

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА РАЗРЯДА  
В ПАРАХ РТУТИ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

Ю. М. Каган и Г. А. Соболева

Исследованы оптические и электрические параметры разряда в парах ртути в интервале давлений  $1 \div 20$  мм рт. ст. Разработанный ранее метод нахождения температуры газа по контуру спектральной линии со сложной структурой применен для определения температуры атомов в парах ртути в указанном интервале давлений.

Электрические и оптические параметры положительного столба разряда в инертных газах при средних давлениях и токах исследованы в ряде работ [1-5]. Результаты зондовых и оптических исследований разряда в парах ртути в интервале давлений  $1.4 \cdot 10^{-3} \div 1.6 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. представлены в работе [6]. Некоторые результаты зондовых исследований при средних давлениях приведены в работе [1]. В данной работе приводятся результаты исследования разряда в парах ртути в интервале давлений  $1 \div 20$  мм рт. ст. Измеряются температура атомов ртути в разряде, концентрация атомов на возбужденных уровнях  $6^3P_{0,1,2}$ ,  $6^1P_1$ ,  $7^3S_1$ , концентрация электронов  $n_e$ , электронная температура  $T_e$ , градиент потенциала  $E$  на оси положительного столба разряда. В работе использована разрядная трубка диаметром 20 мм с накаливаемым катодом. В средней части трубки на оси разряда находились два цилиндрических зонда длиной 4.25 мм, диаметром 0.3 мм. Давление паров ртути в разрядной трубке определяли по температуре печи отрезка с ртутью. Температура печи, в которую была помещена вся трубка, поддерживалась более высокой и при увеличении давления изменялась в пределах  $140 \div 200^\circ \text{C}$ . Проводилась тщательная тренировка разрядной трубки при температуре печи  $200^\circ \text{C}$  и разрядном токе  $I=2$  а.

1. Параметры плазмы на оси разряда  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $E$  определялись обработкой двухзондовых характеристик [1]. Кроме того, концентрация  $n_e$  оценивалась по величине разрядного тока из соотношения  $I = \int_0^R j 2\pi r dr$ , где  $j =$

$= en_e(\rho) b_e E$  — плотность разрядного тока,  $\rho$  — расстояние от оси разряда,  $R$  — радиус трубки. Полагая, что концентрация электронов при удалении от оси изменяется по закону  $n_e(\rho) = n_{e0} I_0 \left( 2.4 \frac{\rho}{R} \right)$  ( $n_{e0}$  — концентрация электронов на оси), учитывая зависимость подвижности электронов  $b_e$  от числа столкновений при данных условиях разряда, получим для определения  $n_{e0}$  следующую формулу:

$$n_{e0} = 1.45 \cdot 10^{-3} \frac{I n_a}{E}, \quad (1)$$

где  $I$  — разрядный ток в амперах,  $n_a$  — концентрация нормальных атомов и  $E$  — напряженность поля в в/см. Значения параметров плазмы представлены в табл. 1.

Таблица 1

p, мм рт. ст.	I = 0.1 a				I = 0.5 a				I = 1 a			
	$n_{e0} \cdot 10^{-12}, \text{см}^{-3}$		E, в/см	$T_e \cdot 10^{-3}, \text{°K}$	$n_{e0} \cdot 10^{-12}, \text{см}^{-3}$		E, в/см	$T_e \cdot 10^{-3}, \text{°K}$	$n_{e0} \cdot 10^{-12}, \text{см}^{-3}$		E, в/см	$T_e \cdot 10^{-3}, \text{°K}$
	зондовые измерения	вычисленные по току			зондовые измерения	вычисленные по току			зондовые измерения	вычисленные по току		
1	2.8	2	1.49	8.100	8	10	1.14	7.500	15	13	1.05	7.600
4	4	3.4	2.69	7.000	20	18	1.79	6.700	35	32	1.62	6.900
10	12	6	3.6	6.700	52	29	2.21	6.600	110	50	2	6.700
20	30	6.3	4.6	6.500	90	29	2.61	6.300	280	50	2.43	6.400

Величины концентрации электронов, полученные в результате обработки ионной части зондовых характеристик, значительно превышают величины концентрации, вычисленной по разрядному току, начиная с давления 10 мм рт. ст. Подобные расхождения имеют место при увеличении давления и при разрядах в инертном газе [3].

2. Температура атомов ртути в разряде определялась по контурам спектральных линий, полученным с помощью интерферометра Фабри—

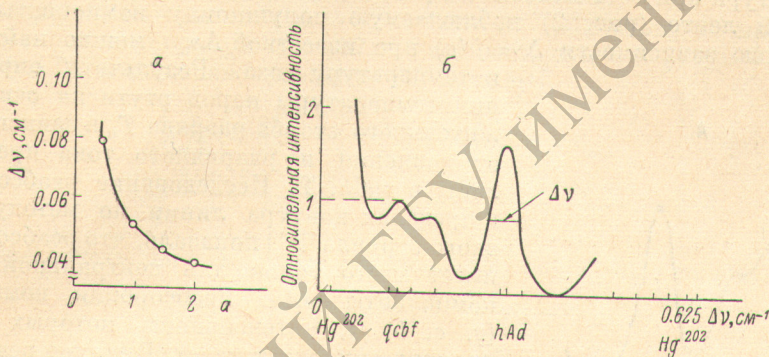


Рис. 1.

a — зависимость полуширины результирующего контура ( $\Delta\nu$ ) компоненты «А»

линии  $5461 \text{ \AA}$  от  $a = \frac{\Delta\nu_{\text{пр.}}}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}$ ; б — пример расчетного контура при  $a = 1$ .

Расстояние между зеркалами интерферометра Фабри—Перо 8 мм, область дисперсии  $0.625 \text{ см}^{-1}$ .

Перо. В плоскости входной щели спектрографа ИСП-51 получали резкое изображение средней части разряда и интерференционных колец. Скрещенные входные щели выделяли среднюю часть центрального интерференционного пятна. Регистрация контуров осуществлялась медленным изменением давления в барокамере, где находился эталон Фабри—Перо. Для измерений использована линия  $5461 \text{ \AA}$ . Сверхтонкая структура этой линии изучалась в работах [8, 9].

При малом давлении и малом разрядном токе, при расстоянии между зеркалами интерферометра  $t = 8 \text{ мм}$  можно выделить в сложной картине сверхтонкой структуры линии компоненту «А» [10]. При увеличении давления и тока происходит расширение компонент за счет увеличения температуры газа. Соседние компоненты искажают контур выбранной линии. Оценка показала, что уширением контуров за счет столкновений еще можно пренебречь по сравнению с доплеровским. Для определения температуры газа в этом случае использована ранее предложенная методика определения температуры газа по сложному контуру спектральной линии [11]. На рис. 1, а показан график, представляющий зависимость полуширины ре-

Таблица 2

P, мм рт. ст.	T, °K	I = 0.1 а			I = 0.4 а			I = 0.8 а			T <sub>R</sub> , °K
		измеренные	вычисленные		измеренные	вычисленные		измеренные	вычисленные		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	T <sub>0</sub>	430	500	480	500	540	540	600	620	620	420
	ΔT <sub>0</sub>	10	80	60	80	120	120	180	200	200	
4	T <sub>0</sub>	560	640	620	840	900	890	1040	1070	1070	440
	ΔT <sub>0</sub>	120	200	180	400	460	450	600	630	630	
12	T <sub>0</sub>	900	1100	940	1480	1560	1360	1800	1920	1600	470
	ΔT <sub>0</sub>	430	630	470	1010	1090	890	1330	1459	1130	
20	T <sub>0</sub>	1150	1660	1080	1860	2060	1600	2150	2900	1800	470
	ΔT <sub>0</sub>	680	1190	610	1390	1590	1130	1680	2430	1330	

зультулирующего контура  $\Delta\nu$  компоненты «А» от  $a = \frac{\Delta\nu_{\text{пр}}}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}$ .

При постоянной приборной ширине ( $\Delta\nu_{\text{пр}} = 0.036 \text{ см}^{-1}$ ) изменению «а» соответствует изменение доплеровской полуширины  $\Delta\nu_D$ . Пример расчетного контура при  $a=1$  показан на рис. (1, б). Определяя из записи на диаграммной ленте (рис. 2) наблюдаемую полуширину компоненты «А», с помощью зависимости  $\Delta\nu = f(a)$  при известной  $\Delta\nu_{\text{пр}}$  можно найти  $\Delta\nu_D$  и температуру газа. Результаты определения температуры паров ртути на оси положительного столба разряда  $T_0$  в зависимости от давления и разрядного тока представлены в табл. 2. Исследование реабсорбции в пределах контура линии по методу плоского зеркала [12] показало, что реабсорбция имеет место только для центральной части компоненты «А». Реабсорбция компонент ( $q, c, b, f$ ), интенсивность которых мала, практически отсутствует. Влияние реабсорбции на ширину линии учитывали, сопоставляя экспериментальный контур с расчетными, полученными при  $a=0.5, 1, 1.5, 2$ .

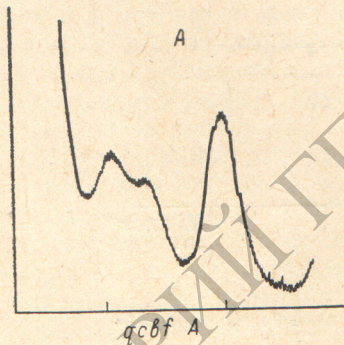


Рис. 2. Пример записи наблюдаемого контура компоненты «А» линии 5461 Å при P=4 мм рт. ст., I=0.8 а.

Из расчетных контуров выбирали тот, для которого распределение интенсивности компонент  $q, c, b, f$  малой интенсивности совпадает с экспериментальным распределением для этих компонент. Контур компоненты «А», по ширине которой определяли температуру газа, исправляли в соответствии с расчетным. За единицу интенсивности принимали интенсивность сложного контура при длине волны, соответствующей компоненте «С», интенсивность которой минимальна и на которой реабсорбция отсутствует. Приведенные в табл. 2 значения температуры газа получены с учетом влияния реабсорбции на форму контура. Точность определения температуры газа около 20%. Газовую температуру разряда можно также определить, учитывая перераспределение яркости в картине сверхтонкой структуры линии при изменении температуры [13]. Температура паров ртути, определенная по методу, изложенному в работе [13] в пределах ошибок измерения, совпадает с температурой, определенной по методу, предложенному в работе [11] и примененному в данной работе. Температура паров ртути на оси разряда вычислялась по общему уравнению для распределения температуры атомов

$$\kappa(T) \Delta T + \nabla \kappa \nabla T + Q(\rho, T) = 0, \quad (2)$$

где  $\rho$  — расстояние от оси трубки,  $Q(\rho, T)$  — количество тепла, возникающее в единицу времени и в единице объема. В наших условиях оно равно энергии, передаваемой электронами атомам при упругих столкновениях, и может быть представлено формулой

$$Q(\rho, T) = \frac{2m}{M} \nu \frac{3}{2} k(T_e - T) n_e(\rho), \quad (3)$$

где  $m$  и  $M$  — массы электрона и атома,  $T$  и  $T_e$  — температуры атомов и электронов на расстоянии  $\rho$  от оси,  $n_e(\rho)$  — концентрация электронов на расстоянии  $\rho$  от оси,  $\nu$  — число упругих столкновений на один электрон в единицу времени в  $1 \text{ см}^3$ , не зависящее в случае ртути от скорости электронов [14]. Зависимость коэффициента теплопроводности ртути от температуры имеет вид [15]

$$\nu(T) = \frac{D(1+ET)}{1+c/T} \sqrt{T}, \quad (4)$$

где  $c = 960^\circ \text{ К}$ ,  $E = 0$ ,  $D = 864 \cdot 10^{-6}$  ккал. (м. ч. град.)<sup>1/2</sup>

Введем функцию

$$F(T) = \int_0^T \frac{t^{3/2} dt}{c+t} = \frac{2}{3} T^{3/2} - 2cT^{1/2} + 2c^{3/2} \arctg\left(\frac{T}{c}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

Вид этой функции представлен на рис. 3.

Пользуясь соотношениями [3, 4], учитывая радиальную симметрию задачи, вводя переменную  $x = \rho/R$  и учитывая, что для ртути  $\nu = 5.7 \times 10^{-7} (p/kT)$ , перепишем уравнение (2) в виде

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left( x \frac{dF}{dx} \right) + \left[ \frac{a}{T(F)} - b \right] n_e(x) = 0, \quad (6)$$

$$a = \frac{3R^2 m 5.7 \cdot 10^{-7} p T_e}{DM}, \quad b = \frac{3R^2 m 5.7 \cdot 10^{-7} P}{DM}.$$

Будем искать приближенное решение уравнения (6) в виде

$$F(x) = F_R + (F_0 - F_R)(1-x^2)(1-rx^2), \quad (7)$$

где  $F_0$  — значение  $F(x)$  при  $x=0$ , а  $F_R$  — значение  $F(x)$  при  $x=1$ . Подберем коэффициенты в (7) так, чтобы  $F(x)$  точно удовлетворяло (6) в точках  $x=0$  и  $x=1$ .

Отсюда получим  $r = 1/3$

$$\left. \begin{aligned} F_0 - F_R &= A/T(F_0) - B, \\ A &= a n_{e0}/5.3, \quad B = B n_{e0}/5.3. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Так как температура стенки  $T_R$  известна, то  $F_R$  известна из (5). Зная для каждого режима разряда  $F_R$ ,  $A$  и  $B$ , решая графически уравнение (8), находим  $F_0$ . Затем, используя зависимость  $F(T)$ , находим  $T_0$ , соответствующее этому значению  $F_0$ .

Необходимые для вычисления температуры газа значения электронной температуры на оси ( $T_e$ ) и концентрации электронов  $n_{e0}$  указаны в табл. 1. В табл. 2, кроме температуры паров ртути, измеренной спектральным методом, приведены: температура паров ртути, вычисленная по значениям концентрации электронов, полученным в результате зондовых измерений (столбцы 4, 7, 10), по значениям концентрации, вычисленной по току (столбцы 5, 8, 11), температура стенки разрядной трубки ( $T_R$ ), определяемая температурой печи, где находилась трубка, и разность температуры на оси разряда, полученной указанными способами, и температуры стенки трубки ( $\Delta T_0 = T_0 - T_R$ ).

При увеличении давления и тока имеет место значительное повышение температуры паров ртути в разряде. Согласие между вычисленными зна-

чениями температуры и измеренными удовлетворительное, если использовать значения концентрации электронов, вычисленные по току.

3. Концентрация возбужденных атомов на уровнях  $6^3P_{0,1,2}$  и  $1^1P_1$  была определена по методу реабсорбции, примененному для случая спектральной линии, состоящей из нескольких компонент, контуры которых частично перекрываются [16]. По этому методу были вычислены  $N_{3P_2}l$ ,  $N_{3P_1}l$ ,  $N_{3P_0}l$ ,  $N_{1P_1}l$ , полное поглощение  $A_L$  и функции  $S(k_{\max}l)$ , учитывающая роль реабсорбции при различных значениях оптической плотности, соответствующей максимуму результирующего контура линии ( $k_{\max}l$ ), для температуры атомов ртути: 500, 1500 и 2300° К. Затем, зная длину источника  $l$  в направлении, в котором велось измерение, определялась концентрация возбужденных атомов.

Метод реабсорбции применялся при наблюдении разряда в направлении, перпендикулярном оси трубки. С помощью диафрагмы выделялась область вблизи осевой части разряда. Плоское зеркало располагалось за трубкой. Осветительная линза проектировала его на плоскость входной щели спектрографа.

Эффективный коэффициент отражения зеркала ( $r_{\text{эфф.}}$ ) определялся на слабо реабсорбированной линии ртути  $\lambda=4916 \text{ \AA}$  при  $p=10^{-3}$  мм рт. ст.,  $I=50$  ма и составлял 70%. При наблюдении разряда поперек разрядной трубки источник не является однородным, поэтому для определения концентрации атомов по известным значениям геометрическая длина источника  $l$  (диаметр трубки) должна быть

заменена эффективной длиной  $l_{\text{эфф.}} = \int_0^l \varphi(x) dx$ ,

где  $\varphi(x)$  — нормированная на единицу в максимуме функции, дающая распределение излучающих и поглощающих атомов по направлению луча. Для определения  $l_{\text{эфф.}}$  необходимо знать функции распределения излучающих и поглощающих атомов.

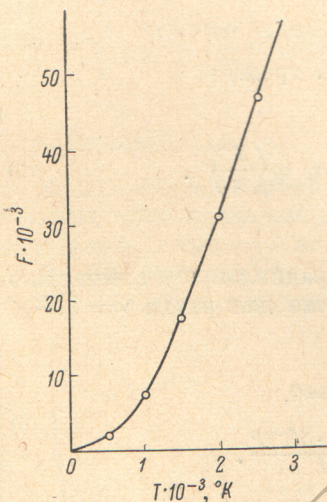


Рис. 3. Зависимость функции  $F$  от температуры газа ( $T$ ).

Эффективную длину можно определить также, определяя отношение интенсивностей излучения нереабсорбированных линий вдоль и поперек разрядной трубки, считая источник однородным при наблюдении вдоль оси разрядной трубки [4]. В исследованных режимах разряда линий, свободных от реабсорбции, в нашем распоряжении не было. Поэтому оценка эффективной длины проводилась по снимкам положительного столба разряда при различных режимах, полученных на пленке, чувствительной в видимой области спектра, при одинаковой экспозиции. Экспозиция выбиралась так, чтобы минимальная и максимальная оптические плотности почернения находились в пределах шкалы почернений микрофотометра МФ-2.

Ширину светящегося шнура можно определить с точностью до 1 мм, так как имеет место резкий спад интенсивности при удалении от оси разряда. Эффективная длина при исследованных режимах разряда изменялась в пределах  $1.7 \div 0.8$  см, уменьшаясь при данном токе с увеличением давления. При данном давлении наблюдается некоторое увеличение ширины светящегося слоя с увеличением тока. Величина эффективной длины и характер изменения в зависимости от давления и тока совпадают с результатами измерений, проведенных в инертных газах в условиях, очень близких к нашим [3, 4]. Концентрации возбужденных атомов ртути на уровнях  $3^3P_{0,1,2}$  и  $1^1P_1$ , определенные по методу реабсорбции, приведены в табл. 3.

4. Концентрация атомов на уровне  $7^3S_1$  определялась по методу лучеиспускания по формуле

$$J = N_k A_{ki} h \nu_{ki} l_{\text{эфф.}} S(k_{\max}l), \quad (9)$$

Таблица 3

p, мм рт. ст.	$N_{3P_2} \cdot 10^{-12}, \text{см}^{-3}$			$N_{3P_1} \cdot 10^{-12}, \text{см}^{-3}$			$N_{3P_0} \cdot 10^{-12}, \text{см}^{-3}$			$N_{1P_1} \cdot 10^{-12}, \text{см}^{-3}$		
	I, а											
	0.1	0.4	0.8	0.1	0.4	0.8	0.1	0.4	0.8	0.1	0.4	0.8
0.5	2.2	2.3	2.24	2.5	2.4	2.5	0.3	0.3	0.32	0.31	0.35	0.35
1	2.5	2.6	2.4	2.8	2.8	2.8	0.33	0.33	0.34	0.31	0.38	0.38
4	3.5	3.3	3.2	4	3.8	3.8	0.51	0.5	0.46	0.32	0.58	0.58
12	4.6	4.8	4.5	5	5.7	5.4	0.67	0.7	0.7	0.77	0.94	0.97
20	4.9	5.1	4.8	5.6	5.6	5.8	0.71	0.72	0.74	0.85	1.03	1.06

где  $N_k$  — концентрация возбужденных атомов;  $A_{ki}$  — вероятность перехода для данной линии;  $S(k_{\max}l)$  — функция, учитывающая роль реабсорбции;  $k_{\max}l$  — оптическая плотность, соответствующая максимуму результирующего контура. При всех известных величинах можно определить  $N_k$ . Для определения абсолютной интенсивности спектральной линии необходимо сравнить ее с известным распределением интенсивности. В качестве такого источника была использована вольфрамовая ленточная лампа СИ-16. Для упрощения расчетов расстояние от бандлампы до осветительной линзы равнялось расстоянию от линзы до среднего сечения разрядной трубки.

При определении абсолютной интенсивности спектральных линий наблюдения проводились в направлении, перпендикулярном оси разряда.

Так как разряд в трубке является объемным источником излучения, то параметры осветительной системы (радиус конденсора, расстояние от конденсора до щели и до центра трубки) выбирались так, как указано в работе [17]. Концентрация возбужденных атомов на уровне  $7^3S_1$  определялась по всем линиям триплетта по формуле

$$N_k = \frac{4\gamma_{\lambda T} \epsilon_{\lambda T} R \Delta a}{A_{ki} h \nu_{ki} l_{\text{эфф}} \cdot S(k_{\max}l) D_i} \quad (10)$$

где  $R = J_{\lambda} / J_{\lambda, T}$  — отношение интенсивности линии  $J_{\lambda}$  и интенсивности сплошного спектра соответствующей длины волны,  $\epsilon_{\lambda T}$  — излучательная способность абсолютно черного тела,  $\gamma_{\lambda T}$  — поглощательная способность источника сплошного спектра [18],  $\Delta a$  — ширина выходной щели спектрографа,  $D_i$  — линейная дисперсия спектрографа ИСП-51. Значения концентрации возбужденных атомов ртути на уровне  $7^3S_1$  приведены в табл. 4.

Таблица 4

$N_{7^3S_1} \cdot 10^{-8}, \text{см}^{-3}$	I, а	$\lambda, \text{Å}$	$p, \text{мм рт. ст.}$				
			$\lambda$				
			1.5	6	12	14	20
}	0.1	5460	3.1	9.4	33	39	—
		4358	2.6	12	34	44	—
		4046	2.8	10.4	32	37	—
	0.5	5460	33	72	112	175	270
		4358	36	73	103	185	268
		4046	35	74	109	184	260
	1	5460	10.5	137	187	—	—
		4358	108	142	182	—	—
		4046	106	141	182	—	—

## Литература

- [1] В. Захарова, Ю. Каган, К. Мустафин, Е. Перель. ЖТФ, 30, 442, 1960.
- [2] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, П. Михель, Л. Л. Нестерова. ЖТФ, 38, 1996, 1968.
- [3] Ju. B. Golubowsky, Ju. M. Kagan, B. J. Ljagustschenko, P. Michel. Beiträge Plasmaphysik, 8, 423, 1968; 9, 217, 1969.
- [4] К. С. Мустафин. Вестн. ЛГУ, сер. физ. хим., 22, 442, 1960.
- [5] Ю. М. Каган, Н. Н. Христов. Опт. и спектр., 26, 886, 1969.
- [6] Ю. М. Каган, Н. П. Пенкин. Изв. АН СССР, 14, 885, 1950.
- [7] K. Johnson, G. Malter. Phys. Rev., 80, 58, 1950.
- [8] H. Schuler, J. E. Keuston. Z. Phys., 72, 423, 1931.
- [9] H. Schüler, E. C. Jones. Z. Phys., 74, 631, 1932.
- [10] Ю. М. Каган, Б. Касмалиев. Опт. и спектр., 22, 532, 1967.
- [11] Г. А. Соболева. Изв. высш. учебн. завед., Приборостроение, № 1, 1968.
- [12] С. Э. Фриш, О. П. Бочкова. Вестн. ЛГУ, сер. физ. и хим., 16, вып. 3, 1961.
- [13] А. Г. Жиглинский, Т. Н. Хлопина. Опт. и спектр., 24, 652, 1968.
- [14] В. А. Грановский. Электрический ток в газе. Госиздат тех. теор. лит., М.—Л., 1952.
- [15] С. Бретшнайдер. Свойства газов и жидкостей. Изд. «Химия», М.—Л., 1966.
- [16] Ю. М. Каган, Б. Касмалиев, Р. И. Лягущенко. Опт. и спектр., 22, 892, 1967.
- [17] Ю. Б. Голубовский. Вестн. ЛГУ, сер. физ. и хим., 10, 64, 1967.
- [18] Г. Рибо. Оптическая пирометрия. ГТТИ, М., 1934; Техническая энциклопедия № 9, 1933.

Поступило в Редакцию 19 мая 1971 г.