

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ СПЛОШНОГО СПЕКТРА ТОРМОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ РАЗРЯДА В АРГОНЕ

Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган и Л. Л. Комарова

В работе рассчитывается интенсивность сплошного спектра торможения электронов на атомах в положительном столбе разряда в аргоне с учетом реальной функции распределения электронов по энергиям. Вычисленные значения интенсивности сравниваются с измеренными.

В области средних давлений при $p > 1$ тор в спектре излучения положительного столба разряда в инертных газах наблюдается сплошной спектр, интенсивность которого растет с ростом давления. В работах [1, 2] было доказано, что этот сплошной спектр излучается при торможении электронов на атомах газа [3]. Известно выражение для интенсивности сплошного спектра I_ω

$$I_\omega = nn_a \hbar \omega \int_{\sqrt{\frac{2\hbar\omega}{m}}}^{\infty} \frac{d\sigma(\varepsilon)}{d\omega} v f(\varepsilon) dv, \quad (1)$$

где n и n_a — концентрации электронов и атомов; $d\sigma(\varepsilon)$ — сечение процесса, при котором электрон с энергией ε при столкновении с атомом испускает квант в интервале частот $\omega - \omega + d\omega$; $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям. В работе [3] было показано, что это сечение может быть выражено через полное сечение упругого рассеяния электрона на атоме. Была дана формула для случая, когда полное сечение упругого рассеяния не зависит от скорости и распределение электронов по энергиям максвелловское. Формула эта может быть обобщена на тот случай, когда полное сечение зависит от скорости. Для максвелловского распределения электронов с температурой T она будет иметь вид¹

$$I_\omega = 5 \cdot 10^{-3} \frac{nn_a}{m^{3/2} c^2} \hbar (kT)^{-3/2} \int_{\hbar\omega}^{\infty} \sqrt{\varepsilon - \hbar\omega} \sqrt{\varepsilon} \times \\ \times \{ \varepsilon \sigma(\varepsilon - \hbar\omega) + (\varepsilon - \hbar\omega) \sigma(\varepsilon) \} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon. \quad (2)$$

Формула (2) использовалась в работах [4, 5] для нахождения концентрации электронов n по измеренной интенсивности I_ω в положительном столбе разряда в неоне и гелии. Однако в то время как в гелии распределение медленных электронов по энергиям является максвелловским при любой концентрации электронов n , в неоне и аргоне распределение медленных электронов можно считать максвелловским только для достаточно большой концентрации электронов [6], т. е. для не слишком малых разрядных токов. Можно обойти это ограничение, если воспользоваться

¹ Авторы выражают благодарность А. Н. Старостину, сообщившему нам вид формулы (2).

формулой (1) и в качестве $f(\varepsilon)$ взять приближенное выражение для функции распределения из работы [7], справедливое для любой концентрации электронов n . Оно имеет вид

$$f(u) = C \left(\frac{m}{2kt} \right)^{3/2} \exp \left[- \int_0^u \frac{1 + \gamma_2 \frac{u^2}{\lambda(u)}}{1 + \gamma_1 u \bar{\lambda}(u)} du \right], \quad (3)$$

C — нормировочная константа, $u = \varepsilon/kT$;

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{\lambda_0}{p} \varepsilon^n; \quad \lambda(u) = \frac{\lambda_0}{p} (kT)^n u^n \equiv \frac{\lambda_0}{p} (kT)^n \bar{\lambda}(u), \quad (3a)$$

$\lambda(\varepsilon)$ — длина свободного пробега. Предполагается, что для ряда газов приближенно имеет место аппроксимация (3a)

$$\gamma_2 = \frac{m}{M} \frac{v(kT)}{v_{ee}(kT)}; \quad \gamma_1 = \frac{M}{6m} \left(\frac{eF\lambda(kT)}{kT} \right)^2 \gamma_2;$$

$$v(kT) = \frac{\sqrt{2kT}}{\lambda(kT)}; \quad v_{ee}(kT) = \frac{4\pi e^4 n}{m^2 \left(\frac{2kT}{m} \right)^{3/2}} \ln \frac{R_D kT}{e^2}, \quad (4)$$

v — частота упругих соударений электрона с атомом, v_{ee} — частота межэлектронных соударений, E — напряженность продольного поля в столбе, $\ln(R_D kT/e^2)$ мало меняется и в широком диапазоне условий его можно положить равным 10.

1. Для аргона можно положить $n = -1$. В работе [7] получено выражение для kT , справедливое с достаточной точностью для любых значений γ_1 и γ_2

$$kT = 0.39 \left(\frac{M}{m} \right)^{1/4} \sqrt{e \frac{E}{p} \lambda_0}. \quad (5)$$

Используя соотношение (4) и связь между γ_1 и γ_2 , получаем соотношение

$$\gamma_1 = 7.25 \gamma_2 \equiv 7.25 \gamma. \quad (6)$$

Приведенное в работе [7] значение 7.4 менее точно.

Из формулы (3) получаем общее выражение для $f(u)$ для аргона

$$f(u) = C \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \exp \left[- \frac{0.25 \gamma u^4 + u}{1 + 7.25 \gamma} \right] \quad (7)$$

Для того чтобы получить выражение I_ω для любого распределения электронов по энергиям, необходимо в формуле (2) заменить функцию $(m/2\pi kT)^{3/2} e^{-u}$ выражением (7). Учитывая, что $n_\omega \sigma_\varepsilon = 1/\lambda(\varepsilon) = p\varepsilon/\lambda_0$ и полагая $x = \hbar\omega/kT$, получаем для I_ω

$$I_\omega = 5.10^{-3} \frac{n\hbar}{m^{3/2} c^2} \frac{2\pi^{3/2} p}{\lambda_0} (kT)^{5/2} C I'(x, \gamma), \quad (8)$$

$$I'(x, \gamma) = \int_x^\infty u^{3/2} (u-x)^{3/2} \exp \left[- \frac{0.25 \gamma u^4 + u}{1 + 7.25 \gamma} \right] du. \quad (9)$$

Нормировочную постоянную C можно представить в виде $C = 1/2\pi\varphi(\gamma)$. График функции $\varphi(\gamma)$ дан в работах [7, 8].

Выражение для интенсивности континуума на оси разряда в шкале длин волн можно представить в виде

$$I_\lambda \sim \frac{1}{\lambda^2} \frac{n_0 R p R I^{5/2}}{\lambda_0 R^2 \varphi(\gamma)} I'(x, \gamma), \quad (10)$$

λ — длина волны, на которой производится измерения; R — радиус трубки.

Из формулы (10) видно, что $I_{\lambda}R^2$ удовлетворяет закону подобия. Величина T может быть выражена с помощью формулы (5) через E/p . С другой стороны, имеем для тока через трубку

$$i = 2\pi R^2 e E b_e n_0 \alpha, \quad (11)$$

где

$$\alpha = \int_0^1 \frac{n(x)}{n_0} x dx. \quad (11a)$$

Подвижность b_e равна [7]

$$b_e = \frac{2}{3} \frac{e}{m} \frac{\lambda (kT)}{\sqrt{2\pi T}} \frac{1}{\varphi(\gamma)}. \quad (12)$$

Комбинируя формулы (3в), получим

$$n_0 = 0.1 \frac{m}{M} \frac{p}{\lambda_0} \frac{(kT)^3}{\pi e^4} \frac{1}{\gamma}. \quad (13)$$

Для аргона $\lambda_0 = 0.2$ см в тор.

Подставляя (12) и (13) в (11), получим

$$\gamma \varphi(\gamma) = 2.1 \alpha \left(\frac{E}{p}\right)^{7/4} \frac{pR}{i/R}, \quad (14)$$

где E/p выражается в в/см тор и i -в ма. При измеренных α и E формула (14) позволяет по заданным току и давлению найти $\gamma \varphi(\gamma)$. Используя

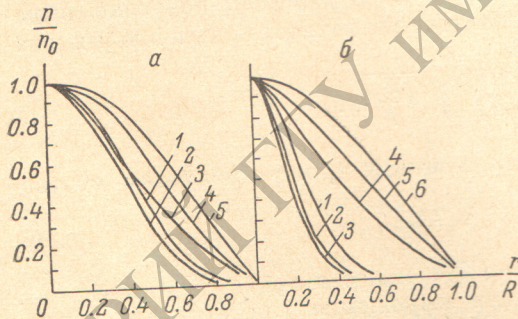


Рис. 1. Радиальные распределения концентрации электронов.

$a - pR=12$ т. см. 1 — 417 ма/см; 2 — 167, 83.5, 41.7 ма/см; 3 — 16.7 ма/см; 4 — 8.35 ма/см; 5 — 4.17 ма/см. $b - pR=24$ т. см. 1 — 417 ма/см; 2 — 167, 83.5 ма/см; 3 — 41.7 ма/см; 4 — 16.7 ма/см; 5 — 8.35 ма/см; 6 — 4.17 ма/см.

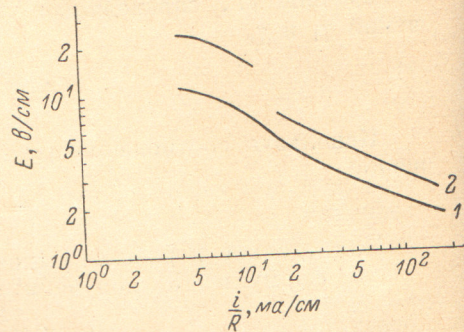


Рис. 2.

1 — $pR=12$ т. см; 2 — $pR=24$ т. см.

график для $\varphi(\gamma)$, можно по $\gamma \varphi(\gamma)$ найти значение γ . Подставляя в (10) $n_0 R$ из формулы (13), T из формулы (5) и $\gamma \varphi(\gamma)$ из формулы (14), получим окончательную формулу для интенсивности континуума

$$I_{\lambda}R^2 = 0.92 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\alpha} \left(\frac{E}{p}\right)^2 pR \frac{i}{R} x^2 I'(x, \gamma), \quad (15)$$

где $I_{\lambda}R^2$ выражается в эрг/сек. см Å , E/p в в/см тор, i в ма.

2. Экспериментально в положительном столбе разряда в аргене измерялись при значениях $pR=12$ и 24 тор см и значениях i/R в интервале от 4.17 и до 167 ма/см напряженность электрического поля E и радиальные распределения концентрации электронов. Величина E измерялась компенсационным методом при помощи двух цилиндрических зондов, ориентированных по оси разряда. Радиальное распределение измерялось по ионному току насыщения на зонд, перемещавшийся в радиальном направлении, а также по радиальному спаду интенсивности континуума.

В предположении постоянной температуры по радиусу эта интенсивность пропорциональна $h(r)$. Оба метода дали близкие результаты. Радиальные распределения при различных условиях приведены на рис. 1. Значения E в зависимости от i/R для $pR=12$ и $pR=24$ приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что при $pR=24$ имеет место скачок E при значениях i/R от 16.7 до 12 ма/см, который сопровождается переходом контрагированного разряда в диффузный.

Из этих измерений можно найти по формуле (11а) α , по формуле (4) — T , и по формуле (14) — $\gamma\varphi|\gamma|$. Имея график $\gamma\varphi(\gamma)$ от γ , находим γ . Фиксируя длину волны $\lambda=4800 \text{ \AA}$, находим x . С помощью ЭВМ был рассчитан интеграл (9) для наших значений x и γ . Все указанные величины приведены в таблице. По формуле (15) рассчитывалась интенсивность сплошного спектра I_λ , которая сравнивалась с экспериментально измеренной I_λ (рис. 3). Сравнение вычисленных по экспериментально измеренным E и α интенсивностей с непосредственно измеренными показывает достаточно

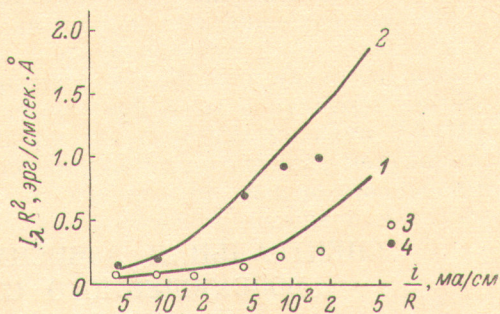


Рис. 3. Сплошные кривые — экспериментальные данные.

1 — $pR=12$ т. см., 3 — рассчитанные значения,
2 — $pR=24$ т. см., 4 — рассчитанные значения.

pR , тор/см	$\frac{i}{R}$ ма/см	α	$\frac{E}{P}$, в/см	\tilde{T}^*	γ	$x^2 I'(x, \gamma)$
12	167	0.12	0.17	1.4	$8.8 \cdot 10^{-4}$	5.9
	83.5	0.11	0.24	1.6	$3.1 \cdot 10^{-3}$	4.4
	41.7	0.11	0.31	1.9	$9.4 \cdot 10^{-3}$	2.9
	16.7	0.15	0.52	2.4	$6.4 \cdot 10^{-2}$	1.8
	8.35	0.18	0.90	3.2	$2.9 \cdot 10^{-1}$	1.8
	4.17	0.19	1.1	3.5	$7.4 \cdot 10^{-1}$	1.9
24	167	0.04	0.12	1.2	$3.4 \cdot 10^{-4}$	6.9
	83.5	0.03	0.17	1.4	$9.3 \cdot 10^{-4}$	5.9
	41.7	0.03	0.24	1.6	$3.4 \cdot 10^{-3}$	4.1
	16.7	—	—	—	—	—
	8.35	0.17	0.97	3.3	$5.5 \cdot 10^{-1}$	2.0
	4.7	0.19	1.2	3.7	$1.6 \cdot 10$	2.0

* $\tilde{T} = T \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}$.

удовлетворительное согласие. Некоторое расхождение при больших значениях тока, возможно, связано с влиянием разогрева. Авторы благодарят Р. И. Лягущенко за обсуждения результатов.

Литература

- [1] S. Pfau, A. Rutscher. Z. Naturforsch., 22a, 2129, 1967.
- [2] S. Pfau, A. Rutscher. Beitr. aus d. Plasmaph., 8, 85, 1968.
- [3] В. А. Касьянов, А. Н. Старостин. ЖЭТФ, 48, 295, 1965.
- [4] Ju. B. Golubowsky, Ju. M. Kagan, P. Michel, L. L. Nesterowa. Beitr. aus d. Plasmaphys., 9, 217, 1969.
- [5] Ю. М. Каган, Н. Н. Христов. Опт. и спектр., 27, 710, 1969.
- [6] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. ЖТФ, 32, 192, 1962.
- [7] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. ЖЭТФ, 57, 2222, 1969.
- [8] Yu. B. Golubowsky, Ju. M. Kagan, R. I. Ljagusehenko. Beitr. aus d. Plasmaph., 10, 427, 1970.

Поступило в Редакцию 8 октября 1971 г.