

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И АБСОЛЮТНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛОМ КАТОДЕ

Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко и С. Н. Хворостовский

В работе предлагается механизм формирования функции распределения быстрых электронов в полом катоде. Произведен расчет функций распределения, числа прямых ионизаций и числа возбуждений различных уровней гелия. Результаты расчета сравниваются с абсолютными интенсивностями ряда линий He I и He II.

В работах [1-3] были измерены методом зондов функции распределения электронов по энергиям в полом катоде. Оказалось, что в ряде случаев эти функции заметно отличаются от соответствующих функций в положительном столбе относительно большим количеством быстрых электронов. Оказалось также, что этим можно объяснить ряд спектроскопических особенностей разряда в полом катоде. В настоящей работе предлагается механизм формирования функции распределения быстрых электронов в полом катоде для того случая, когда длина свободного пробега электрона заметно меньше размеров катода.

Как известно [1-3], электрическое поле внутри полого катода всюду, за исключением катодного падения, мало. Поэтому быстрые электроны создаются только при ускорении электронов, эмиттируемых катодом в области катодного падения. Диффундируя в дальнейшем внутрь катода, электроны теряют энергию при соударениях. Оценки времен релаксации электронов по энергиям [4] показывают, что при значениях концентрации электронов $n_e < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и давлениях газа $p > 0.1$ тора релаксация электронов с энергией, большей энергии ионизации атома $\epsilon_i = eV_i$, происходит в основном при возбуждении и ионизации нормальных атомов. Предполагая, что распределение электронов внутри полого катода слабо асимметрично, и считая, что поле внутри полого катода равно нулю, уравнение для симметричной части функции распределения $f_0(\epsilon, r)$ в цилиндрических координатах для быстрых электронов можно записать в виде [5]

$$-\frac{v}{3r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial f_0}{\partial r} \right) = \frac{\partial f_0}{\partial t}, \quad (1)$$

где λ — длина свободного пробега, v — скорость электрона. Член $\partial f_0 / \partial t$ определяет изменение функции распределения благодаря возбуждению и ионизации.

Уравнение (1) написано для случая, когда полый катод достаточно длинный и можно пренебречь неоднородностью в направлении z .

Чтобы упростить задачу, проинтегрируем уравнение (1) по объему до внешней границы катодного падения. Считая приближенно его радиус равным радиусу полого катода R , получаем

$$-\frac{v\lambda}{3} \left(\frac{\partial f_0}{\partial r} \right)_R 2\pi RL = \int \frac{\partial f_0}{\partial t} 2\pi r dr L, \quad (2)$$

где L — длина катода.

Как известно [5], выражение для интегральной плотности потока электронов имеет вид

$$j = -\frac{1}{3} \int_0^{\infty} v \lambda \frac{\partial f_0}{\partial r} d^3v.$$

Отсюда можно заключить, что величина $j_R(\varepsilon) = -\frac{v\lambda}{3} \left(\frac{\partial f_0}{\partial r} \right)_R$ дает плотность потока электронов с энергией ε через поверхность $r=R$.

Если предположить, что электроны проходят область катодного падения без потери энергии, то величина $j_R(\varepsilon) 2\pi RL = I(\varepsilon)$ отлична от нуля только при $\varepsilon = eU_k$, где U_k — величина катодного падения, и может быть записана в виде

$$I(\varepsilon) = \frac{m^{3/2} I_0}{4\pi \sqrt{2eU_k}} \delta(\varepsilon - eU_k). \quad (3)$$

Здесь $I_0 = \int I(\varepsilon) d^3v$ есть число электронов, эмиттируемых поверхностью катода за единицу времени. Так как интеграл столкновений $\partial f_0 / \partial t$ зависит от f_0 линейно, то можно написать, что

$$\int \frac{\partial f_0}{\partial t} 2\pi r dr L = \frac{\partial F(\varepsilon)}{\partial t}, \quad (4)$$

где $F(\varepsilon) = \int f_0(\varepsilon, r) 2\pi r dr L$ — функция распределения, задающая число электронов в единице объема пространства скоростей и во всем объеме полого катода. Тогда учитывая (2)–(4), получаем следующее уравнение для $F(\varepsilon)$:

$$I(\varepsilon) = \frac{\partial F(\varepsilon)}{\partial t}. \quad (5)$$

Для описания процесса возбуждения и ионизации используем классическую модель Томсона [6], уточненную по Дравину [7].

Введем сечение $S(\varepsilon, w)$, характеризующее вероятность передачи атомному электрону энергии w , при условии, что налетающий электрон имеет энергию ε . Тогда сечение ионизации есть

$$q_i(\varepsilon) = \int_{eU_i}^{\varepsilon} S(\varepsilon, w) dw, \quad (6)$$

полное сечение возбуждения

$$q^*(\varepsilon) = \int_{eU_1}^{w_0} S(\varepsilon, w) dw, \quad (7)$$

где

$$w_0 = \begin{cases} eU_i & \text{при } \varepsilon > eU_i, \\ \varepsilon & \text{при } \varepsilon < eU_i, \end{cases}$$

U_i и U_1 — потенциал ионизации и первый потенциал возбуждения атома. Исходя из сказанного, положим

$$S(\varepsilon, w) = \begin{cases} a \frac{Z\pi e^4}{\varepsilon} \frac{1}{w^2} \ln b \frac{\varepsilon}{eU_1}; & w \leq \varepsilon, \\ 0 & w > \varepsilon, \end{cases} \quad (8)$$

где a и b — эмпирические константы, которые следует подобрать так, чтобы величины $q_i(\varepsilon)$ и $q^*(\varepsilon)$, найденные по (6) и (7), наилучшим образом совпадали с экспериментально найденными сечениями.

Если принять описанную модель процессов ионизации и возбуждения, то кинетическое уравнение (5) для функции $F(\varepsilon)$ примет следующий вид:

$$I(\varepsilon) + N \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}} \left[\int_{\varepsilon - eU_1}^{\infty} S(\varepsilon', \varepsilon' - \varepsilon) \varepsilon' F(\varepsilon') d\varepsilon' + \int_{\varepsilon + eU_1}^{\infty} S(\varepsilon', \varepsilon + \varepsilon_1) \varepsilon' F(\varepsilon') d\varepsilon' \right] = \\ = N \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} [q_i(\varepsilon) + q^*(\varepsilon)] F(\varepsilon), \quad (9)$$

где N — концентрация нормальных атомов. В уравнении (9) первый член в фигурных скобках характеризует приход за счет электронов, теряющих энергию при возбуждении или ионизации, второй член — за счет вторичных электронов, появляющихся при ионизации; член в правой части равенства характеризует уход электронов за счет возбуждения или ионизации; член $I(\varepsilon)$ имеет смысл источника быстрых электронов.

Используя (3) и (8), вводя переменную $x = \varepsilon/eU_1$ и функцию

$$\varphi(x) = \frac{8\pi^2 a Z e^4 N (x_0 - 1)}{m^2 I_0 x_0} F(x) \ln bx, \quad (10)$$

уравнение (9) можно преобразовать следующим образом:

$$\delta(x - x_0) + \frac{x}{x - 1} \left[\int_{x+1}^{\infty} \frac{\varphi(x') dx'}{(x' - x)^2} + \frac{1}{(x + x_i)^2} \int_{x+x_i}^{\infty} \varphi(x') dx' \right] = \varphi(x). \quad (11)$$

Здесь $x_i = U_i/U_1$, $x_0 = U_k/U_1$.

Уравнение (11) связывает значение функции φ в точке x с ее значением в точках $x' \geq x + 1$. Это обстоятельство позволяет легко рассчитать $\varphi(x)$ при заданных x_0 и x_i , если учесть, что в принятой модели $\varphi(x) = 0$ при $x > x_0$ и $\varphi(x) = \delta(x - x_0)$ при $x_0 - 1 < x \leq x_0$. Если функция $\varphi(x)$ известна в области $x \geq x_i$, то величина I_0 выражается через силу разрядного тока с помощью соотношения

$$e(I_0 + z) = i, \quad (12)$$

где i — сила разрядного тока,

$$z = \frac{8\pi N}{m^2} \int_{\varepsilon_i}^{\infty} q_i(\varepsilon) F(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon$$

число ионизаций в объеме катода за единицу времени. Здесь предполагается, что ионизацией возбужденных атомов можно пренебречь. Проведенные на основании экспериментальных данных работы [1] оценки показывают, что это предположение справедливо.

Используя (6), (8) и (10), выражения для z можно преобразовать к виду

$$z = I_0 \left[\frac{x_0}{(x_0 - 1) x_i} \int_{x_i}^{x_0 - 1} \frac{x - x_i}{x} \varphi(x) dx + \frac{q_i(x_0)}{q_i(x_0) + q^*(x_0)} \right]. \quad (13)$$

Из выражений (10)–(13) следует, что для данного рода газа вид функции распределения зависит только от величины катодного падения потенциала. Вид безразмерной функции распределения $\varphi(x)/\ln bx$ приведен на рисунке.

Описанным методом была рассчитана функция распределения быстрых электронов в гелии. При этом полагалось, что $a = 0.6$, $b = 1$. Величины U_k брались из данных эксперимента.

Принятая нами модель расчета функции распределения может стать плохой вблизи порога возбуждения, так как вследствие уменьшения сечений возбуждения становятся существенными отбрасываемые нами межэлектронные взаимодействия. Поэтому на основании этой модели

целесообразно производить расчет числа возбуждений уровней ионов, где велико значение порога возбуждения, или расчет числа возбуждений уровней одиночников, вследствие того что соответствующие функции возбуждения медленно падают с энергией и основную роль играют возбуждения быстрыми электронами.

С помощью этих функций было рассчитано число актов возбуждения за единицу времени и во всем объеме полого катода z^* для ряда ионных и синглетных атомных уровней.

Окончательное выражение для z^* имеет вид

$$z^* = \frac{I_0}{q_i(x_0) + q^*(x_0)} \left[\frac{\ln bx_0}{x_0^2} \int_{x_{кр.}}^{x_0-1} \sigma(x) \frac{\varphi(x)}{\ln bx} x dx + \sigma(x_0) \right], \quad (14)$$

где $\sigma(x)$ — сечение возбуждения уровня.

Данные эксперимента показывают, что величина катодного падения слабо зависит от условий разряда. Тогда из (12), (13), (14) следует, что z^* пропорционально силе тока i и не зависит от давления. Данные о сечениях возбуждения уровней He I брались нами из работ [8-10], сечения возбуждения линий He II — из работ [10, 11].

Для экспериментальной проверки вышеописанной модели измерялись абсолютные интенсивности линий He I и He II.

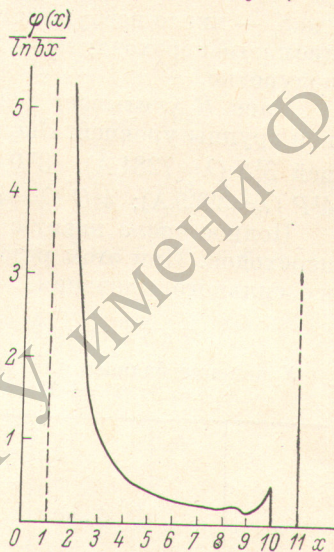
В качестве источника света был выбран полый катод в виде двух коаксиальных цилиндров с диаметром внешнего и внутреннего цилиндров соответственно 20 и 10 мм и общей длиной 60 мм. Питание разрядной трубки осуществлялось от источника питания с двойной стабилизацией на приборах типа УИП-1. Предварительный вакуум в трубке был не хуже 10^{-5} тор, наличие водорода и примесей других элементов контролировалось по появлению их характерных линий в спектре рабочего газа. Измерения проводились при давлении He 3,3, 6,5 тор и силе разрядного тока в диапазоне 25—150 ма. Излучение разрядной трубки, прошедшее через дифракционный монохроматор СДА, регистрировалось фотомножителем (ФЭУ-64, ФЭУ-79) и схемой усиления постоянного тока (СП-1М). Число прямых возбуждений относится ко всему объему полого катода, поэтому необходимо знать следующую величину:

$$z_{кв.}^* = \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^L J(\rho, \varphi, z) \rho d\rho d\varphi dz, \quad (15)$$

где выражение под интегралом представляет собой число квант излучаемых элементов объема полого катода, R — радиус катода. Учитывая, что в случае $R \ll L$ $J(\rho, \varphi, z)$ практически не зависит от φ и z , можно равенство (15) упростить

$$z_{кв.}^* = 2\pi L \int_0^R J(\rho) \rho d\rho, \quad (16)$$

$J(\rho)$ описывает радиальное распределение свечения в полом катоде. Эту функцию можно измерить, перемещая изображение источника света по плоскости входной щели монохроматора. Для этого использовалась плоскопараллельная пластинка толщиной 35 мм, которая ставилась между



Зависимость $\varphi(x)/\ln bx$ от x для $x_0=11$.

осветительным объективом и входной щелью спектрального прибора [12]. Аппаратная ширина регистрирующей системы не превышала 20% радиуса. Система градуировалась с помощью ленточной лампы типа СИ-300.

Переходя к сравнению результатов расчета и измерений, следует отметить, что между уровнями с одним и тем же значением квантового числа n могут происходить интенсивные процессы передачи возбуждения при столкновениях с атомами и электронами. В частности, по имеющимся в литературе данным сечения передачи возбуждения при столкновении с атомами могут быть весьма велики. С другой стороны, величины сечений, приведенные в литературе, расходятся на порядки.

Процессы передачи возбуждения можно частично исключить из рассмотрения, если написать уравнение баланса для групп синглетных уровней с одним квантовым числом n

$$\sum_i z_i^* = \sum_i A_i n_i + R, \quad (17)$$

где z_i^* — число возбуждений данного подуровня; A_i — вероятность радиационного перехода; n_i — концентрация возбужденных атомов на данном подуровне.

Член R учитывает все процессы безызлучательного разрушения данной группы уровней. Экспериментально мы измеряли числа квант с уровней 3^1S ($\lambda=7281 \text{ \AA}$); 3^1P ($\lambda=5016 \text{ \AA}$); 3^1D ($\lambda=6678 \text{ \AA}$); 4^1S ($\lambda=5048 \text{ \AA}$); 4^1P ($\lambda=3965 \text{ \AA}$); 4^1D ($\lambda=4922 \text{ \AA}$).

Полное число квант с данного уровня легко учесть, зная вероятности переходов. При этом резонансные линии можно не учитывать вследствие их сильного пленения.

Таблица 1
Уравнение баланса для уровней
 $n=3, n=4$ He I

n	$i, \text{ ма}$	$\sum_i z_i^* \cdot 10^{-16}$	$\sum_i A_i n_i \cdot 10^{-16}$	
			$p=3.3 \text{ тор}$	$p=6.5 \text{ тор}$
3	25	0.8	0.85	0.75
	50	1.6	1.6	1.5
	75	2.4	2.5	2.3
	100	3.2	3.1	3.1
4	25	0.15	0.05	0.02
	50	0.31	0.07	0.05
	75	0.46	0.11	0.08
	100	0.61	0.14	0.10

Таблица 2
Уравнение баланса для линий He II

$\lambda, \text{ \AA}$	$i, \text{ ма}$	$z_\lambda^* \cdot 10^{-13}$	$N_\lambda \cdot 10^{-13}$	
			$p=3.3 \text{ тор}$	$p=6.5 \text{ тор}$
4686	25	1.8	1.2	1.2
	50	3.5	2.5	2.6
	75	5.3	3.7	3.8
	100	7.0	5.1	5.2
5412	50	0.63	0.12	0.11
	75	0.95	0.18	0.15
	100	1.30	0.24	0.20

В табл. 1 приведены значения членов $\sum_i z_i^*$ и $\sum_i n_i A_i$ для S -, P -, D -состояний при $n=3$ и $n=4$. Из табл. 1 видно, что при $n=3$ имеет место хорошее согласие между рассчитанными и измеренными значениями. Для уровней $n=4$ имеет место заметное расхождение. По-видимому, это расхождение можно объяснить тем, что в уравнении (17) большую роль играют процессы передачи возбуждения на состояние 4^1F и в систему триплетных уровней, а также процессы ассоциативной ионизации.

Экспериментально измерялись и числа квант в ионных линиях $\lambda=4686 \text{ \AA}$ ($4^2F \rightarrow 3^2D$), $\lambda=5412 \text{ \AA}$ ($7^2Q \rightarrow 4^2F$). В данном случае уравнение баланса писалось в виде

$$z_\lambda^* = N_\lambda, \quad (18)$$

где z_{λ}^* — число возбуждений, вычисленное с сечением возбуждения линии; N_{λ} — измеренное число квант в данной линии. Величины z_{λ}^* и N_{λ} приведены в табл. 2. Из табл. 2 видно, что для линии 4686 Å уравнение баланса (18) удовлетворительно соблюдается. Для линии 5412 Å согласие хуже. Возможно, что для такого высокого уровня ($n=7$) большую роль играют процессы перемешивания между близкими уровнями и процессы ступенчатой ионизации.

Из изложенного следует, что предложенная модель формирования функции распределения быстрых электронов в полом катode позволяет достаточно рассчитывать абсолютные интенсивности для ряда ионных и синглетных линий. Имеющие место расхождения для линий, излучаемых с высоких уровней, связаны не с недостатками модели, а со сложностью уравнений баланса для этих уровней.

Литература

- [1] В. С. Бородин, Ю. М. Каган. ЖТФ, 36, 181, 1966.
- [2] В. П. Гофмейстер, Ю. М. Каган. Rev. Roum. Phys., 13, 19, 1968.
- [3] В. П. Гофмейстер, Ю. М. Каган. Опт. и спектр., 26, 689, 1969.
- [4] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. ЖТФ, 32, 735, 1962.
- [5] Б. И. Давыдов. ЖЭТФ, 7, 1069, 1937.
- [6] В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. ГИТТИ, 1952.
- [7] H. W. Drawin. Zs. Phys., 164, 513, 1961.
- [8] В. Е. Яхонтова. Вестн. ЛГУ, 10, 27, 1959.
- [9] R. M. St. John, F. L. Miller, Ch. C. Lin. Phys. Rev., 134, A 888, 1964.
- [10] И. П. Запесочный, П. В. Фельцан. Укр. физ. ж., 10, 1197, 1965.
- [11] R. M. St. John, Ch. C. Lin. J. Chem. Phys., 47, 347, 1967.
- [12] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. Опт. и спектр., 21, 525, 1966.

Поступило в Редакцию 6 мая 1971 г.