

04; 10

© 1992 г.

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

Р. Р. Арсланбеков, А. А. Кудрявцев, И. А. Мовчан

Предложена модель для расчета пространственного распределения быстрых электронов в разряде с цилиндрическим полым катодом. Учет изменения углового распределения электронов основан на резкой смене соотношения между длинами релаксаций электронов по направлению и величине скорости в узкой области энергий. Это позволяет приближенно разбить функцию распределения электронов по энергиям на полностью анизотропную при больших энергиях и изотропную при меньших энергиях. С помощью полученных результатов можно рассчитать интегральные по энергии характеристики возбуждения и ионизации и наблюдаемые закономерности радиальных профилей атомных и ионных линий.

1. В плазме отрицательного свечения (ОС) разряда с полым катодом возбуждение и ионизация газа осуществляются быстрыми электронами, эмиттируемыми катодом и набравшими энергию $\varepsilon_0 = 10^2 - 10^3$ эВ при прохождении узкой зоны потенциала катодного падения [1]. Поэтому для расчета характеристик плазмы ОС необходимо знание функции распределения электронов (ФРЭ) в широком диапазоне энергий от ε_0 до порога неупругих процессов $\delta\varepsilon_1 = 10 - 20$ эВ. В этом диапазоне энергий меняется и характер углового распределения сечений упругого и неупругого рассеяния электронов на атомах газа, переходя от анизотропного при больших энергиях ($\varepsilon \geq 100$ эВ) к изотропному при меньших энергиях $\varepsilon \leq 50$ эВ [2]. В такой ситуации следует ожидать и изменения степени анизотропии ФРЭ по мере изменения энергии электронов. Так, многочисленные эксперименты, выполненные в ОС цилиндрического полого катода (см., например, [3, 4]) обнаруживают резко различный характер радиальной зависимости свечения атомарных и ионных линий. Поведение ионных линий эффективно возбуждаемых в гелии электронами с энергией $\varepsilon \geq 100$ эВ свидетельствует об анизотропии ФРЭ в этой области энергий, в то время как поведение атомарных линий, особенно триплетных состояний гелия, имеющих максимальные значения сечений возбуждения при $\varepsilon = 20 - 60$ эВ, указывает на близость к изотропной ФРЭ в этой области энергий.

В литературе наиболее детально энергетическое распределение электронов в ОС полого катода рассматривалось в цикле работ [5], где предлагалось найти усредненную по углам и объему полого катода ФРЭ, для которой кинетическое уравнение формально совпадает с соответствующим для сферически симметричной ФРЭ в пространственно однородной плазме. Однако эта методика не позволяет описать локальные профили возбуждения и ионизации. Распределения быстрых электронов по координате рассматривалось ранее для двух предельных случаев угловой зависимости ФРЭ в пространстве скоростей. В рабо-

тах [6—8] для плоской и цилиндрической геометрии ФРЭ предполагалась изотропной во всем диапазоне энергий, а в [9] рассмотрено распространение полностью анизотропного плоского пучка электронов.

Из сказанного выше следует, что существующие модели не позволяют адекватно описать экспериментально наблюдаемые радиальные зависимости функций возбуждения и ионизации в ОС полого катода.

В данной работе предложена приближенная методика для расчета пространственного профиля быстрых электронов в разряде с цилиндрическим полым катодом. Полученные результаты позволяют количественно рассчитывать интегральные характеристики возбуждения и ионизации и наблюдаемые закономерности радиальных профилей атомарных и ионных линий.

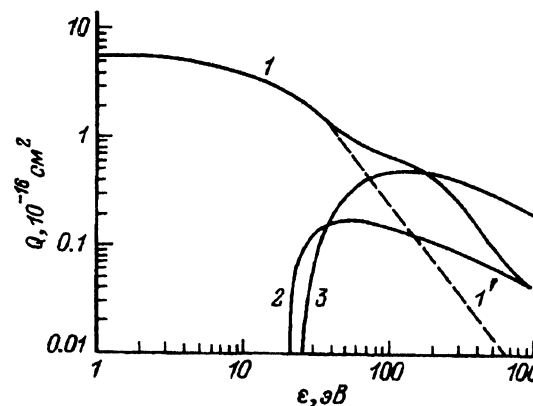


Рис. 1. Используемые сечения.

1 — транспортное, 1' — транспортное упругое, 2 — суммарное сечение возбуждения электронных уровней, 3 — сечение ионизации.

2. Как известно [1], одной из отличительных особенностей разряда с полым катодом является резкое уменьшение области катодного падения потенциала (КП) по сравнению с обычным тлеющим разрядом. Ее размеры обычно таковы, что электроны, эмиттируемые катодом, проходят область КП практически без столкновений и приобретают энергию $\epsilon_0 = eU_k$. Поэтому можно принять, что из катода вылетает первичный пучок электронов с энергией ϵ_0 , направленный по нормали к поверхности катода. Двигаясь в глубь ОС, электроны пучка релаксируют по импульсу и по энергии вследствие столкновений с частицами газа. Эффективная длина релаксации по импульсу (направлению скорости)

λ_p определяется величиной транспортного сечения σ_{tr} , а длина релаксации по энергии λ_ϵ зависит от полного сечения неупругого рассеяния в силу малости фактора энергообмена $\delta = 2m/M \ll 1$. Для примера на рис. 1 приведены из [10] данные о поведении сечений упругого и неупругого рассеяния электронов на атомах гелия. Видно, что справа от энергии $\epsilon_2 \approx 80$ эВ, в которой сечения упругих (el) и неупругих (in) процессов приблизительно равны ($\sigma_{el}^{tr}(\epsilon_2) \approx \sigma_{in}(\epsilon_2)$) электроны сталкиваются в основном неупруго, в то время как в обратном случае $\epsilon < \epsilon_2$ $\sigma_{el}^{tr} \gg \sigma_{in}$. Поскольку при $\epsilon > \epsilon_2$ сечения столкновений имеют резко вытянутое вперед распределение по углам [2], то релаксация таких электронов по направлению в этом диапазоне энергий практически не происходит и они преимущественно сохраняют свое первоначальное направление движения. Поэтому можно считать, что ФРЭ при $\epsilon \geq \epsilon_2 \approx 80$ эВ является анизотропной и для ее нахождения необходимо использовать кинетическое уравнение для полной ФРЭ, которое в отсутствие электрического поля и в пренебрежении упругими столкновениями имеет вид

$$\nabla \nabla f(\epsilon, \mathbf{r}) = S^*(f) \quad (1)$$

В (1) ∇ — скорость электрона, $S^*(f)$ — интеграл неупругих столкновений возбуждения и ионизации. Для цилиндрических координат

$$\nabla \nabla f(\epsilon, \mathbf{r}) = \pm V \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rf), \quad (2)$$

причем знак в (2) зависит от направления движения электрона: минус — при

движении к центру и плюс — для противоположного направления. При записи интеграла столкновений для ионизации можно пренебречь образованием вторичных электронов, поскольку в основном они имеют энергию $\varepsilon \leq \varepsilon_1$ [2]. Тогда он будет иметь вид, соответствующий аналогичному для возбуждения. Учитывая, что в инертных газах отличия между потерями энергии на возбуждение и ионизацию малы, интеграл столкновений запишем в приближении одинаковых потерь энергии [11]

$$S^*(f) = -\nu_{ef}(\varepsilon + \varepsilon^*)f(\varepsilon + \varepsilon^*) + \nu_{ef}(\varepsilon)f(\varepsilon), \quad (3)$$

где $\nu_{ef}(\varepsilon) = \nu^*(\varepsilon) + \nu_i(\varepsilon)$, ν^* — суммарная частота возбуждения; ν_i — ионизации; ε^* — эффективная энергия, которую в среднем теряет электрон при одном столкновении.

Анализ показывает, что использование S^* в виде (3) дает в итоге значения интегральных характеристик ионизации и возбуждения, близкие к полученным при точной записи интеграла столкновений для ионизации [11].

Если решение (1) в зависимости от знака перед (2) обозначить через $f_+(\varepsilon, r)$ и $f_-(\varepsilon, r)$, то очевидно

$$f_+(\varepsilon, r) = f_-(\varepsilon, -r). \quad (4)$$

Используя граничное условие

$$f(\varepsilon, r) = A\delta(\varepsilon_0 - \varepsilon), \quad (5)$$

из (1)–(3) для $f_+(\varepsilon, r)$ получим, предполагая слабое изменение ν_{ef} на ε^* ,

$$f_+(\varepsilon, r) = A \frac{\exp(-(R-r)/\lambda^*)}{|e|} R \frac{\nu_{ef}(\varepsilon_0)}{\nu_{ef}(\varepsilon)} \sum_{k=0}^M \left(\frac{(R-r)}{\lambda^*} \right)^k \frac{1}{k} \delta(\varepsilon_0 - \varepsilon - k\varepsilon^*), \quad (6)$$

где $M(\varepsilon) = (\varepsilon_0 - \varepsilon)/\varepsilon^*$, $\lambda^* = \lambda^*(\varepsilon) = V/\nu_{ef}$.

Используя (4), легко получить соответствующее выражение для $f_-(\varepsilon, r)$.

Для получения полной ФРЭ при $\varepsilon > \varepsilon_2$ необходимо учесть отражение от стенок всех электронов с $\varepsilon < \varepsilon_0$, предполагая, что при отражении электрон не теряет энергии, а лишь меняет свое направление движения на противоположное. В итоге для ФРЭ при $\varepsilon \geq \varepsilon_2$ получим

$$f(\varepsilon, r) = \sum_{i=0}^n W(\varepsilon, r(-1)^i + 2Ri), \quad (7)$$

где $W(\varepsilon, r) = f_+(\varepsilon, r) + f_-(\varepsilon, r)$, а суммирование по i учитывает отражение электронов от стенок при $\varepsilon \geq \varepsilon_2$, n — число отражений.

Здесь следует отметить, что отражение электронов от стенок приводит к полной релаксации энергии быстрых электронов на возбуждение и ионизацию газа в ограниченном объеме и является одной из отличительных особенностей разряда с полым катодом.

Отметим также, что интеграл неупругих столкновений при $\varepsilon \gg \varepsilon^*$ путем разложения по малому параметру $\varepsilon^*/\varepsilon$ можно записать в приближении непрерывных потерь энергии [11]

$$S^*(f) = -\frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon^* \nu_{ef} f(\varepsilon, r)), \quad (8)$$

которое при нахождении ФРЭ в пространственно однородном случае дает удовлетворительные результаты. В рассматриваемом здесь случае решение (1) с S^* в форме (8) имеет вид распространения начального δ -образного сигнала

$$f_+(\varepsilon, r) = A\delta((R-r)/\lambda^* - (\varepsilon_0 - \varepsilon)/\varepsilon^*). \quad (9)$$

Выражение (9) резко отличается как от точного решения (1), так и от представленного выше (6), а предельный переход (6) в (9) осуществляется

лишь при нереализуемых значениях параметров. Анализ фурье-образов показывает, что переход от модели постоянных потерь энергии к модели непрерывного замедления в пространственно неоднородном случае возможен лишь при выполнении следующего условия: $\omega_{\max} \varepsilon^* \ll 1$, где ω_{\max} — максимальная частота в фурье-разложении начального сигнала $f^{\text{нач}}(\varepsilon, R)$. В случае δ -образного входного сигнала это условие заведомо не выполняется.

При $\varepsilon < \varepsilon_2$ релаксация электронов по направлению происходит значительно быстрее, чем по энергии $\lambda_p \ll \lambda_\varepsilon$ (рис. 1). В этой области энергий дифференциальные сечения, в первую очередь упругих столкновений, имеют широкое угловое распределение [2], в частности, транспортное сечение упругого рассеяния мало отличается от полных. Поэтому ФРЭ при $\varepsilon < \varepsilon_2$ можно считать близкой к изотропной. В силу специфики изменения сечений упругих и неупругих столкновений от энергии (рис. 1) область перехода является резкой, что позволяет полагать переход от анизотропного к полностью изотропному распределению электронов непосредственно в точке ε_2 . Учитывая, что при расчетах интегральных по различным областям энергий скоростей возбуждения и ионизаций вклад переходной области мал, такое приближение представляется разумным.

Движение изотропных электронов при $\lambda_{tr} < R$ является диффузионным, и соответствующее уравнение для сферически симметричной части $f_0(\varepsilon, r)$ ФРЭ для цилиндрической геометрии имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(D_{tr} r \frac{\partial}{\partial r} f_0 \right) + S^*(f_0) = 0, \quad (10)$$

где $D_{tr} = 1/3V\lambda_{tr}$ — коэффициент диффузии электрона.

При записи (10) пренебрежено потерями энергии при упругих и межэлектронных столкновениях, роль которых существенна лишь вблизи порога возбуждения. Граничные условия к (10) имеют вид

$$\left. \frac{\partial}{\partial r} f_0 \right|_{r=R} = 0 \quad (11)$$

и начальное условие

$$\left. \sqrt{\varepsilon} f_0(\varepsilon, r) \right|_{\varepsilon=\varepsilon_2} = f(\varepsilon_2, r), \quad (12)$$

где $f(\varepsilon_2, r)$ вычисляется по (7).

В цилиндрической геометрии целесообразно представить ФРЭ в виде ряда по функциям Бесселя нулевого порядка

$$f_0(\varepsilon, r) = \sum_k f_k(\varepsilon) j_0(\mu_k r/R), \quad (13)$$

где, согласно (11), μ_k являются корнями функции Бесселя первого порядка.

Подставляя ряд (13) в (10) и интегрируя по r от 0 до R , получим уравнение для $f_k(\varepsilon)$. Это уравнение близко к полученному в [5] для усредненной по объему ФРЭ с той лишь разницей, что появится дополнительный диффузионный член $f_k(\varepsilon) / \tau_{df}^k$, где $\tau_{df}^k = R^2 D_{tr} / \mu_k^2$. Методика решения этого уравнения с учетом упругих, неупругих и межэлектронных столкновений хорошо разработана в [5]. Далее мы приведем решение для $f_k(\varepsilon)$ при записи S^* в форме (3) и слабом изменении λ_ε на ε^*

$$f_k(\varepsilon) = A_k \frac{\nu_{ef}(\varepsilon_2)}{\nu_{ef}(\varepsilon)} \sum_{f=0}^M (1 + (\lambda_\varepsilon/R)^2 \mu_k^2)^{-1} \delta(\varepsilon_2 - \varepsilon - i\varepsilon^*), \quad (14)$$

где $\lambda_{\varepsilon} = (D_r/v_{ef})^{1/2}$ — длина энергетической релаксации электрона, $M = M(\varepsilon) = (\varepsilon_2 - \varepsilon)/\varepsilon^*$,

$$A_k = \frac{2}{R^2 J_0^2(\mu_k)} \int_0^R f(\varepsilon_2, r) J_0(\mu_k r/R) r dr. \quad (15)$$

Следует отметить, что если ФРЭ (7) и (13) усреднить по радиусу, то получим решение, найденное в [5].

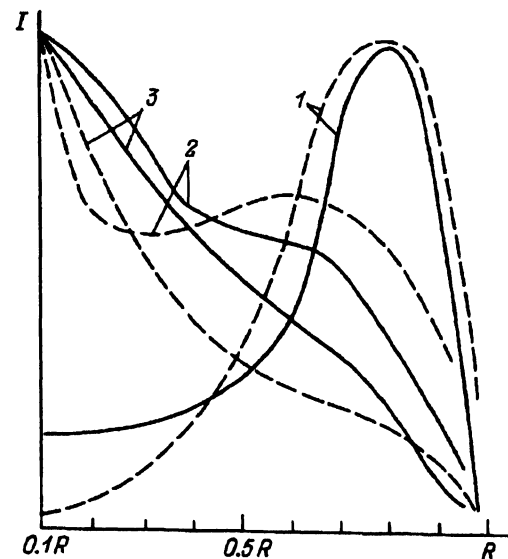


Рис. 2. Профили излучения ионной линии гелия 468.6 нм при разных давлениях. р, Тор: 1 — 3, 2 — 6, 3 — 10; сплошная кривая — эксперимент, пунктир — расчет.

3. Полученные ФРЭ позволяют рассчитать локальные скорости возбуждения атомов и ионов и профили источников ионизации. Для примера на рис. 2 для трубки радиуса $R = 1$ см и энергии первичного пучка $\varepsilon_0 = 200$ эВ приведены в зависимости от давления результаты расчетов скорости возбуждения состояния иона $4f^2F$ гелия, с которого излучается спектральная линия 468.6 нм. Этот уровень имеет порог ~ 75 эВ и возбуждается главным образом анизотропной ФРЭ (7). Основные закономерности поведения скорости возбуждения и повторяющихся их ход интенсивностей свечения ионных линий видны из полученных формул и понятны из простых качественных соображений. Как следует из (6) радиальные закономерности для ФРЭ главным образом определяются конкуренцией двух множителей r^{-1} и $[(R-r)/\lambda^*]^k \exp(-(R-r)/\lambda^*)$. Фактор r^{-1} имеет чисто геометрический смысл, описывает изменение концентрации в элементе объема $r dr$ и дает ее возрастание на оси. Второй множитель определяет изменение числа электронов за счет неупругих столкновений в виде распределения Пуассона. При низких давлениях, когда радиус трубки сравним с длиной пробега электрона λ^* , второй множитель слабо меняется и распределение электронов имеет острый максимум на оси $\sim r^{-1}$. При высоких давлениях главную роль играет второй множитель, дающий острый максимум у стенки трубки. Этот максимум с понижением давления смещается к центру и размывается, так что в промежуточных случаях рассматриваемые множители входят с разным весом. На рис. 2 приведены также результаты экспериментов из [4], выполненные в цилиндрическом полом катоде с $R = 1$ см. Видно, что имеет место удовлетворительное согласие.

В работе [3] одновременно измерялись радиальные зависимости свечения атомных и ионных линий гелия в полом катоде радиусом $R = 1$ см. Соответствующие результаты для малых разрядных токов, когда можно пренебречь рекомбинационным заселением, приведены на рис. 3. Поведение ионных линий (кривая 1 на рис. 3) аналогично измеренному в [4] и подробно рассмотрено выше. Если предполагать, что ФРЭ является анизотропной вплоть до порога возбуждения $\varepsilon_1 = 19.8$ эВ, то радиальная зависимость свечения атомных линий была бы аналогична свечению ионных (рис. 2). Однако соответствующие профили для одних и тех же условий даже качественно отличаются друг от друга.

В рамках предложенной модели этот факт связан с изменением характера углового распределения электронов, возбуждающих соответствующие состояния. В отличие от ионных исследуемые атомные триплетные уровни в силу особенностей поведения сечений эффективно возбуждаются электронами с энергией $20 \leq \varepsilon \leq 80$ эВ [2], т. е. главным образом изотропной ФРЭ. Движение изотропных электронов в пространстве носит диффузионный характер, и их радиальное распределение зависит от соотношения между длиной энергетической релаксации и радиусом трубки. Как видно из (14), при низких давлениях, когда λ_ε сравнима или превышает R , главную роль в сумме (13) играет первое слагаемое с $\mu = 0$. В этом случае следует ожидать плоское по r распределение, что и наблюдается в эксперименте (кривая 2 на рис. 3). Увеличение давления приводит к уменьшению λ_ε и λ , так что вылетевшие с поверхности катода электроны быстро релаксируют по энергии и профили спектральных линий будут иметь провал на оси трубки (кривая 3 на рис. 3). Выполненные расчеты для соответствующих условий хорошо согласуются с наблюдаемыми в [3] зависимостями свечения атомных и ионных линий. Если, как это было сделано, например, в [7, 8] считать всю ФРЭ, кроме первичного пучка с энергией ε_0 , изотропной, то поведение ионных линий имело бы вид, аналогичный для атомных, и противоречило эксперименту. Однако на вид ФРЭ вблизи порога $\varepsilon \sim \varepsilon_1$ и на поведение атомных линий может влиять вклад вторичных электронов, учет которых является сложным в рамках данной модели.

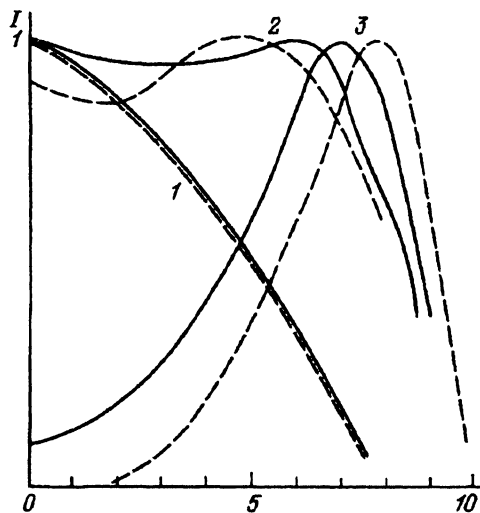


Рис. 3. Профили излучения триплетной линии гелия 587.5 нм при давлениях $p=1.7$ (2) и 4Тор (3) и ионной линии гелия 468.6 нм при $p = 1.7$ Тор (1).

Сплошная кривая — эксперимент, пунктир — расчет.

В заключение отметим, что методика [1—4] нахождения ФРЭ при $\varepsilon < \varepsilon_1$ также может быть уточнена, поскольку ФРЭ в этой области энергий априори близка к сферически симметричной. Для ее нахождения применимо двучленное разложение, которое обычно используется при решении кинетического уравнения в газоразрядной плазме. В итоге, зная найденные в данной работе профили источников ионизации, можно определить концентрацию и температуру электронов в полой катоде.

Список литературы

- [1] Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. М.: Энергия, 1969.
- [2] Мотт Н., Мессу Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969.
- [3] Kuen I., Noworka F., Stori H. // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 23. N 2. P. 829—236.
- [4] Хворостовский С.Н. Канд. дис. Л., 1972.

- [5] Каган Ю.М., Лягущенко Р.И., Хворостовский С.Н. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 8. С. 1686–1692.
- [6] Лягущенко Р.И. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 5. С. 1706–1714.
- [7] Pointu A.M., Maunard C. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 12. P. 15.
- [8] Калинин Г.А., Вайнер В.В., Иванов И.Г. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 4. С. 460–466.
- [9] Каган Ю.М., Лавров Б.П., Лягущенко Р.И. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 1. С. 580–588.
- [10] Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П., Таран М.Д. // ТВТ. 1984. Т. 22. № 6. С. 1048–1054.
- [11] Кринберг И.А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере земли. М.: Наука, 1978. 214 с.

С.-Петербургский университет

Поступило в Редакцию

20 июня 1991 г.