

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1968

УДК 539.186.2 + 537.523/527 : 546.36

Л. М. ВОЛКОВА, А. М. ДЕВЯТОВ, Т. Н. СОЛОВЬЕВ, И. А. КАНАВЕЦ

ЗАСЕЛЕННОСТЬ УРОВНЕЙ ЦЕЗИЯ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ РАЗРЯДА ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Методом измерения реабсорбции спектральных линий, соответствующих переходам $6^2P_{1/2, 3/2} - 8^2S_{1/2}$, определены заселенности уровней $6^2P_{1/2}$, $6^2P_{3/2}$ и по абсолютным интенсивностям этих же линий, исправленным на реабсорбцию, определена заселенность $8^2S_{1/2}$ уровня в положительном столбе разряда цезия. В тех же условиях разряда измерены концентрация электронов, электронная температура и функция распределения электронов по энергиям. Распределение электронов по энергиям хорошо описывается функцией Максвелла. Из полученных данных оценена величина для среднего значения эффективного сечения ступенчатого возбуждения $6^2P_{1/2, 3/2}$, равная $1 \cdot 10^{-15}$ см².

Заселенности возбужденных атомов в положительном столбе разряда неона и кадмия были исследованы в работах [1, 2, 3]. В них также приводятся средние величины эффективных сечений ступенчатого возбуждения некоторых уровней. Данная работа посвящена изучению заселенностей $6^2P_{1/2, 3/2}$ и $8^2S_{1/2}$ уровней атомов цезия в разряде в диапазоне давлений $3 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. при силах разрядного тока от 50 до 500 ма.

Экспериментальная установка и методика измерений

Измерения проводились в двух различных трубках. Первая трубка диаметром 3 см имела два анода, расстояния от переднего окошка до первого анода и заднего окошка равнялись 16 и 30 см соответственно. Вторая трубка диаметром 1,5 см и расстоянием между окошками 6,7 см показана на рис. 1. Окошки были вдвинуты внутрь, чтобы разряд хорошо их омывал. Для измерения N_e , T_e были впаяны молибденовые цилиндрические зонды диаметром 0,03 см и длиной 0,5 см. Капелька цезия вводилась в специальный отросток, припаянный к трубке. Вся трубка вместе с отростком помещалась в воздушный термостат, снабженный независимыми спиралями для нагрева. Температура в термостате устанавливалась изменением величины тока в спиралях и измерялась по показаниям нескольких термпар (хромель—копель), установленных в разных частях термостата. Температура в трубке поддерживалась на 40—50°C выше, чем в отростке.

Давление паров цезия вычислялось по формуле [4]

$$\lg p = -\frac{3529}{T} + \lg T + 3,6572.$$

Трубка была припаяна к вакуумному посту и каждый раз перед работой откачивалась до давления $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., а во время работы закрывалась сухим шлифом.

Спектральным аппаратом служил спектрограф ИСП-51 с камерой с фокусным расстоянием 270 мм, у которого кассетная часть была заменена щелью.

Для измерения интенсивности спектральных линий использовались ФЭУ-79, ФЭУ-22, электрометрический усилитель и микроамперметр типа М-193. Для абсолютных измерений пользовались эталонной ленточной лампой СИ-8-200.

Реабсорбция спектральных линий определялась в первой трубке методом меняющихся оптических толщин, во второй — методом одного зеркала [5]. Вместо зеркала пользовались призмой, помещенной в термостате непосредственно за трубкой. Контрольные измерения в первой трубке показали, что величины N_e , T_e при неизменных условиях разряда (давление, ток) не зависят от длины положительного столба.

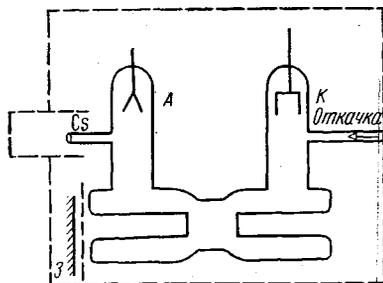


Рис. 1. Разрядная трубка

Для определения отношений длин светящихся столбов l_1/l_2 и эффективного коэффициента отражения призмы $\rightarrow r_{эфф}$ поступали следующим образом. В трубку вводили гелий и зажигали разряд при низком давлении ($5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.) и наблюдали ход зависимости отношения интенсивностей некоторых спектральных линий гелия от разрядного тока (10—500 ма). Линии HeI 4713 Å (2^3P-4^3S), 4471 Å (2^3P-4^3D) при малых токах 10—100 ма не испытывали заметного поглощения, и для них отношение интенсивностей равно l_1/l_2 и $(1 + \rightarrow r_{эфф})$. Линии цезия 6355 Å ($6^2P_{1/2}-9^2S_{1/2}$), 6586 Å ($6^2P_{3/2}-9^2S_{3/2}$) при давлении 10^{-4} мм рт. ст. тоже не испытывали заметного поглощения. Это служило дополнительной проверкой правильности найденного $\rightarrow r_{эфф}$.

«Полное поглощение» спектральной линии [6] определяется формулой

$$A_l [k(\nu_0) l] = \frac{\int_0^{\infty} \{1 - \exp[-k(\nu) l]\}^2 d\nu}{\int_0^{\infty} \{1 - \exp[-k(\nu) l]\} d\nu}, \quad (1)$$

где $k(\nu) = k(\nu_0) f(\nu)$ — контур спектральной линии с учетом сверхтонкого расщепления уровней атомов Cs. Контур спектральной линии строился графическим суммированием контуров отдельных компонентов сверхтонкой структуры, которые имели форму доплеровской кривой.

«Полное поглощение» с отношением интенсивностей с зеркалом и без зеркала $I_{с.з.}/I_{б.з.}$ и эффективным коэффициентом отражения $r_{эфф}$ связано следующей формулой:

$$A_l = \frac{(1 + r_{эфф}) - I_{с.з.}/I_{б.з.}}{r_{эфф}} \quad (2)$$

Пользуясь формулами (1) и (2), находим коэффициент поглощения $k(\nu_0)$. Концентрацию на нижнем i -том уровне определяем по формуле

$$\int_0^{\infty} k(\nu) d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} f_{in} \cdot N_i.$$

Значения сил осцилляторов для исследуемых переходов взяты из работы [7].

Концентрацию на верхнем n -ном уровне определяли по измерениям абсолютных интенсивностей соответствующих линий, исправленных на реабсорбцию:

$$I_{ni} = N_n A_{ni} h\nu_{ni}.$$

Результаты измерений

Зондовые измерения. Для количественных оценок элементарных процессов, происходящих в плазме разряда, необходимо знать функцию распределения электронов по энергиям. Эта функция была

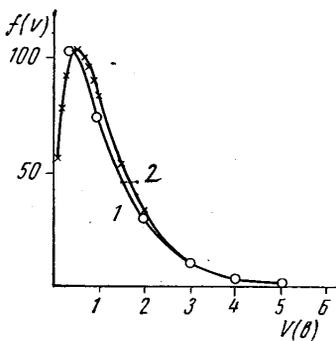


Рис. 2. Функция распределения электронов по энергиям ($p = 1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $i_p = 300$ ма). 1 — распределение по Максвеллу с электронной температурой, определенной по наклону полулогарифмической кривой вольтамперной характеристики, 2 — распределение, полученное методом второй производной

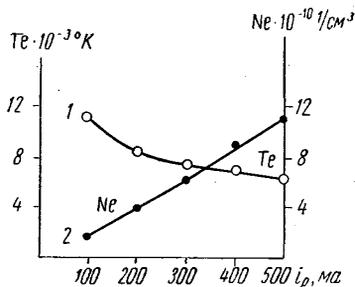


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов и их температуры от разрядного тока. $p = 5,8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. 1 — концентрация электронов, 2 — электронная температура

определена методом второй производной [8]. Оказалось, что в условиях нашего эксперимента в пределах ошибок измерений она совпадает с функцией Максвелла. На рис. 2 приведена функция распределения электронов по энергиям для разряда, происходящего при давлении

10^{-3} мм рт. ст. и разрядном токе 300 ма.

Вольтамперные характеристики обрабатывались по методу Ленгмюра. На рис. 3 приводятся кривые, выражающие зависимость N_e и T_e

от силы разрядного тока в первой трубке при давлении паров Cs $5,8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Они имеют обычный для разряда низкого давления вид.

Оптические измерения. Были измерены концентрации атомов на $8^2S_{1/2}$ уровне по абсолютным интенсивностям спектральных линий 7609 Å, 7944 Å и на $6^2P_{1/2, 3/2}$ уровнях по реабсорбциям этих же линий.

На рис. 4 приведены зависимости заселенностей уровней $6^2P_{1/2, 3/2}$ от силы разрядного тока при двух давлениях $1,0 \cdot 10^{-3}$ и $5,8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., а на рис. 5 — то же самое для $8^2S_{1/2}$ уровня. Заселенности $8^2S_{1/2}$ уровня,

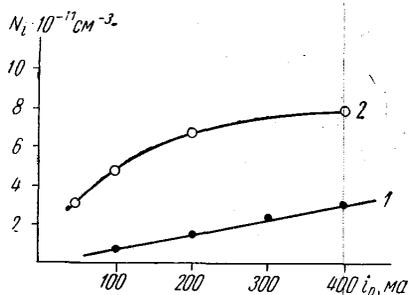


Рис. 4. Зависимость концентрации атомов на $6^2P_{1/2, 3/2}$ уровнях от разрядного тока. 1 — давление $p=5,8 \times 10^{-4}$ мм рт. ст., 2 — давление $p=1,0 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

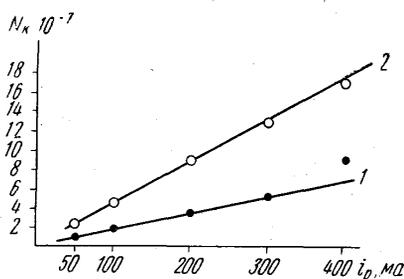


Рис. 5. Зависимость концентрации атомов на $8^2S_{1/2}$ уровне от разрядного тока. 1 — давление $p=5,8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., 2 — давление $p=1,0 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

определенные по абсолютным интенсивностям линий 7609 Å и 7944 Å, хорошо совпадали между собой. Они приводятся в табл. 2.

Уравнение баланса частиц на k -том уровне атома можно написать в виде

$$\alpha_{0k} N_0 N_e + \sum \alpha_{ik} N_i N_e + \delta_k = N_k \left(\frac{1}{\tau_k} + \gamma_k N_e + \sum_{m>k} \alpha_{km} N_e \right).$$

Здесь отдельные слагаемые учитывают следующие процессы: $\alpha_{0k} N_0 N_e$ — прямое возбуждение k -того уровня электронным ударом, $\sum \alpha_{ik} N_i N_e$ — ступенчатое возбуждение этого уровня, δ_k — каскадные переходы сверху, включая рекомбинацию на этот уровень; Члены справа определяют процессы, разрушающие данный уровень: N_k/τ_k — спонтанное излучение, $\gamma_k N_k N_e$ — удары второго рода с электронами, $N_k \sum_{m>k} \alpha_{km} N_e$ — возбуждение и ионизация с этого уровня при соударениях с электронами.

Проведем оценку вклада отдельных членов в уравнение баланса частиц на $8^2S_{1/2}$ уровне в условиях нашего эксперимента ($N_e \approx 10^{10}$ см⁻³, $V_e \approx \approx 1$ эв, $N_0 \approx 10^{13}$ см⁻³, $N_k \approx 10^7$ см⁻³, $N_i \approx 10^{11}$ см⁻³).

Для оценки вклада первого члена надо знать величину эффективного сечения прямого возбуждения $8^2S_{1/2}$ уровня. Мы взяли значение $1,9 \cdot 10^{-17}$ см² из работы [9]. Значение сечения ступенчатого возбуждения предположили равным величине, на два порядка превышающей сечение прямого возбуждения. Для оценки роли каскадных переходов

с верхних уровней пользовались вероятностями переходов из [7], заселенности высоких уровней предполагались бoльцмановскими. Рекомбинация на $8^2S_{1/2}$ уровень мала, так как даже рекомбинация на все уровни составляет

$\beta_k N_e^2 \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Здесь для коэффициента рекомбинации β_k взяли величину $3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ из [10].

Для сечения ударов второго рода пользовались соотношением

$$\bar{Q}_{k0} = \frac{g_0}{g_k} \bar{Q}_{0k} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{V_{0k}}{V_e} \right),$$

где g_0, g_k — статистические веса уровней.

Максимальное сечение ионизации с основного уровня равно $6,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [11]. Если сечение ионизации с $8^2S_{1/2}$ уровня превышает эту величину на два порядка, то для последнего члена уравнения баланса получим величину $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$.

Разрушениями из-за столкновений с атомами и со стенками сосуда в наших условиях можно пренебречь. Это видно из сравнения времени жизни возбужденного атома с периодом соударений возбужденного атома с другими атомами и со стенками сосуда.

Вклад каждого члена в уравнение баланса частиц на k -том уровне приводится в табл. 1.

Таблица 1

$\alpha_{0k} N_0 N_e,$ $\text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$	$\sum \alpha_{ik} N_i N_e,$ $\text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$	$\delta_k,$ $\text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$	$N_k / \tau_k,$ $\text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$	$\gamma_k N_k N_e,$ $\text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$	$\sum \alpha_{km} N_k N_e,$ $\text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$
$2 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{11}$

Из этого следует, что в уравнение баланса останутся три члена

$$\alpha_{0k} N_0 N_e + \sum \alpha_{ik} N_i N_e = \frac{N_k}{\tau_k}.$$

Заселение за счет электронных ударов с атомами в основном состоянии можно вычислить по формуле

$$\alpha_{0k} N_0 N_e = N_0 N_e \int_{V_{0k}}^{\infty} Q_{0k}(V) F(V) V^{1/2} dV.$$

Для упрощения вычислений действительный вид функции возбуждения $Q_{0k}(V)$ заменим функцией вида $Q_{0k}(V) = 0$ при $V < V_{0k}$ и $Q_{0k}(V) = Q_{0k \text{ max}}$ при $V \geq V_{0k}$. Графическое интегрирование показывает, что такая замена дает завышение величины $\alpha_{0k} N_0 N_e$ примерно на 20%. Так как ошибка в определении N_e и T_e такого же порядка, то в дальнейшем используем эту аппроксимацию.

В наших условиях функция распределения электронов по энергиям максвелловская, поэтому для значения вычисленной концентрации атомов на k -том уровне получим выражение

$$N_{k \text{ выч}} = 0,555 \cdot 10^8 Q_{0k \text{ max}} N_0 N_e V_e^{1/2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{V_{0k}}{V_e} \right) \cdot \tau_k \exp \left(-\frac{3}{2} \frac{V_{0k}}{V_e} \right). \quad (3)$$

№ трубки	$P, \text{ мм рт. ст.}$	$i_p, \text{ ма}$	$N_e \cdot 10^{-10}, \text{ см}^{-3}$	$T_e, \text{ }^\circ\text{K}$	Концентрация атомов	
					вычисленная	
					с использов. сечения из работы [12]	с использов. сечения из работы [9]
1	$5,8 \cdot 10^{-4}$	100	1,7	11300	$4,4 \cdot 10^7$	$0,93 \cdot 10^7$
		200	4,2	8500	4,3	0,91
		300	6,2	7600	4	0,90
		400	9,3	7300	5	1,05
		500	11,0	6300	3	0,64
	$1 \cdot 10^{-3}$	50	0,75	13400	$6,2 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$
		100	1,5	11000	7,3	1,5
		200	2,4	10000	8,6	1,8
		400	5,8	7900	8,7	1,9
		50	0,9	17400	$7,6 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^7$
2	$3 \cdot 10^{-4}$	100	1,3	16800	9,9	2,1
		200	2,5	15700	16,1	3,4
		300	3,6	14400	19,9	4,2
		400	4,5	13300	20,8	4,4
		500	5,6	11800	19,4	4,1

Для максимальных значений эффективного сечения прямого возбуждения $8^2S_{1/2}$ уровня Cs в литературе имеются две величины:

$Q_{ok \max} = 1,9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, определенная теоретически [9], и $Q_{ok \max} = 9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, определенная экспериментально [12].

В табл. 2 приводятся значения N_k выч., определенные по формуле (3) при двух значениях $Q_{ok \max}$. Так как вычисленные концентрации при малых токах оказываются в 4—5 раз больше измеренных, пользуемся величиной $9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ (они примерно совпадают), отсюда можно записать среднее значение эффективного сечения прямого возбуждения $\bar{Q}_{ok \max} = 1,9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

Если предположить, что разница между вычисленными и измеренными концентрациями атомов на данном уровне происходит из-за наличия возбуждения с промежуточного уровня, то можно, как это сделано в [1], вычислить среднее значение эффективного сечения ступенчатого возбуждения по следующей формуле:

$$\bar{Q}_{ik \max} = \frac{1,2 \cdot 10^{-8} (N_k \text{ изм} - N_k \text{ выч}) V_e^{1/2}}{\tau_k N_i N_e \left(V_{ik} + \frac{2}{3} V_e \right)} \exp\left(\frac{3}{2} \frac{V_{ik}}{V_e}\right). \quad (4)$$

Величины для среднего значения эффективного сечения ступенчатого возбуждения $8^2S_{1/2}$ уровня с резонансных $6^2P_{1/2, 3/2}$ уровней приведены в табл. 2. Из этой таблицы видно, что при малых токах (50—100 ма) прямое и ступенчатое возбуждения $8^2S_{1/2}$ уровня сравнимы, а при больших токах (400—500 ма) возбуждение происходит в основном за счет ступенчатых процессов. Значения эффективного сечения ступенчатого возбуждения от разрядного тока в пределах ошибки эксперимента не зависят. Усредненная величина для $\bar{Q}_{ik \max}$ равна $103 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Отношение сечений ступенчатого и прямого возбуждения

$$\text{равно } \frac{\bar{Q}_{ik \max}}{Q_{ok \max}} \approx 54.$$

Таблица 2

на $8^2S_{1/2}$ уровне		Концентрация атомов			$\bar{Q}_{ikmax} \cdot 10^{17}$, см ²
измеренная		на $6^2P_{1/2}$	на $6^2P_{3/2}$	Суммарная концентрация на $6^2P_{1/2}, 3/2$	
по измер. интенсив. линии 7609Å	по измер. интенсив. линии 7944Å	по реабсорбции линии 7609Å	по реабсорбции линии 7944Å		
1,8·10 ⁷	1,8·10 ⁷	1,6·10 ¹⁰	4,9·10 ¹⁰	6,5·10 ¹⁰	—
3,5	4,2	7,2	8,7	15,9	122
5,2	6,1	12,9	13,8	26,7	109
9,4	9,5	16,2	16,4	32,6	125
11,9	10,6	19,8	22,0	41,8	160
2,3·10 ⁷	3,2·10 ⁷	1,6·10 ¹¹	1,6·10 ¹¹	3,2·10 ¹¹	—
4,3	5,8	2,4	2,5	4,9	97
9,2	9,5	3,9	2,9	6,8	103
17,4	17,2	4,6	3,4	8,0	122
2,9·10 ⁷	2,5·10 ⁷	0,5·10 ¹¹	2,3·10 ¹¹	2,8·10 ¹¹	—
5,4	4,8	0,8	3,2	4,0	74
9,4	9,0	1,5	4,4	5,9	71
13,9	15,0	2,0	5,8	7,8	76
19,0	20,0	2,9	6,5	9,4	78
24,8	27,0	3,1	7,0	10,1	96

ЛИТЕРАТУРА

1. Фриш С. Э., Ревалд В. Ф. «Оптика и спектроскопия», 15, 6, 726, 1963.
2. Ревалд В. Ф. «Оптика и спектрометрия», 18, 4, 552, 1965.
3. Пенкин Н. П., Редько Т. П. «Оптика и спектрометрия», 20, 2, 197, 1966.
4. Кватер Г. С., Мейстер Т. Г. «Вестн. Ленингр. ун-та», № 9, 137, 1952.
5. Фриш С. Э., Бочкова О. П. «Вестн. Ленингр. ун-та», № 16, 40, 1961.
6. Митчелл А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы. М., ИЛ, 1937.
7. Stone P. Phys. Rev., 127, 1151, 1962.
8. Каган Ю. М. Beiträge aus der Plasma Physik, 5, 479, 1965.
9. Вайнштейн Л., Опыхтин В., Пресняков Л. ЖЭТФ, 47, 2306, 1964.
10. Hammer J. M., Aubrey B. V., Phys. Rev., 141, 146, 1966.
11. Heil H., Scott B. Phys. Rev., 145, 279, 1966.
12. Запесочный И. П., Шимов Л. Л. «Оптика и спектрометрия», 20, 5, 753, 1966.

Поступила в редакцию
7. 2 1967 г.

Кафедра
электроники