

УДК 535.331 : 546.48+539.124

ИЗУЧЕНИЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ ЛИНИЙ КАДМИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

И. П. Богданова, В. Д. Марусин, С. В. Рязанцева, А. Б. Цыганов
и В. Е. Яхонтова

Исследовано свечение паров кадмия после импульсного возбуждения медленными электронами. Наблюдалось немонотонное изменение интенсивности некоторых линий во времени. Обсуждаются причины этого явления.

В предыдущей работе [1] изучались особенности возбуждения кадмия моноэнергетическим пучком медленных электронов в трубке с электронным пучком. Было установлено, что при увеличении давления паров кадмия кажущееся сечение возбуждения не остается постоянным, а возрастает. Это указывает на то, что в возбуждении соответствующих уровней существенную роль играют вторичные процессы, ведущие к их дополнительному заселению. Для более подробного исследования этих вопросов в настоящей работе изучалось послесвечение линий кадмия при импульсном возбуждении его паров электронами.

Измерения проводились в трубке, аналогичной описанной в работе [1]. На второй анод электронной пушки подавался постоянный отрицательный потенциал, запирающий пушку, и прямоугольные импульсы положительного потенциала, создающие импульсы электронного тока в пространстве столкновений. Частота следования импульсов 30—50 кГц, продолжительность их можно было менять от 0.08 до 5 мкс. Время нарастания и спада импульса около 10^{-8} с. Измерения проводились многоканальным методом задержанных совпадений, использовался анализатор импульсов АИ-256. Цена канала анализатора выбиралась с таким расчетом, чтобы за исследованный промежуток времени сигнал успевал уменьшиться до уровня фона. В большинстве случаев цена канала составляла 21 нс, при этом вся шкала анализатора равнялась 5.4 мкс. Вывод данных осуществлялся на цифропечать и на самописец.

Для исследования были выбраны линии, эффективные сечения которых наиболее сильно зависят от давления. На рис. 1, а показаны кривые распада — зависимость интенсивности от времени задержки — для шести спектральных линий CdI и четырех линий CdII. Все кривые получены при давлении паров кадмия 1.5 мтор, длительности возбуждающего импульса 0.3 мкс и энергии электронов 100 эВ. Из рисунков видно, что во всех случаях кривые распада имеют сложный характер. На кривых ясно прослеживается существование компоненты с малым временем жизни и длительного послесвечения. Интересной особенностью некоторых из представленных кривых является их немонотонный ход — на кривой имеются две точки перегиба, между которыми образуется характерный «горб». Эта особенность не видна на линиях CdI с одиночными верхними уровнями (кривые 1, 2, 4), слабо выражена на линиях с триплетными верхними уровнями (кривые 3, 5) и особенно ярко выступает на линиях иона кадмия: здесь «горб» на кривых достаточно велик.

Более подробно был изучен распад уровня $4^2F_{5/2}$ иона кадмия. Наблюдалась линия 533.9 нм, для которой этот уровень является исходным.

Рис. 1, б, в, г показывают зависимость формы кривой распада от давления паров кадмия, энергии возбуждающих электронов и тока в пучке. Из сравнения кривой распада для $\lambda=533.9$ нм, представленной на рис. 1, а, и аналогичной кривой рис. 1, б видно, что уменьшение длительности возбуждающего импульса от 0.3 до 0.08 мкс приводит к более четкому выявлению «горба» на кривой распада уровня $4^2F_{5/2}$. Из рисунков видно, что доля длинного послесвечения увеличивается при повышении давления и при увеличении энергии возбуждающих электронов и мало зависит от тока в пучке.

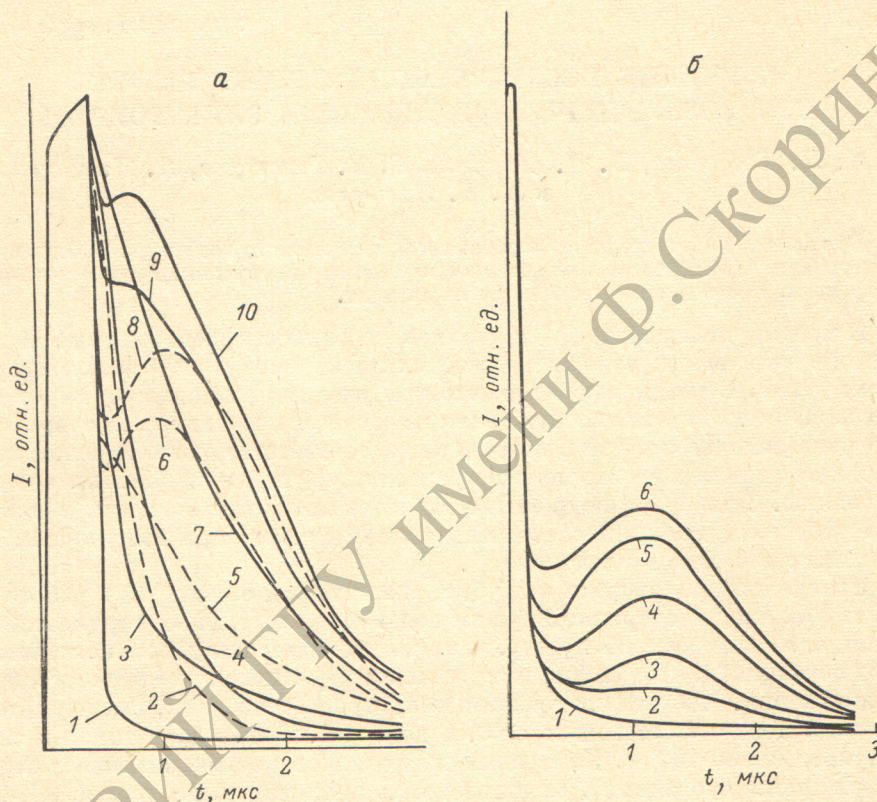


Рис. 1. Кривые зависимости интенсивности от времени.

а. 1 — $\lambda=643.8$ нм (Cd I, 5^1D_2), 2 — 515.5 нм (Cd I, 7^1S_0), 3 — 480.0 нм (Cd I, 6^3S_1), 4 — 677.8 нм (Cd I, 8^3P_1), 5 — 361.1 нм (Cd I, 5^3D_3), 6 — 403.0 нм (Cd II, $7^2D_{3/2}$), 7 — 611.6 нм (Cd I, 8^3P_2), 8 — 533.9 нм (Cd II, $4^2F_{5/2}$), 9 — 526.8/527.2 нм (Cd II, $7^2G_{7/2, 9/2}$), 10 — $\lambda=635.7/636.2$ нм (Cd II, $6^2G_{7/2, 9/2}$). Кривые получены при $p=1.5$ мтор, $T=0.3$ мкс, энергии электронов 100 эВ. б — зависимость формы кривой распада от давления для линии $\lambda=533.9$ нм: $p=0.1$ мтор (1), 0.2 мтор (2), 0.4 мтор (3), 1.0 мтор (4), 1.5 мтор (5), 3.0 мтор (6). Кривые получены при $T=0.08$ мкс, энергии электронов 100 эВ.

Увеличение доли длинного послесвечения в общем излучении линии при увеличении давления указывает на то, что это длинное послесвечение появляется в результате вторичных процессов, короткая же компонента соответствует собственному радиационному времени жизни наблюдаемого уровня. По характеру спада кривых рис. 1, б, в, г можно оценить, что короткая компонента послесвечения соответствует времени жизни не более 10 нс. Это согласуется с результатами работы [2], где для радиационного времени жизни уровня $4^2F_{5/2}$ получено значение 5.9 нс. В работе [1] было показано, что добавочное заселение линии 533.9 нм, наблюдаемое в режиме возбуждения постоянным электронным током, увеличивается с давлением и с энергией электронов и не зависит от тока в пучке. Эти же признаки характерны и для длинного послесвечения на кривых распада излучения этой линии. Следовательно, можно заключить, что длинное послесвечение, наблюдаемое в импульсном режиме, и добавочное заселе-

ние уровней, которое наблюдалось в постоянном режиме, имеют общую природу и являются проявлением одного и того же процесса.

Проанализируем, какими процессами можно объяснить появление максимума на кривой распада. Сразу следует отметить, что процессы, связанные с рекомбинацией ионов, не могут здесь играть основную роль, так как в случае рекомбинации мы должны были бы наблюдать сильную зависимость формы кривой от величины тока. Однако в нашем случае этого не наблюдается (рис. 1, 2). Процессы, связанные с поглощением излучения,

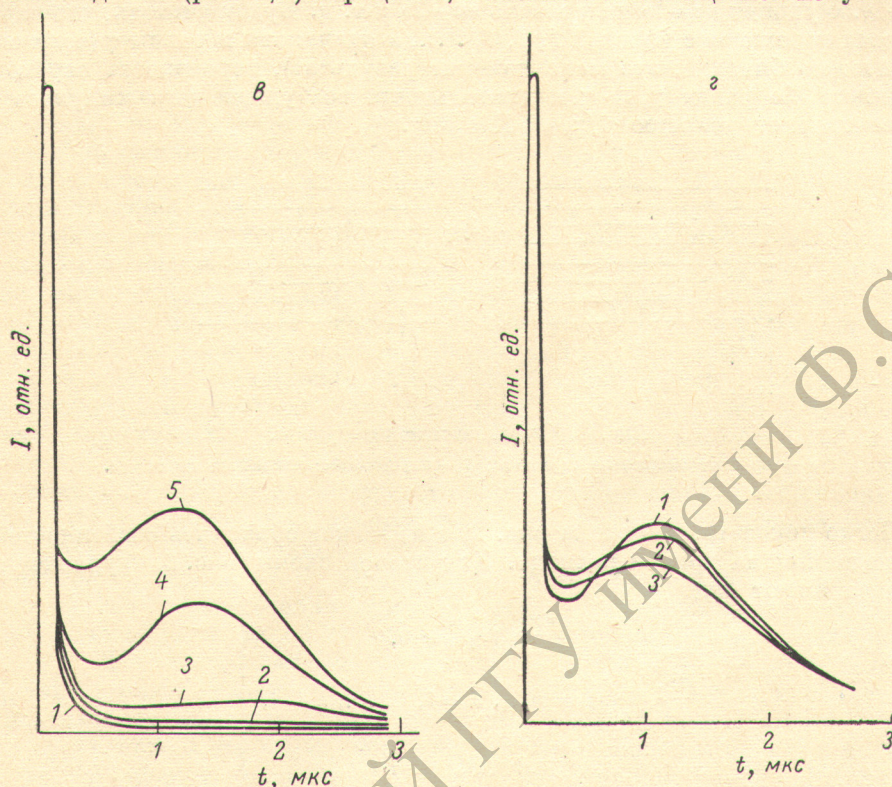


Рис. 1 (продолжение).

1 — зависимость формы кривой распада от энергии возбуждающих электронов для линии $\lambda=533.9$ нм: 40 эВ (1), 50 эВ (2), 60 эВ (3), 80 эВ (4), 100 эВ (5). Кривые получены при $p=3.0$ мтор, $T=0.08$ мкс.
2 — зависимость формы кривой распада от силы тока в пучке для линии $\lambda=533.9$ нм: 2 мкА (1), 8 мкА (2), 12 мкА (3). Кривые получены при $p=1.5$ мтор, $T=0.08$ мкс, энергии электронов 100 эВ.

также исключаются из рассмотрения, так как речь идет об ионной линии. Вероятнее всего, мы имеем дело с передачей возбуждения с одного уровня на другой, происходящей спонтанно или при столкновениях. В этом случае кривая представляет собой сумму экспонент. Некоторые из кривых распада подвергались обработке на ЭВМ по составленной нами программе. Согласно этой программе, кривая представлялась в виде суммы

$$N(t) = N_0 \sum_{i=1}^r |a_i| e^{-\gamma_i t} \quad (1)$$

и определялись наилучшие значения для числа экспонент r и коэффициентов a_i и γ_i . Коэффициенты a_i нормировались так, чтобы их сумма равнялась 100%. При таком разложении было выявлено наличие нескольких (не менее 5) экспонент с близкими коэффициентами, $\gamma \approx 2$ МГц, ответственных за длительное послесвечение. Коэффициенты a_i при этом достигали очень больших (порядка 10^6) положительных и отрицательных значений. Таким образом, в заселении исследуемого уровня принимают участие переходы с нескольких уровней с близкими временами жизни порядка 500 нс.

Рассмотрим две схемы заселения уровня (рис. 2). В обоих случаях возбуждение электронами происходит на все имеющиеся уровни (которых имеется $k+1$). Уровень «0», излучение с которого мы непосредственно наблюдаем, заселяется еще и путем каскадных переходов со всех остальных уровней. Но в первой схеме заселение происходит путем переходов с каждого из уровней непосредственно на уровень «0», а во второй схеме — осуществляются ступенчатые каскадные переходы с уровня « k » на уровень « $k-1$ », с уровня « $k-1$ » на уровень « $k-2$ » и т. д. Будем считать, что вероятности переходов с уровней $1, 2, 3, \dots, k$ одинаковы и равны γ (если они разные, но близкие, это мало изменит результат), вероятность перехода с уровня «0» равна $\gamma_0 \gg \gamma$ и длительность возбуждающего импульса T удовлетворяет условию $1/\gamma_0 \ll T \ll 1/\gamma$.

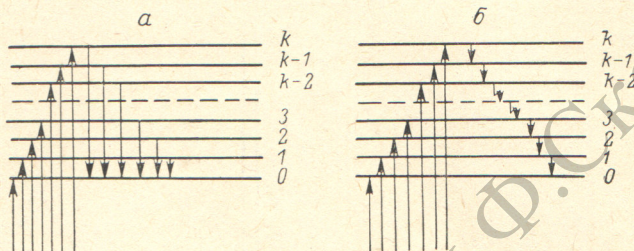


Рис. 2. Схемы заселения уровня.

а — простые каскадные переходы; б — ступенчатые каскадные переходы.

Легко показать, что схема рис. 2, а не может объяснить особенностей, наблюдаемых на кривой распада. Для второй схемы (рис. 2, б) уравнения баланса имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_k}{dt} + \gamma n_k &= 0, \\ \frac{dn_s}{dt} + \gamma n_s &= \gamma n_{s+1}, \quad s = 1, 2, \dots, k-1, \\ \frac{dn_0}{dt} + \gamma_0 n_0 &= \gamma n_1, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где n_s, n_0 — концентрации возбужденных атомов на уровнях « s » и «0». Начальные условия при сделанных выше предположениях будут; $n_s|_{t=0} = q_s T, n_0|_{t=0} = q_0/\gamma_0$, где q_s, q_0 — скорости возбуждения уровней « s » и «0» соответственно. Решая эту систему, получим

$$n_0(t) = \frac{1}{\gamma_0} \left[(q_0 - q_1 \gamma t) e^{-\gamma_0 t} + \gamma T \left(q_1 + q_2 \gamma t + q_3 \frac{(\gamma t)^2}{2!} + \dots + q_k \frac{(\gamma t)^{k-1}}{(k-1)!} \right) e^{-\gamma t} \right]. \quad (3)$$

Легко видеть, что кривая, описываемая формулой (3), может иметь несколько (не более, чем $k-1$) экстремальных точек. Число экстремумов на кривой (3), положение экстремальных точек и значение функции $n_0(t)$ в этих точках зависят от значений величин $q_1, q_2, \dots, q_k, \gamma$. Пусть теперь вероятности переходов γ — разные величины. Тогда второй член в (3)

переходит в сумму $\sum_{i=1}^k \alpha_i e^{-\gamma_i t}$, причем в коэффициенты α_i входят в каче-

стве сомножителей выражения $\gamma_i/(\gamma_s - \gamma_i)$. Если значения γ_i, γ_s близки между собой, $\gamma_i \approx \gamma_s$, то $|\gamma_i/(\gamma_s - \gamma_i)| \gg 1$ и коэффициенты α_i оказываются большими по абсолютной величине, а знак их зависит от знаков разностей $\gamma_s - \gamma_i$, входящих в α_i . Это мы и получаем, представляя экспериментальные данные в виде выражения (1). Таким образом, имеется принципиальная возможность связать появление максимума на кривой с наличием цепочки ступенчатых каскадных переходов. Попытка приписать эти переходы уровням возбужденного иона кадмия встречает затруднения. Действительно, для осуществления таких переходов нужно было бы предположить наличие

у возбужденного иона кадмия ряда уровней с большим (≈ 500 нс) временем жизни.

Времена жизни уровней, лежащих выше исследуемого, измерены в [2] вплоть до уровней с главным квантовым числом, равным 9, и во всех случаях получены малые времена жизни, не превышающие 60 нс. Измерения для более высоких уровней не проводились из-за малой интенсивности соответствующих спектральных линий. Однако именно малая интенсивность линий указывает на то, что возбуждение высоких уровней невелико, так что трудно ожидать наличия цепочки интенсивных каскадных переходов с этих уровней. Далее, как известно, спонтанные каскадные переходы не нарушают линейной зависимости интенсивности линий от давления, и, следовательно, не могут объяснить наблюдаемого увеличения доли длинного послесвечения при повышении давления (рис. 1, б). Если же предположить, что каскадные переходы происходят не спонтанно, а при столкновениях с атомами, то расчет дает гораздо более резкую зависимость интенсивности линий от давления, чем получено в [1]. Наконец, как было показано в [1], функция возбуждения добавочного процесса заселения уровня не имеет сходства ни с одной из известных функций возбуждения CdII . Однако такая цепочка каскадных переходов может также возникнуть, если предположить, что уровни 1, 2, ..., k в схеме рис. 2, б являются системой колебательно-вращательных уровней возбужденного молекулярного иона $\text{Cd}_2^{+(*)}$. Под действием электронного удара молекула Cd_2 ионизируется и одновременно возбуждается. Пусть имеются две пересекающиеся электронные кривые, соответствующие устойчивому и неустойчивому состояниям возбужденного молекулярного иона. Пусть возбуждение электронами происходит на некоторый высокий колебательно-вращательный уровень устойчивого состояния. Далее электрон последовательно переходит на более низкие уровни, пока не достигнет точки пересечения кривых, после чего молекула диссоциирует. Правдоподобность такой схемы подтверждается следующими соображениями. Два атома кадмия связываются в молекулу силами Ван-дер-Ваальса, подобно молекулам инертных газов [3]. Однако в отличие от инертных газов энергия связи молекулы Cd_2 (равная 0.2 эВ [4]) велика по сравнению с тепловой энергией, так что концентрация этих молекул даже при низком давлении может быть не слишком малой. Молекулярный ион $\text{Cd}_2^{+(*)}$ более устойчив, чем молекула Cd_2 , в нормальном состоянии, и имеет меньшее межъядерное расстояние, как это имеет место для молекулярных ионов инертных газов, поэтому возбуждение с ионизацией должно осуществляться в основном в высокие колебательно-вращательные состояния. Если же диссоциация возбужденного молекулярного иона происходит за счет пересечения с отталкивательной потенциальной кривой, то и осуществляется рассматриваемый нами случай. Известно, что концентрация ван-дер-ваальсовых молекул, пока их концентрация невелика, растет пропорционально квадрату концентрации атомов [5]. Поэтому вклад, вносимый в заселение уровня возбуждением молекул, должен увеличиваться с давлением, что согласуется с результатами наших измерений.

Авторы благодарят Н. П. Пенкина за внимание к работе и обсуждение результатов.

Литература

- [1] И. П. Богданова, С. В. Рязанцева, В. Е. Яхонтова. Опт. и спектр., 45, 651, 1978.
- [2] А. Л. Ошерович, Я. Ф. Веролайнен, В. И. Привалов. В сб.: Прикладная спектроскопия, М., 1977.
- [3] W. Finkelburg. Kontinuierliche Spektren, Springer, Berlin, 1938.
- [4] S. W. Cram. Phys. Rev., 46, 205, 1934.
- [5] D. E. Stogryn, J. O. Hirschfelder. J. Chem. Phys., 31, 1531, 1959.

Поступило в Редакцию 20 апреля 1978 г.