

Литература

- [1] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. Госиздат, физ.-мат. лит., 1963.
- [2] С. Е. Моогге. Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stand., Circ. № 467, vol. III, 1958.
- [3] М. Н. Смолкин, Н. Б. Бердников. Опт. и спектр., 14, 414, 1963.
- [4] М. А. Ельяшев. Атомная и молекулярная спектроскопия. Госиздат, физ.-мат. лит., 1962.

Поступило в Редакцию 9 августа 1971 г.

УДК 539.186

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ СОУДАРЕНИЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ КАДМИЯ С МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Г. А. Весничева и Н. П. Пенкин

При разряде в парах металлов, в газах и их смесях в тех случаях, когда концентрации электронов в плазме достаточно велики, может быть существенна роль соударений возбужденных атомов с медленными электронами. Такие соударения приводят к переходам между близкими возбужденными уровнями атомов.

Сведения о сечениях подобных процессов практически отсутствуют. Определение таких сечений прямыми методами (при возбуждении в электронном пучке) представляет собой сложную задачу. Исследование же плазмы различными экспериментальными методами позволяет иногда определить такие сечения.

Уравнение стационарности для возбужденного уровня в плазме можно записать в следующем виде:

$$\Delta N_{0j} + \sum_{i < j} \Delta N_{ij} + \sum_{k > j} \Delta N_{kj} + \Delta N_{jat} = N_j (\beta_{\text{диф.}} + \beta_{\text{изл.}} + \beta_e + \beta_a). \quad (1)$$

Здесь члены слева определяют различные процессы заселения уровня j (прямое, ступенчатое электронное возбуждение, каскадные переходы и возбуждение при соударениях с атомами). Члены справа соответственно представляют собой разрушение уровня за счет диффузии, излучения и соударений с электронами и атомами.

Проведенное нами исследование кадмиевой плазмы дало возможность определить эффективные сечения перераспределения атомов между уровнями $5^3P_{0,1,2}$ кадмия при соударениях с электронами.

Измерения проводились в плазме в смеси паров кадмия с инертными газами. При добавлении инертного газа в кадмиевую плазму изменяются основные электрокинетические характеристики плазмы — концентрация электронов и функция распределения электронов по энергиям. Концентрация электронов возрастает, причем добавление газа в количестве 1 мм рт. ст. приводит к увеличению концентрации электронов почти на порядок. Функция распределения меняется так, что увеличивается доля медленных электронов, а средняя энергия электронов уменьшается.

Кроме того, в случае разряда в смеси уменьшается вероятность гибели возбужденных атомов на стенках разрядной трубки и увеличивается роль объемных процессов. Все это приводит к тому, что в случае разряда в смеси роль переходов между возбужденными подуровнями 5^3P_{012} CdI при соударениях с электронами возрастает.

В плазме в смесях Cd + Kr и Cd + Xe были проведены измерения следующих величин.

1. Методом второй производной были измерены концентрации электронов (N_e) и функции распределения их по энергиям ($F(v)$) при различных давлениях и различных разрядных токах [1].

2. Концентрации нормальных (N_0) и возбужденных (N_j) атомов кадмия были измерены методом кривов Рождественского [1].

3. По спаду излучения резонансной линии 3261 Å в послесвечении плазмы определена величина эффективного времени жизни уровня 5^3P_1 ($\tau_{\text{эфф.}}$).

Полученные результаты показали следующее:

1) концентрации возбужденных атомов изменяются немонотонно при изменении давления газа;

2) с ростом величины разрядного тока концентрации атомов на метастабильных уровнях 5^3P_0 и 5^3P_2 достигают насыщения значительно раньше, чем на излучающем уровне 5^3P_1 ;

3) эффективное время жизни атомов кадмия в состоянии 5^3P_1 в послесвечении не зависит от величины тока ($I \leq 600$ ма) при разряде в парах кадмия и меняется с током и давлением при разряде в смеси.

Чтобы объяснить наблюдаемые на опыте зависимости были проведены оценки отдельных членов уравнения (1). Число прямых возбуждений рассчитывалось с использованием известных величин N_0 , N_e , $F(V)$, а также $Q(V) = Q(V_{\max})g(V)$ [2, 4]. Кроме того, учитывались: 1) процессы ступенчатого возбуждения уровней 6^3S_1 , 5^1P_1 , n^1S_0 , n^1D_2 и n^1P_1 и ступенчатой ионизации с уровней 5^3P_j ; 2) удары второго рода, переводящие атомы в основное состояние, и переходы между подуровнями 5^3P_0 и 5^3P_1 при соударениях с атомами кадмия и криптона; 3) разрушение уровней из-за излучения и гибели атомов на стенках разрядной трубки. Сечения всех перечисленных процессов для атома кадмия известны [2, 3]. Число разрушений уровня 5^3P_1 вследствие излучения определялось по измеренным величинам $\tau'_{\text{эфф.}}$ и $N_{5^3P_1}$.

Если не учитывать переходы между подуровнями $5^3P_{0,1,2}$ при соударениях с электронами, то сравнение числа заселений уровней с числом разрушений их за счет всех указанных процессов показало, что при изменении условий разряда наблюдается несоответствие в их ходе. Причем это несоответствие возрастает при увеличении давления газа и плотности разрядного тока. В случае же разряда в парах кадмия (без газа) число заселений уровня хорошо совпадает с числом разрушений его. Полученные несоответствия в ходе чисел заселений и разрушений уровней указывает на необходимость учета перераспределения атомов между уровнями $5^3P_{0,1,2}$ при соударениях с электронами. Аналогичный вывод следует и из анализа результатов, полученных при исследовании распадающейся плазмы в смеси.

Уравнение стационарности (1) для уровня 5^3P_1 CdI можно записать в следующем виде:

$$\Delta_e N_{0 \rightarrow 3P_1} + \sum_{i=0,2} \Delta_e N_{3P_i} - 3P_1 + \Delta_a N_{3P_0 \rightarrow 3P_1} = \\ = N_{3P_1} \left\{ \beta_{\text{изл.}} + \beta_{\text{диф.}} + \beta_{a(3P_1 \rightarrow 3P_0)} + \sum_{i=0,2} \beta_{e(3P_1 \rightarrow 3P_i)} + \sum \beta_{e(3P_1 \rightarrow j)} \right\}, \quad (2)$$

где $j = n^1S_0, n^1P_1, n^1D_2$.

Отсюда, используя сведения о скоростях различных процессов, можно оценить сечения перераспределения атомов между уровнями $5^3P_{0,1,2}$ при соударениях с электронами.

При расчете чисел переходов между уровнями 5^3P_j мы пользовались максвелловской функцией распределения электронов с T_e , определенной по средней энергии, так как при давлении газа от 0.5 до 2.5 мм рт. ст. отклонения в распределении наблюдаются лишь в области быстрых электронов. Число переходов между уровнями i и k определяется следующим выражением:

$$\Delta N_{ik} = N_i N_e \int_{V'_k}^{\infty} Q_{ik}(V) F(V) \sqrt{V} dV = \\ = N_i N_e Q(V_m) \int_{V'_k}^{\infty} g_{ii}(V) F(V) \sqrt{V} dV = N_i N_e \langle Qv \rangle. \quad (3)$$

Решив систему уравнений типа (2), можно определить величины ΔN_{ik} , а следовательно, и $\langle Qv \rangle$. Чтобы оценить значение сечения в максимуме функции возбуждения, нужно знать вид этой функции. Сведений об измерении подобных функций в литературе нет.

Анализ результатов многих экспериментальных работ показывает, что для сходных атомов наблюдается сходство в виде соответствующих функций подобных процессов. Поэтому для вида функции возбуждения мы воспользовались результатами квантово-механического расчета [5] для перехода $6^3P_1 \rightarrow 6^3P_2$ в атоме ртути. Функция, рассчитанная Яворским, хорошо аппроксимируется функцией Фабриканта [6] с $V_m - V_0 = 0.5$ в. Для других переходов мы воспользовались функцией, подобной этой.

Решая систему уравнений вида (1) с использованием результатов, полученных для стационарной и распадающейся плазмы, можно получить величины сечений в максимуме функции возбуждения для переходов $5^3P_0 \rightarrow 5^3P_1$ и $5^3P_1 \rightarrow 5^3P_2$

$$Q_{3P_0 \rightarrow 3P_1}(V_m) = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, \quad Q_{3P_1 \rightarrow 3P_0}(0) = 0.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, \\ Q_{3P_1 \rightarrow 3P_2}(V_m) = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, \quad Q_{3P_2 \rightarrow 3P_1}(0) = 1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2.$$

Сечения обратных переходов рассчитывались на основании принципа детального равновесия.

Роль переходов между возбужденными состояниями существенно зависит от условий в плазме.

$P_{\text{Kr}},$ мм рт. ст.	$N_0 \cdot 10^{-10},$ см $^{-3}$	$\Delta N_3 P_0 - {}^3P_1,$ см $^{-3}$	$\Delta N_3 P_1 - {}^3P_0,$ см $^{-3}$	$\Delta N_3 P_1 - {}^3P_2,$ см $^{-3}$	$\Delta N_3 P_2 - {}^3P_1,$ см $^{-3}$
0	1	$1.8 \cdot 10^{14}$	$2.1 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^{14}$
0.6	6	$1.5 \cdot 10^{15}$	$3.3 \cdot 10^{14}$	$2.6 \cdot 10^{15}$	$2.2 \cdot 10^{15}$
1.0	9	$4.8 \cdot 10^{15}$	$3.3 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{15}$	$2.8 \cdot 10^{15}$
2.0	10	$6.7 \cdot 10^{15}$	$3.6 \cdot 10^{14}$	$3.2 \cdot 10^{15}$	$3.0 \cdot 10^{15}$

В таблице приведены величины ΔN_{ik} при $P_{\text{Cd}} = 2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. ($N_0 = 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$), токе 100 ма и различных давлениях газа. Из приведенных результатов видно, что при $P_{\text{Kr}} = 2$ мм рт. ст. преобладают переходы $5^3P_0 - 5^3P_1$ по сравнению с обратными; они составляют 30% от общего числа заселений уровня 5^3P_1 . В тех же условиях переходы $5^3P_1 - 5^3P_2$ и $5^3P_2 - 5^3P_1$ практически компенсируют друг друга.

Литература

- [1] Г. А. Весничева, Н. П. Пенкин. Опт. и спектр., 23, 878, 1967.
- [2] Н. П. Пенкин, Т. П. Редько. Опт. и спектр., 20, 197, 1966; 22, 699, 1967; 23, 650, 1967.
- [3] A. J. Voronin, V. A. Kvilidze. Theoret. chem. acta, 8, 334, 1967.
- [4] И. П. Запесочный, В. С. Шеверс. ДАН СССР, 141, 595, 1961.
- [5] В. М. Javorosky. J. Phys., 10, 476, 1946.
- [6] В. А. Фабрикант. ДАН СССР, 17, 245, 1937; Сб. тр. ВЭИ, вып. 41, 1940.

Поступило в Редакцию 21 июля 1971 г.

УДК 539.196.5

О ВОЗБУЖДЕНИИ МОЛЕКУЛЫ ОКИСИ АЗОТА МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

М. М. Повч, В. В. Скубенич и И. П. Запесочный

До настоящего времени по исследованию электронного возбуждения молекулы NO в известной нам литературе имеются только две работы [1, 2]. При этом в работе [1] измерены функции возбуждения трех полос окиси азота в видимой области спектра, которые приписывались молекуле NO $^+$. В работе [2] возбуждение NO проводилось при энергии электронов 13 кэв. В этом случае в спектре излучения наблюдались только линии атомов азота и кислорода и некоторые полосы N_2^+ . Такое ограниченное количество работ объясняется рядом причин: трудностью получения чистой окиси азота, термодиссоциацией NO на горячем катоде, ослаблением излучения за счет резонансного поглощения и др.

Нами измерены оптические функции возбуждения спектральных полос двух систем молекулы NO: β -системы (электронный переход $B^2\Pi \rightarrow X^2\Pi$) и γ -системы (электронный переход $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$) [3]. Возбуждение молекулы NO проводилось в газонаполненной прогреваемой ячейке, выполненной в форме полого куба из нержавеющей стали и имеющего отверстия для непрерывной подачи исследуемого газа и ввода электронного пучка, а также отверстие для вывода излучения, закрытое вакуумноплотно кварцевым окошком. Ячейка помещалась в высоковакуумную камеру, откачиваемую до давления $\sim 1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Исследуемый газ мог выходить из ячейки практически только через отверстие диаметром 1.3 мм для ввода электронного пучка. Это позволило исключить термодиссоциацию газа, а катод электронной пушки работал при этом в условиях хорошего вакуума. Расстояние от электронного пучка до выходного окошка ячейки было сведено до минимума и составляло 3 мм.

Измерения выполнены при следующих рабочих условиях: давление газа в ячейке составляло $(2 \div 6) \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., плотность тока электронов — $(1 \div 5) \cdot 10^{-4}$ а/см 2 , разброс электронов по скоростям ~ 0.8 эв (для 90% всех электронов).

На рисунке представлен ход функций возбуждения двух спектральных полос исследованных систем. Функции возбуждения других полос в пределах каждой из систем имеют подобный вид. Как видно из рисунка, максимальная вероятность возбуждения