

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ АНОДНОГО ПЯТНА В САМОСТОЯТЕЛЬНОМ ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Р. Ш. Исламов

Приводятся результаты численного моделирования тлеющего разряда в азоте в двумерной постановке для широкого диапазона давлений и токов. Показано существование стационарных анодных пятен с нормальной плотностью тока. Анализируется влияние диффузионных процессов на параметры анодного слоя.

Контракции самостоятельного квазистационарного тлеющего разряда в газах повышенного давления в большинстве случаев предшествует образование пятен на аноде [1]. Эксперимент показывает существенное влияние состояния поверхности анода на характерное время образования анодных токовых пятен [2] и устойчивость тлеющего разряда к сильным локальным возмущениям проводимости в объеме [3]. В последнее время численными методами в двумерной постановке получен ряд интересных результатов по физике самостоятельного тлеющего разряда в азоте [4-8]. В рассмотренных условиях в катодной области образуется характерное стационарное токовое пятно с плотностью тока порядка нормального. Поведение разряда в анодной области в этих работах оказалось не столь однозначным. В расчетах [4-6] стационарное состояние не было достигнуто за времена в несколько сот мкс, в то же время в [7] стационарное анодное пятно сформировалось за ~0.5 мкс одновременно с катодным пятном. Расчеты [8] показали, что характеристики разряда в анодной области существенным образом определяются диффузией заряженных частиц. Учет радиальных составляющих процессов диффузии позволил получить стационарное анодное пятно. В [4-6] диффузия заряженных частиц не учитывалась, но присутствующая в расчетах «счетная» диффузия, зависящая от конкретной реализации численного метода, могла в конечном итоге остановить имевшийся рост плотности тока анодного пятна. В [8] рассмотрение было ограничено стационарными характеристиками разряда. В настоящей работе проведено исследование динамики образования анодного пятна. Для более адекватного описания пространственных неоднородностей была использована нестационарная модель разряда [9], учитывающая как поперечные, так и продольные составляющие диффузионных процессов,

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_e = m(\alpha - \beta n), \quad \Gamma_e = -D_e \nabla m + \mu_e \nabla \varphi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_i = m(\alpha - \beta n), \quad \Gamma_i = -D_i \nabla n - \mu_i \nabla \varphi, \quad (2)$$

$$\Delta \varphi = -4\pi e(n - m), \quad \mathbf{J} = e(\Gamma_i - \Gamma_e), \quad (3)$$

где  $m$ ,  $n$  — концентрации электронов и ионов соответственно;  $\mu_e$ ,  $\mu_i$  и  $D_e$ ,  $D_i$  — их коэффициенты подвижности и диффузии;  $\varphi$  — потенциал электрического поля;  $\mathbf{J}$  — плотность тока;  $\alpha$  — частота ионизации;  $\beta$  — коэффициент электронной рекомбинации.

В [4, 7, 8] расчетная область включала и катодную область. Формирующееся в расчетах катодное пятно локализовывало разряд в поперечном направлении во всем промежутке, в частности на поверхности анода. Такой подход не может

описать развитие шнура из первоначально однородной анодной области и условия образования анодных пятен. Поскольку настоящая работа ориентирована также на выяснение вопроса об относительной независимости анодного слоя от условий в прикатодной области, то рассмотрен несимметричный разряд между плоскими анодом и положительным столбом. При этом удается избежать также ряда трудностей, связанных с вопросами применимости модели (1)–(3) для описания катодной области. Естественно, как это и показали расчеты, выбор величины зазора, если она достаточно велика по сравнению с толщиной анодного слоя, практически не сказывается на пространственных зависимостях в анодном слое (при одинаковом полном токе). Граничные условия были выбраны следующим образом:  $\varphi=0$ ,  $\Gamma_e \cdot \nu=0$ ,  $m=\sigma \Gamma_e \cdot \nu$  на аноде;  $\varphi=-U$ ,  $U=\text{const} > 0$ ,  $\partial n/\partial \nu=0$ ,  $(\Gamma_e + \mu_e \Gamma_i/\mu_i) \cdot \nu=0$  на положительном столбе;  $\partial m/\partial \nu = \partial n/\partial \nu = \partial \varphi/\partial \nu=0$  на оси и боковой поверхности разряда, где  $\nu$  — единичный вектор в направлении внешней нормали на рассматриваемых поверхностях. Для плазмы азота в расчетах задавались следующие значения констант [5, 6]:  $\mu_e \cdot p = 3.65 \times 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{Тор}/\text{с} \cdot \text{В}$ ,  $\mu_i \cdot p = 1.75 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{Тор}/\text{с} \cdot \text{В}$ ,  $D_e/\mu_e = 1 \text{ эВ}$ ,  $D_i/\mu_i = 0.026 \text{ эВ}$ ,  $\beta = 7.5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $\alpha = A \cdot \exp(-B/E)$ , где  $A/p = 1.65 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$ ,  $B/p = 264 \text{ В}/\text{см} \cdot \text{Тор}$ ,  $E = |\nabla \varphi|$ . Граничные условия на боковых поверхностях обеспечивают условия непротекания электронного и ионного токов, таким образом, расчетную область можно интерпретировать как ячейку в периодической картине. Выбор граничного условия для ионов в виде  $\Gamma_i \cdot \nu=0$  обусловлен отсутствием эмиссии положительных ионов с поверхности анода и малостью начальных скоростей ионов, возникающих в анодном слое и отталкиваемых анодом, имеющим наивысший потенциал в газовом промежутке. Граничное условие для электронного тока на аноде может быть получено аналогично уравнению (1) из кинетического уравнения Больцмана для электронов. Если при выводе кроме хаотического и диффузионного членов сохранить также и дрейфовую составляющую, то прямые  $\Gamma_e^+$  и отраженные  $\Gamma_e^-$  потоки электронов из [9] запишутся в виде

$$\Gamma_e^+ = m v_T/4 + (-D_e \partial m/\partial \nu + m \mu_e \partial \varphi/\partial \nu)/2,$$

$$\Gamma_e^- = m v_T/4 - (-D_e \partial m/\partial \nu + m \mu_e \partial \varphi/\partial \nu)/2,$$

где средняя тепловая скорость электронов  $v_T = (8 \cdot k T_e / \pi m_e)^{1/2}$ .

При энергиях электронов  $k T_e/e < 4 \text{ эВ}$  наблюдаются только отраженные электроны (вторичной эмиссии нет) [9]. В предположении, что для функции электронов  $f$  на поверхности анода справедливо

$$j(v, < 0) = P \cdot f(v, > 0),$$

где  $P$  — вероятность отражения электронов с проекцией скорости  $v_x$  в направлении  $\nu$ , получим  $\Gamma_e^- = P \cdot \Gamma_e^+$  [9], откуда  $\sigma = (2/v_T)(1+P)/(1-P)$ . В зависимости от величины  $\sigma$  реализуется диффузионный или дрейфовый механизм замыкания тока на электрод. Имеющиеся экспериментальные данные по вероятности отражения медленных электронов достаточно противоречивы. На ряде металлов [10, 11] вплоть до самых малых энергий наблюдается  $P \sim 0.1-0.3$ . При обычных степенях обезгаживания электродов этот случай ( $P \neq 0$  при  $v_x \rightarrow 0$ ) является, по-видимому, типичным. В расчетах было принято  $P=0.3$ . Скольнибудь заметного изменения расчетной толщины анодного слоя или пространственного распределения плотности тока при уменьшении  $P$  не обнаружено. Граничное условие на положительном столбе для потоков сохранено в обычном для катода виде, но оно, естественно, отвечает условию  $m=n$  при  $\partial m/\partial \nu=0$ .

Для численного решения системы уравнений (1)–(3) использовались неявные конечно-разностные схемы второго порядка аппроксимации по пространственным координатам и первого порядка по времени. Учитывая отсутствие каких-либо процедур сглаживания результатов расчетов, такой выбор схем существенно устранял влияние «счетной» диффузии. Применение интегрирующего полиационного метода обеспечило свойство консервативности полного тока. Приведенные далее результаты соответствуют осесимметричной геометрии с равномерным разбиением сетки. Рассматривая (3) в качестве определения плотности

заряда  $\rho = e(n-m)$ , потенциал  $\varphi$  находим из нестационарного уравнения непрерывности полного тока, являющегося следствием (1), (2),

$$\partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \mathbf{J} = 0. \quad (4)$$

На каждом временном шаге нелинейные уравнения (2) и (4) решались неявным двухслойным итерационным методом с выбором оптимального итерационного параметра [12]. Выбор оператора Лапласа в качестве разрешающего позволил применить метод полной редукции [12]. На каждом шаге по времени проводились итерации по нелинейности. Сходимость итерационного процесса удалось повысить переходом к полностью неявной форме вычисления (4). Для этого значение  $\Delta^2 \varphi$  в уравнении (4) уточнялось методом стабилизирующей поправки [13]. Алгоритм был реализован с автоматическим выбором шага по времени

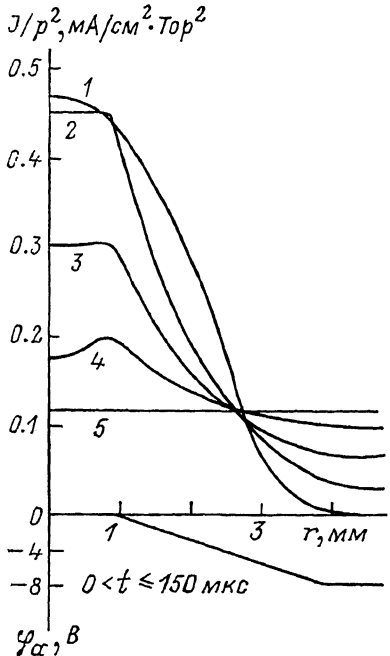


Рис. 1. Динамика формирования анодного пятна после введения локального возмущения потенциала анода.

$t$ , мкс: 1 — 300, 2 — 150, 3 — 100, 4 — 60, 5 — 0.

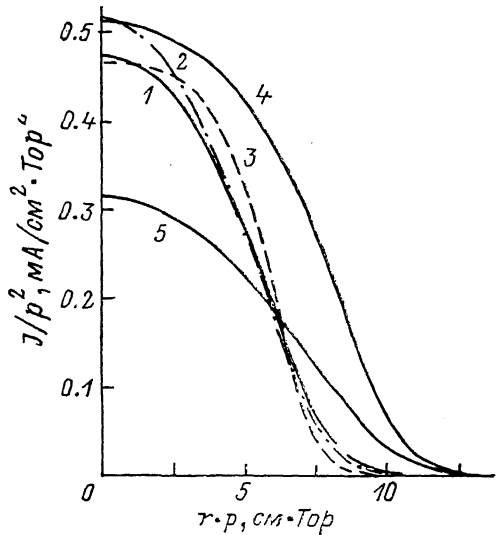


Рис. 2. Радиальный профиль приведенной плотности тока на аноде.

$I=50 \text{ mA}$ : 1, 5 —  $p=25$ , 2 — 15, 3 — 100  $\text{Tor}$ , 5 —  $D_e/\mu_e$  увеличено в два раза;  $I=100 \text{ mA}$ : 4 —  $p=25 \text{ Tor}$ .

в зависимости от текущей погрешности на шаге. За исключением начального момента времени, шаг устанавливался величиной  $\tau=0.07-0.1$  мкс (при  $p=25 \text{ Tor}$ ), что более чем на два порядка превышает время релаксации объемного заряда. Ограничение величины шага обусловлено сохранением явного вида написания скорости ионизации в уравнении (2).

Расчеты дают слаборастущую вольт-амперную характеристику всего промежутка и выполнение ионизационно-рекомбинационного баланса на оси положительного столба. На эквипотенциальной поверхности анода пятно не формировалось даже в случае, когда вводилось существенное локальное возмущение проводимости в объеме. Это согласуется с экспериментом [3] и расчетами [6]. Известно [2], что на аноде образуется существенно неоднородная поверхностная пленка с удельным сопротивлением порядка 10  $\text{k}\Omega/\text{cm}^2$ . Из-за наличия такой пленки возможно нарушение эквипотенциальности анода. На рис. 1 показан результат воздействия локального возмущения потенциала анода величиной  $\delta\varphi_a=8 \text{ В}$  и длительностью 150 мкс в варианте с током  $I=50 \text{ mA}$

через сегмент радиусом 0.47 см при давлении  $p=25$  Тор. За время порядка 300 мкс в рассматриваемом сегменте произошло образование стационарного анодного пятна. Характерный временной масштаб и качественная картина (практически одновременная контракция по всей длине промежутка и некоторое запаздывание относительно анодного пятна) согласуются с экспериментом [3]. Уменьшение величины  $\delta\phi_a$  в два раза приводит к увеличению времени формирования также в два раза. Сформировавшееся пятно устойчиво. Интересно отметить, что если сразу задать начальные распределения электронов и ионов, спадающие в несколько раз от оси к периферии, т. е. когда поперечные диффузионные процессы достаточно велики, то и при эквипотенциальном аноде за время порядка  $2 \cdot 10^3/p$  мкс·Тор устанавливается стационарное анодное пятно. На рис. 2 полученное стационарное распределение плотности тока (кривая 1) сравнивается с результатами для  $p=15$  и 100 Тор (кривые 2 и 3 соответственно) при том же токе  $I$  через пятно и с  $I=100$  мА при том же давлении (кривая 4). Эти результаты показывают существование на аноде закона нормальной плотности тока со значением, близким к экспериментальному  $0.43 \text{ мА/см}^2 \cdot \text{Тор}^2$  [14]. Легко убедиться в требуемой автоматичности задачи (1)–(3) при изменении давления  $p$  для зависимости  $\beta \sim 1/p$  [9]. Тем не менее существование закона нормальной плотности тока на аноде для  $\beta = \text{const}$ , а также при изменении полного тока через пятно не поддается простому объяснению. Наличие анодного пятна и при исключенном катодном слое обосновывает точку зрения авторов [14] об автономии анодного слоя и не позволяет ограничиться заключением авторов [8], что плотность анодного тока определяется катодом, хотя нормальные плотности токов на аноде и катоде сопоставимы. Результаты данной работы не подтверждают предположение теории [14], что реализуемая толщина анодного слоя определяется неупругой длиной пробега электронов  $D_e/\mu_e E$ . По расчетам размер слоя оказывается существенно (примерно на порядок) больше, а зависимость от величины  $D_e/\mu_e$  более слабой. Зависимость плотности тока в центре пятна от диффузионных процессов (кривая 5 для удвоенного значения  $D_e/\mu_e$ ) также более слабая, чем это следует из [14].

Таким образом, проведенные расчеты показывают относительную самостоятельность анодного слоя и существование закона нормальной плотности тока на аноде.

#### Список литературы

- [1] Велихов Е. П., Голубев В. С., Пашкин С. В. // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 1. С. 117–150.
- [2] Иванченко А. И., Соловьев Р. И., Якоби Ю. А. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. Вып. 4. С. 758–764.
- [3] Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пашкин С. В. и др. // ТВТ. 1985. Т. 23. № 4. С. 658–666.
- [4] Гладуш Г. Г., Самохин А. А. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 2. С. 230–235.
- [5] Дыхне А. М., Напартович А. П., Таран М. Д., Таран Т. В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 4. С. 746–751.
- [6] Лобойко А. И., Луцикова А. М., Таран М. Д. и др. Препринт ИПМ. № 65. М., 1986. 25 с.
- [7] Гадьяк Г. В., Швейгерт В. А., Узунал О. У. // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1988. Т. 21. Вып. 6. С. 41–48.
- [8] Райзер Ю. П., Суржиков С. Т. // ТВТ. 1988. Т. 26. № 3. С. 428–435.
- [9] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. 1. Общие вопросы электродинамики газов. М.: Л.: ГИТТЛ, 1952. 432 с.
- [10] Этгелл А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 1. М.; Л.: ОНТИ, 1935. 251 с.
- [11] Farnsworth H. E. // Phys. Rev. 1928. Vol. 31. N 3. P. 405–413.
- [12] Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 592 с.
- [13] Марчук Г. И. Методы расщепления. М.: Наука, 1988. 264 с.
- [14] Акишев Ю. С., Напартович А. П., Перетьяко П. И., Трушкин Н. И. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 4. С. 873–876.

Научно-исследовательский центр  
по технологическим лазерам АН СССР  
Троицк  
Московская область

Поступило в Редакцию  
2 июля 1990 г.  
{ окончательной редакцией  
26 октября 1990 г.