

УДК 537.53

## О ЗАСЕЛЕННОСТЯХ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ НЕОНА В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ РАЗРЯДА ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

Ю. Б. Голубовский, В. А. Иванов и Ю. М. Каган

Исследовались абсолютные интенсивности 26 линий перехода  $2p^53p \rightarrow 2p^53s$  в трубках радиуса 1.2 и 2.8 см при значениях  $PR$  6, 12, 36, 60, 90 тор·см и  $i/R$  8.4, 21, 41.6, 84 и 167 ма/см. Изучались заселенности уровней конфигурации  $2p^53p$ .

В ряде предыдущих работ [1] была построена диффузионная теория положительного столба на основании модели, в которой предполагалось, что число ионизаций совпадает с полным числом неупругих соударений [2]. Была написана система уравнений, из которой вычислялись такие параметры, как концентрация электронов на оси  $n_0$ , электронная температура  $T_e$  и напряженность продольного поля  $E$ . Были установлены правила подобия, на основании которых величины  $n_0R$ ,  $T_e$  и  $E/P$  являлись функциями от величин  $PR$  и  $i/R$ , где  $i$ ,  $P$ ,  $R$  — разрядный ток, давление и радиус трубы. Сравнение теории с экспериментом дало хорошее согласие как в смысле выполнения правил подобия, так и в абсолютных значениях параметров.

Однако следует заметить, что упомянутые параметры сравнительно слабо зависят от числа ионизаций в том смысле, что изменение числа ионизаций в несколько раз ведет к изменению параметров, которые часто лежат в пределах ошибок измерений.

Представляет интерес изучение таких величин, вычисление которых сильно зависит от принятой модели столба. Такими величинами являются заселенности возбужденных уровней и интенсивности спектральных линий.

В настоящей работе были исследованы абсолютные интенсивности 26 линий, соответствующих переходам  $2p^53p \rightarrow 2p^53s$  в трубках радиуса  $R=1.2$  и  $2.8$  см при значениях  $PR$  6, 12, 36, 60, 96 тор·см и  $i/R$  — 8.4, 21, 41.6, 84 и 167 ма/см.

Измерялось распределение интенсивностей поперек разрядной трубы и с помощью преобразования Абеля [3] вычислялась мощность излучения единицы объема на оси. В условиях эксперимента реабсорбция излучения была пренебрежимо мала. С помощью измеренных интенсивностей и значений соответствующих вероятностей переходов [4] вычислялись заселенности 10 уровней конфигурации  $2p^53p$ . Заселенности каждого из уровней, определенные по разным линиям, совпадали при всех условиях достаточно хорошо. В дальнейшем приводятся усредненные по разным линиям значения.

На рис. 1 приведена упрощенная схема уровней неона. Предполагается, что уровни  $k$  системы  $2p^53s$  разрушаются благодаря ступенчатому возбуждению и ионизации. Уровни  $i$  системы  $2p^53p$  разрушаются путем спонтанного излучения. Более высокие уровни разрушаются вследствие как спонтанного излучения, так и ступенчатой и ассоциативной ионизации. Уровни

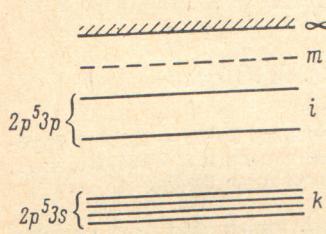
$2p^53p$  возбуждаются электронным ударом ступенчато с уровней  $2p^53s$ . Уравнение баланса для  $i$ -го уровня системы  $2p^53p$  имеет вид

$$N_i \sum_{k=1}^4 A_{ik} = n_0 \sum_{k=1}^4 N_k \langle v \sigma_{ki} \rangle, \quad \left\langle v \left( \sum_m x_m \sigma_{km} + \sigma_{k\infty} \right) \right\rangle n_0, \quad (1)$$

где суммирование выполняется по четырем нижним уровням конфигурации  $2p^53s$ ; при расчете использовались вероятности переходов  $A_{ik}$  и скорости возбуждения  $\langle v \sigma_{ki} \rangle$ , взятые из работы [5].

Из уравнения (1) видно, что для расчета заселенности верхних уровней  $N_i$  необходимо знание заселеностей  $N_k$  на каждом из четырех нижних уровней конфигурации  $2p^53s$ .

Ввиду отсутствия надежных данных о сечениях электронного перемещивания нижних уровней нецелесообразно писать уравнение баланса для каждого из этих уровней.



Для расчета заселеностей нижних уровней был использован следующий приближенный метод. Суммарная заселенность уровней  $2p^53s$  определяется из уравнения баланса вида

$$\sum_k \alpha_{0k} = \sum_k N_k, \quad (2)$$

где  $0 < X_m < 1$ .

В том случае, когда верхний уровень  $m$  целиком опустошается безызлучательно путем ступенчатой или ассоциативной ионизации,  $X_m = 1$ . В том случае, если опустошение уровня  $m$  происходит путем излучения, в результате которого атом в конце концов приходит в возбужденные состояния  $2p^53s$ ,  $X_m = 0$ . В промежуточном случае величина  $X_m$  определяется соотношением между вероятностями излучательного и безызлучательного опустошения уровня.

В уравнениях (1) и (2) мы не учли удары 2-го рода с электронами, так как соответствующие сечения заметно меньше, чем сечения процессов ступенчатого возбуждения и ионизации.

В уравнении (2) слева стоит полное число возбуждений электронным ударом на уровне  $2p^53s$  из основного состояния;  $\sigma_{km}$  — сечение возбуждения электронным ударом из состояния  $2p^53s$  тех уровней  $m$ , разрушение которых определяется ассоциативной и ступенчатой ионизацией;  $\sigma_{k\infty}$  — сечение ступенчатой ионизации с уровнем  $2p^53s$ . В рамках нашей модели, в которой пренебрегается выходом резонансного излучения, величина  $\sum \alpha_{0k}$  практически совпадает с полным числом ионизаций  $I$ .

Заселенность каждого из уровней  $N_k$  вычислялась в предположении, что они заселены пропорционально статистическим весам. Эксперимент [7] показывает, что это приближенно выполняется для уровней  ${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2$ . Уровень  ${}^1P_1$  ввиду его малой заселенности можно не принимать во внимание. Тогда для суммарной заселенности на нижних уровнях  $N$  получим

$$N = \frac{I \sum_k g_k}{n_0 \sum_k g_k \langle v \sigma \rangle}, \quad (3)$$

где  $\sigma = \sum_m x_m \sigma_{km} + \sigma_{k\infty}$ ;

$$N_i = \frac{I \sum_k g_k \langle v \sigma_{ki} \rangle}{\sum_k A_{ik} \sum_k g_k \langle v \sigma \rangle}. \quad (4)$$

В диффузационной теории положительного столба имеет место соотношение

$$I = n_0 D_a \frac{t_0^2}{R^2}, \quad (5)$$

где  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии, а  $t_0$  — численный множитель, зависящий в общем случае от параметров разряда  $PR$  и  $i/R$  [1].

Точное определение  $X_m$  в формуле (2) требует знания большого числа сечений различных элементарных процессов.

Поэтому расчеты проводились для двух предельных случаев:  $X_m=1$  и  $X_m=0$ . Сечения вычислялись по классической формуле Томсона. Так как уровни  $k$  энергетически близки, то величины ( $v\sigma$ ) для всех этих уровней практически одинаковы.

Из формул (3)–(5) следуют правила подобия. Величины  $N_i R^2$  и  $NR$  являются функциями  $PR$  и  $i/R$  при условии, что температура стенки имеет одинаковое значение. Так как температура стенки сравнительно слабо меняется при изменении условий разряда, а параметры разряда слабо зависят от температуры стенки, то указанные правила подобия приближенно справедливы, даже если температура стенки меняется. Указанные правила подобия были получены ранее в работе [6].

Таблица 1  
Суммарные заселенности  $2p^53p$  системы:  $\Sigma N_i R^2 \cdot 10^{-7}$

$(i/R)$ ма/см	$PR$ , тор · см				
	6	12	36	60	96
8.4	I	9	4.1	1.6	0.96
	II	18.7	12.5	6.5	4.1
	III	35	17	7	4.5
21	I	24	10.4	3.7	2.7
	II	48	37.6	16	14
	III	98	53	16	11.5
41.6	I	56	24	12	6.8
	II	126	120	125	55
	III	224	106	52	32
84	I	124	57	34	20
	II	238	250	414	700
	III	540	300	177	104
167	I	280	156	79	56
	II	430	300	660	1200
	III	1400	844	472	330

Примечание. I — рассчитанные значения в случае  $X_m=1$ ; II — экспериментальные значения,  $R=1.2$  см; III — рассчитанные значения в случае  $X_m=0$ .

В табл. 1 приведены рассчитанные в двух предельных случаях  $X_m=0$  и  $X_m=1$  и измеренные величины суммарной заселенности для уровней  $2p^53p$  для трубы  $R=1.2$  см в зависимости от условий разряда.

Из табл. 1 видно, что для большинства условий экспериментальные значения лежат между теоретическими значениями, вычисленными для двух предельных случаев.

Только для  $PR=60$  и 96 наблюдаются резкие расхождения между теорией и экспериментом для значений  $i/R$ , больших чем те значения, при которых происходит скачкообразный переход диффузного разряда в контрагированный. Такого же типа расхождения наблюдались при тех же условиях и для других параметров плазмы [7]. На рис. 2 приведены значения хода интенсивности для некоторых линий в переходах  $3p-3s$  на оси разряда в относительных единицах в зависимости от  $i/R$  для четырех зна-

чений  $PR$  [7]. Для давлений 36 тор. см и ниже экспериментальная кривая лежит между теоретическими, рассчитанными для двух предельных случаев. Для более высоких  $PR$  наблюдаются упомянутые выше резкие расхождения и виден скачкообразный характер перехода от диффузного разряда к контрагированному.

Измерялись значения отношений  $(N_i)_1 R_1^2 / (N_i)_2 R_2^2$  в широкой ( $R_1 = 2.8$  см) и узкой ( $R_2 = 1.2$  см) трубках для различных условий разряда. В силу правил подобия эти отношения должны быть равны единице.

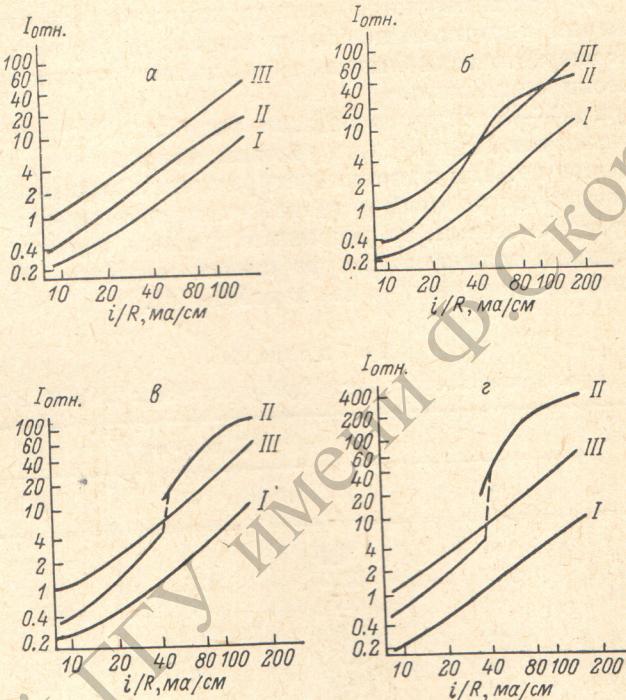


Рис. 2. Интенсивности линий на оси разряда в зависимости от  $PR$ .

$a - PR=12, b - PR=36, c - PR=60, d - PR=96$  тор. см.  
Обозначения I, II, III такие же, как и в табл. 1.

Экспериментальные значения достаточно близки к единице, и отношения не превосходят полутора раз, что свидетельствует о выполнении правил подобия. Даже при больших  $PR$  и  $i/R$  правила подобия выполняются достаточно хорошо. Выполнение правил подобия для величины  $N_i R^2$  свидетельствует о хорошем выполнении правил подобия для параметров плазмы, особенно для электронной температуры  $T_e$ . Очевидно,

Таблица 2  
Значения суммарной заселенности  $N \cdot R \cdot 10^{-11}$  системы  $2p^53s$

	$PR$ , тор. см									
	12					36				
	$(i/R)$ , ма. см									
	8.4	21	41.6	84	167	8.4	21	41.6	84	167
I	5.2	5.1	5.8	7.75	9.05	1.67	1.88	2.23	3.44	4.05
II	10.3	12.5	14.8	14.8	14.3	5.7	9.1	12	12.5	10
III	22.4	21.8	25.4	35	49	7.5	8.1	9.65	18	24

Примечание. Обозначения I, II, III такие же, как в табл. 1.

что для относительных заселеностей близких уровней влияние электронной температуры  $T_e$  уменьшается и правила подобия выполняются значительно лучше. В табл. 2 приведены экспериментальные значения суммарной заселенности нижних уровней  $2p^53s$  для двух значений  $PR$  и различных  $i/R$  [7]. Как видно из этой таблицы, во всех случаях экспериментальные значения лежат между теоретически вычисленными для двух предельных случаев.

### Литература

- [1] Ju. B. Golubovsky, Ju. M. Kagan, R. J. Ljaguschenko, P. Mischel. Beitr. Plasmaphys., 8, 423, 1968; 10, 265, 1970.
- [2] Ю. М. Каган, Р. И. Лягушенко. Опт. и спектр., 17, 168, 1964.
- [3] R. Rompe, M. Steenbeck. Ergebn. der Plasmaphys. und Gaselektronik, 1, Berlin, 1967.
- [4] W. L. Wiesl, N. W. Smith, B. M. Glennon. Atomik Transition Probabilities, vol. 1, New York, 1966.
- [5] Л. А. Вайнштейн, Л. А. Минаева. Ж. прикл. спектр., 9, 60, 1968.
- [6] S. Pfauf, A. Rutschner, K. Wojaczek. Beitr. Plasmaphys., 9, 333, 1969.
- [7] П. Михель. Канд. дисс., Л., 1970.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1971 г.