

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. Т. Суржиков, Квазистационарный высокочастотный емкостной тлеющий разряд в поперечном магнитном поле,  
*ТВТ*, 2010, том 48, дополнительный выпуск, 102–112

<https://www.mathnet.ru/tvt928>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.173

27 апреля 2025 г., 08:58:00



УДК 533.6.011

## КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЕМКОСТНОЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2010 г. С. Т. Суржиков

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва*  
Поступила в редакцию 15.09.2009 г.

Обсуждаются проблемы компьютерного моделирования двухмерной структуры высокочастотного емкостного (ВЧЕ) тлеющего разряда. Диффузионно-дрейфовая вычислительная модель ВЧЕ-разряда, горящего в квазистационарном режиме, использована для анализа поведения ВЧЕ в поперечном магнитном поле. Расчеты выполнены для двухмерного ВЧЕ тлеющего разряда при давлении 5–10 Тор и ЭДС-источника питания 520–1000 В с частотой 13.59 МГц. Вектор магнитного поля с индукцией  $B = 0.2$  Т направлен поперек токового столба ВЧЕ-разряда. Высокочастотный тлеющий разряд представляет собой частично ионизованный газ с плотностью заряженных частиц  $\sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, который не возмущает магнитное поле.

PACS: 47.70.Mc, 47.70.Nd, 47.10.ad, 47.40.Ki, 47.11.Bc

### ВВЕДЕНИЕ

Возможность использования электромагнитных способов модификации частично ионизованных газовых потоков в разнообразных аэрокосмических технологиях обсуждается в литературе уже более 60 лет. Одним из возможных способов такой модификации являются применение хорошо известных в физике газоразрядной плазмы тлеющего разряда непрерывного тока и высокочастотных разрядов индукционного и емкостного типа. Указанные типы разрядов характеризуются относительно низкими энергетическими затратами и простотой организации.

Важной особенностью этих типов разрядов является то, что при давлении в газовых потоках порядка 1–10 Тор они являются достаточно однородными, а характерное время их формирования составляют микросекунды, что заметно меньше времени формирования газодинамической структуры.

В предыдущих работах было выполнено подробное расчетно-теоретическое исследование структуры тлеющих разрядов непрерывного тока при давлениях  $p \sim 1$ –20 Тор в отсутствие газового потока [1] в дозвуковых [2], сверхзвуковых [3] и гиперзвуковых [4–7] газовых потоках. Теоретически было показано, что непрерывный тлеющий разряд постоянного тока, горящий в режиме нормальной плотности тока [1] между электродами на противоположных поверхностях [1–3] и на одной [6] поверхности, является весьма перспективным для использования в различных аэрокосмических приложениях. При этом использование внешнего

магнитного поля небольшой индукции может значительно усилить влияние разрядов на газодинамическую структуру [5–8].

В данной работе исследования, начатые в [1–8] в области численного моделирования тлеющих разрядов в разреженных потоках, продолжены в отношении высокочастотного емкостного разряда, горящего в квазистационарном режиме при давлении  $p = 5$ –10 Тор. Схема разряда показана на рис. 1. Квазистационарный режим существования разряда характеризуется тем, что после своего формирования от некоторого локализованного в межэлектродном промежутке исходного плазменного образования, задаваемого в качестве начальных расчетных данных (процесс формирования токового столба занимает примерно десять микросекунд), ВЧЕ-разряд сохраняет свою конфигурацию в течение значительно большего промежутка времени (более 100 мкс), эволюционируя в пространстве. Как правило, в расчетах наблюдается медленное расширение токового столба с сохранением внутренней электродинамической структуры разряда с приэлектродными областями пространственного заряда и положительным столбом.

Так же, как и тлеющий разряд постоянного тока, исследуемый ВЧЕ-разряд характеризуется малой степенью ионизации разреженного газа,  $n_e/n_n \sim 10^{-5}$  ( $n_n$ ,  $n_e$  – концентрации нейтральных частиц и электронов) и высокой степенью неравновесности, при которой температура нейтральных частиц и ионов близка к комнатной, а температура электронов, нагретых внешним электрическим полем, достигает

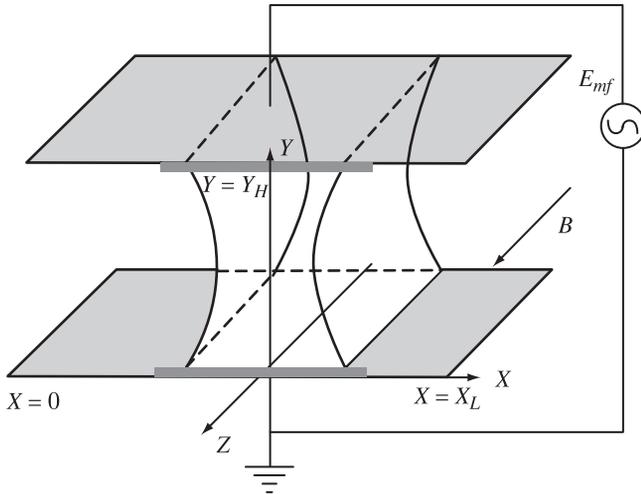


Рис. 1. Расчетная схема ВЧЕ-разряда во внешнем магнитном поле.

20000–30000 К. В режиме нормальной плотности тока имеется баланс между ионизационными, рекомбинационными и диффузионными процессами в столбе электрического разряда. Результаты численных исследований одномерной структуры ВЧЕ-разрядов опубликованы в [9]. Первый двухмерный расчет ВЧЕ-разряда (без магнитного поля) выполнен в [10].

Заметим, что высокочастотное электрическое поле приводит к возможности существования большего многообразия токовых структур, чем в классическом тлеющем разряде постоянного тока [9]. В частности, в экспериментах наблюдаются две формы ВЧЕ-разряда [11], так называемые  $\alpha$ - и  $\gamma$ -формы разряда.

В данной работе расчетным путем получена квазистационарная  $\alpha$ -формы разряда и стационарная  $\gamma$ -форма, а также исследуется эволюция одной из форм разряда в поперечном магнитном поле. Подчеркнем, что здесь обсуждаются численные решения, полученные для квазистационарного ВЧЕ-разряда на временных интервалах  $< 200$  мкс.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается двухмерная структура высокочастотного емкостного тлеющего разряда в молекулярном азоте, который существует между двумя бесконечными плоскими электродами (рис. 1). Задача решается в прямоугольной декартовой системе координат, так что токовая структура представляет собой бесконечный слой в направлении оси  $z$ .

Электродинамическая структура разряда описывается уравнениями неразрывности для объемной плотности электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$ , совместно с уравнением Пуассона для электрического поля  $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$ , а также уравнением теплопроводности

нейтральных частиц. Указанная система уравнений сформулирована в виде, удобном для численной реализации в работе [7]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_e n_e E_{e,x} - \frac{D_e}{1+b_e^2} \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_e n_e E_{e,y} - \frac{D_e}{1+b_e^2} \frac{\partial n_e}{\partial y} \right) = \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_i n_i E_{i,x} - \frac{D_i}{1+b_i^2} \frac{\partial n_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_i n_i E_{i,y} - \frac{D_i}{1+b_i^2} \frac{\partial n_i}{\partial y} \right) = \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_i, \quad (2)$$

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

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + q_J, \quad (4)$$

$$\Gamma_e = n_e \mathbf{u}_e = -D_e \text{grad } n_e - n_e \mu_e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}/c), \quad (5)$$

$$\Gamma_i = n_i \mathbf{u}_i = -D_i \text{grad } n_i + n_i \mu_i (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}/c). \quad (6)$$

Здесь  $n_e, n_i$  – объемные концентрации электронов и ионов;  $D_e, D_i$  – коэффициенты диффузии электронов и ионов;  $p$  – давление;  $T$  – температура;  $\varphi$  – электрический потенциал,  $e$  – заряд электрона;  $\Gamma_e, \Gamma_i$  – плотности потоков электронов и ионов;  $|\Gamma_e| = \sqrt{\Gamma_{e,x}^2 + \Gamma_{e,y}^2}$ ;  $\mathbf{B}$  – вектор индукции магнитного поля (направление данного вектора показано на рис. 1);  $\mathbf{u}_e, \mathbf{u}_i$  – средние скорости электронов и ионов,  $q_J = \eta(\mathbf{jE})$ ;  $\mathbf{j} = e(\Gamma_i - \Gamma_e) = \mathbf{J}_i - \mathbf{J}_e$ ;  $\alpha(E), \beta$  – коэффициенты ионизации и рекомбинации;  $\mu_e, \mu_i$  – подвижности электронов и ионов;  $\eta$  – часть джоулева нагрева, которая идет в тепло (значительная часть энергии идет в возбуждение колебательных степеней свободы молекулярного азота);  $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$  – индукция магнитного поля;

$$b_e = \frac{\mu_e B_z}{c} = \frac{\omega_e}{\nu_e}, \quad b_i = \frac{\mu_i B_z}{c} = \frac{\omega_i}{\nu_{in}} \quad (7)$$

– параметры Холла для электронов и ионов;

$$\omega_e = \frac{eB_z}{m_e c} = \frac{eH_z}{m_e c}, \quad (8)$$

$$\omega_i = \frac{eB_z}{m_i c} = \frac{eH_z}{m_i c} \quad (9)$$

– радиусы Лармора электронов и ионов,

$\nu_e, \nu_{in}$  – частоты столкновений электронов и ионов в частично ионизованном газе;  $m_e, m_i$  – массы электронов и ионов;  $c$  – скорость света.

В уравнениях (1)–(2) используются следующие выражения для проекций эффективного

электрического поля:

$$E_{e,x} = \frac{b_e E_y - E_x}{1 + b_e^2}, \quad E_{e,y} = -\frac{b_e E_x + E_y}{1 + b_e^2},$$

$$E_{i,x} = \frac{E_x + b_i E_y}{1 + b_i^2}, \quad E_{i,y} = -\frac{E_y - b_i E_x}{1 + b_i^2}.$$

Уравнения (1)–(6) замыкаются соотношением для потенциала анода относительно нулевого потенциала катода. В расчетах имеется возможность реализовать два режима поддержания ВЧЕ-разряда. В первом случае для определения потенциала анода по отношению к потенциалу катода привлекается уравнение внешней токовой цепи [11]

$$\frac{E_{mf} - V(t)}{R_0} + \int_{-\frac{1}{2}X_L}^{+\frac{1}{2}X_L} (j_{y,i} - j_{y,e})_{y=Y_H} Z_0 dx = \frac{dQ}{dt}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_0 Q(t) = \int_{-\frac{1}{2}X_L}^{+\frac{1}{2}X_L} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_{y=Y_H} Z_0 dx, \quad (11)$$

$$\varepsilon(t) = E_0 \sin(2\pi ft), \quad (12)$$

где  $\varepsilon_0 = 1.81 \cdot 10^{-6}$  В · см,  $V(t)$  – падение потенциала на разрядном промежутке,  $E_{mf}$  – ЭДС источника питания;  $j_{y,i}$ ,  $j_{y,e}$  – нормальные к поверхности компоненты плотности тока ионов и электронов,  $Q(t)$  – количество избыточных ионов на аноде, связанное с дисбалансом тока в электроразрядном промежутке и внешней цепью;  $R_0$  – омическое сопротивление электрической цепи;  $Z_0 = 1$  см;  $f$  – частота изменения потенциала;  $t$  – время.

Во втором случае принимается, что потенциал анода изменяется по заданному закону, например,

$$V(t) = E_0 \sin(2\pi ft). \quad (13)$$

В данной работе приведены примеры реализации условия (13).

Граничные условия для концентраций частиц и для электрического потенциала задаются в следующем виде:

$$y = 0, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=0} > 0; \quad (14)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \Gamma_{y,e} = \gamma \Gamma_{y,i}, \quad \varphi = 0;$$

$$y = H, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=H} > 0; \quad (15)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial y} = 0, \quad \varphi = E(t);$$

$$y = 0, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=0} < 0; \quad \frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial y} = 0, \quad \varphi = 0; \quad (16)$$

$$y = H, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=H} < 0; \quad (17)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \Gamma_{y,e} = \gamma \Gamma_{y,i}, \quad \varphi = E(t);$$

$$x = 0: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0; \quad (18)$$

$$x = L: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0. \quad (19)$$

В (14) и (17)  $\gamma$  – коэффициент вторичной электронной эмиссии.

## 2. ЗАМЫКАЮЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Предполагается, что теплофизические и переносные свойства нейтральных частиц разряда зависят от температуры, поэтому

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

$$\mu_i(p^*) = \frac{2280}{p^*}, \quad \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$$

$$p^* = p \frac{293}{T}, \quad \text{Тор}; \quad (20)$$

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

$$c_p = 8.314 \frac{7}{2} \frac{1}{M_\Sigma}, \quad \text{Дж}/(\text{г} \cdot \text{К}), \quad M_\Sigma = 28 \text{ г/моль},$$

$$\rho = 1.58 \times 10^{-5} \frac{M_\Sigma p}{T}, \quad \text{г/см}^3;$$

$$\lambda = \frac{8.334 \cdot 10^{-4}}{\sigma^2 \Omega^{(2.2)*}} \times$$

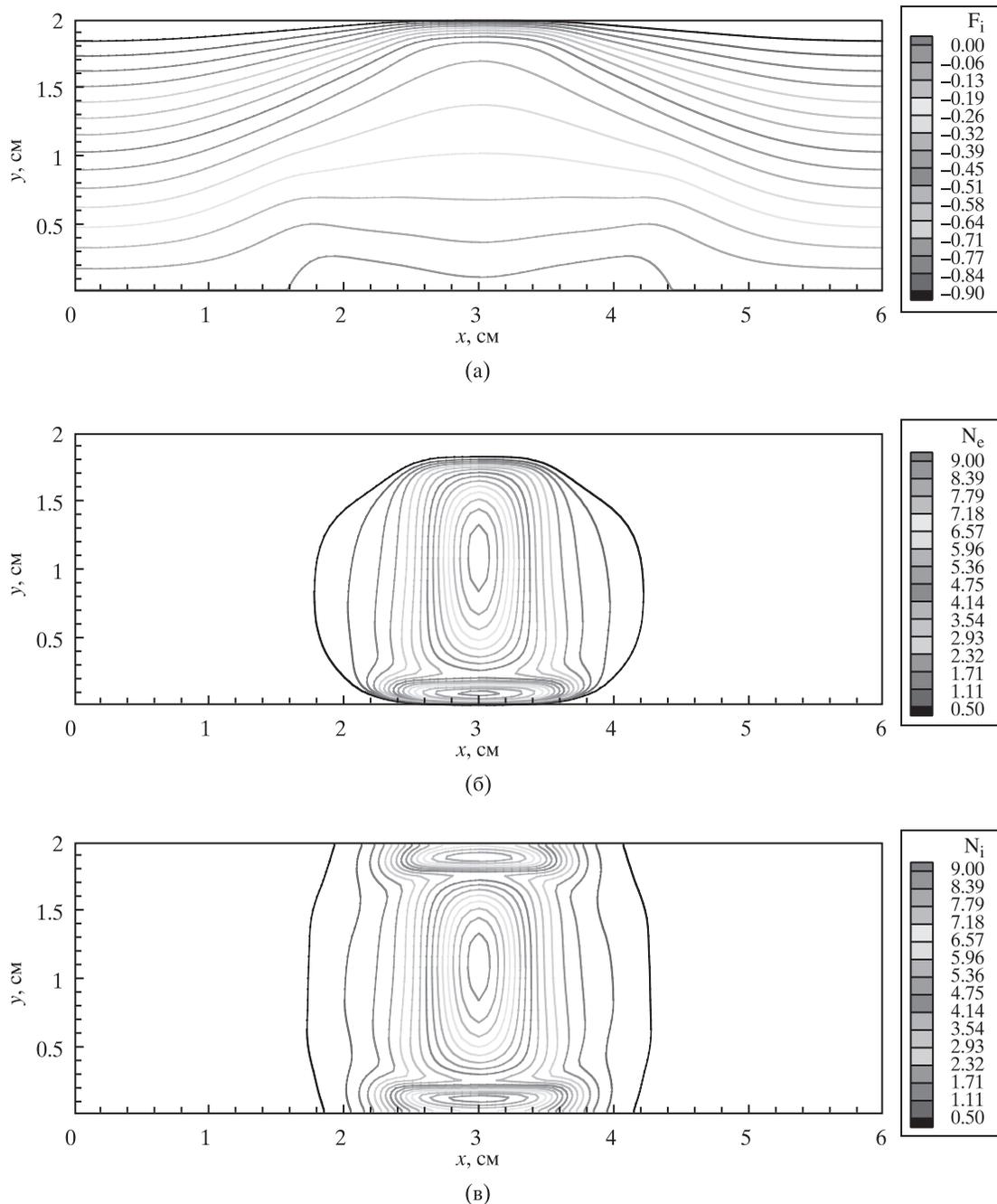
$$\times \sqrt{\frac{T}{M_\Sigma}} \left( 0.115 + 0.354 \frac{c_p M_\Sigma}{\bar{R}} \right), \quad \text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{К});$$

$$\Omega^{(2.2)*} = \frac{1.157}{(T^*)^{0.1472}}, \quad T^* = \frac{T}{(\varepsilon/k)},$$

$(\varepsilon/k) = 71.4$  К,  $\sigma = 3.68$  Å,  $\bar{R} = 8.314$  Дж/(К · моль);

$p$  – невозмущенное давление в окружающей среде,

$N = 0.954 \times 10^{19} \frac{p}{T}$  см<sup>-3</sup> – объемная концентрация нейтральных частиц.



**Рис. 2.** Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при  $p = 5$  Тор,  $E_0 = 520$  В,  $f = 13.59$  МГц в фазе А: (а) – электрический потенциал  $\Phi = \frac{\varphi}{E_0}$ , (б) –  $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ ; (в) –  $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ . Максимальная концентрация ионов – у катода.

Коэффициент рекомбинации  $\beta$  считается постоянным,  $\beta = 2 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ . Температура электронов  $T_e$  рассчитывается с использованием эмпирического соотношения [12]

$$\frac{T_e}{T} = 29.96 \ln\left(\frac{E}{p}\right) + 24.64, \quad (21)$$

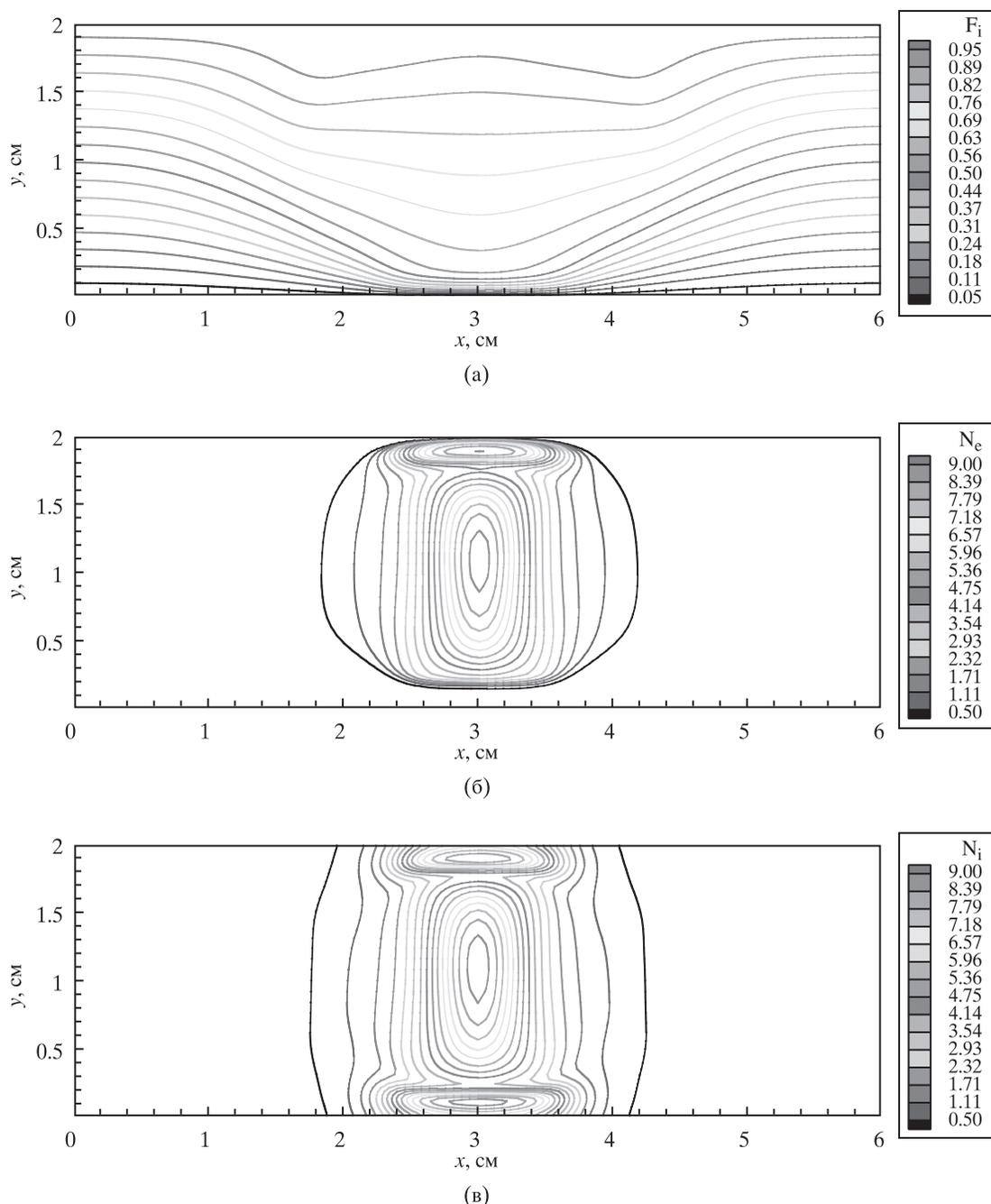
где  $E/p$  – параметр разряда в В/(см · Тор). Соотно-

шение (21) является экстраполирующим для катодного слоя.

Ионизационный коэффициент (первый коэффициент Таунсенда) задается в виде

$$\alpha(E) = p^* A_{in} \exp\left[-\frac{B_{in}}{(|\mathbf{E}|/p^*)}\right], \quad 1/(\text{см} \cdot \text{Тор}), \quad (22)$$

где  $A_{in} = 12/(\text{см} \cdot \text{Тор})^{-1}$ ,  $B_{in} = 342 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Тор})$ .



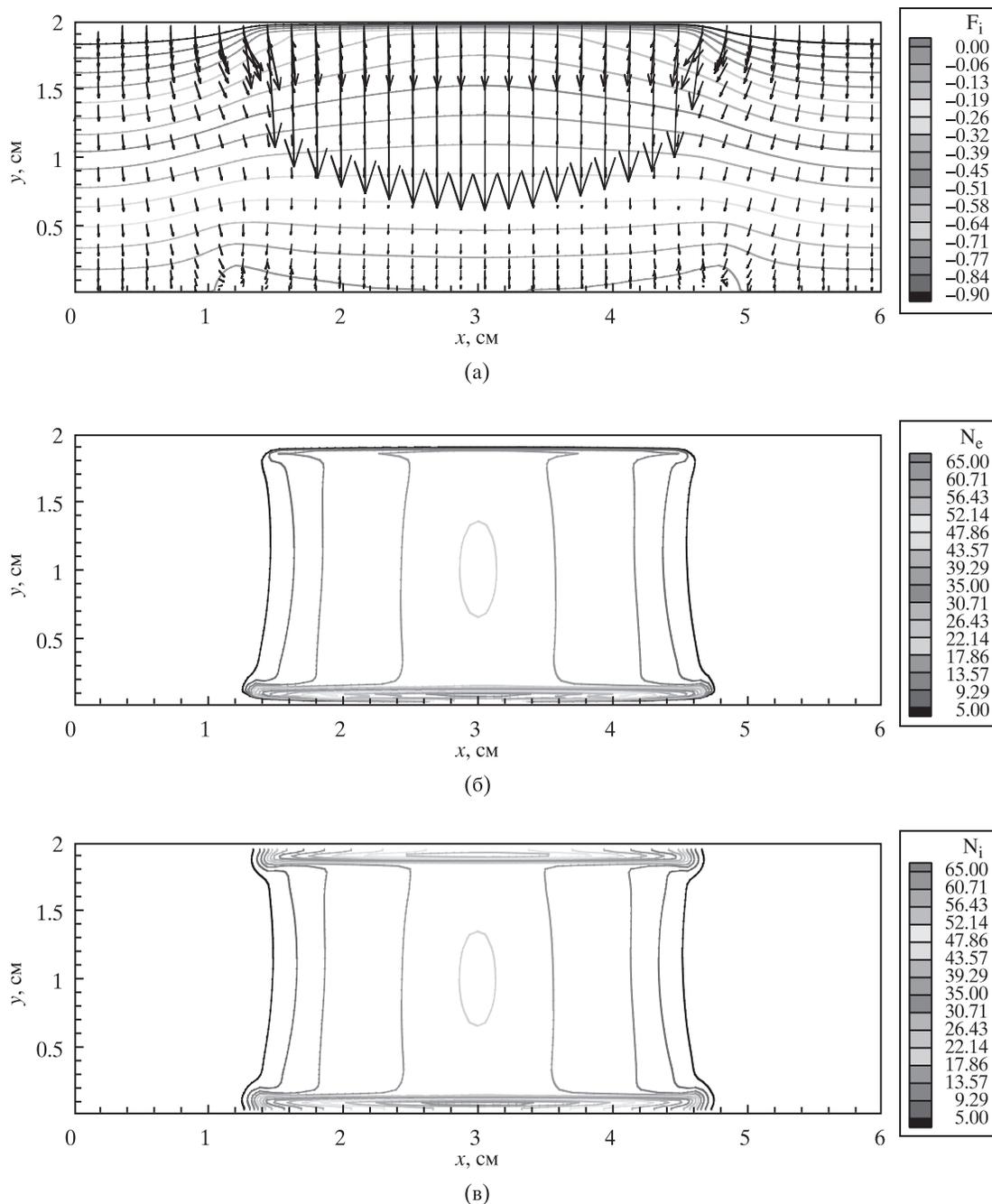
**Рис. 3.** Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при  $p = 5$  Тор,  $E_0 = 520$  В,  $f = 13.59$  МГц в фазе Б: (а) – электрический потенциал, (б) –  $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ ; (в) –  $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ . Максимальная концентрация ионов – у анода.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Методом численного моделирования изучается структура ВЧЕ-разряда в молекулярном азоте при давлении  $p = 5\text{--}10$  Тор, амплитудные значения ЭДС  $E_0 = 520\text{--}1000$  В; расстояние между бесконечными плоскими электродами  $Y_H = 2$  см. Поперечный к разряду размер расчетной области  $X_L = 6$  см (рис. 1). Вектор индукции магнитного поля направлен вдоль оси  $z$ , а его модуль –  $B_z = 0.2$  Т. Численное модели-

рование выполнено в расчете на 1 см длины разрядного промежутка в направлении оси  $z$ . Использовалась неоднородная структурированная сетка  $n_x \times n_y = 101 \times 51$  ( $n_x, n_y$  – число узлов расчетной сетки вдоль осей  $x$  и  $y$ ).

Начальные условия в межэлектродном промежутке задавались в два этапа. Сначала – квазинейтральное плазменное облако сферической формы вблизи катода при  $x_0 = 3$  см. Концентрация заряженных частиц полагалась равной  $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

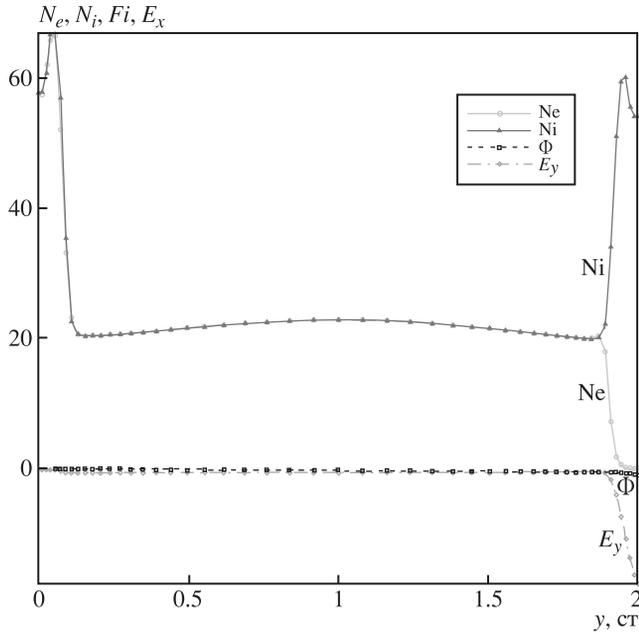


**Рис. 4.** Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при  $p = 10$  Тор,  $E_0 = 1000$  В,  $f = 13.59$  МГц в фазе А: (а) – электрический потенциал, (б) –  $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ ; (в) –  $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ . Максимальная концентрация ионов – у катода.

Формирование тлеющего разряда непрерывного тока в режиме нормальной плотности тока при отсутствии магнитного поля наблюдалось в течение  $\sim 10$  мкс. Разработанный численный метод обеспечивал симметрию численного решения в направлениях осей  $x$  и  $y$ , что является важным при моделировании ВЧЕ-разряда. На втором этапе полученное численное решение для стационарного тлеющего разряда постоянного тока использовалось в качестве начального условия при моделировании ВЧЕ-разряда с близкими параметрами.

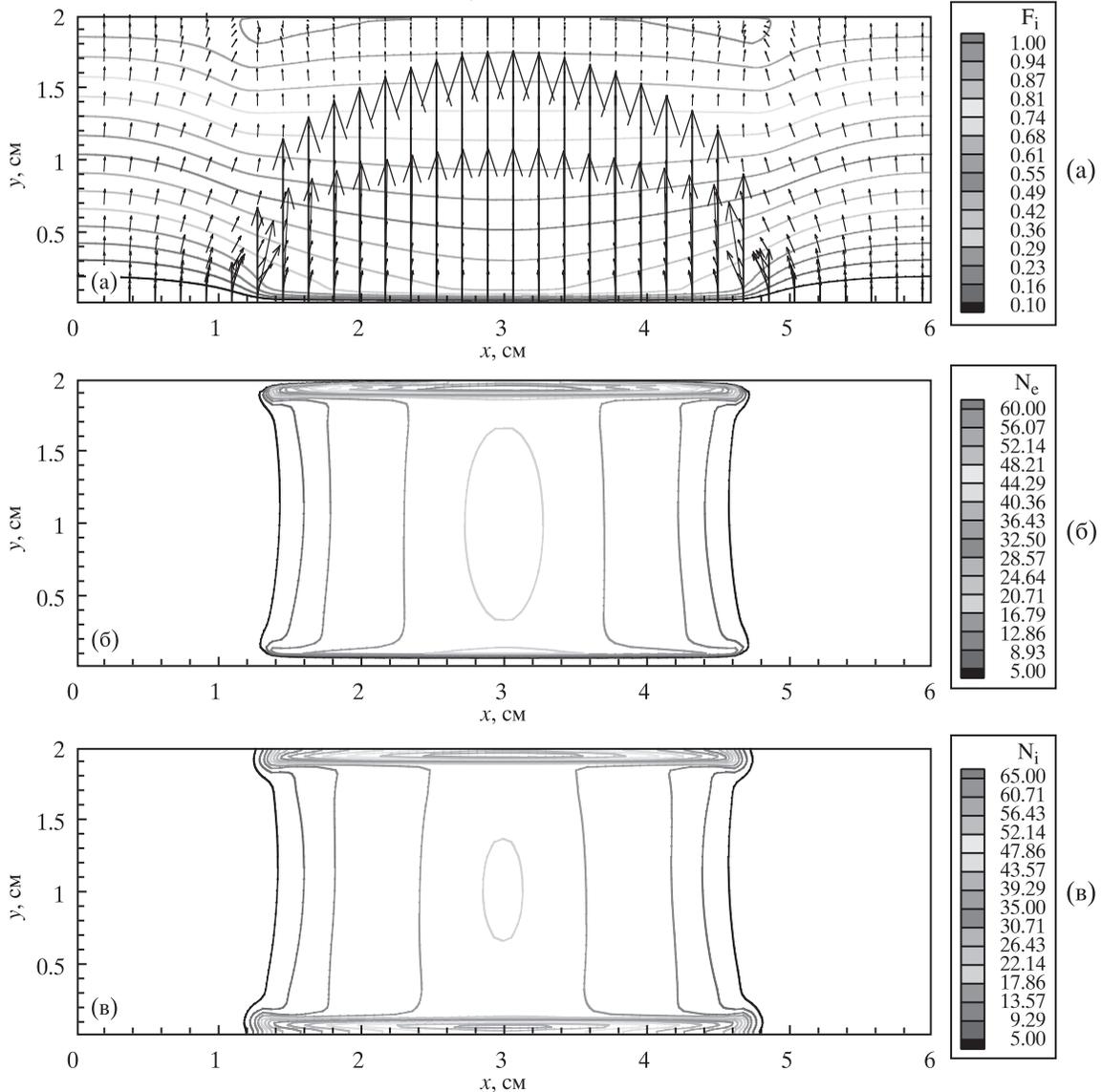
Обратим внимание на важный для дальнейшего факт: начальным условием для моделирования ВЧЕ-разряда является непрерывный тлеющий разряд в центре расчетной области далеко от боковых границ.

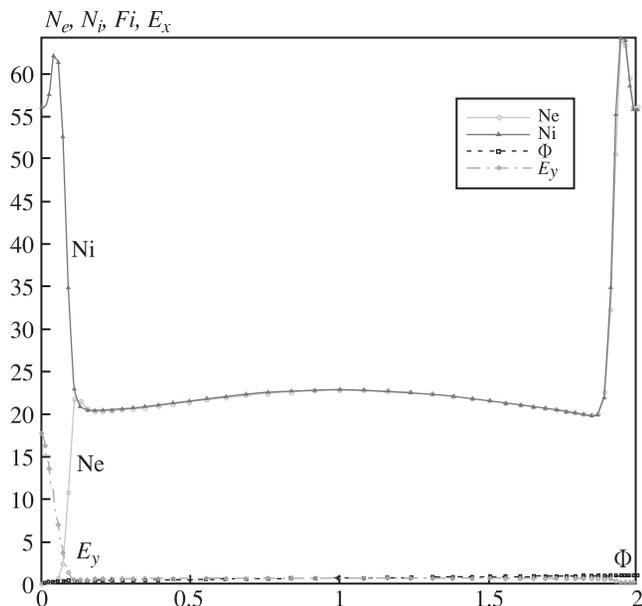
Первая серия расчетов ВЧЕ-разряда была выполнена при  $p = 5$  Тор,  $E_0 = 520$  В без внешнего магнитного поля. Двухмерная электродинамическая структура ВЧЕ-разряда показана на рис. 2 и 3 для двух фаз анодного потенциала.



**Рис. 5.** Осевое распределение концентраций электронов и ионов ( $N_{e,i} = n_{e,i} \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ ), потенциала  $\Phi = \frac{\varphi}{E_0}$  и осевой составляющей электрического поля  $E_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{R_H}{E_0}$  в ВЧЕ-разряде при  $p = 10 \text{ Тор}$ ,  $E_0 = 1000 \text{ В}$ ,  $f = 13.59 \text{ МГц}$  в фазе А.

**Рис. 6.** Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при  $p = 10 \text{ Тор}$ ,  $E_0 = 1000 \text{ В}$ ,  $f = 13.59 \text{ МГц}$  в фазе Б: (а) – электрический потенциал, (б) –  $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ ; (в) –  $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ . Максимальная концентрация ионов – у анода.





**Рис. 7.** Осевое распределение концентраций электронов и ионов ( $N_{e,i} = n_{e,i} \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ ), потенциала  $Fi = \frac{\Phi}{E_0}$  и осевой составляющей электрического поля  $E_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{R_H}{E_0}$  в ВЧЕ-разряде при  $p = 10 \text{ Тор}$ ,  $E_0 = 1000 \text{ В}$ ,  $f = 13.59 \text{ МГц}$  в фазе Б.

Фаза А отвечает отрицательному, а фаза Б – положительному потенциалам анода. На рис. 2а и рис. 3а показаны распределения электрического потенциала, на рис. 2б и рис. 3б – электронной и ионной концентраций. Хорошо видна конфигурация положительного столба квазинейтральной плазмы, которая фактически не изменяется в процессе переплюсовки анода. Электронные концентрации осциллируют в электроразрядном промежутке в соответствии с осцилляциями электрического потенциала. Значительно более тяжелые ионы остаются почти неподвижными.

Вторая серия расчетов дает представление об изменении структуры ВЧЕ-разряда при изменении условий: повышении давления и амплитудного значения напряжения между электродами. На рис. 4–7 показаны результаты численного моделирования структуры ВЧЕ-разряда при давлении  $p = 10 \text{ Тор}$  и амплитудном значении ЭДС  $E_0 = 1000 \text{ В}$ . Как и ранее, магнитное поле не учитывалось. Заметим, что в данном случае амплитудное значение тока составляет  $\sim 40 \text{ мА}$ , что значительно превышает эту величину в предыдущем расчетном случае ( $\sim 2 \text{ мА}$ ). Распределение электронов в газоразрядном промежутке по-прежнему осциллирует в соответствии с электрическим потенциалом между электродами. В рассматриваемом случае толщина областей пространственного заряда (катодный и анодный слой) существенно уменьшилась по сравнению с

предыдущим случаем, а концентрация ионов в них заметно возросла. Вблизи поверхностей электродов сформировались ярко выраженные приэлектродные слои.

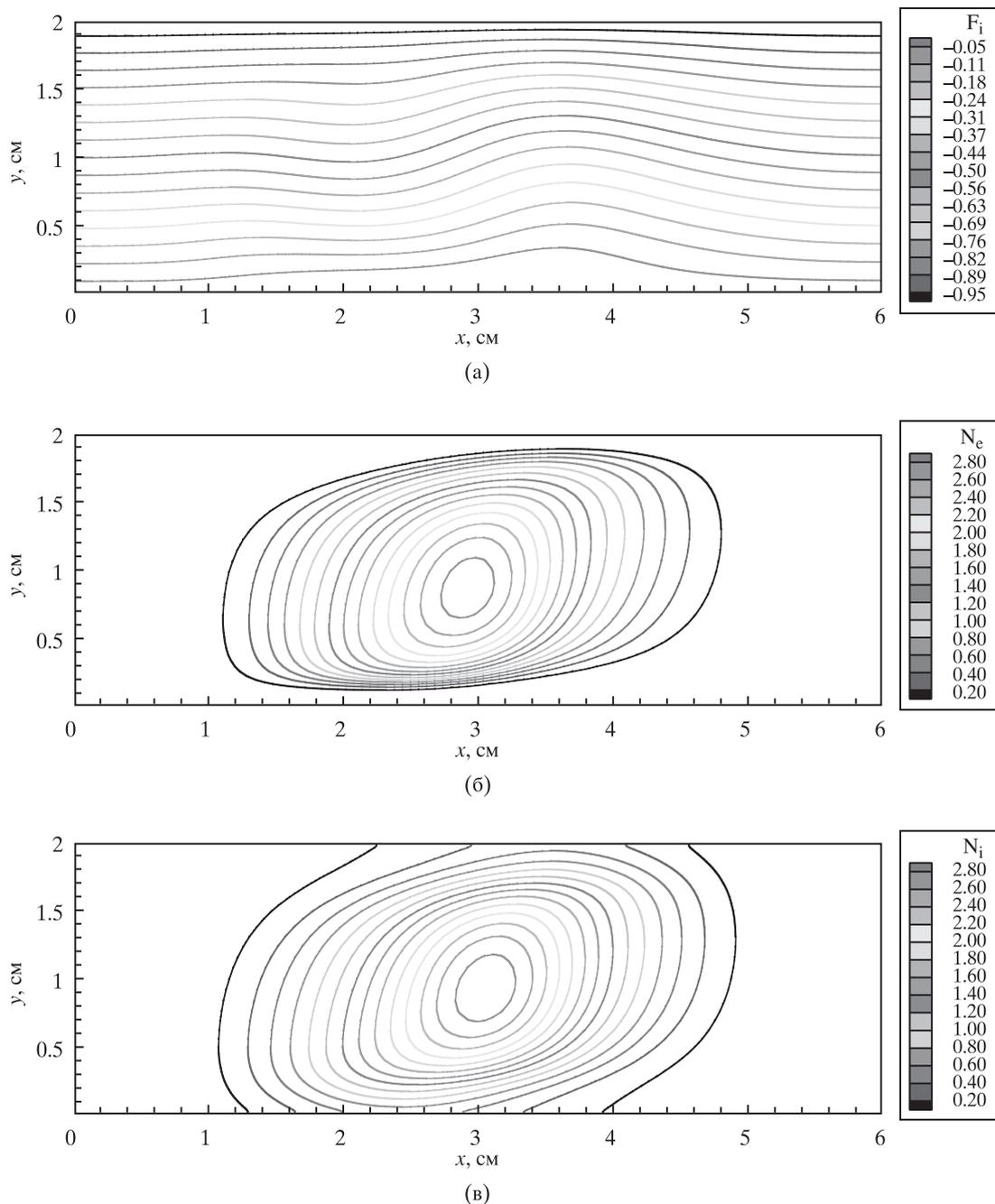
Если использовать качественную классификацию форм существования ВЧЕ-разрядов [11], то рассмотренные два разряда можно условно отнести к  $\alpha$ - и  $\gamma$ -формам. В последнем из двух рассмотренных случаев разряд существует в  $\gamma$ -форме. В расчетах не обнаружена эволюция токового столба, как в первом случае. Разряд моделируется вплоть до  $\sim 500 \text{ мкс}$ . Это позволяет надеяться на то, что получена стационарная конфигурация ВЧЕ-разряда  $\gamma$ -формы.

Включение поперечного магнитного поля заметно изменяет электродинамическую структуру тлеющего разряда. На рис. 8, 9 показаны результаты численного моделирования при условиях  $p = 5 \text{ Тор}$ ,  $E_0 = 520 \text{ В}$ ,  $B_z = 0.2 \text{ Т}$ . Полученные расчетные данные показывают, что поля концентраций электронов и ионов стабилизируются в пространстве при переходе от фазы А к фазе Б. Из рис. 8 и 9 видно, что максимальная концентрация заряженных частиц уменьшается по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. Важным следствием наложения внешнего поперечного магнитного поля является исчезновение приэлектродных слоев пространственного заряда в том виде, в котором они показаны на рис. 2 и 3. Как следствие, в приэлектродной области снижается напряженность электрического поля.

Плазменная структура ВЧЕ-разряда с магнитным полем является долгоживущей, но эволюционирующей в направлении формирования однородной электроразрядной структуры, поперечной к токовому каналу. На временном интервале  $\sim 200 \text{ мкс}$  наибольшая концентрация в положительном столбе уменьшается примерно в пять раз. Несмотря на то что в процессе численного моделирования учитывалось также изменение температуры нейтрального газа (исследование этого эффекта в данной работе не приводится), в рассмотренных расчетных случаях не обнаружено влияние указанных тепловых эффектов на структуру ВЧЕ-разряда.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ результатов численного моделирования двумерной структуры ВЧЕ-разряда, существующего между двумя плоскими бесконечными электродами в двух формах. В расчетах идентифицированы два режима горения ВЧЕ-разряда. Квазистационарное решение получено для ВЧЕ-разряда  $\alpha$ -модификации, существующего в виде локализованного медленно эволюционирующего



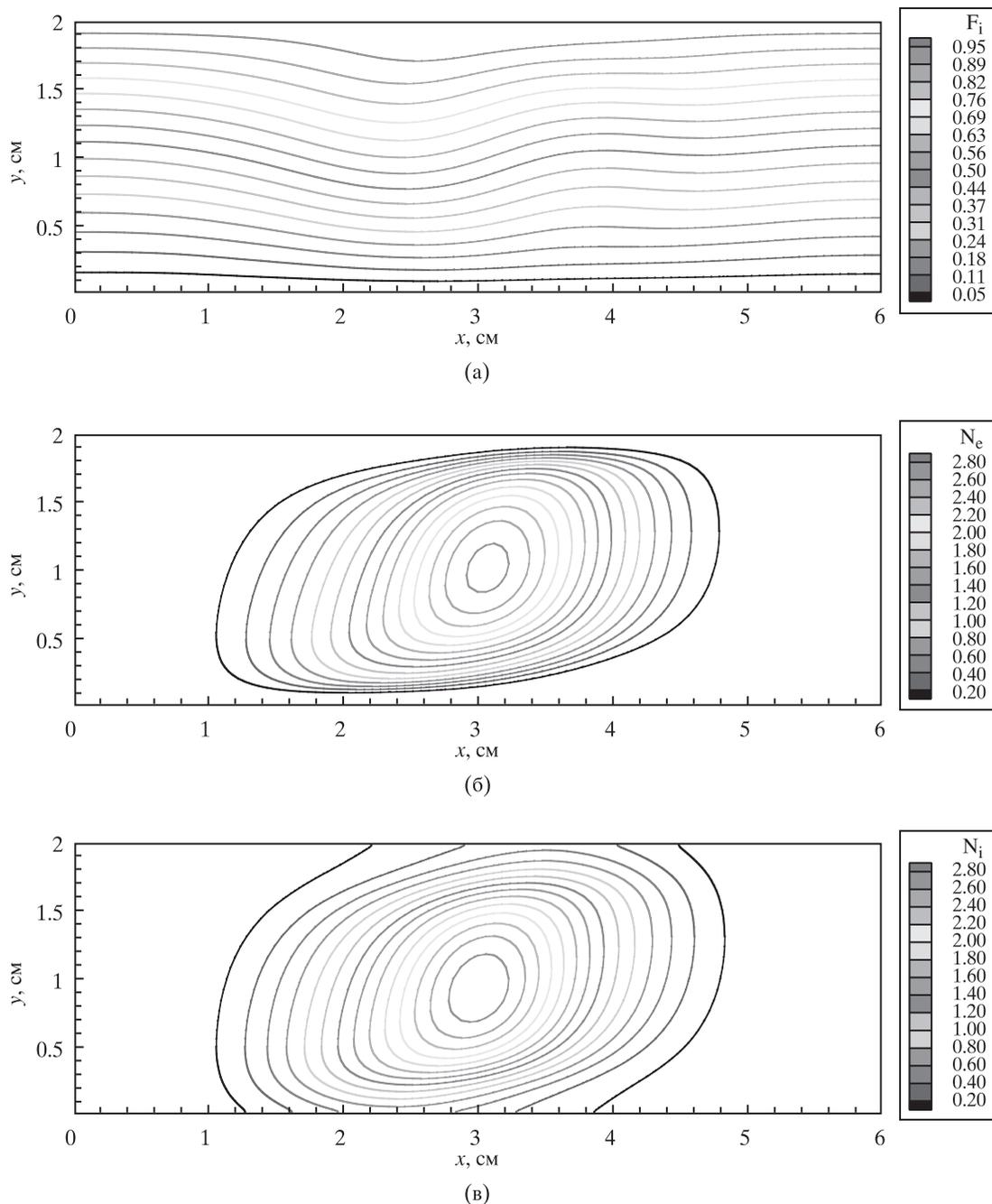
**Рис. 8.** Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при  $p = 5 \text{ Тор}$ ,  $E_0 = 550 \text{ В}$ ;  $f = 13.59 \text{ МГц}$ ;  $B_z = 0.2 \text{ Т}$  в фазе А: (а) – электрический потенциал, (б) –  $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ ; (в) –  $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ . Максимум концентраций – в центре области.

плазменного токового столба в межэлектродном промежутке с параметрами, близкими к параметрам нормального тлеющего разряда. Второе решение получено для ВЧЕ-разряда, которое можно ассоциировать с  $\gamma$ -формой ВЧЕ-разряда. Структура данной формы ВЧЕ-разряда оставалась неизменной по крайней мере в течение  $\sim 500 \text{ мкс}$ .

Внешнее поперечное магнитное поле с индукцией  $B_z = 0.2 \text{ Т}$  изменяет токовую структуру  $\alpha$ -формы

ВЧЕ квазистационарного разряда, приводя к исчезновению в приэлектродных областях пространственного заряда.

Опыт проведения численных исследований двухмерной структуры ВЧЕ-разряда, а также приведенные в статье результаты численного моделирования показывают, что электродинамическая структура ВЧЕ-разряда, получаемая в численном решении, весьма чувствительна к таким исходным данным,



**Рис. 9.** Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при  $p = 5 \text{ Тор}$ ,  $E_0 = 520 \text{ В}$ ;  $f = 13.59 \text{ МГц}$ ;  $B_z = 0.2 \text{ Т}$  в фазе Б: (а) – электрический потенциал, (б) –  $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ ; (в) –  $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ . Максимум концентраций – в центре области.

как давление, амплитудные значения напряжения на электродах и расстояние между электродами. Все это находится в качественном согласии с экспериментальными данными и одномерными численными расчетами.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН. Автор признателен проф. Ю.П. Райзеру за плодотворное обсуждение закономерностей формирования токовых структур ВЧЕ-разряда и проф. Дж. Шэнгу (J. Shang, Write

State University, Dayton, OH) за многочисленные стимулирующие обсуждения проблемы численного моделирования тлеющих разрядов в гиперзвуковых приложениях.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Суржиков С.Т., Райзер Ю.П. Двумерная структура нормального тлеющего разряда и роль диффузии в формировании катодного и анодного токовых пятен // ТВТ. 1988. Т. 25. № 3. С. 428.

2. *Surzhikov S.T., Shang J.S.* Numerical Simulation of Subsonic Gas Flows with Glow Discharge and Magnetic Field // AIAA Paper № 03-3759. 2003. 11 p.
3. *Surzhikov S.T., Shang J.S.* Supersonic Internal Flows with Gas Discharge and External Magnetic Field // AIAA Paper № 03-3625. 2003. 11 p.
4. *Surzhikov S.T., Shang J.S.* Glow Discharge in Magnetic Field with Heating of Neutral Gas // AIAA Paper № 03-3654. 2003. 11 p.
5. *Суржиков С.Т., Шенг Д.С.* Вязкое взаимодействие на плоской пластине с поверхностным разрядом в магнитном поле // ТВТ. 2005. Т. 43. № 1. С. 21.
6. *Shang S., Chang C., Surzhikov S.* Simulating Hypersonic Magneto-Fluid Dynamic Compression in Rectangular Inlet // AIAA J. 2007. V. 45. № 11. P. 2710.
7. *Surzhikov S.T., Shan J.S.* Two-Component Plasma Model For Two-Dimensional Glow Discharge in Magnetic Field // J. of Computational Physics. 2004. 199. P. 437.
8. *Shang J.S., Huang P.G., Yan H., and Surzhikov S.T.* Computational Electrodynamics Simulation of Direct Current Discharge // J. of Applied Physics. 2009. V. 105. 023303. P 14.
9. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.* Высокочастотный емкостной разряд. М.: Наука, 1975. 310 с.
10. *Гладуш Г.Г., Самохин А.А.* Исследование устойчивости высокочастотного тлеющего разряда в нормальном режиме горения // ПМТФ. 1986. № 6. С. 16.
11. *Левитский С.М.* Исследование потенциала зажигания высокочастотного разряда в газе в переходной области частот и давлений // ЖТФ. 1957. Т. 27. С. 970.
12. *Surzhikov S.T., Petrushev A.S., Shang J.S.* Some Peculiarities of Direct Current Discharges for Aerospace Applications // AIAA Paper № 05-5305. 36<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. Toronto. Ontario. Canada, 6–9 June 2005. 11 p.