Март, № 2 **Физико-математические науки** **2012**

УДК 537.525

СЕРГЕЙ ИВАНОВИЧ МОЛЬКОВ
доктор физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики и методики преподавания физики физико-математического факультета, Карельская государственная педагогическая академия
tandem@onego.ru

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ НА СТЕНКАХ КАПИЛЛЯРА НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В работе проанализировано влияние эмиссии вторичных электронов, ион-электронной и фотоэмиссии, а также термализации атомов и ионов на стенках капилляра на параметры плазмы положительного столба разряда низкого давления. Рассмотрена роль степени шероховатости поверхности стенки разрядного капилляра в данных процессах.

Ключевые слова: разряд низкого давления, эмиссия электронов, коэффициент аккомодации, степень шероховатости стенки, параметры плазмы

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Параметры плазмы газовых разрядов низкого давления зависят от процессов взаимодействия молекул, атомов, ионов и электронов плазмы со стенкой разрядной камеры [5], [10]. Твердые поверхности могут служить источниками заряженных частиц за счет электронной эмиссии [11]. На стенках происходит рекомбинация плазменных электронов и ионов, осуществляется теплообмен [16], имеют место различные химические реакции. Характер взаимодействия кроме свойств материала стенки существенно зависит и от степени ее шероховатости [12]. Результаты упомянутых работ носят качественный характер. В данной работе количественно рассмотрено влияние процессов на стенках разрядной камеры на параметры плазмы положительного столба разряда низкого давления и влияние на эти параметры степени шероховатости поверхности стенки.

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Электронная эмиссия включает в себя эмиссию вторичных электронов, ионно-электронную и фотоэмиссию. Вторичная электронная эмиссия описывается коэффициентом вторичной электронной эмиссии. При малых энергиях налетающих электронов (до 50 эВ) в потоке вторичных электронов преобладают истинно вторичные электроны с коэффициентом эмиссии δ и энергиями порядка 1 эВ и упруго отраженные электроны с коэффициентом эмиссии r и энергиями, равными энергиям налетающих электронов. Величины δ и r для гладкой поверхности зависят от материала стенки и энергии налетающих электронов ε [4]. Зависимость от угла падения слабая.

Поведение δ и r в зависимости от ε имеет довольно сложный характер. Однако, учитывая, что плазменные электроны имеют существенный разброс по скоростям, тонкая структура δ и r не важна. Кроме того, в конечные выражения коэффициенты эмиссии входят под знаком логарифма. Это позволяет для их описания использовать единые аппроксимационные формулы, учитывающие их основные особенности: рост δ начиная с порогового значения ε_t и наличие максимума у r, равного r_m при энергии ε_m. Таким условиям удовлетворяют выражения:

$$\delta = A\,(\varepsilon - \varepsilon_t)^a,\ r = 2{,}718\ \ r_m \frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} exp\left\{-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m}\right\}, \quad (1)$$

где A, a – постоянные аппроксимации. Используемые нами значения постоянных аппроксимации для диэлектриков, полученные по данным [4], равны: A = 0,18, a = 0,54, ε_t = 4,5 эВ, ε_m = 4 эВ, r_m = 0,55. Для металлов разброс значений постоянных существенно выше. Поэтому для разрядных камер, собранных из изолированных металлических сегментов, соответствующие коэффициенты аппроксимации даны в таблице.

Коэффициенты аппроксимации

	A	a	ε_t, эВ	ε_m, эВ	r_m
Cu	0,044	0,73	6	10	0,13
W	0,036	0,71	5,5	10	0,2
Al	0,016	0,87	5	4	0,14
Ni	0,012	0,92	4	2.5	0,11

Для расчета средних значений $\bar{\delta}$ и $\bar{r}$, получающихся при учете разброса первичных электронов по энергиям и углам падения θ, имеем:

$$\bar{\delta} = \frac{1}{J_e}\int\limits_0^\infty\iint\limits_{(2\pi)}\delta(\varepsilon,\theta)\,dJ_e(\upsilon,\theta),\ \bar{r} = \frac{1}{J_e}\int\limits_0^\infty\iint\limits_{(2\pi)} r(\varepsilon,\theta)\,dJ_e(\upsilon,\theta), \quad (2)$$

где J_e – плотность потока электронов на стенку; $dJ_e(\upsilon, \theta)$ – плотность потока электронов со скоростями υ в интервале $d\upsilon$, движущихся к стенке в направлении θ в телесном угле $d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$, φ – азимутальный угол. При максвелловской функции распределения электронов (ФРЭ) по скоростям имеем:

$$dJ_e(\upsilon,\theta)=n_e\left(\frac{m}{2\pi T_e}\right)^{3/2}exp\left\{-\frac{m\upsilon^2}{2T_e}\right\}\upsilon^3 d\upsilon cos\theta\, d\Omega,$$

$$J_e=n_e\left(\frac{m}{2\pi T_e}\right)^{3/2}, \quad (3)$$

где m, n_e, T_e – масса, концентрация и температура электронов, выраженная здесь и ниже в энергетических единицах. Для ФРЭ, отличной от максвелловской, T_e – эффективная «температура хвоста» функции распределения -T_e', а перед n_e появляется нормировочный множитель ξ (для газов с высоким потенциалом возбуждения резонансных уровней $\xi\cong 1$). Используя выражения (1) по формулам (2), (3), получаем:

$$\bar{\delta}=A\,\Gamma(1+a)\left(1+a+\frac{\varepsilon_t}{T_e}\right)T_e^a\, exp\left\{-\frac{\varepsilon_t}{T_e}\right\},$$

$$\bar{r}=5,44\,\frac{r_m\varepsilon_m^2 T_e}{(\varepsilon_m+T_e)^3}, \quad (4)$$

где Г (x) – гамма-функция. Для диэлектриков имеем:

$$\bar{\delta}=0,25\left(1+\frac{2,9}{T_e}\right)T_e^{0,4}exp\left\{-\frac{4,5}{T_e}\right\},\ \bar{r}=\frac{47,8\,T_e}{(4+T_e)^3}. \quad (5)$$

Эффективные коэффициенты вторичной эмиссии с поверхности получаем, домножая выражения (4) или (5) на вероятность вылета частицы без вторичных столкновений P_f.

$$\delta_{ef}=P_f\,\bar{\delta},\ \ \bar{r}_{ef}=P_f\,\bar{r},\ \sigma_{ef}=P_f\bar{\sigma}=P_f\left(\bar{\delta}+\bar{r}\right). \quad (6)$$

Эмиссия электронов при взаимодействии со стенкой ионов для условий разряда носит потенциальный характер, так как энергия ионов не превышает 10^3 эВ. В этом случае коэффициенты ион-электронной эмиссии γ слабо зависят от энергии налетающих ионов и их можно считать постоянными. Величина γ растет с ростом энергии ионизации E_a и уменьшается с ростом работы выхода электронов из материала стенки $e\varphi$. Для оценки γ можно использовать эмпирическую формулу [14]: $\gamma\approx 0{,}016(E_\alpha-e\varphi)$, где E_α, $e\varphi$ выражены в эВ. Величина квантового выхода фотоэффекта Y растет с ростом энергии фотона $h\nu$ и имеет тенденцию к насыщению. Для инертных газов $h\nu$ ~10 эВ и $Y\sim 10^{-3}\div 10^{-1}$ для различных материалов. С учетом потерь электронов при выходе с шероховатой поверхности имеем: $\gamma_{ef}=P_f\gamma$, $Y_{ef}=P_fY\cong 5 10^{-2}P_f$.

Уравнение баланса зарядов на стенке принимает вид: $J_i=J_e-\sigma_{ef}J_e-\gamma_{ef}J_i-Y_{ef}J_\varphi$, где J_i, J_e, J_φ – плотность потока на стенку ионов, электронов и резонансных фотонов. Учитывая, что $J_\varphi/J_i=Q/\beta$, где β – коэффициент ионизации; Q_φ – константа скорости возбуждения резонансных уровней, распадающихся спонтанно [3], и используя (6), получаем:

$$J_e\left(1-P_f\bar{\sigma}\right)=J_i\left(1+P_f\gamma_f\right),\ \gamma_f=\gamma+5 10^{-2}Q_\varphi/\beta. \quad (7)$$

Плотности потоков на стенку J_e и J_i равны соответственно:

$$J_e=n_g\sqrt{\frac{T_e}{2\pi m}}\,exp\left\{-\frac{e\Delta\varphi}{T_e'}\right\},\ J_i=n_g\sqrt{\frac{T_e+T_i}{M}}\cong n_g\sqrt{\frac{T_e}{M}},$$

где M – масса атома (иона); n_g – концентрация заряженных частиц на границе плазма – слой. Используя выражение (7) для падения потенциала в пристеночном слое объемного заряда $\Delta\varphi$, получаем:

$$\Delta\varphi=\frac{T_e'}{e}ln\left(\frac{1-P_f\bar{\sigma}}{1+P_f\gamma_f}\sqrt{\frac{M}{2\pi m}}\right)=\frac{T_e'}{e}\Delta\eta, \quad (8)$$

где T_e' – «температура хвоста» ФРЭ. При максвелловской ФРЭ $T_e'=T_e$.

КОЭФФИЦИЕНТЫ АККОМОДАЦИИ АТОМОВ И ИОНОВ

Теплообмен тяжелых частиц со стенкой характеризуется коэффициентом аккомодации, равным отношению энергии, передаваемой частицей стенке при столкновении, к максимально возможной энергии. Будем использовать для коэффициентов аккомодации аппроксимационную формулу для однократного рассеяния атомов на решетке твердых сфер [2]: $\alpha_0=2{,}4\mu/(1+\mu)^2$, где $\mu=M/M_w$ – отношение массы частицы газа к массе атома поверхности.

Реальная поверхность является шероховатой, и поэтому часть атомов после отражения испытывают столкновения со стенкой. Учитывая, что после n-го столкновения со стенкой атом либо покидает ее с энергией $\varepsilon_n=2\alpha_0T_w+(1-\alpha_0)\varepsilon_{n-1}$, где ε_{n-1} – энергия после $n-1$ столкновения с вероятностью P_f, либо испытывает еще одно столкновение с вероятностью $1-P_f$, для эффективного коэффициента аккомодации атомов получаем:

$$\alpha_a=\frac{\alpha_0}{\alpha_0+P_f\left(1-\alpha_0\right)}. \quad (9)$$

Ионы двигаются к стенке в двойном слое объемного заряда по нормали к средней поверхности. Вблизи стенки их траектории несколько искривляются в соответствии с искажением электрического поля вблизи отрицательно заряженной шероховатой поверхности. В отличие от атомов, которые попадают на стенку под всевозможными углами, ионы попадают на стенку под малыми углами θ. Тогда коэффициент аккомодации для такого столкновения равен $1{,}5\alpha_0$. Считая, что повторные столкновения описываются коэффициентом аккомодации α_0, и используя такие же, как и при выводе (9), рассуждения для ионов, получаем:

$$\alpha_i=\frac{\alpha_0(1+0.5P_f)}{\alpha_0+P_f(1-\alpha_0)}. \quad (10)$$

Кинетические энергии атомов после столкновения со стенкой ε_a и после рекомбинации иона на стенке ε'_a определяются уравнениями:

$$\varepsilon_a = 2\alpha_a T_W + \left(1-\alpha_a\right) 2T_a,\ \varepsilon'_a = 2\alpha_i T_W + \left(1-\alpha_i\right)\varepsilon_{iW}, \quad (11)$$

где T_w – температура стенки; ε_{iW} – кинетическая энергия иона при столкновении со стенкой. Коэффициент 2 в формулах (13) появляется здесь потому, что, в отличие от средней энергии частицы в разряде, равной $3T/2$, средняя энергия, переносимая частицей на поверхность или с поверхности, равна $2T$. Величина ε_{iW} равна сумме кинетической энергии иона на границе плазма – слой $T_e/2$ [16] и энергии, приобретаемой в слое $e\Delta\varphi = \Delta\eta T'_e$. Тогда для ε_{iW} получаем:

$$\varepsilon_{iW} = 0.5T_e + \Delta\eta T'_e. \quad (12)$$

ХАРАКТЕРИСТИКИ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Будем считать, что поверхность описывается случайной функцией $z(x, y)$ с непрерывными производными $z_x=\partial z/\partial x$, $z_y=\partial z/\partial y$, где плоскость xy совпадает со средним уровнем поверхности. Двумерная плотность распределения вероятности случайных величин z_1, z_2, соответствующих точкам (x_1, y_1), (x_2, y_2), имеет вид [2]:

$$f\left(z_1,z_2\right) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-\gamma^2}}\exp\left\{-\frac{z_1^2+z_2^2-2\gamma\, z_1 z_2}{2\sigma^2\left(1-\gamma^2\right)}\right\}, \quad (13)$$

где $\gamma = \exp\left\{-t^2/\rho^2\right\}$ – функция корреляции высот шероховатости; $t = \sqrt{\left(x_1-x_2\right)^2+\left(y_1-y_2\right)^2}$ – кажущееся расстояние между точками; σ – среднеквадратичное отклонение z от среднего уровня; ρ – радиус корреляции. При $t > \rho$ случайные величины z_1 и z_2 статистически не связаны.

Рассмотрим две близкие точки (x, y), $(x + dx, y)$ и (x, y), $(x + dx, y + dy)$. Используя выражение (13), получаем плотности распределения вероятности случайных величин z_x и z_x, z_y:

$$f_L\left(z_x\right) = \frac{\rho}{2\sqrt{\pi}\sigma}exp\left\{-\frac{\rho^2 z_x^2}{4\sigma^2}\right\},$$

$$f_S\left(z_x,z_y\right) = \frac{\rho^2}{4\pi\sigma^2}exp\left\{-\frac{\rho^2\left(z_x^2+z_y^2\right)}{4\sigma^2}\right\}. \quad (14)$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ШЕРОХОВАТОСТИ

Параметры σ и ρ связаны с непосредственно измеряемыми характеристиками поверхности. В частности, σ определяется классом точности обработки поверхности, а ρ можно связать с отношением истинной площади поверхности с кажущейся Ψ_S, или отношением истинного расстояния на поверхности к кажущемуся Ψ_L, которое определяется по профилограмме.

Очевидно, что Ψ_S и Ψ_L равны соответственно математическому ожиданию величин $dS/dxdy$ и dl/dx, где dS и dl – элементы площади и длины на поверхности, соответствующие элементам $dxdy$ и dx в плоскости xy. Учитывая, что $dS/dxdy = \sqrt{1+z_x^2+z_y^2}$, $dl/dx = \sqrt{1+z_x^2}$ для Ψ_S и Ψ_L, имеем:

$$\Psi_S = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\sqrt{1+x_x^2+z_y^2}\, f_s\left(z_x z_y\right)dxdy,\ \Psi_L = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\sqrt{1+z_x^2}\, f_L\left(z_x\right)dx.$$

Используя формулы (14) для f_S, f_L и аппроксимируя результаты интегрирования, получаем:

$$\Psi_S \cong \sqrt{1+\pi P_S^2},\ \Psi_L \cong \sqrt{1+4P_S^2/\pi}, \quad (15)$$

где $P_s = \sigma/\rho$ – параметр шероховатости реальной поверхности. Эти же параметры можно определить независимо по рассеянию лазерного излучения поверхностью [9].

ВЕРОЯТНОСТЬ ВЫЛЕТА ЧАСТИЦЫ С ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ БЕЗ СТОЛКНОВЕНИЙ

Электроны, эмитируемые стенкой, атомы после столкновения со стенкой и атомы, образовавшиеся при рекомбинации ионов, могут испытывать повторные столкновения. При этом коэффициент эмиссии электронов уменьшается, а коэффициент аккомодации атомов растет. Учесть это явление можно, вводя вероятность вылета частицы с шероховатой поверхности без столкновений P_f. Для расчета P_f определим среднеквадратичный тангенс угла наклона поверхности. Используя формулу (14) для f_L, получаем: $\left\langle z_x^2\right\rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} z_x^2 f_L\left(z_x\right)dz_x = 2P_s^2$. Тогда средний угол наклона поверхности относительно плоскости xy θ_f будет приблизительно равен:

$$\theta_f \cong arctg\sqrt{\left\langle z_x^2\right\rangle} = arctg\sqrt{2}P_s. \quad (16)$$

Пусть φ – угол рассеяния частицы поверхностью, отсчитываемый от среднего уровня. Считая, что все направления в пределах от 0 до $\pi/2$ равновероятны, для вероятности рассеяния частицы в пределах $d\varphi$ имеем $dP_\varphi = 2d\varphi/\pi$. Введем вероятность вылета частицы под углом φ без повторных столкновений $P(\varphi)$. Очевидно, $P(\varphi) = 0$ при $0 < \varphi < \theta_f$ и $P(\varphi) = 1$ при $\theta_f < \varphi < \pi/2$. Тогда вероятность вылета частицы с поверхности без столкновений будет равна:

$$P_f = \int\limits_0^{\pi/2} P(\varphi)dP_\varphi = \frac{2}{\pi}arctg\frac{1}{2\sqrt{P_s}}, \quad (17)$$

где для θ_f использована формула (16). На рис. 1 приведена зависимость P_f от P_s, рассчитанная по формуле (17), в сравнении с экспериментальными данными по вероятности вылета электронов с шероховатой поверхности для различных материалов с различной степенью шероховатости [4].

Зависимости P_f от материала не прослеживается. Соответствующие значения, приведенные на рис. 1, определены путем обработки профилограмм поверхностей, полученных с помощью электронного микроскопа с использованием формулы (15) для Ψ_L.

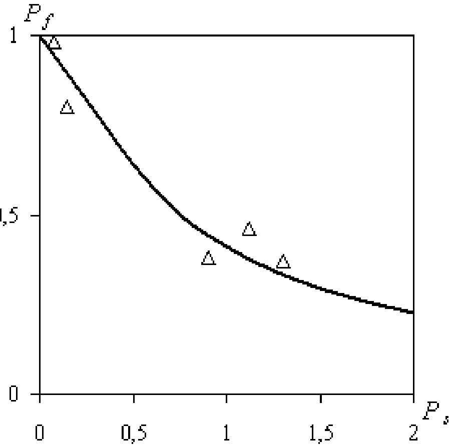

Рис. 1. Зависимость P_f от параметра шероховатости P_s; Δ – эксперимент; (——) – расчет по формуле (17)

УРАВНЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ ПЛАЗМЫ И ТЕМПЕРАТУРА ИОНОВ

Теория квазинейтрального положительного столба разряда низкого давления в продольном магнитном поле с индукцией B в режиме, когда длина свободного пробега ионов сравнима с радиусом капилляра, развита в работе [18]. Уравнение равновесия плазмы, выражающее баланс заряженных частиц, имеет вид:

$$n_a\beta = \frac{S_g(\delta)}{R}\sqrt{\frac{T_e+T_i}{M}}, \qquad (18)$$

где T_i – температура ионов; S_g – безразмерная граница плазмы, зависящая от параметра δ: $\delta = \frac{Q_{ia}}{4\beta} + \frac{m}{2M}\frac{\omega_e^2}{n_a\beta\nu_e}$, $\nu_e = n_aQ_{ea} + \overline{n}_eQ_{ei}$ – эффективная частота столкновений электронов с атомами и ионами; Q_{ea}, Q_{ei}, Q_{ia} – транспортные константы скоростей столкновений электронов с атомами и ионами и ионов с атомами; $\omega = eB / m$ – электронная гирочастота; чертой здесь и ниже обозначается усреднение по сечению разряда. Аппроксимируя результаты [18] для S_g, получаем: $S_g = 1{,}092(1 + 0{,}142\delta)^{-1/2}$. Когда длина свободного пробега ионов $\lambda_i << R$ (режим амбиполярной диффузии, δ велико), уравнение равновесия (18) соответствует результатам теории Шоттки. В случае $\lambda_i >> R$ при отсутствии магнитного поля ($\delta = 0$) уравнение (18) совпадает с уравнением равновесия плазмы Тонкса – Ленгмюра.

ФР ионов по скоростям в разрядах низкого давления существенно анизотропна. Продольная температура ионов T_{II} близка к температуре атомов, а поперечная $T_\perp$ существенно превышает T_a, что связано с высокой радиальной скоростью ионов, которая на границе плазмы и пристеночного слоя объемного заряда достигает величины $\sqrt{T_e/M}$. В случае свободного падения ионов на стенку: $T_\perp = 0{,}56T_a + 0{,}13T_e$ [6], или $T_\perp = 0{,}64T_a + 0{,}118T_e$ [6]. В общем случае ($\lambda_i \sim R$); используя распределение радиальных скоростей ионов [18] и метод, аналогичный изложенному в [6], получаем аппроксимационную формулу для $T_\perp$:

$$T_\perp = \left[1 - 0.34S_g^2(\delta)\right]T_a + 0.094S_g^2(\delta)T_e, \qquad (19)$$

которая при $\lambda_i \gg R$ согласуется с результатами [6], [7], а при $\lambda_i \ll R$ дает $T_\perp \cong T_a$. Эффективная температура ионов равна: $T_\perp \cong T_a$.

$$T_i = (T_{II} + 2T_\perp)/3. \qquad (20)$$

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ И КОНСТАНТЫ СКОРОСТЕЙ ПРОЦЕССОВ

На практике используют разряды двух типов: слаботочные тлеющие, где концентрации электронов $n_e \sim 10^9$–10^{11} см$^{-3}$, и сильноточные с накаленным катодом, где $n_e \sim 10^{13}$–10^{14} см$^{-3}$. В последнем случае вследствие интенсивных межэлектронных столкновений ФРЭ близка к максвелловской, тогда как в слаботочных разрядах она «на хвосте» обеднена из-за процессов возбуждения, ионизации и ухода быстрых электронов на стенку. Кроме того, длина релаксации ФР по энергии сравнима с R, что приводит к нелокальности ФРЭ [17].

При расчете нелокальной ФРЭ в кинетическом уравнении (КУ) необходимо сохранить члены, описывающие поперечную неоднородность плазмы [17]. Каждый акт ионизации сопровождается уходом одного быстрого электрона на стенку, и эти процессы разделены в пространстве. Для приближенного учета явления нелокальности заменим поперечные члены в КУ, описывающие радиальное движение электронов, добавкой в интеграле столкновений к частоте неупругих столкновений ν_{in} частоты ухода быстрых электронов на стенку ν_w, равной частоте ионизации ν_i. Таким образом, вместо $\nu_{in} = \nu_{ex} + \nu_i$, где ν_{ex} – частота возбуждения, используем $\nu'_{in} = \nu_{ex} + 2\nu_i$. При этом изотропная часть ФРЭ, полученная по методу [3], ведет к изменению константы скорости возбуждения и коэффициента ионизации на фактор F, а температуры «хвоста» ФР T_e, на фактор D:

$$Q = Q(T_e)F, \quad \beta = \beta(T_e)F, \quad T_e' = T_eD, \qquad (21)$$

где

$$F = \frac{1}{C}\frac{\sqrt{1+4C}-1}{\sqrt{1+4C}+1}, \quad D = \frac{2}{\sqrt{1+4C}+1}, \quad C = \frac{\nu'_{in}}{\overline{\nu}_{ee}} = \frac{n_a\left[Q_{ex}(T_e) + 2\beta(T_e)\right]}{\overline{\nu}_{ee}},$$

$Q(T_e)$, $\beta(T_e)$ – соответствующие константы при максвелловской функции распределения с эффективной температуры T_e; $\bar{\nu}_{ee}$ – частота межэлектронных столкновений с энергией, превышающей пороговую для возбуждения.

ЗАКОН ОМА И БАЛАНС ДАВЛЕНИЯ

Для сильноточного разряда необходимо учитывать торможение электронной компоненты при упругих столкновениях с ионами и вытеснение нейтрального газа электронами и ионами.

$$\bar{j} = \frac{eE_z}{m} \frac{\bar{n}_e}{n_a Q_{ea} + \bar{n}_e Q_{ei}}, \; p = n_a T_a + \bar{n}_e (T_e + T_i), \quad (22)$$

где $\bar{j}$, p – средняя по сечению плотность тока и давление наполнения; E_z – напряженность продольного электрического поля. В слаботочном разряде можно положить $n_e = 0$. В уравнении баланса давления пренебрегалось небольшим нетепловым вытеснением нейтрального газа из капилляра вследствие явления электрофореза и температурной транспирации. В сильноточных разрядах электрофорез компенсируется с помощью обводного канала, соединяющего катодный и анодный узлы разрядной трубки.

ТЕМПЕРАТУРА АТОМОВ И БАЛАНС ЭНЕРГИИ В РАЗРЯДЕ

В слаботочных разрядах температура атомов соответствует температуре стенки. В сильноточных разрядах температура атомов достигает нескольких тысяч градусов Кельвина. Уравнение баланса энергии атомов запишем в интегральной форме:

$$2\pi R J_a 2\alpha_a (T_a - T_w) = \pi R^2 \bar{n}_e n_a \left[\frac{1}{2} Q_{ia} \frac{3}{2} (T_i - T_a) + \right.$$
$$\left. + \frac{2m}{M} Q_{ea} \frac{3}{2} (T_e - T_a) + \beta \left(\varepsilon_a' - \frac{3}{2} T_a \right) \right],$$

где $J_a = n_a \sqrt{T_a / 2\pi M}$ – плотность потока атомов на стенку. Левая часть данного уравнения описывает теплообмен атомов со стенкой, первый и второй члены правой части – обмен при столкновениях с ионами и электронами, третий член учитывает, что каждый акт ионизации ведет к появлению атома на стенке с энергией ε'_a и к «исчезновению» атома в разряде с энергией $3T_a/2$.

$$T_a = T_W + \frac{S_g}{\alpha_a} \frac{\bar{n}_e}{n_a} \sqrt{\frac{\pi T_e}{8 T_a}} \left[2\alpha_i T_W + (1 - \alpha_i) \varepsilon_{iW} - \frac{3}{2} T_a \right] \cong$$
$$\cong T_W + S_g \frac{\bar{n}_e}{n_a} \sqrt{\frac{\pi T_e}{8 T_a}} \frac{1 - \alpha_i}{\alpha_a} \varepsilon_{iW}. \quad (23)$$

В слаботочных разрядах $\bar{n}_e / n_a$~10^{-7}–10^{-6} и $T_a \cong T_W$. В сильноточных разрядах $\bar{n}_e / n_a$~10^{-2}–10^{-1} и $T_a >> T_W$.

Уравнение баланса энергии в разряде в интегральной форме имеет вид:

$$\pi R^2 \bar{j} E_z = 2\pi R \{ J_i \left[E_a + \alpha_i (\varepsilon_{iW} - 2T_W) - P_f \gamma \varepsilon_\gamma \right] +$$
$$+ J_e \left[2T_e' - P_f \left(\bar{r} \varepsilon_r + \bar{\delta} \varepsilon_\delta \right) \right] +$$
$$+ J_a 2\alpha_a (T_a - T_W) + J_\varphi (E_\varphi - 5\,10^{-2} P_f \varepsilon_\varphi) \},$$

где E_φ – энергия резонансных фотонов; $\varepsilon_r = 2T'_e$, $\varepsilon_\delta \sim 1 эВ$, $\varepsilon_\gamma = 0{,}5(E_a - e\varphi)$, $\varepsilon_\varphi = 0{,}5(E_\varphi - e\varphi)$ – средние кинетические энергии вторичных электронов: упруго отраженных, истинно вторичных, образующихся при ион-электронной эмиссии и при фотоэффекте. Используя выражения для плотностей потоков частиц на стенку и формулу (23), получаем:

$$\bar{j} E_z = \bar{n}_e \frac{S_g}{R} \sqrt{\frac{T_e}{M}}_a \left\{ E_a + \varepsilon_{iW} - \frac{3}{2} T_a - P_f \gamma \varepsilon_\gamma + \right.$$
$$\left. + \frac{1 + P_f \gamma_f}{1 - P_f \bar{\sigma}} \left[2T_e' - P_f \left(\bar{r} \varepsilon_r + \bar{\delta} \varepsilon_\delta \right) \right] + \frac{Q_\varphi}{\beta} \left(E_\varphi - 5 10^{-5} P_f \varepsilon_\varphi \right) \right\}. \quad (24)$$

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ системы уравнений (18, 19, 20, 22, 23, 24) показывает, что для разрядов низкого давления справедлив приближенный закон подобия, согласно которому при R-преобразовании внутренние инварианты $n_e R$, $n_a R$, T_e, T_a, T_i, $E_z R$ остаются неизменными, если сохраняются внешние инварианты p, jR, BR, а также материал стенки и технология его обработки.

Отклонение от закона подобия связано с зависимостью коэффициента ступенчатой ионизации от концентрации электронов, а не от произведения $n_e R$. Наиболее ярко зависимость внутренних параметров плазмы от свойств материала стенки и степени ее шероховатости P_s проявляется для сильноточных разрядов.

На рис. 2 представлены зависимости $n_e R$ и T_e от α_a и σ_{ef}, а также от связанного с ними параметра шероховатости R_s для разряда в капилляре из бериллиевой керамики ($\alpha_0 = 0{,}44$, $\gamma = 0{,}17$, для охлаждаемой стенки $T_W \cong 320$ K $= 0{,}027$ эВ). При расчетах использовались данные о сечениях процессов, собранные в [13], а при расчете коэффициентов прямой и ступенчатой ионизации β_r, β_{st}, ($\beta_r = \beta_r + \beta_{st}$), и констант скоростей Q_{ex}, Q_φ – методика [3]. С ростом P_s или α_a величина T_e уменьшается, а $n_e R$ растет. Это обусловлено ростом эффективности теплообмена со стенкой, уменьшением атомной температуры и увеличением концентрации атомов в разряде. При этом температура электронов должна уменьшаться, а для поддержания неизменности тока разряда их концентрация должна возрасти.

С ростом степени шероховатости будет одновременно изменяться величина σ_{ef}. Однако предыдущий вывод остается в силе, так как коэффициент вторичной электронной эмиссии в силу ухудшения условий выхода электронов с поверхности будет уменьшаться, а, как показано на рис. 2б, параметры T_e и $n_e R$ при этом имеют тенденцию к насыщению. Одновременно существенно расширяется область стабильного горения

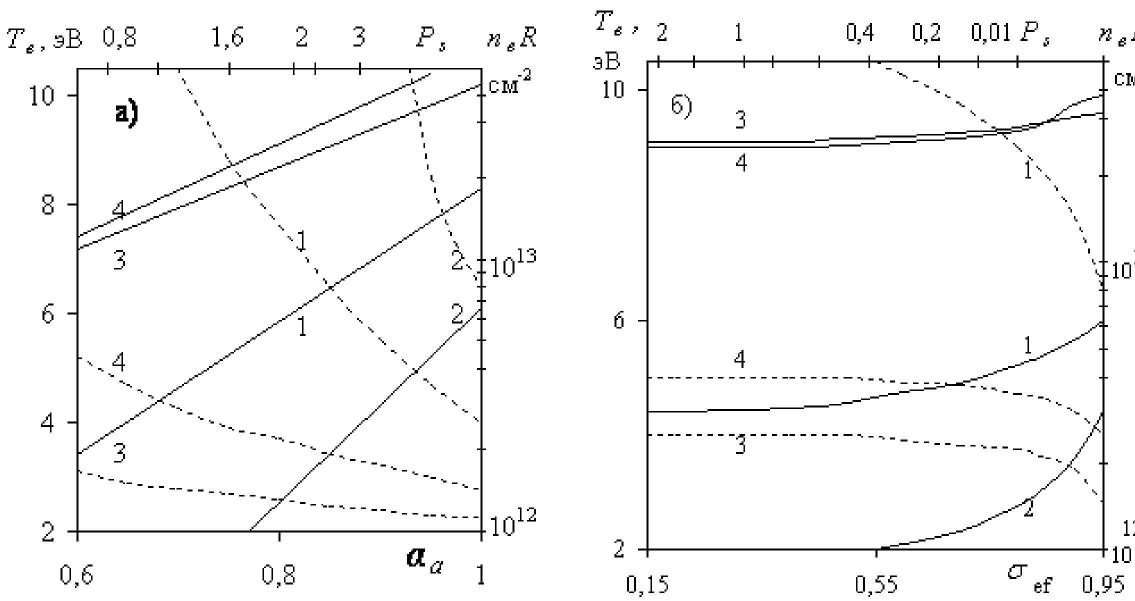

Рис. 2. Зависимости T_e (---) и n_eR (___) от α_a при σ_{ef} = 0,8 (а) и от σ_{ef} при α_a =0,9 (б); pR = 0,06 Торсм, jR = 50 Асм$^{-1}$ (1), 100 (2); pR = 0,2, jR = 50 (3), 100 (4)

разряда по току, так как обрыв разряда, обусловленный вытеснением нейтрального газа из капилляра, происходит при больших токах [8].

При данных значениях pR и BR величина n_aR с ростом jR уменьшается вследствие разогрева нейтрального газа и его вытеснения электронами, а электронная температура растет. Это приводит при некотором критическом значении $(jR)_{cr}$ к нарушению равновесия между частотой ухода ионов на стенку, неограниченно растущей с ростом электронной температуры $v_{iW} = \left(S_g/R\right)\sqrt{\left(T_e+T_i\right)/M}$, и частотой ионизации $n_a\beta$, ограниченной в силу уменьшения n_aR и насыщения β, и к обрыву разряда. Для расчета $(jR)_{cr}$ необходимо к рассмотренной системе уравнений добавить условие $(\partial jR/\partial T_e)_{pR,\,BR} = 0$. На рис. 3 представлены зависимости n_eR от jR и $(jR)_{cr}$ от pR в сравнении с экспериментальными данными.

Отметим, что вблизи обрыва разряда возбуждаются плазменные неустойчивости [8], [1], что, по-видимому, приводит к превышению расчетных значений над данными эксперимента.

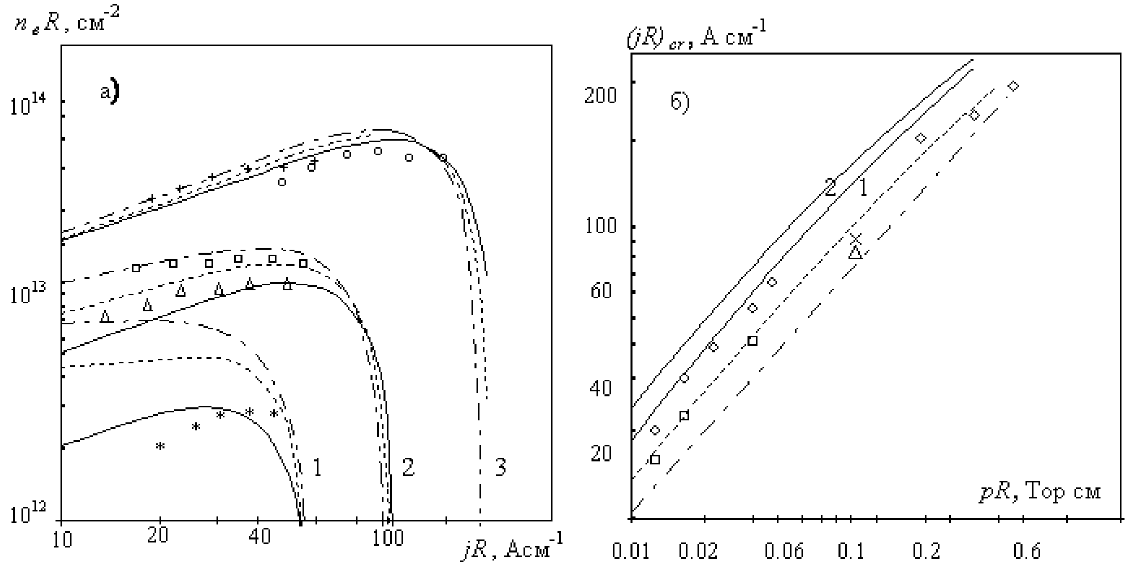

Рис. 3. Зависимости n_eR от jR (а) при pR = 0,03 Тор см (1), 0,1(2), 0,4 (3); (—) BR = 0, (- - -) – 10^{-2} Тсм$^{-1}$, (-·-·-) – $2 \cdot 10^{-2}$; эксперимент: ∗ – pR = 0,03 Тор см, BR = 0; + – 0,4 , 0; □ – 0,11, 0; ∘ – 0,38, 0; Δ – 0,06, 0 [10]. Зависимости $(jR)_{cr}$ от pR (б) при P_s = 3 (1), BR = 0,10^{-2} Тсм, $2 \cdot 10^{-2}$; при P_s = 4, BR = 0 (2). Эксперимент: ∘ – BR = 0; □ – BR = $0,6 \cdot 10^{-2}$ Тсм; × – BR = $1,5 \cdot 10^{-2}$ Тсм [8]; Δ – BR = $1,7 \cdot 10^{-2}$ Тсм; ◊ – BR = 0 [1]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных данных следует однозначный вывод: при расчетах параметров плазмы разрядов низкого давления необходимо учитывать процессы на стенках разрядного капилляра. Отметим, что аналогичные явления имеют место в многочисленных исследованиях последнего времени, касающихся пылевой плазмы [15]. Так, при расчете зарядки пылевых частиц необходимо учитывать эмиссию вторичных электронов, ион-электронную и фотоэмиссию. Кроме того, разогрев пылевых частиц при бомбардировке их ионами и последующей рекомбинации с электронами приводит к термоэмиссии электронов. При теоретическом анализе этих процессов также могут быть использованы полученные в данной работе результаты для коэффициентов эмиссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алферов Г. Н., Донин В. И., Смирнов Г. И. О неустойчивости плазмы ионных лазеров // Квантовая электроника. 1981. Т. 6. № 1. С. 13–19.
2. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разряженных газов с обтекаемыми поверхностями. М.: Наука, 1975. 343 с.
3. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.
4. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с.
5. Елагин В. В., Лукин А. Я., Фотиади А. Э. О влиянии процессов на стенках разрядной трубки ионных лазеров на их выходные характеристики // Труды ЛПИ. 1985. № 412. С. 70–72.
6. Захаров П. Н., Пекар Ю. А. О радиальной функции распределения ионов в разряде низкого давления // ЖТФ. 1970. Т. 40. № 8. С. 1664–1668.
7. Захарова В. М., Каган Ю. М. О движении ионов и атомов в плазме // Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л.: Наука, 1970. С. 291–318.
8. Кирсанов А. В., Мольков С. И. Устойчивость существования положительного столба сильноточного разряда низкого давления в продольном магнитном поле // Материалы VI Всесоюзной конференции по физике плазмы. Л., 1983. С. 434–437.
9. Мольков С. И. Влияние шероховатости поверхности стенок разрядной камеры на работу газоразрядных лазеров // Лазеры, измерения, информация. СПб.: Изд-во СППУ, 2010. Т. 1. С. 14–25.
10. Мольков С. И., Степанов В. А. Расчет параметров плазмы разряда низкого давления с учетом элементарных процессов на поверхности стенок разрядной трубки // Электронная техника. Сер 4. Вып. 4. 1986. С. 15–22.
11. Привалов В. Е. О виртуальных катодах в разряде газового лазера // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77. № 2. С. 307.
12. Привалов В. Е., Фридрихов С. А., Шишкин Г. А. Экспериментальное исследование реактивных колебаний в разрядном промежутке He-Ne лазера // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. XXXIV. № 5. С. 982–986.
13. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.
14. Фоменко В. С., Подчерняева И. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов. М.: Атомиздат, 1975. 147 с.
15. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф. Пылевая плазма // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. № 5. С. 494–544.
16. Цендин Л. Д. Переход плазмы низкого давления в высокоионизованное состояние // ЖТФ. 1973. Т. 43. № 8. С. 1595–1602.
17. Цендин Л. Д. Нелокальная кинетика электронов в газоразрядной плазме // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. № 2. С. 139–164.
18. Forrest J. R., Franklin R. N. The Positive Column in a Magnetic Field at Low Pressures: the Transition from Free-Fall to Ambipolar Conditions // British J. Appl. Phys. 1966. Vol. 17. № 12. P. 1569–1574.