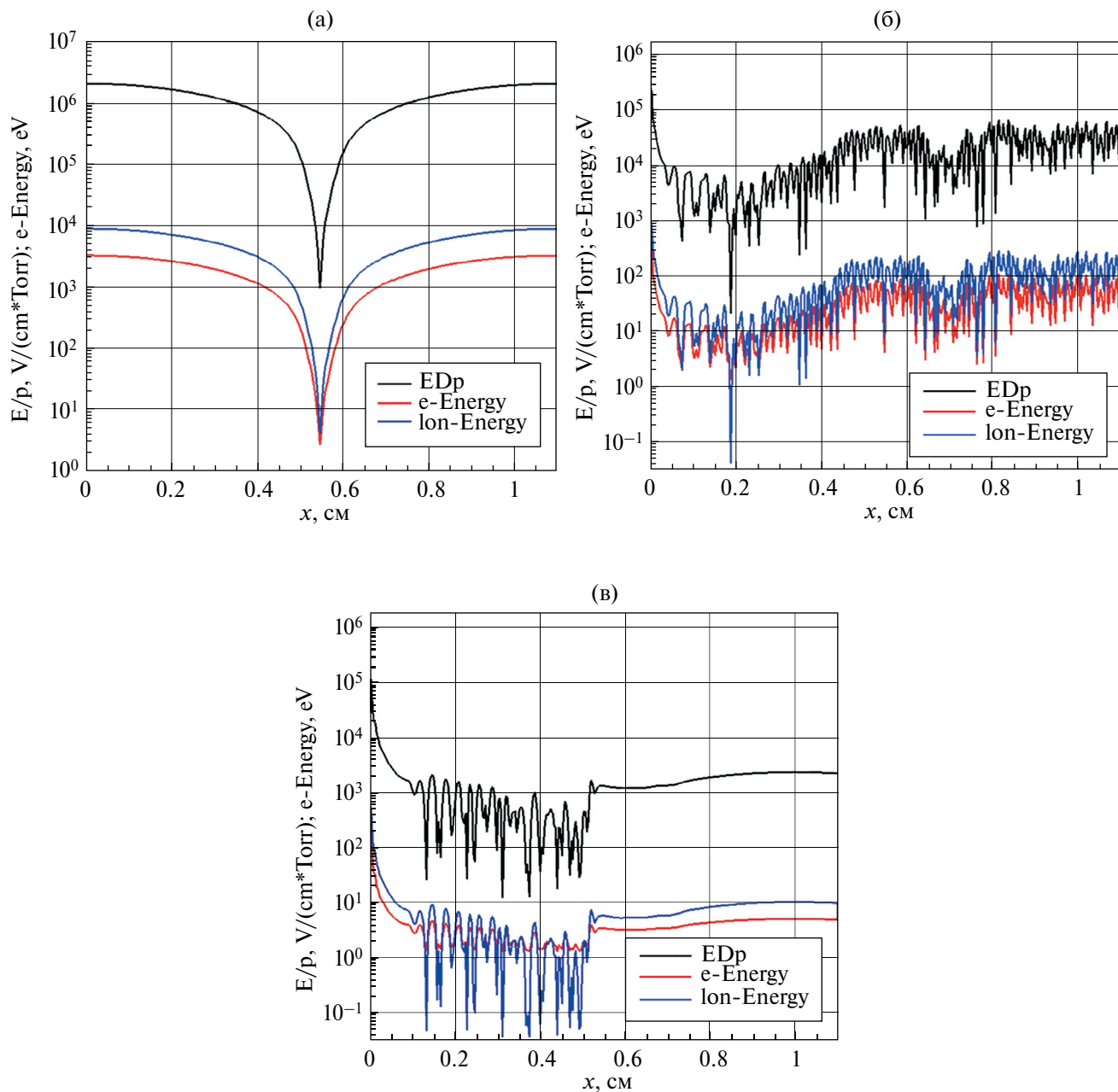


Рис. 13. Осевые распределения приведенного поля ($EdP=E/p$), энергии электронов (e-Energy) и ионов (Ion-Energy) при $\epsilon=1000$ В; (а) $B_x=0.01$ Тл, (б) $B_x=0.1$ Тл, (в) $B_x=0.15$ Тл.

возможность получить представление о формировании структуры потоков частиц электроразрядной плазмы, которые позволяют объяснить наблюдаемые экспериментальные данные.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

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

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор гарантирует отсутствие конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Penning F.M. The Glow Discharge at Low Pressure Between Coaxial Cylinders in an Axial Magnetic Field// *Physica III*. 1936. № 9. P. 873–894.
2. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
3. Hirsch E.N. On the Mechanizm of The Penning Discharge // *Brit. J. Appl. Phys.* 1964. V. 15. P. 1535–1544.
4. Мамедов Н.В. Физические основы генерации ионных пучков в плазменных источниках нейтронных трубок: Уч. пособ. М.: Буки Веди, 2021. 388 с.
5. 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. стр. 172–185.
6. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат. 1972. 304 с.
7. Веников Н.И. Источники ионов для ускорителей. Препринт ИАЭ-3217. 1979. 54с.
8. Loeb H.W. Plasma-based ion beam sources// *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2005. V. 47. B565–B576
9. Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат. 1986. 249 с.
10. Rovey J.L. Design parameter investigation of a cold-cathode Penning ion source for general laboratory applications// *Plasma Sources Sci. Technol.* 2008. 17. 035009. 7 pp.
11. Коротяев Ю.В., Мешков И.Н., Поляков В.Н., Смирнов А.В., Сыресин Е.М., Лей Р., Транквиль Ж. Разряд Пеннинга в электронно-оптических приборах с магнитным сопровождением // *Журнал технической физики*. 1997. Вып. 11. С. 124–126.
12. Рачков Р.С., Масленников С.П., Юрков Д.И. Исследование амплитудно-временных характеристик разряда Пеннинга в миниатюрных ионных источниках // *Атомная энергия*. 2019. Т. 127. Вып. 1. С. 39–43.
13. Мамедов Н.В., Щитов Н.Н., Колодко Д.В., Сорокин И.А., Синельников Д.Н. Разрядные характеристики плазменного источника Пеннинга // *ЖТФ*. 2018. № 8. С. 1164–1171.
14. Мамедов Н.В., Щитов Н.Н., Каньшин И.А. Исследование зависимостей эксплуатационных характеристик источника ионов Пеннинга от его геометрических параметров // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2015. Т. 16(4).
<http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-4/articles/590/>
15. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит. 2006. 576 с.
16. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. М.: Физматгиз, 1962. 235 с.
17. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука. 1966. 624 с.
18. Мамедов Н.В., Масленников С.П., Пресняков Ю.К., Солодовников А.А., Юрков Д.И. Моды разряда пеннинговского ионного источника при импульсном и стационарном режиме питания // *ЖТФ*. 2019. Т. 89. Вып.9. С. 1367–1374.
19. Dikalyuk A.S. Development of Particle-in-Cell Solver for Numerical Simulation of Penning Discharge. // *AIAA* 2017–0842. 2017. p. 22
20. Rokhmanenkov A.S., Kuratov S.E. Numerical Simulation of Penning Gas Discharge in 2D/3D//*J. Phys.: Conf. Ser.* 1250. 2019. 012036
21. 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.
22. Surzhikov S.T. Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena. Series: Texts and Monographs in Theoretical Physics. de Gruyter: Berlin. 2020. 537 p.
23. Surzhikov S.T. Diffusion-Drift Modeling of the Electrodynamics Structure of the Penning Discharge in Molecular Hydrogen// *Fluid Dynamics*. 2023. V. 50. № 8. 21 p.
24. Суржиков 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.
25. Суржиков С.Т. Двумерная модель разряда Пеннинга в цилиндрической камере с осевым магнитным полем//*Журнал технической физики*. 2017. Т. 87. Вып. 8. С. 1165–1176.
26. Суржиков 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/>

27. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984. 392 с.
28. Баранов В.Б., Краснобаев К.В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука. 1977.
29. Surzhikov S.T., Shang J.S. Two-component plasma model for two-dimensional glow discharge in magnetic field// Journal of Computational Physics. 2004. 199. P. 437–464.

Dynamics of Ion and Electron Flows in the Penning Discharge Chamber

© 2024 S. T. Surzhikov^{a, *}

^a*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^{*}*e-mail: surg@ipmnet.ru*

The two-fluid and two-temperature diffusion-drift model of gas-discharge plasma is used to study numerically the structure of the Penning discharge in a cylindrical discharge chamber at the molecular hydrogen pressure of 1 mTorr, the voltage between the electrodes of 500–1000 V, and the axial magnetic field induction of 0.001–0.2 T. Two regimes of existence of the Penning discharge are obtained in the calculations. These regimes differ qualitatively in the electrodynamic structure of the charged-particle flows of gas-discharge plasma, as well as there exist transient and extinction regimes in the weak and strong magnetic fields. The conditions under which the oscillatory motion of electron and ion flows develops in the paraxial regions are found. It is shown that the results of numerical simulation with the use of the diffusion-drift model make it possible to obtain consistent data in comparison with experiment, and at the same time to get an insight about the formation of the structure of flows of electric-discharge plasma particles. This makes it possible to explain the observed experimental data.

Keywords: Penning discharge, two-temperature two-fluid diffusion-drift model, dynamics of ion and electron flows in an electric discharge chamber, gas-discharge plasma oscillations.