

01;02;03;04

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ИОНОВ ТЯЖЕЛОЙ КОМПОНЕНТЫ И КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ КАТОДА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ ГАЗОВ

© В.И.Крестя

Научно-исследовательский институт материалов электронной техники,
248650 Калуга, Россия
(Поступило в Редакцию 4 апреля 1995 г.)

Найдено приближенное аналитическое решение кинетического уравнения для функции распределения по энергиям ионов тяжелой компоненты в катодном слое разряда смеси инертных газов. Показано, что рассчитанный на основе полученного решения коэффициент распыления катода удовлетворительно согласуется с результатами численного моделирования, а зависимость долговечности катода от плотности разрядного тока — с экспериментальными данными.

В ряде газоразрядных приборов (газовые лазеры, газоразрядные индикаторные панели) рабочей средой является смесь инертных газов, содержащая легкий газ с небольшой добавкой тяжелого. Их долговечность во многих случаях определяется временем распыления катода, причем основной вклад в распыление вносят ионы тяжелой компоненты [1-3]. Поэтому для моделирования работы катода и создания методик прогнозирования срока службы таких приборов необходимо знать функцию распределения по энергиям ионов тяжелой компоненты смеси.

Функция распределения ионов по энергиям (ФРИ) в катодном слое (КС) разряда рассчитывалась в большом количестве работ [4-8] для разряда в чистом газе. Однако использование такой ФРИ при моделировании распыления катода в смеси газов может приводить к качественно неверным результатам [9]. Численное моделирование ФРИ методом Монте-Карло [10,11] требует больших затрат машинного времени, а его результаты не имеют такой общности, как аналитическое выражение.

В работе [12] в качестве ФРИ тяжелой компоненты было использовано выражение для ФРИ в чистом газе, модифицированное путем введения силы трения, действующей на тяжелый ион при его движении в легком газе между перезарядками на атомах своего газа.

В данной работе найдено приближенное аналитическое решение кинетического уравнения для ФРИ тяжелой компоненты смеси в катодном слое разряда. Проведено сравнение полученного выражения для ФРИ с результатами численного моделирования движения ионов в КС. Показано, что рассчитанные на основе найденной ФРИ значения коэффициента распыления катода в гелий-неоновой смеси удовлетворительно согласуются с численными результатами и экспериментальными данными.

При движении тока в собственном газе в КС разряда основным процессом ион-атомного взаимодействия выделяется резонансная перезарядка, сечение σ_c которой значительно превосходит сечение упругих столкновений, а также сечение ионизации атома электроном. Пусть ось z направлена по нормали к катоду, причем координата $z = 0$ соответствует границе между отрицательным свечением и КС, а $z = d_c$ — поверхности катода. Тогда уравнение для ФРИ $f(z, \varepsilon)$ имеет вид [5]

$$\frac{\partial f}{\partial z} + eE \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = I_c, \quad (1)$$

где

$$I_c = \frac{1}{\lambda_c} \left[\delta(\varepsilon) \int f(z, \varepsilon') d\varepsilon' - f(z, \varepsilon) \right], \quad (2)$$

$E = -\partial\varphi/\partial z$, $\lambda_c = 1/(\sigma_c n)$, φ — потенциал электрического поля, n — концентрация атомов газа, e — заряд иона, $\varepsilon = M_H v_z^2/2$.

Его решение определяется выражением

$$f(z, \varepsilon) = \left[\delta(z_0(\varepsilon)) + \frac{1}{\lambda_c} e^{z_0(\varepsilon)/\lambda_c} \right] \frac{e^{-z/\lambda_c}}{e|\varphi'(z_0)|}, \quad (3)$$

где зависимость $z_0(\varepsilon)$ дается соотношением $\varepsilon = e[\varphi(z_0) - \varphi(z)]$. Оно хорошо согласуется с экспериментально измеренной ФРИ в чистом газе [4].

В смеси с небольшим содержанием тяжелого газа существенное влияние на движение тяжелых ионов могут оказывать их упругие столкновения с атомами легкого газа между перезарядками на атомах собственного газа. Нерезонансная же перезарядка на атомах легкого газа может не приниматься во внимание, так как ее лечение для инертных газов при $\varepsilon < 1$ кэВ малó [13].

Если соотношение масс атомов двух компонент смеси велико ($M_H \gg M_L$), то отклонение траекторий тяжелых ионов от нормали к поверхности катода малó [10] и их движение можно рассматривать как одномерное. Подобное приближение использовалось в работах [14, 15] для описания движения электронов в КС разряда. Тогда уравнение для ФРИ тяжелой компоненты в КС может быть записано в виде

$$\frac{\partial f}{\partial z} + eE \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = I_c + I_e, \quad (4)$$

где I_e — интеграл упругих столкновений тяжелых ионов с легкими атомами.

Как показало моделирование ФРИ методом Монте-Карло [10], ее вид слабо зависит от вида потенциала упругого ион-атомного взаимодействия. Поэтому для описания упругих столкновений воспользуемся моделью твердых сфер. При этом сечение σ_e не зависит от

энергии иона, а распределение рассеиваемых ионов с энергией ε' по передаваемым энергиям однородно в интервале от 0 до $\gamma\varepsilon'$, где $\gamma = 4M_H M_L / (M_H + M_L)^2$ [16]. Тогда

$$I_e = \frac{1}{\lambda_e} \left[\int_{\varepsilon}^{\varepsilon/(1-\gamma)} \frac{f(z, \varepsilon') d\varepsilon'}{\gamma\varepsilon'} - f(z, \varepsilon) \right], \quad (5)$$

где $\lambda_e = 1/(\sigma_e n_L)$, n_L — концентрация атомов легкого газа.

Интегрируя по ε уравнение (4) с учетом (2) и (5), получим закон сохранения ионного тока

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\int f(z, \varepsilon) d\varepsilon \right) = 0.$$

В дальнейшем будем считать, что ФРИ удовлетворяет условию нормировки

$$\int f(z, \varepsilon) d\varepsilon = 1. \quad (6)$$

Из условия $M_H \gg M_L$ следует считать, что $\gamma \ll 1$ и энергия иона мало изменяется при упругом столкновении с легким атомом. Поэтому, раскладывая функцию $f(z, \varepsilon')$ в (5) по степеням $(\varepsilon' - \varepsilon)$ и ограничиваясь первым порядком малости, получим

$$I_e = \frac{\gamma}{2\lambda_e} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon f(z, \varepsilon)). \quad (7)$$

Подставляя выражения (2) и (7) в (4), найдем уравнение для ФРИ тяжелой компоненты

$$\frac{\partial f}{\partial z} + \left(eE - \frac{\gamma\varepsilon}{2\lambda_e} \right) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = \frac{\delta(\varepsilon) - f}{\lambda_c} + \frac{\gamma f}{2\lambda_e} \quad (8)$$

с граничным условием $f(0, \varepsilon) = \delta(\varepsilon)$ [5], где $\lambda_c = 1/(\sigma_c n_H)$, n_H — концентрация атомов тяжелого газа.

Множитель перед $\partial f/\partial \varepsilon$ определяет силу F , действующую на тяжелый ион в смеси

$$F = eE - \frac{\gamma\varepsilon}{2\lambda_e}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что кроме ускоряющего электрического поля на ион действует тормозящая сила, пропорциональная его энергии, что соответствует приближению непрерывного торможения [17]. Учитывая в разложении функции $f(z, \varepsilon')$ в (5) член которого порядка малости, можно получить уравнение для ФРИ фоккер-планковского типа, учитывающее стехиометрический характер столкновений, которое, однако, не имеет аналитического решения [18].

В данном приближении энергии иона между перезарядками определяется уравнением

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = eE - \frac{\gamma\varepsilon}{2\lambda_e} \quad (10)$$

с граничным условием $\varepsilon(z_0) = 0$, где z_0 — координата его последней перезарядки.

Из (10) следует

$$\varepsilon = -e \int_{z_0}^z \varphi'(z') \exp \left[-\frac{\gamma}{2\lambda_e}(z - z') \right] dz' \quad (11)$$

Переходя в уравнении (8) от переменной ε к z_0 согласно (11), получим

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\delta(z - z_0)}{\lambda_c e |\varphi'(z_0)|} + \frac{f}{\lambda_c} + \frac{\gamma f}{2\lambda_e} \quad (12)$$

с граничным условием $f(0, z_0) = \delta(z_0)/e|\varphi'(z_0)|$.

Решение уравнения (12) имеет вид

$$f(z, z_0) = \left[\delta(z_0 + \frac{1}{\lambda_c} e^{(1/\lambda_c - \gamma/2\lambda_e)z_0}) \right] \frac{e^{(\gamma/2\lambda_e - 1/\lambda_c)z}}{e|\varphi'(z_0)|} \quad (13)$$

Таким образом, выражения (11) и (13) определяют ФРИ тяжелой компоненты в смеси газов. При $\lambda_e \rightarrow \infty$ оно совпадает с обычной ФРИ (3) в чистом газе.

Для исследования точности полученного аналитического выражения было проведено двумерное моделирование энергетического распределения ионов тяжелой компоненты смеси у катода методом Монте-Карло по методике, близкой к описанной в работе [10]. Рассчитывались траектории $2 \cdot 10^4$ ионов, а результаты представлялись в виде гистограмм.

Вычисления проводились при условиях, соответствующих разряду с плотностью тока $j = 1$ мА/см² в гелий-неоновой смеси при давлении $P = 6$ Тор и соотношении парциальных давлений компонент смеси 15:1. Поскольку распределение потенциала в КС слабоаномального разряда в гелии и неоне близко к квадратичному [14,19], то использовалась следующая зависимость:

$$\varphi(z) = -U_c \left(\frac{z}{d_c} \right)^2, \quad (14)$$

где U_c и d_c — величина катодного падения потенциала и ширина КС.

Их значения находились из модели Астона [9] с учетом нагрева газа в КС [20]. Сечение резонансной перезарядки ионов неона σ_c принималось равным $1.5 \cdot 10^{-15}$ см² [13], а сечение σ_e их упругих столкновений с атомами гелия — $3 \cdot 10^{-16}$ см².

Рассчитанное угловое распределение ионов у поверхности катода приведено на рис. 1. Средний угол падения ионов, отсчитываемый от нормали к катоду, составляет 5°, что подтверждает допустимость пренебрежения угловым распределением ионов при $M_H/M_L \geq 5$.

Рассчитанная ФРИ представлена на рис. 2,а в виде гистограммы. Сплошная линия — аналитическая ФРИ (13), которая в случае квадратичной зависимости $\varphi(z)$ (14) принимает вид

$$f(d_c, \varepsilon) = \left[\delta(z_0(\varepsilon)) + \frac{1}{\lambda_c} e^{(1/\lambda_c - \gamma/2\lambda_e)z_0(\varepsilon)} \right] \frac{d_c^2 e^{(\gamma/2\lambda_e - 1/\lambda_c)d_c}}{2eU_c z_0(\varepsilon)}, \quad (15)$$

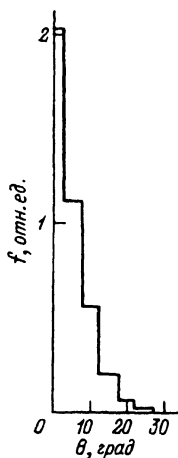


Рис. 1. Угловое распределение ионов тяжелой компоненты смеси у поверхности катода при $M_H/M_L = 5$, $\lambda_c/d_c = 0.313$, $\lambda_e/d_c = 0.125$, $U_c = 291$ В, $d_c = 0.23$ см (угол θ отсчитывается от нормали к катоду).

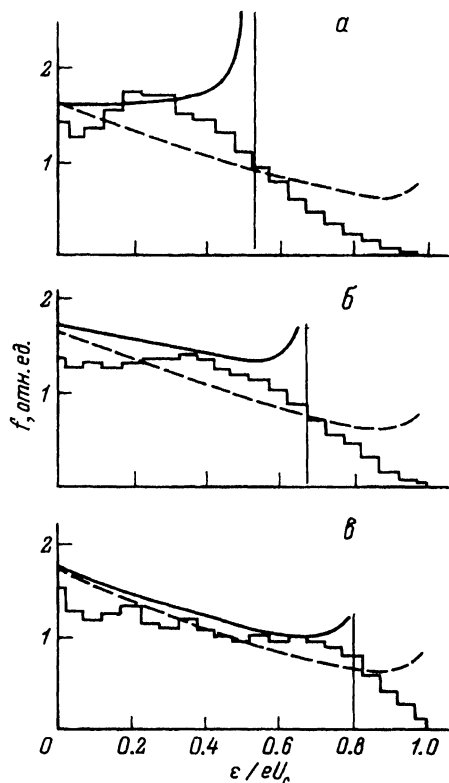


Рис. 2. ФРИ у поверхности катода, найденная численно методом Монте-Карло (гистограмма) и из выражения (15) (сплошная линия).

Штриховая линия — ФРИ (3). M_H/M_L : а — 5, б — 10, в — 20.

где неявная зависимость $z_0(\varepsilon)$ определяется соотношением

$$\varepsilon = \chi(z_0),$$

$$\chi(z_0) = \frac{2eU_c}{d_c^2} \left(\frac{2\lambda_e}{\gamma} \right)^2 \left[\frac{d_c \gamma}{2\lambda_e} - 1 + \left(1 - \frac{z_0 \gamma}{2\lambda_e} \right) e^{(z_0 - d_c)\gamma/2\lambda_e} \right]. \quad (16)$$

На рис. 2, б и в приведены ФРИ, рассчитанные численно и аналитически при отношении M_H/M_L , равном 10 и 20 и тех же значениях параметров КС. Из рис. 2 видно, что аналитическая ФРИ не описывает высокоэнергетический “хвост” численно найденной ФРИ. Это объясняется пренебрежением стохастичностью ион-атомных столкновений в приближении непрерывного торможения, в рамках которого получена ФРИ (15). Однако она правильно учитывает тенденцию к сужению ФРИ вследствие торможения ионов в легком газе.

На рис. 3 точками показаны значения усредненного по энергиям ионов коэффициента распыления катода [21]

$$R = \int Y(\varepsilon) f(d_c, \varepsilon) d\varepsilon, \quad (17)$$

рассчитанные для численно найденных ФРИ. Здесь $Y(\varepsilon) = a(\varepsilon - \varepsilon_t)^2$ — коэффициент распыления катода ионами [9], где ε_t — пороговая энергия распыления, a — постоянная для данного сорта ионов и материала

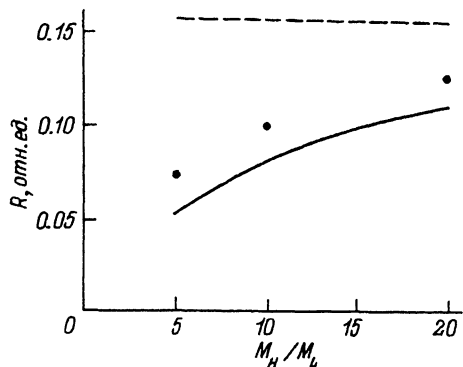


Рис. 3. Зависимость коэффициента распыления катода от соотношения масс компонент смеси, найденная численно (точки), аналитически (сплошная линия) и на основе ФРИ (3) в чистом газе (штриховая линия).

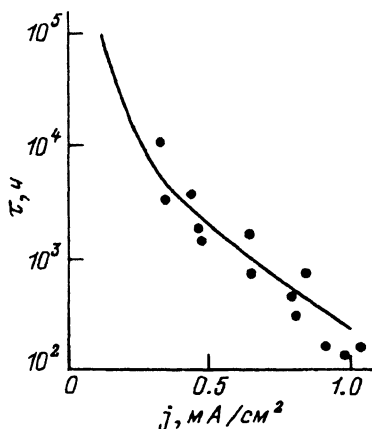


Рис. 4. Рассчитанная зависимость долговечности катода гелий-неонового лазера от плотности разрядного тока. Точки — экспериментальные данные [9].

катода. Сплошная линия — зависимость $R(M_H/M_L)$, полученная для аналитической ФРИ (15), а штриховая — та же зависимость для ФРИ в чистом неоне (при $\lambda_e \rightarrow \infty$). Таким образом, зависимость $R(M_H/M_L)$, полученная с использованием аналитической ФРИ (15), удовлетворительно согласуется с результатами численного моделирования. В то же время использование ФРИ (3) для чистого газа, не учитывающей потери энергии при столкновениях ионов с легкими атомами, приводит к существенным ошибкам, возрастающим при уменьшении отношения M_H/M_L .

В широком интервале изменения плотности разрядного тока j (при $3 < d_c/\lambda_c < 30$) отношение усредненных по ε коэффициентов распыления катода ионами и быстрыми атомами, образующимися при перезарядке ионов, изменяется мало [21, 22]. Поэтому время, необходимое для распыления защитной оксидной пленки на поверхности катода гелий-неонового лазера, определяется выражением [9]

$$\tau = \frac{c}{jR}, \quad (18)$$

где c — постоянная для данного типа прибора.

Используя соотношения (15) и (17), выражение (18) можно привести к виду

$$\frac{1}{\tau} = \frac{j}{c} \left[Y(\chi(0))e^{-d_c/\lambda_c} + \frac{1}{\lambda_c} \int_0^{t_m} Y(\chi(t))e^{-(d_c-t)/\lambda_c} dt \right], \quad (19)$$

где t_m — решение уравнения $\chi(t_m) = \varepsilon_t$.

Рассчитанная из (19) зависимость долговечности лазера от j при $P = 6$ Тор, $P_{He}/P_{Ne} = 15$ и $\varepsilon_t = 30$ эВ приведена на рис. 4, где точками

обозначены экспериментальные значения τ для ряда приборов [9] (значение постоянной s определялось по методу наименьших квадратов). Она удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. В работе же [9], где использовалось выражение для ФРИ в чистом газе, получены нереально большие значения τ при малых значениях j .

Таким образом, в данной работе получено приближенное аналитическое выражение для ФРИ тяжелой компоненты в смеси газов. Оно не описывает всех деталей ФРИ (в частности, ее высокоэнергетический "хвост").

Однако рассчитанный на его основе коэффициент распыления катода удовлетворительно согласуется с результатами численного моделирования, а зависимость долговечности катода от плотности разрядного тока — с экспериментальными данными.

Найденная ФРИ может быть использована для расчета процесса распыления катодов в смесях инертных газов и создания методик прогнозирования их долговечности.

Список литературы

- [1] *Chance D.A., Brusica V., Crawford V.S., Macinnes R.D.* // IBM J. Res. Develop. 1979. Vol. 23. N 2. P. 119-127.
- [2] *Крестя В.И., Коржаевый А.П.* // Материалы IX Всесоюз. конф. "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом". Т. 2. М., 1989. С. 52-54.
- [3] *Антонов Р.Д., Коржаевый А.П., Крестя В.И.* // Обзоры по электронной технике. Сер. 6. 1991. № 5. С. 1-47.
- [4] *Davis W.D., VanDerSlice T.A.* // Phys. Rev. 1963. Vol. 131. N 1. P. 219-228.
- [5] *Abril I., Gras-Marti A., Valles-Abarca J.A.* // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 28. N 6. P. 3677-3678.
- [6] *Кучинский В.В., Сухомлинов В.С., Шейкин Е.Г.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 67-72.
- [7] *Kopouvalov V.P., Bretagne J., Gousset G.* // J. Phys. D. 1992. Vol. 25. N 7. P. 1073-1079.
- [8] *Фирсов О.Б., Кучинский В.В.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 1. С. 114-118.
- [9] *Hall L.H.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 5. P. 2630-2637.
- [10] *Thompson B.E., Sawin H.H.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 7. P. 2241-2251.
- [11] *Farouki R.T., Hamaguchi S., Dalvie M.* // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 44. N 4. P. 2664-2681.
- [12] *Korgiaviv A.P., Kristya V.I.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 70. N 9. P. 5117-5118.
- [13] *Хастед Дж.* Физика атомных столкновений. М.: Мир, 1965. 710 с.
- [14] *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. N 3. С. 318-325.
- [15] *Raulick T.C.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 6. P. 2774-2788.
- [16] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1973. 208 с.
- [17] *Gras-Marti A., Valles-Abarca J.A.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 2. P. 1071-1075.
- [18] *Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов И.И.* Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с.
- [19] *Коржаевый А.П., Крестя В.И.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 2. С. 200-202.
- [20] *Doughty D.K., Den Hartog E.A., Lawler J.E.* // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 46. N 4. P. 352-354.
- [21] *Czekaj D., Hollmann E.K., Kozirev A.B. et al.* // Appl. Phys. A. 1989. Vol. 48. N 6. P. 573-574.
- [22] *Кучинский В.В., Шейкин Е.Г.* // Изв. вузов. Физика. 1987. № 8. С. 62-67.