

## РАЗРУШЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ УРОВНЕЙ НЕОНА ЭЛЕКТРОНАМИ В РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. З. Ионих, Н. П. Пенкин и А. В. Самсон

Измерены константы скорости разрушения электронами метастабильных уровней неона в разряде при давлении порядка десятых тора. Полученные значения при  $kT_e = 9$  эВ равны:  $(5 \pm 2) \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с для  $s_5$ - и  $(9 \pm 3) \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с для  $s_3$ -уровней. Показано, что в таких условиях основным процессом дезактивации каждого из этих состояний электронами является ступенчатое возбуждение уровней  $2p^53p$  с последующим радиационным переходом на три остальных уровня конфигурации  $2p^53s$ .

В газоразрядной плазме низкого давления ( $p \leq 10$  тор) в неоне основным процессом разрушения метастабильных уровней, помимо дезактивации на стенках трубки, являются столкновения с электронами. Константа скорости (КС) этого процесса измерена в работе [1], однако эти результаты получены в послесвечении, поэтому соответствуют электронам с тепловой энергией в неприложимы к разряду. В настоящей работе КС разрушения метастабильных атомов неона электронным ударом измерены в тлеющем разряде методом оптической накачки.

Исследовался разряд в неоне при давлении 0.065—0.12 тор и разрядном токе 10—150 мА в стеклянной трубке диаметром 2.5 см. Параллельно ей располагались 4 трубки накачки, в которых также горел разряд в неоне при  $p \sim 1$  тор и  $i \sim 0.3$  А. Наиболее яркие линии накачки, на порядок превышавшие по яркости другие линии, возникали при переходах  $2p^53s-2p^53p$ . В результате поглощения этих линий и дальнейшего переизлучения происходило перераспределение заселенности уровней  $3s$  в основном разряде: заселенность метастабильных уровней  $s_5$  и  $s_3$  (обозначения пашеновские) уменьшалась на 25 ÷ 60%, резонансных  $s_2$  и  $s_4$  увеличивалась на 3 ÷ 6%. Измерение заселенности уровней  $3s$  проводилось методом поглощения (подробнее экспериментальная установка и методика измерений описаны в статье [2]).

В условиях стационарности заселенность уровней  $2p^53s$  описывается системой уравнений следующего вида:

$$n\beta_{0i}N_0 + n \sum_{j \neq i} \beta_{ji}^* N_j = N_i (l_i + \beta_i n). \quad (1)$$

Здесь  $N_0$  — концентрация нормальных атомов,  $n$  — электронов,  $N_i$  ( $N_j$ ) — заселенность  $i$ -го ( $j$ -го) уровня конфигурации  $2p^53s$  ( $i, j=1, 2, 3, 4$  отвечает соответственно уровням  $s_5, s_4, s_3, s_2$ ),  $\beta_{0i}$  — КС прямого электронного возбуждения уровня  $i$  (с учетом каскадов),  $\beta_i$  — КС разрушения уровня  $i$  электронным ударом,  $l_i$  — скорость (вероятность в единицу времени) диффузионных потерь для метастабильных атомов и радиационного распада для резонансных. Через  $\beta_{ji}^*$  обозначена суммарная КС передачи возбуждения электронами с уровня  $j$  на уровень  $i$  как непосредственно, так и через промежуточные уровни более высоких конфигураций

$$\beta_{ji}^* = \beta_{ji} + \sum_r \beta_{jr} a_{ri}. \quad (2)$$

где  $q_{r,i}$  — отношение числа атомов, переходящих в единицу времени из состояния  $r$  в состояние  $i$  (непосредственно или через промежуточные уровни) к полному числу распадов уровня  $r$ . Суммирование в (2) ведется по всем уровням  $2p^53p$  и более высоких конфигураций.

Как показано в работе [3], при низких давлениях ( $p \leq 0.3$  тор) оптическая накачка не вызывает изменения напряженности поля в положительном столбе разряда в неоне при фиксированном токе. Поэтому электронная концентрация и все константы скоростей при включении накачки не меняются.

Изменения же заселенности уровней  $3s$ , как это следует из (1), связаны системой уравнений следующего вида:

$$n \sum_{j \neq i} \beta_{ji}^* \Delta N_j + X_i = (l_i + \beta_i n) \Delta N_i, \quad (3)$$

где через  $X_i$  обозначена разность скоростей прихода и ухода атомов в состоянии  $i$  в единице объема под действием накачки

$$X_i = \sum_{j \neq i} (a_{ji} N_j - a_{ij} N_i), \quad a_{ji} \equiv b \sum_k I_{kj} f_{jk} \lambda_{kj} \frac{A_{ki}}{A_k}. \quad (4)$$

Здесь индекс  $k$  отвечает уровням конфигурации  $2p^53p$ ,  $b$  — множитель, зависящий от абсолютной яркости излучения накачки и геометрии системы,  $I_{kj}$  — относительная яркость линии  $k \rightarrow j$  в спектре накачки,  $f_{jk}$  и  $\lambda_{kj}$  — сила осциллятора и длина волны этой линии,  $A_{ki}$  — вероятность перехода  $k \rightarrow i$ ,  $A_k$  — полная вероятность радиационного распада уровня  $k$ .

Изменение заселенности резонансных уровней под действием накачки было в наших условиях на 2–3 порядка меньше, чем метастабильных. Поэтому уравнения (3) можно упростить; в частности, для метастабильных состояний получаем

$$\frac{X_1}{\Delta N_1} = l_1 + \gamma_1 n, \quad \frac{X_3}{\Delta N_3} = l_3 + \gamma_3 n, \quad (5)$$

где

$$\gamma_1 = \beta_1 - \frac{\Delta N_3}{\Delta N_1} \beta_{31}^*, \quad \gamma_3 = \beta_3 - \frac{\Delta N_1}{\Delta N_3} \beta_{13}^*. \quad (6)$$

Отношение  $\Delta N_3/\Delta N_1$  менялось с изменением условий эксперимента не более чем на 15%. Электронная температура при этом также была практически постоянной (с точностью до 20%). Поэтому величины  $\gamma_1$  и  $\gamma_3$  можно было считать константами, и отношения  $X_1/\Delta N_1$  и  $X_3/\Delta N_3$  при фиксированных давлениях (т. е. при постоянных  $l_1$  и  $l_3$ ) должны были линейно зависеть от  $n$ .

Величины  $X_1$  и  $X_3$  рассчитывались, с точностью до постоянного множителя  $b$ , по формулам (4) с использованием измеренных значений  $I_{kj}$ . Концентрация электронов определялась зондовым методом. Полученные отношения  $X_i/\Delta N_i$  ( $i=1, 3$ ), представленные как функции  $n$ , действительно дают набор точек, группирующихся вблизи прямых. Из этих прямых определяются (с точностью до множителя  $b$ ) величины  $l_i$  и  $\gamma_i$ , а их отношение находится однозначно. Рассчитав, далее, по известным коэффициентам диффузии [4] скорость диффузионных потерь  $l_i$ , мы найдем величины  $\gamma_i$ . Различие между  $\gamma_i$ , определенными для разных давлений газа в трубке, оказалось незначительным на уровне значимости 0.2. Усредненные по всем экспериментальным условиям величины  $\gamma_i$  равны:  $(5.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с для  $s_2$  и  $(5.2 \pm 1.4) \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с для  $s_3$ . Доверительный интервал соответствует доверительной вероятности 0.95.

Для дальнейшего анализа мы сделаем вполне естественное и подтвержденное дальнейшими результатами предположение о том, что  $\beta_{31}^*$  не превосходит заметно  $\beta_1$ . Из-за малости  $\Delta N_3/\Delta N_1$  (в среднем 0.15) можно тогда в первом приближении положить  $\gamma_1 \approx \beta_1$  и, следовательно,  $\beta_1 \approx 5.0 \times$

$10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с. Это всего в 1.5 раза меньше КС разрушения уровня  $s_5$  в результате ступенчатого возбуждения уровней  $3p$ , т. е. величины

$$\beta_{1^{(s)}} = \sum_{j \neq 1} \sum_k \beta_{1k} \frac{A_{kj}}{A_k}, \quad (7)$$

где  $\beta_{1k}$  — константы скорости ступенчатого возбуждения, измеренные в работе [2] для условий, совпадающих с рассматриваемыми.

Точно так же величина  $\beta_3$ , которая может быть найдена с помощью описанной ниже процедуры, почти совпадает (отличие меньше 10%) с величиной

$$\beta_{3^{(s)}} = \sum_{j \neq 3} \sum_k \beta_{3k} \frac{A_{kj}}{A_k},$$

где  $\beta_{3k}$  взяты из теоретической работы [7].

Близость величин  $\beta_i$  и  $\beta_i^{(s)}$  (различие между ними не превышает ошибки измерений и расчетов) позволяет заключить, что основным каналом разрушения уровней  $s_5, s_3$  при электронном ударе является возбуждение уровней  $3p$  с последующим излучением на остальные три уровня конфигурации  $2p^53s$ . Этот факт кажется вполне понятным по следующим соображениям: 1) при возбуждении атомов, находящихся в состояниях  $2p^53s$ , с наибольшей вероятностью должно происходить заселение уровней  $3p$ ; 2) КС ступенчатой ионизации, рассчитанная по данным работы [5], равна  $0.6 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с, что почти на порядок меньше, чем  $\beta_i^{(s)}$ ; 3) КС непосредственного перевода атома с одного из уровней  $2p^53s$  на другие уровни той же конфигурации не может быть большой из-за близости уровней. Так, даже если предположить, что эффективное сечение такого процесса равно  $10^{-14}$  см<sup>2</sup> от порога до энергии 2.3 эВ (что составляет 10 пороговых энергий для процесса  $s_5 \rightarrow s_2$ ), КС его в разряде при электронной температуре  $kT_e = 9$  эВ (средняя температура для наших условий) равна  $1 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с. 4) КС удара 2-го рода с переводом атома из  $s_5, s_3$  в основное состояние, оцененная из принципа детального равновесия, по данным работы [6], порядка  $10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с.

Таким образом, можно положить

$$\beta_i = \sum_{j \neq i} \sum_k \beta_{ik} \frac{A_{kj}}{A_k}. \quad (8)$$

Разумнее, однако, перейти от уравнений (8) к уравнениям, зависящим не от абсолютных, а от значительно более точных относительных значений  $\beta_{ik}$

$$\frac{\beta_i}{\beta_{ij}^*} = \frac{\sum_{j \neq i} \sum_k \beta_{ik} \frac{A_{kj}}{A_k}}{\sum_k \beta_{ik} \frac{A_{kj}}{A_k}},$$

где  $i = 1, 3, j \neq i$ . Эти равенства вместе с соотношениями (6) дают 8 уравнений для 8 неизвестных:  $\beta_i, \beta_{ij}^*$ . Решение этой системы приведено в табл. 1.

Константы скорости (в единицах  $10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с) разрушения метастабильных уровней неона электронами;  $i$  — начальное состояние атома,  $j$  — конечное,  $kT_e = 9$  эВ, доверительная вероятность 0.95

i	j				Сумма
	$s_5$	$s_3$	$s_2$	$s_4$	
$s_5$	—	$0.7 \pm 0.3$	$1.6 \pm 0.7$	$2.5 \pm 1$	$5 \pm 2$
$s_3$	$2.3 \pm 0.6$	—	$0.9 \pm 0.3$	$5.5 \pm 1.5$	$9 \pm 3$

Полученные значения  $\beta_i, \beta_{ij}^*$  отвечают средней электронной температуре,  $kT_e = 9$  эВ. Перейти к другой температуре можно, приближенно полагая их пропорциональными  $e^{-\epsilon/kT_e}$ , где  $\epsilon \approx 2$  эВ (энергия возбуждения  $3p$  из  $3s$ ). Такая аппроксимация имеет смысл до  $kT_e \sim 4-5$  эВ (что соответствует давлению порядка тора). При меньших значениях  $kT_e$  она может оказаться чересчур грубой. Кроме того, при  $kT_e \leq 2-3$  эВ эффективность разрушения метастабильных уровней электронами в результате непосредственного перевода  $3s$ -атомов в другие состояния той же конфигурации может стать сравнимой с разрушением через промежуточные уровни  $3p$ .

Вклад исследуемых процессов в разрушение метастабильных уровней неона в разряде можно проиллюстрировать следующими цифрами. Скорость разрушения уровня  $s_5$  электронным ударом больше скорости ухода атомов на стенки трубки начиная со значений  $N_0 n R^2 \approx 5 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-4}$  ( $R$  — радиус трубки), что для  $R \sim 1$  см,  $p \sim 0.1$  тор соответствует разрядному току  $\sim 50$  мА. Для уровня  $s_3$  соответственно получается  $3 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-4}$  и 30 мА.

Рассмотренные реакции могут быть также существенными для заселения уровней  $2p^5 3s$ . Ввиду того что практически всегда заселенность уровня  $s_5$  заметно больше заселенности остальных трех уровней, наиболее значительной оказывается передача с  $s_5$  на последние. Оценки показывают, что в тех условиях, когда  $N_0 n R^2$  намного превосходит указанные выше значения, около половины числа возбуждений уровней  $s_2, s_3, s_4$  происходит в результате соударений  $\text{Ne}(s_5)$  с электронами.

#### Литература

- [1] A. V. Phelps. Phys. Rev., 114, 1011, 1959.
- [2] А. В. Самсон. Опт. и спектр., 42, 570, 1977.
- [3] Ю. З. Ионих, Н. П. Пенкин, А. В. Самсон. Вестн. ЛГУ, № 4, 51, 1976.
- [4] A. V. Phelps, I. P. Molnar. Phys. Rev., 89, 6, 1953.
- [5] A. J. Dixon, M. F. A. Harrison, A. C. H. Smith. Proc. 11th ICPEAC, Beograd, 1973, 1, 405.
- [6] В. Ф. Ревалд. Опт. и спектр., 18, 552, 1965.
- [7] Л. А. Вайнштейн, Л. А. Минаева. Ж. прикл. спектр., 9, 60, 1968.

Поступило в Редакцию 23 марта 1977 г.