

01;04

©1994 г.

САМОСОГЛАСОВАННОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА РАЗРЯДА В РЕЖИМЕ ПРЯМОЙ И СТУПЕНЧАТОЙ ИОНИЗАЦИИ

Ю.Бенке, Ю.Б.Голубовский, С.У.Нисимов, И.А.Порохова

Построена теория положительного столба разряда в инертных газах, основанная на совместном решении кинетического уравнения для электронов и уравнения движения ионов, в предположении неупругого баланса энергии электронов и в пренебрежении межэлектронными столкновениями. Учитываются процессы прямой и ступенчатой ионизации. Показано, каким образом формируются продольные и радиальные поля, источники ионизации, функция распределения электронов, потоки заряженных частиц на стенку и потенциал стенки, чтобы поддержать протекание тока через разряд. Конкретные расчеты выполнены для неона. Результаты расчетов сопоставляются с данными экспериментов.

Введение

Традиционное описание положительного столба разряда в условиях, когда длина свободного пробега электронов λ_e и ионов λ_i много меньше радиуса разрядной трубки R , основывается на представлениях об амбиполярном характере движения заряженных частиц (теория Шоттки и ее многочисленные модификации). При этом предполагается, что функция распределения электронов формируется в каждой точке пространства под действием локального электрического поля E и соответственно ионизация I является функцией этого локального поля. Подобный подход применим, когда длина энергетической релаксации электронов λ_e мала по сравнению с радиусом (достаточно высокие давления p и токи i). В обратном случае $\lambda_e > R$ функция распределения формируется не локальным значением поля, а полным профилем потенциала φ , и соответственно ионизация и уходы электронов на стенку зависят также от этого профиля потенциала.

Область применимости нелокальной теории ограничена по давлению локализацией функции распределения неупругими ударами и по току влиянием межэлектронных столкновений ($pR < 1 \text{ Тор} \cdot \text{см}$, $i/R < 50 \text{ мА/см}$).

Постановка задачи о построении теории положительного столба в этих условиях содержится в работе [1]. В работе [2] разработана процедура самосогласованного описания положительного столба разряда

в инертных газах в случае неупругого баланса энергии электронов и в пренебрежении межэлектронными столкновениями для простой модели ступенчатой ионизации с эффективностью ионизации γ , задаваемой произвольным образом.

Задачей настоящей работы являются разработка процедуры самоогласованного описания разряда с учетом как ступенчатой, так и прямой ионизации для реального положительного столба и сопоставление с данными экспериментов, которые наиболее критичны к характеру движения электронов (продольные поля, потенциалы стенки, стеночные токи, радиальные распределения потенциала). Показана возможность достаточно простого описания реального положительного столба без привлечения неоправданного в указанных условиях допущения о локальном характере формирования функции распределения. Разработанный алгоритм численного расчета параметров разряда, учитывающий различные процессы ионизации, позволяет получить полное детальное описание разряда. Результаты расчетов, выполненные для неона, хорошо подтверждаются экспериментом.

Теория положительного столба разряда в неоне

Исходная система уравнения для описания положительного столба содержит кинетическое уравнение для изотропной f_0 и направленной f_1 функций распределения, уравнение для распределения концентрации электронов в потенциальном поле φ , которое в общем случае немасвелловской функции распределения не является больцмановским, уравнение движения ионов, в котором ионизация, вычисляемая через нелокальную функцию распределения, зависит от профиля потенциала. Ограничимся случаем давлений $10^{-2} < pR < 1$ Тор \cdot см и токов $10^{-2} < i/R < 50$ мА/см, когда в балансе энергии преобладают неупругие удары и межэлектронные столкновения пренебрежимо малы. При этих условиях исходная система уравнений для аксиально-симметричного и однородного в продольном направлении разряда ($E = \partial\varphi/\partial x = \text{const}$), в переменных полная энергия $\varepsilon = w + e\varphi(r)$ и радиальная координата r имеет вид

$$\frac{(eE)^2}{3} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\vartheta^3}{\nu} \right) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{3r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\vartheta^3}{\nu} \right) \frac{\partial f_0}{\partial r} = -\vartheta \nu^* f_0, \quad (1)$$

$$f_1 = \frac{\vartheta}{\nu} \left(eE \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial f_0}{\partial r} \frac{r}{r} \right), \quad (2)$$

$$n(\varphi) = \int_{e\varphi}^{\infty} f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon - e\varphi} d\varepsilon, \quad (3)$$

$$\text{div } j_1 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r b_i n(\varphi) \frac{\partial \varphi}{\partial r} = I(\varphi). \quad (4)$$

Функция распределения, входящая в уравнения для концентрации (3) и далее для ионизации (5), (6), является решением кинетического уравнения (1), усредненного по радиальным пролетам. Возможность такого решения подробно обсуждалась в работах [1,2].

В уравнениях (1)–(4) ν и ν^* — частоты упругих и неупругих ударов; b_i — подвижность ионов, которую для неона можно считать не зависящей от поля. В уравнении (1) пренебрегается рождением медленных электронов, возникающих при неупругих ударах.

Ионизация I , фигурирующая в уравнении (4), в общем случае может складываться из прямой ионизации I_d , ступенчатой ионизации I_s , ионизации при столкновениях метастабильных атомов и др.

Как показывают простые оценки для характерных значений параметров $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $N_m = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и скоростей реакций парных столкновений метастабилей $k_m = 2.8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ [3], ионизацией при парных столкновениях метастабилей можно пренебречь. Достаточно подробный анализ ступенчатых процессов проведен в работе [4], где учитывались процессы перемешивания атомным и электронным ударом, выход резонансного излучения, ступенчатые процессы. Этот анализ показал, что число ступенчатых ионизаций можно выразить через полное число неупругих ударов, умноженное на эффективность ионизации γ , которая представляет отношение вероятности ступенчатой ионизации к полной вероятности разрушения нижних состояний за счет ионизации, выхода резонансного излучения и диффузии метастабилей к стенкам. С точностью до множителей, не играющих определяющей роли, эффективность ионизации можно представить в виде

$$\gamma = \frac{\nu_s}{\nu_s + A_{\text{eff}} + \nu_m},$$

$$I_s = N_m \nu_s = N_m \int_{\epsilon_s + e\varphi}^{\infty} \sigma_s(\epsilon - e\varphi) f_0(\epsilon) (\epsilon - e\varphi) d\epsilon, \quad (5)$$

где ν_s — частота ступенчатой ионизации, ϵ_s — порог ступенчатой ионизации ~ 5 эВ, A_{eff} — вероятность выхода резонансного излучения с учетом пленения, ν_m — частота диффузии метастабильных атомов к стенкам.

Для наших условий $\nu_s = 10^4 \text{ с}^{-1}$ [5], $A_{\text{eff}} = 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\nu_m = 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ [6]. Как видно из (5), эффективность ступенчатой ионизации γ зависит от радиуса. Строгое выражение для γ можно получить из решения уравнения баланса для четырех нижних возбужденных состояний с учетом переноса резонансного излучения, диффузии метастабильных атомов и взаимных переходов между этими уровнями за счет столкновительно излучательных процессов. В настоящей работе ограничимся приближением одного эффективного уровня, через который идет ступенчатая ионизация.

Таким образом, ионизационный член I , фигурирующий в правой части уравнения (4) при учете прямых I_d и ступенчатых I_s процессов, может быть вычислен в виде

$$I(\varphi) = \int_{\epsilon_i + e\varphi}^{\infty} \nu_i(\epsilon - e\varphi) f_0(\epsilon) \sqrt{\epsilon - e\varphi} d\epsilon + \int_{\epsilon_s + e\varphi}^{\infty} \gamma \nu^*(\epsilon - e\varphi) f_0(\epsilon) \sqrt{\epsilon - e\varphi} d\epsilon. \quad (6)$$

Для частоты прямой ионизации ν_i и полной частоты неупругих процессов ν^* можно использовать линейные аппроксимации [5]

$$\nu_i(w) = 3.2 \cdot 10^8 \left(\frac{w}{\varepsilon_i - 1} \right) \text{ с}^{-1}; \quad \nu^*(w) = 2 \cdot 10^8 \left(\frac{w}{\varepsilon_1 - 1} \right) \text{ с}^{-1}, \quad (7)$$

где ε_i и ε_1 — потенциалы ионизации и возбуждения (21.56 и 16.6 эВ).

В такой постановке основное внимание уделяется не детальному описанию процессов ионизации, а решению самосогласованной задачи при наличии прямых и ступенчатых процессов, когда в условиях нелокальной кинетики электронов имеет место существенное различие в радиальных распределениях источников прямой и ступенчатой ионизации. В отличие от локального случая, когда осевые значения прямых и ступенчатых процессов определяют ионизационный баланс, в нелокальном случае преобладание прямой ионизации на оси не означает, что она определяет поддержание разряда.

Аналогичная задача решалась в работе [2] в пренебрежении прямой ионизацией и радиальной зависимостью эффективности ионизации γ . Удобным способом решения кинетического уравнения (1) является усреднение по радиальным диффузионным пролетам для запертых электронов и с нулевым граничным условием $f_0(\varepsilon_2, r) = 0$ при потенциале стенки ε_2 , что соответствует быстрым уходам свободных электронов на стенку. Для усреднения (1) необходимо задать пробную функцию для потенциала $e\varphi(r)$, например, в виде

$$e\varphi(r) = \begin{cases} \beta\varepsilon_1(r/R)^2 & 0 < r < R, \\ \varepsilon_2 & r = R, \end{cases} \quad (8)$$

что позволяет свести решение задачи к параметрическому виду, где β является одним из параметров, подлежащих определению.

Используя (8) и аппроксимируя частоту упругих ударов

$$\nu = \nu_0 \sqrt{w/\varepsilon_1}, \quad \nu_0 = 2.2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad (9)$$

можно получить решение кинетического уравнения (1) в упругой области ($\varepsilon - e\varphi < \varepsilon_1$)

$$f_0 = A \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_3} \frac{d\varepsilon}{\Psi(\varepsilon)}; \quad \Psi(\varepsilon) = \begin{cases} 1/\beta_*(\varepsilon/\varepsilon_1)^2 & 0 < \varepsilon < \beta\varepsilon_1, \\ (\varepsilon/\varepsilon_1) & \beta\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_1, \\ 1 & \varepsilon_1 < \varepsilon, \end{cases} \quad (10)$$

где ε_3 — константа, подлежащая определению из условия сшивания на пороге возбуждения.

Функция распределения в неупругой области ($\varepsilon_1 < \varepsilon - e\varphi < \varepsilon_2$) имеет вид

$$f_0 = A \frac{\varepsilon_1}{2^{1/4} \Gamma(3/4)} \left(\frac{T_1}{\varepsilon_1} \right)^{1/2} z^{1/4} \left(K_{1/4}(z) - \frac{K_{1/4}(z_2)}{I_{1/4}(z_2)} I_{1/4}(z) \right), \quad (11)$$

где $K_{1/4}(z)$ и $I_{1/4}(z)$ — модифицированные функции Бесселя,

$$z = \frac{\varepsilon_1}{2T_1} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} - 1 \right)^2; \quad z_2 = z(\varepsilon_2);$$

$$T_1 = \sqrt{2\beta\nu_0/\nu_0^* e E \lambda(\varepsilon_1)}; \quad \lambda(\varepsilon_1) = \sqrt{2\varepsilon_1/m} \frac{1}{\nu_0}.$$

Нормировочная константа A может быть вычислена по функции (10)

$$A = \frac{3n_0}{2B}; \quad B = \int_0^{\varepsilon_3} \frac{\varepsilon^{3/2} d\varepsilon}{\Psi(\varepsilon)},$$

n_0 — концентрация электронов на оси разряда.

Потенциалы ε_3 и ε_2 связаны с параметром T_1 , определяющим масштаб спада функции распределения электронов в неупругой области T^* ,

$$\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4)} \left(\frac{T_1}{\varepsilon_1} \right)^{1/2}; \quad \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = 1 + \sqrt{2z_2 T_1 / \varepsilon_1}; \quad T^* = \varepsilon_1 \sqrt{2T_1 / \varepsilon_1}. \quad (12)$$

С найденной функцией распределения можно построить теорию положительного столба, требуя равенства потоков ионов и электронов на стенку, а также баланса заряженных частиц за счет ионизаций и уходов на стенку. В локальной теории (теория Шоттки) эти два условия приводят к одному и тому же уравнению, в кинетической теории — к двум различным уравнениям.

Поток электронов на стенку, определяемый через радиальную часть направленной функции распределения, можно получить из уравнения (1), интегрируя его по радиусу и по энергии от потенциала стенки ε_2 до бесконечности

$$2\pi R j_{eR} = \frac{2\pi R}{3} \sqrt{m/2} \int_{\varepsilon_2}^{\infty} \frac{v^3}{\nu} \frac{df_0}{dr} d\varepsilon = -\frac{2}{3} \frac{(eE)^2}{m\nu_0} \pi R^2 \varepsilon_1^{3/2} \left. \frac{df_0}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon_2}. \quad (13)$$

Поток ионов на стенку можно получить из уравнения (4), интегрируя его по радиусу с использованием (6),

$$2\pi R j_{iR} = 2\pi \int_0^R I_d(\varphi(r)) r dr + 2\pi \int_0^R I_s(\varphi(r)) r dr = 2\pi (I_{dR} + I_{sR}). \quad (14)$$

Поток электронов на стенку (13) можно связать с потоком электронов в неупругую область, интегрируя кинетическое уравнение (1) по радиусу и по энергиям от ε_1 до бесконечности,

$$W_R + 2\pi R j_{eR} = -\frac{2}{3} \frac{(eE)^2}{m\nu_0} \pi R^2 \varepsilon_1^{3/2} \left. \frac{df_0}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon_1}, \quad (15)$$

где полное число неупругих ударов

$$W_R = 2\pi \int_0^R r dr \int_{\varepsilon_1 + e\varphi}^{\infty} \nu^* f_0 \sqrt{\varepsilon - e\varphi} d\varepsilon. \quad (16)$$

Из уравнений (13) и (15) следует связь между производными в точках ε_2 и ε_1

$$(W_R + 2\pi R j_{eR}) \left. \frac{df_0}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon_2} = 2\pi R j_{eR} \left. \frac{df_0}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon_1}. \quad (17)$$

Это уравнение можно использовать для определения величины z_2 и соответственно потенциала стенки ε_2 . Действительно, из (10) и (11) следует

$$\left. \frac{df_0}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon_1} = -A; \quad \left. \frac{df_0}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon_2} = -A \frac{2^{1/4}}{\Gamma(3/4)} \frac{1}{z_2^{1/4} I_{1/4}(z_2)}. \quad (18)$$

Уравнение (17) после подстановки (18) приобретает вид

$$z_2^{1/4} I_{1/4}(z_2) = \frac{2^{1/4}}{\Gamma(3/4)} \frac{\gamma_{\text{eff}} + 1}{\gamma_{\text{eff}}}, \quad \gamma_{\text{eff}} = (I_{dR} + I_{sR}) / W_R. \quad (19)$$

Поток электронов на стенку можно выразить через прямую и ступенчатую ионизации, проинтегрированные по радиусу

$$2\pi R j_{eR} = 2\pi \int_0^R I_d(r) r dr + 2\pi \int_0^R \gamma(r) W(r) r dr = 2\pi (I_{dR} + I_{sR}). \quad (20)$$

С другой стороны, как видно из (15),

$$2\pi R j_{eR} = \frac{(eE)^2}{m\nu_0} \pi R^2 \varepsilon_1^{3/2} \frac{n_0}{B} - W_R. \quad (21)$$

Уравнения (20) и (21) определяют электрическое поле в разряде

$$\left(\frac{eER}{\varepsilon_1} \right)^2 \frac{\varepsilon_1^{7/2} n_0}{m\nu_0 B} \pi = W_R + I_{dR} + I_{sR} = \frac{iE}{\varepsilon_3}; \quad i = \frac{\pi R^2}{B} E \frac{e^2 n_0}{m\nu_0} \varepsilon_1^{3/2} \varepsilon_3. \quad (22)$$

Уравнение (22) имеет смысл уравнения баланса энергии, когда вкладываемая в разряд мощность (iE) расходуется на неупругие удары (W_R) и на уходы электронов на стенку ($2\pi R j_R$) через процессы прямой и ступенчатой ионизации. Уравнение движения ионов (4) позволяет замкнуть систему уравнений для расчета параметров разряда. Интегрируя уравнения (4), можно получить баланс заряженных частиц в виде

$$n_0 \frac{b_i}{e} \frac{2}{5} \frac{D}{B} = \int_0^R \frac{dr}{r} \int_0^r (I_d(\varphi(r)) + I_s(\varphi(r))) r dr = J_{dR} + J_{sR}, \quad (23)$$

где

$$D = \int_0^{\varepsilon_3} \frac{\varepsilon^{5/2} d\varepsilon}{\Psi(\varepsilon)}.$$

Используя пробную функцию (8) вблизи оси разряда, из (4) получаем

$$n_0 \frac{b_i}{e} \frac{4}{R^2} \beta \varepsilon_1 = I_{d0} + I_{s0}, \quad (24)$$

где I_{d0} и I_{s0} — осевые значения прямой и ступенчатой ионизации.

Поделив (24) на (23), получим уравнение, определяющее параметр β для пробной функции (8),

$$\beta \varepsilon_1 = \frac{I_{d0} + I_{s0}}{J_{dR} + J_{sR}} \frac{1}{10} \frac{D}{B} R^2. \quad (25)$$

Таким образом, используя пробную функцию (8) для потенциала, удается в первом приближении свести задачу к параметрической, где неизвестными параметрами являются ε_2 , E , β , T_1 , а также вспомогательные параметры z_2 и ε_3 . Входными параметрами задачи служат pR , i/R , ν_0 , ν_0^* , ν_i , ν_{si} , b_i , ε_1 , ε_i , ε_s , A_{eff} .

Система уравнений для расчета параметров разряда имеет вид

$$z_2^{1/4} I_{1/4}(z_2) = \frac{2^{1/4}}{\Gamma(3/4)} \frac{W_R + I_{dR} + I_{sR}}{I_{dR} + I_{sR}}, \quad (26)$$

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = 1 + \sqrt{2z_2 T_1 / \varepsilon_1}, \quad (27)$$

$$\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4)} \sqrt{T_1 / \varepsilon_1}, \quad (28)$$

$$\left(\frac{eER}{\varepsilon_1} \right)^2 = \frac{3}{2\beta} \nu_0 \nu_0^* \left(\frac{R}{\vartheta_1} \right)^2 \left(\frac{T_1}{\varepsilon_1} \right)^2, \quad (29)$$

$$\left(\frac{eER}{\varepsilon_1} \right)^2 = \frac{Bm\nu_0}{\pi n_0 \varepsilon_1^{7/2}} (W_R + I_{dR} + I_{sR}), \quad (30)$$

$$\beta = \frac{1}{10} \frac{D}{B} \frac{R^2}{\varepsilon_1} \frac{I_{d0} + I_{s0}}{J_{dR} + J_{sR}}. \quad (31)$$

Правые части уравнений (26), (30), (31) являются функциями неизвестных ε_2 , T_1 , β . Алгоритм решения системы уравнений состоял в следующем. Произвольным образом задавались величины ε_2 , T_1 , β , по которым с использованием (10), (11) вычислялась нормированная функция распределения. По этой функции распределения находились γ (5), I_d , I_s (6) на оси разряда и их зависимости от радиуса, вычислялись интегральные по радиусу значения W_R (16), I_{dR} , I_{sR} (20), J_{dR} , J_{sR} (23). Затем методом последовательных приближений решалась система (26)–(31) с точностью, лучшей, чем 0.1%, причем на каждой

итерации находились функция распределения и интегральные характеристики по радиусу и по энергии. По найденным самосогласованным параметрам восстанавливался радиальный профиль потенциала $\varphi(r)$ в следующем приближении путем двойного интегрирования уравнения (4) аналогично работе [2].

Обсуждение результатов

Результаты самосогласованных расчетов параметров разряда для $i/R = 1-50$ мА/см и $pR = 1$ Тор · см приведены в табл. 1 и на рис. 1. Диапазон разрядных токов охватывает переход от режима прямой ионизации ($i/R = 1$ мА/см) к режиму ступенчатой ионизации ($i/R = 50$ мА/см). В рамках предложенной модели зависимость параметров от разрядного тока связана с тем, что эффективность ступенчатой ионизации γ (5) при не слишком больших токах ($i < 50$ мА) зависит от концентрации электронов n_0 , которая связана с разрядным током соотношением (22). Из табл. 1 видно, что параметры в разряде устанавливаются следующим образом. Давление газа определяет скорость квазиамбиполярного ухода заряженных частиц на стенки трубки. "Квазиамбиполярность" уходов частиц означает, что, хотя электроны, имеющие энергию $\varepsilon > \varepsilon_2$, уходят униполярно, радиальный профиль потенциала, потенциал стенки ε_2 и, следовательно, функция распределения определяются уравнением движения ионов. Эти уходы должны скомпенсировать рождение заряженных частиц в объеме за счет прямой и ступенчатой ионизации. Необходимый уровень ионизации обеспечивает функцию распределения, которая формируется нелокальным образом в радиальном электрическом поле. В свою очередь радиальный профиль потенциала определяется рождением и уходами заряженных частиц на стенки. Этот механизм обеспечивает

Таблица 1. Результаты самосогласованных расчетов параметров разряда с учетом прямой и ступенчатой ионизации для $pR = 1$ Тор · см

$i, \frac{\text{мА}}{\text{см}}$	$W_0 \cdot 10^6, \text{с}^{-1}$	$W_R \cdot 10^5, \text{с}^{-1}$	$I_{d0} \cdot 10^5, \text{с}^{-1}$	$I_{s0} \cdot 10^5, \text{с}^{-1}$	$I_{d0} + I_{s0} \cdot 10^5, \text{с}^{-1}$	$i_R \cdot 10^{-6}, \text{А/см}^2$	$\frac{b_i k T_e}{\varepsilon} \cdot 10^4, \text{см}^2/\text{с}$
1	2.1	1.6	1.8	0.06	1.8	1.0	1.2
5	1.95	1.4	1.5	0.32	1.8	5.8	1.2
10	1.76	1.3	1.2	0.6	1.8	12.1	1.2
50	0.60	0.3	0.015	1.6	1.6	110	1.1

Таблица 1. (продолжение)

$i, \frac{\text{мА}}{\text{см}}$	$\varepsilon_2, \text{эВ}$	$eER, \text{эВ}$	$T_e, \text{эВ}$	$T^*, \text{эВ}$	γ_0	γ_{eff}	$n_0 \cdot 10^{10}, \text{см}^{-3}$	β
1	27.0	3.0	3.5	5.0	0.003	0.05	0.09	0.78
5	26.6	2.8	3.5	4.9	0.016	0.05	0.46	0.77
10	26.2	2.6	3.4	4.7	0.033	0.06	0.97	0.76
50	22.5	1.5	3.1	3.5	0.26	0.22	9.9	0.71

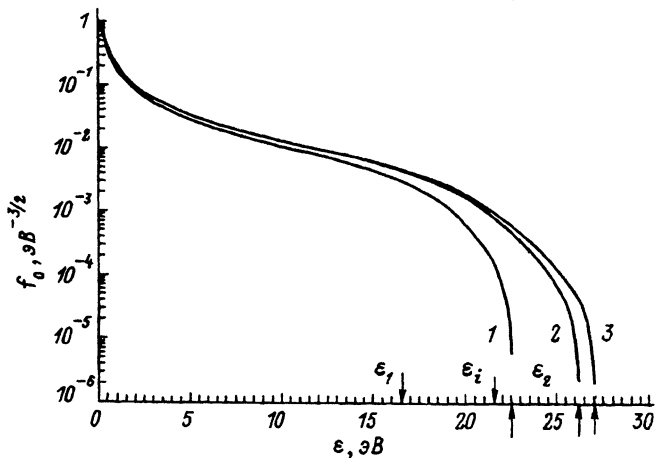


Рис. 1. Рассчитанные ФРЭ на оси разряда в зависимости от разрядного тока. Стрелками отмечены потенциал возбуждения ϵ_1 , потенциал ионизации ϵ_i и потенциалы стенок для различных значений разрядного тока; 1 — 50, 2 — 10, 3 — 1 мА.

самосогласованное формирование всех внутренних параметров разряда.

В первых семи столбцах табл. 1 приведены аксиальные и интегральные по радиусу значения потоков электронов в неупругую область W_0 , W_R , числа прямых и ступенчатых ионизаций I_d , I_s в зависимости от разрядного тока. При этом общий уровень ионизации остается практически постоянным (слабая зависимость от разрядного тока связана с небольшой деформацией радиального распределения потенциала — параметр β). Парциальный вклад прямой и ступенчатой ионизации, а также полное число неупругих ударов существенно изменяются, причем эти изменения характерны как для осевых значений, так и для радиальных распределений. Потенциал стенки ϵ_2 (столбец 8) и продольное поле E (столбец 9) имеют наибольшее значение в режиме прямой ионизации и уменьшаются по мере включения ступенчатых процессов. Это представляется естественным, поскольку в режиме прямой ионизации участвуют электроны с энергиями, превышающими потенциал ионизации. Продольное электрическое поле должно поддерживать на необходимом уровне величину $W_R + I_{dR} + I_{sR}$ (30). Эта величина уменьшается с ростом тока в четыре раза (от $17 \cdot 10^4$ для $i = 1$ мА до $4 \cdot 10^4$ при $i = 50$ мА), что приводит к уменьшению E в два раза. Средняя энергия электронов T_e (столбец 10) незначительно спадает с ростом тока, а характерный масштаб спада ФР за порогом возбуждения T^* (столбец 11) заметно уменьшается, что хорошо видно из рис. 1. В столбце (12) приведено значение эффективности ступенчатой ионизации на оси разряда $\gamma_0 = I_{s0}/W_0$, а в столбце (13) $\gamma_{\text{eff}} = (I_{dR} + I_{sR})/W_R$. Эти величины показывают долю ионизации от полного числа неупругих ударов. В кинетической теории как в режиме ступенчатой, так и в режиме прямой ионизации поток электронов на стенку связан с потоком в неупругую область через γ_{eff} (17). В столбце (14) приведена электронная концентрация на оси (22), а в столбце (15) — параметр β , характеризующий радиальное распределение потенциала вблизи оси. Видно, что при ма-

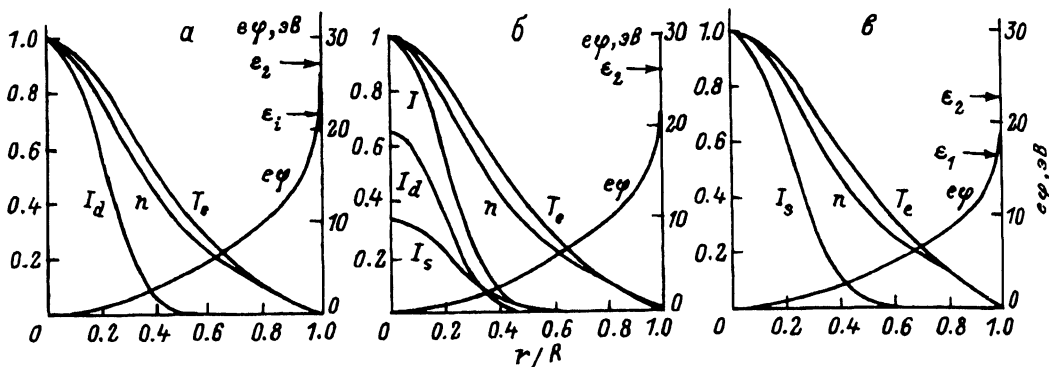


Рис. 2. Радиальные распределения источников прямой I_d и ступенчатой I_s ионизации, концентрации электронов n_e , электронной температуры T_e и потенциала φ для $pR = 1$ Тор · см и токов. i/R : а — 1, б — 10, в — 50 мА/см.

лых токах (режим прямой ионизации) профиль потенциала несколько сжат к оси.

На рис. 1 приведены функции распределения на оси разряда, рассчитанные самосогласованным образом в зависимости от разрядного тока. Здесь же отмечены потенциал возбуждения ε_1 , потенциал ионизации ε_i и потенциалы стенки ε_2 . Интересно отметить, что как в случае прямой ионизации, так и ступенчатой, потенциал стенки устанавливается примерно на 5 В выше, чем соответствующий потенциал возбуждения. Из рисунка видно, каким образом процессы ионизации оказывают косвенное влияние на формирование функции распределения. В зависимости от режима ионизации устанавливаются потенциал стенки и радиальное распределение потенциала, и в этом потенциальном поле формируются функции распределения, поддерживающие необходимый режим ионизации.

На рис. 2 показаны радиальные распределения источников прямой и ступенчатой ионизации, концентрации электронов, электронной температуры (средней энергии) и профиль потенциала в режиме прямой ионизации (рис. 2, а, $i = 1$ мА), в режиме ступенчатой ионизации (рис. 2, в, $i = 50$ мА) и промежуточном случае (рис. 2, б, $i = 10$ мА).

Интересно сопоставить баланс заряженных частиц с точки зрения теории Шоттки и нелокальной кинетической теории. В безразмерном виде уравнение амбиполярной диффузии выглядит

$$\frac{D_a n_0}{R^2} \frac{1}{x} \frac{d}{dx} x \frac{d}{dx} J_0(2.4x) = I_0 J_0(2.4x),$$

и после дифференцирования $D_a(2.4)^2/R^2 = I_0/n_0$. Выполняя однократное или двойное интегрирование слева и справа, получаем тот же самый результат, который можно интерпретировать как равенство частоты ионизации частоте амбиполярных диффузионных уходов.

В кинетической теории уравнение движения ионов можно записать в безразмерном виде

$$\frac{b_i(\varepsilon_2/e)n_0}{R^2} \frac{1}{x} \frac{d}{dx} x \tilde{n} \frac{d\tilde{\varphi}}{dx} = I_0 \tilde{I}(x).$$

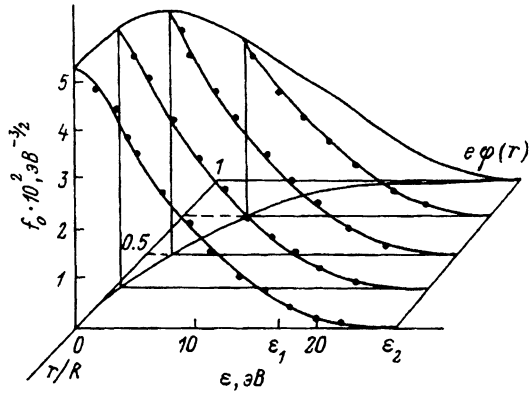


Рис. 3. ФРЭ в зависимости от радиуса r/R .

ФР в точках $r/R = 0.25, 0.5, 0.75$ получена от ФР на оси сдвигом аргумента на величину $e\varphi(r/R)$; сплошные линии — теория, значки — эксперимент.

Тогда на оси разряда, где $\tilde{n} = 1$, $\tilde{I} = 1$ и $\tilde{\varphi} = \beta\epsilon_1 x^2 / \epsilon_2$, получаем

$$\frac{b_i(\beta\epsilon_1/e)}{R^2} 4 = \frac{I_0}{n_0}.$$

Однократное интегрирование слева и справа в пределах 0–1 (равенство потоков ионов на стенку ионизации в объеме) дает

$$\frac{b_i(\epsilon_2/e)}{R^2} \frac{\left(\tilde{n} \frac{d\tilde{\varphi}}{dx} \Big|_{x=1}\right)}{\int_0^1 \tilde{I}(x) x dx} = \frac{I_0}{n_0}.$$

Двукратное интегрирование приводит к равенству

$$\frac{b_i T_{e0}/e}{R^2} \left(\int_0^1 \frac{dx}{x} \int_0^x \tilde{I}(x) x dx \right)^{-1} = \frac{I_0}{n_0}.$$

Самосогласованное решение задачи обеспечивает выполнение всех этих трех условий, что, так же как и в локальной теории, можно интерпретировать как равенство частот ионизации и диффузионных уходов.

Сопоставление результатов кинетического расчета с результатами традиционного описания по теории Шоттки, проведенного в [2], показывает, что кинетическая теория дает более полное и близкое к эксперименту описание реального разряда. Так, в теории Шоттки потенциал стенки, радиальное распределение средней энергии электронов, продольное поле значительно отличаются от экспериментальных данных.

Эксперименты проводились в разряде в неоне в цилиндрической трубке длиной 80 см и радиусом 1 см, имевшей подвижный цилиндрический зонд длиной 3.5 мм и радиусом 0.12 мм, два неподвижных зонда на оси трубки тех же размеров, а также плоский стеночный зонд диаметром 4.5 мм. Измерения электрических характеристик плазмы на оси разряда и по радиусу проводились в указанном диапазоне применимости кинетической теории. Потенциал пространства определялся с помощью традиционной методики по максимуму первой производной зондового тока. Кроме того, с помощью стеночного зонда измерялся

Таблица 2. Экспериментальные значения потенциала стенки ϵ_2 , продольного поля eER , концентрации электронов n_e и плотности стеночного тока j_R для $pR = 1 \text{ Тор} \cdot \text{см}$

i , мА/см	ϵ_2 , эВ	eER , эВ	$n_0 \cdot 10^{10}$, см $^{-3}$	j_R , мкА/см 2
1	28	4.1	0.09	2.9
5	27	3.9	0.33	5.4
10	26	3.5	0.72	11.4
50	22	3.1	4.8	70

стеночный ток: ионный ток насыщения экстраполировался до значения потенциала стенки. Продольное поле в разряде измерялось с помощью двух неподвижных зондов, расположенных на оси разрядной трубки, компенсационным методом.

На рис. 3 сопоставлены экспериментально измеренные функции распределения в разных точках по радиусу разрядной трубки с использованием экспериментально измеренного радиального профиля потенциала $\varphi(r)$ с теоретически рассчитанной функцией распределения для $i = 10$ мА. Рисунок показывает, что функция распределения является функцией от полной энергии ϵ и характере ее формирования в радиальном поле хорошо подтверждается экспериментом.

Экспериментальные данные по измерению параметров разряда приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что имеет место соответствие между измеренными и рассчитанными потенциалами стенки. Рассчитанные продольные поля оказываются заниженными, а электронные концентрации соответственно завышенными. Одной из причин этих расхождений может быть несколько завышенная роль прямой ионизации в ионизационном балансе. Действительно, если выполнить расчеты разряда в указанном диапазоне токов в пренебрежении прямой ионизацией (табл. 3), то электрические поля заметно увеличиваются и для малых токов даже превосходят экспериментальные. Режим ступенчатой ионизации с малыми значениями параметра γ приводит к заметным уширениям радиальных распределений ионизации и возбуждения, что также лучше коррелирует с экспериментом. Таким образом, согласие между теорией и экспериментом можно достичь изменением парциальных вкладов прямых и ступенчатых процессов. Другими причинами расхождений могут быть следующие факторы, не учтенные в настоящем рассмотрении. Теория строилась в приближении, что медленные электроны, возникающие вследствие неупругих ударов, рождаются с нулевой кинетической энергией. Как показали расчеты, характерный

Таблица 3. Результаты самосогласованных расчетов параметров разряда в режиме ступенчатой ионизации для $pR = 1 \text{ Тор} \cdot \text{см}$

i , мА/см	ϵ_2 , эВ	eER , эВ	T_e , эВ	T^* , эВ	γ	$W_0 \cdot 10^4$, с $^{-1}$	$I_0 \cdot 10^5$, с $^{-1}$	j_R , мкА·см $^{-2}$	β	n_0 , см $^{-3}$
1	32	8.3	5.0	6.5	0.01	6.4	0.64	0.16	0.3	$4 \cdot 10^7$
5	26	3.5	4.2	4.4	0.04	1.8	0.74	2.8	0.3	$6 \cdot 10^8$
10	24	2.4	3.9	3.7	0.08	1.1	0.85	10	0.4	$2 \cdot 10^9$
50	21	1.2	3.2	3.0	0.3	0.43	1.3	200	0.6	$3 \cdot 10^{10}$

масштаб спада функции распределения в неупругой области T^* составляет 4–5 эВ, что может деформировать функцию распределения медленных электронов в этом диапазоне энергий. Это обстоятельство может привести к более плавным радиальным спадам ионизаций и к лучшему согласию с экспериментом. В принципе следует использовать более точные граничные условия при решении кинетического уравнения. В настоящей работе использовалась модель, когда нижние возбужденные резонансные и метастабильные состояния объединялись в один эффективный уровень с одной эффективной вероятностью разрушения. Точное описание требует анализа баланса заселенностей каждого из этих уровней с учетом диффузии метастабилей и пленения резонансного излучения. Наконец, возможны другие каналы ионизации (например, парные столкновения метастабилей), которые не принимались во внимание. Как показывают результаты расчетов (табл. 1), при больших токах могут быть реализованы достаточно малые поля ($E \sim 1.5$ В/см). При этом длина $\lambda_e = \varepsilon_1/eE \sim 11$ см оказывается сравнимой с длиной $\lambda_T = \sqrt{M/m}\lambda \sim 10$ см, что свидетельствует о возможных потерях энергии при упругих ударах, что также не учитывалось в теории.

Таким образом, в настоящей работе разработана процедура построения самосогласованной кинетической модели положительного столба разряда, находящегося в режиме прямой и ступенчатой ионизации. Предлагаемая модель может быть обобщена на случай введения дополнительных каналов ионизации. Задавая внешние параметры разряда (давление, ток, радиус разрядной трубки, сорт газа) и константы элементарных процессов, можно получить полное детальное описание свойств положительного столба в инертных газах.

Авторы благодарят Л.Д. Цендина за внимание к работе.

Список литературы

- [1] Цендин Л.Д., Голубовский Ю.Б. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1839.
- [2] Бенке Ю., Голубовский Ю.Б. // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 1. С. 65.
- [3] Химия плазмы / Под ред. Б.М.Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [4] Голубовский Ю.Б., Каган Ю.М., Лягущенко Р.И. // ЖТФ. 1974. Вып. 3. Т. 44. С. 536.
- [5] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- [6] Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
- [7] Голубовский Ю.Б., Аль-Хават Ш.Х. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 39.

С.-Петербургский университет

Поступило в Редакцию
6 мая 1993 г.