

НАБЛЮДЕНИЕ ИОННО-МОЛЕКУЛЯРНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ ЛИНИЙ КАДМИЯ И ЦИНКА ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ УДАРЕ

И. П. Богданова, С. В. Рязанцева и В. Е. Яхонтова

Излагаются опыты по изучению вклада ионно-молекулярной компоненты послесвечения спектральных линий указанных металлов. Найдены условия, при которых при малых токах и низких давлениях можно создать пакет быстро движущихся возбужденных молекулярных ионов. Показано, что вклад, который вносят эти долгоживущие возбужденные молекулярные ионы в заселение соответствующих атомарных и ионных уровней, сравним с электронным возбуждением.

В предыдущих работах были получены данные, свидетельствующие о том, что заселение большинства атомарных и ионных уровней кадмия происходит при электронном ударе сложным образом. Было высказано предположение, что в заселении этих уровней принимают участие возбужденные молекулярные ионы.

Настоящая работа является продолжением исследований, изложенных в [1, 2]. Измерения проводились на установке, описанной в [3]. Трубка

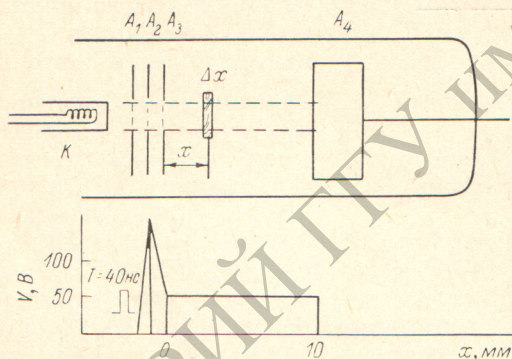


Рис. 1. Конструкция пушки и потенциалы, поданные на электроды.

возбуждения имела электронную пушку с подогревным катодом и тремя регулирующими анодами A_1 , A_2 , A_3 , расположенными на расстоянии 1 мм друг от друга и от катода, и коллектор A_4 , расстояние от которого до A_3 составляло 1 см.

Распределение потенциалов, подаваемых на каждый из анодов, показано на рис. 1. На электрод A_1 подавался небольшой отрицательный потенциал, запирающий пушку, и положительные импульсы прямоугольной формы длительностью 40 нс с амплитудой, достаточной для отпираания пушки. На электроды A_3 и A_4 подавались одинаковые потенциалы $V_3 = V_4 = 50$ В, а на электрод A_2 — более высокий потенциал $V_2 \geq 50$ В.

За время прохождения импульса электронный пучок ионизует газ в пространстве между электродами A_1 и A_4 . Ионы, возникающие между электродами A_1 и A_2 под действием электрического поля, приложенного к этому промежутку, движутся к электроду A_1 , а ионы, образованные в промежутке A_2 — A_3 , под действием ускоряющего поля попадают в пространство столкновений A_3 — A_4 , обладая энергией, максимальное значение которой определяется разностью потенциалов между электродами A_2 — A_3 .

В пространстве наблюдений A_3 — A_4 пакет ионов движется с постоянной скоростью. Если среди этих ионов имеются долгоживущие возбужден-

ные молекулярные ионы, которые по мере продвижения в пространстве от A_3 к A_4 диссоциируют на атомные возбужденные частицы, то, наблюдая послесвечение соответствующих линий CdI и CdII можно ожидать появления дополнительного излучения, обусловленного этим пакетом быстро движущихся ионов, когда они пролетают мимо фиксированного участка щели монохроматора Δx . Для наблюдения этого излучения на щель монохроматора проектировалось с известным увеличением изображение светящейся зоны промежутка A_3-A_4 , из которого с помощью диафрагмы

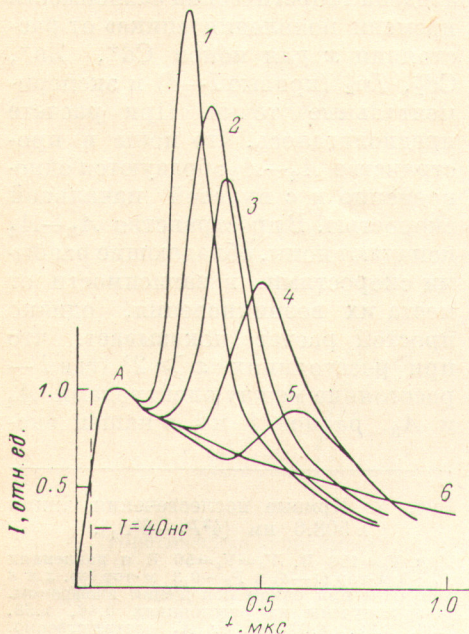


Рис. 2. Кривые послесвечения линии λ 441.6 нм.

6—1: — $V_2=50, 80, 90, 100, 120, 150$ В;
 $V_3=V_4=50$ В.

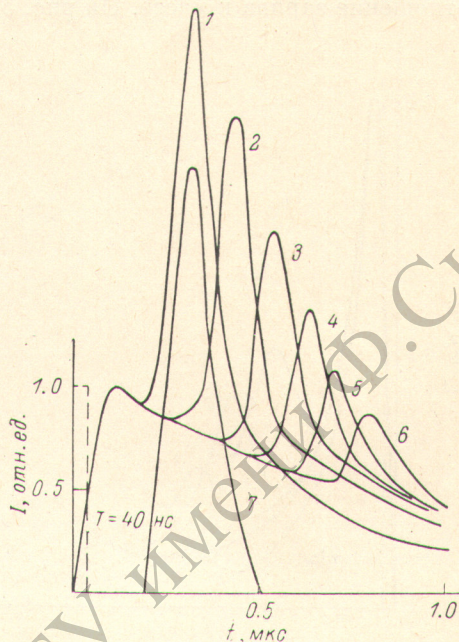


Рис. 3. Кривые послесвечения линии λ 441.6 нм.

1—6 — при $V_2=150$ В, $V_3=V_4=50$ В; 7 — $V_2=95$ В, $V_3=V_4=-5$ В. 1 и 7 получены при одном значении диафрагмы. 1—6 получены на расстояниях 0.46, 1.38, 2.30, 3.22, 4.14, 5.06 мм от A_3 соответственно.

выделялся также небольшой известный участок, расположенный на расстоянии x от анода A_3 . Расстояние x можно было менять. Свечение, возникающее в зоне наблюдения, разворачивалось во времени с помощью многоканального анализатора АИ-256 с последующим выводом данных на цифропечать и запись на самописце.

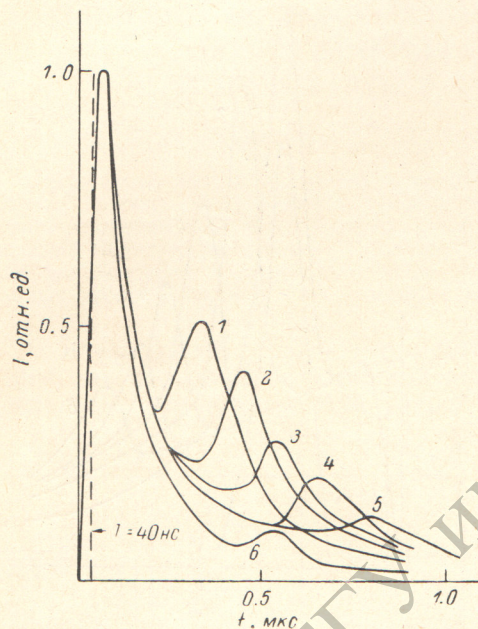
На рис. 2 показаны результаты, полученные для линии 441.6 нм ($4^2P_{3/2}^0-4d^95s^2\ ^2D_{3/2}$) кадмия при значениях потенциалов: $V_1=-4$ В, $V_3-V_4=50$ В и при различных значениях V_2 . Свечение наблюдалось на расстоянии 0.46 мм от A_3 . Наблюдения проводились при давлении паров кадмия 3 мтор и токе в импульсе $i=25$ мкА.

Из рис. 2 видно, что при $V_2 - V_3 \geq 30$ В на кривой послесвечения появляется максимум («пик»), интенсивность которого сравнима с интенсивностью свечения при возбуждении электронами в импульсе (точка А на кривой). Положение «пика» относительно положения импульса меняется: чем больше энергия ионов, приходящих в пространство наблюдений, тем ближе к импульсу возникает «пик». Если снизить потенциал V_2 до значения, равного V_3 (кривая 6), то «пик» исчезает. Остальные части кривой послесвечения остаются практически без изменения.

Подобные «пики» наблюдались нами также на кривых послесвечения линий 508.6 нм ($5^3P_2-6^3S_1$) и 353.6 нм ($5^2P_{3/2}^0-4d^95s^2\ ^2D_{3/2}$) и не наблюдались на линиях 643.8 нм ($5^1P_1-5^1D_2$) и 515.5 нм ($5^1P_1-7^1S_0$). На рис. 3 и 4 представлены кривые послесвечения, полученные для ли-

ний 441.6 и 508.6 нм при перемещении зоны наблюдения вдоль пучка от A_3 к A_4 . При этом на анодах электронной пушки поддерживались следующие потенциалы: $V_2=150$ В, $V_3=V_4=50$ В, а расстояние x менялось от 0.46 до 5.06 мм. Из рисунков видно, что положение «пика» относительно импульса изменяется: чем больше расстояние x от анода A_3 до точки наблюдения, тем позже появляется «пик».

Рассматривая положение «пика» на кривых, соответствующих разным x , мы можем определить скорость ионов, а зная их энергию, вычислить отношение заряда к массе. На рис. 5 приведена теоретическая зависимость



времени появления «пика» от расстояния x для ионов Cd^+ , Zn^+ , Cd_2^+ , Zn_2^+ (кривые 1—4) и экспериментальные точки. При расчете предполагалось, что ионы в пространстве A_2-A_3 образуются одновременно и с нулевой начальной скоростью. В пространство A_3-A_4 попадают ионы, обладающие разными скоростями, в зависимости от места их возникновения, однако простой расчет показывает, что при расстояниях $x \geq 2l$ (где l — расстояние между электродами A_2 и A_3 , равное 1 мм в нашем экс-

Рис. 4. Кривые послесвечения линии $\lambda 508.6$ нм ($4^3P_1-6^3S_1$).

При $V_2=150$ В, $V_3=V_4=50$ В и давлениях $P_1 \sim 3$ м.тор (1—5) и $P_2 \sim 0.3$ м.тор (6). 3 и 6 получены при одном положении диафрагмы. 1—5 получены на расстояниях 0.46, 1.38, 2.30, 3.22, 4.60 мм от A_3 соответственно.

перименте), в точку наблюдения раньше дойдут ионы, рожденные вблизи A_2 и обладающие энергией 100 эВ (прямолинейные участки кривых). При меньших значениях x впереди оказываются более медленные ионы. Из рис. 5 видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на прямолинейный участок кривой, описывающей движение молекулярных, а не атомарных ионов кадмия. Тот факт, что и при $x < 2l$ экспериментальные точки ложатся на эту же прямую, позволяет нам предположить, что ионы в основном рождаются вблизи A_2 . Это подтверждается и тем, что наблюдаемый «пик» довольно узкий и заметно не расплывается со временем. Все это позволяет нам с достаточной степенью точности использовать положение максимума «пика» при определении скорости частиц.

По мере удаления от анода A_3 интенсивность «пика», соответствующего пакету быстро движущихся молекулярных ионов, падает. По скорости спада интенсивности этого «пика» можно оценить время жизни возбужденных молекулярных ионов. Для кадмия получилось значение ~ 350 нс.

Затем опыт был видоизменен. На электроды A_3 и A_4 подавался достаточно низкий потенциал, такой, чтобы в пространстве A_3-A_4 не происходило ни ионизации, ни возбуждения паров кадмия. Оказалось, что тогда на развертке во времени наблюдается только «пик» свечения пакета ионов и нет свечения, возбуждаемого непосредственно в пространстве A_3-A_4 (кривая 7 на рис.3).

Для контроля были проведены измерения положения «пика» ионов при более низком давлении паров кадмия и фиксированном положении диафрагмы. Измерения на линии 508.6 нм показали, что скорость движения «пика» не изменялась при снижении давления вплоть до 0.3 мтор (кривые 3, 6 на рис. 4).

Контрольные измерения в тормозящих электрических полях показали, что максимальная энергия ионов, образующих пакет, пролет которого

мимо зоны наблюдения, определяет «пик» на кривых послесвечения, не меньше разности потенциалов, проходимой этими ионами в пространстве A_2-A_3 .

Аналогичные измерения были проведены в цинке на линиях 589.6 нм ($4^2P_{1/2}^0 - 3d^94s^2\ 2D_{3/2}$) Zn II и 472.2 нм ($4^3P_1 - 5^3S_1$), Zn I, где также наблюдались аналогичные максимумы в послесвечении. Измерения проводились при давлении паров цинка ~ 10 мтор и токах в импульсе ~ 25 мкА. Зависимость времени появления максимума t от расстояния x

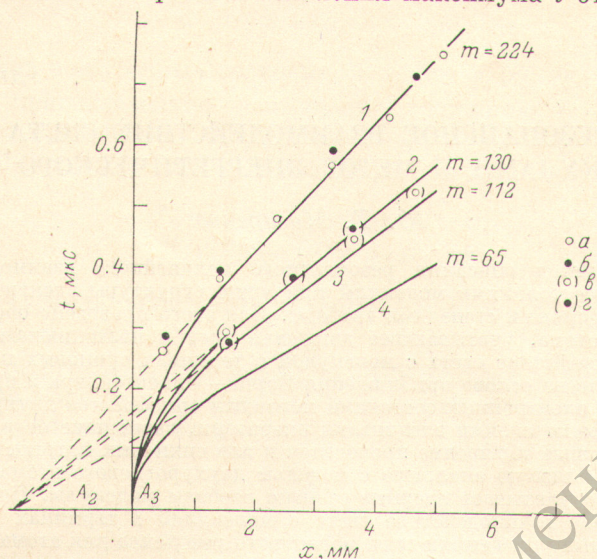


Рис. 5. Теоретическая зависимость времени появления «пика» на кривых послесвечения от расстояния x для разных ионов.

1 — Cd_2^+ , 2 — Zn_2^+ , 3 — Cd^+ , 4 — Zn^+ . Экспериментальные данные: а — для λ 441.6 нм Cd II, б — для λ 508.6 нм Cd I, г — для λ 589.6 нм Zn II, д — для λ 472.2 нм Zn I.

(рис. 5, кривая 2) дает значение массы $M=130$, что также соответствует молекулярному иону Zn_2^+ .

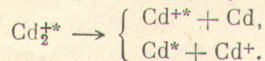
Описанные опыты позволяют сделать следующие выводы.

1. При прохождении электронного пучка, сформированного системой электродов, при малых токах и малых давлениях могут образовываться возбужденные молекулярные ионы Cd_2^{+*} (Zn_2^{+*}) в количестве, сравнимом с количеством возбужденных ионов Cd^{+*} (Zn^{+*}) и атомов Cd^* (Zn^*).

2. Спонтанная диссоциация ионов Cd_2^{+*} ведет к заселению некоторых уровней возбужденного иона Cd^{+*} и атома Cd^* . Аналогичный процесс идет в цинке.

3. Ионы Cd_2^{+*} и Zn_2^{+*} живут достаточно долго, так как свечение наблюдается даже спустя 1 мкс после обрыва возбуждающего импульса.

Вероятнее всего, имеет место преддиссоциация возбужденного молекулярного иона Cd_2^{+*} (Zn_2^{+*}), идущая по следующим каналам:



В заключение авторы благодарят Н. П. Пенкина за интерес к работе и обсуждение результатов.

Литература

- [1] И. П. Богданова, С. В. Рязанцева, В. Е. Яхонтова. Опт. и спектр., 45, 651, 1978.
- [2] И. П. Богданова, В. Д. Марусин, С. В. Рязанцева, А. Б. Цыганов, В. Е. Яхонтова. Опт. и спектр., 46, 17, 1979.
- [3] И. П. Богданова, В. Д. Марусин, В. Е. Яхонтова. Опт. и спектр., 37, 643, 1974.

Поступило в Редакцию 129 мая 1979 г.