

$$I(H) = \operatorname{Re} \frac{\cdot \text{const}}{\Gamma_a(2) + 2i\omega_a} \left[1 - (-1)^{J_a+J_b+1} \frac{\gamma_{ab}(2J_b+1)}{\Gamma_b(2) + 2i\omega_b} \times \right. \\ \left. \times \frac{\begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ J_a & J_b & J_b \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 2 & J_b & J_b \\ 1 & J_a & J_a \end{Bmatrix}}{\begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ J_b & J_a & J_a \end{Bmatrix}} \right], \quad (1)$$

где $J_{a,b}$ — моменты количества движения нижнего (a) и верхнего (b) рабочих уровней генерации, γ_{ab} — вероятность перехода с уровня B на A , $\omega_{a,b}$ — ларморова частота уровней A и B , выражения в скобках $6J$ -символы.

Влияние каскадных переходов на сигнал пересечения с уровня 6^3S_1 достаточно велико, поскольку с уровня 6^3P_2 имеется только один переход $6^3P_2 \rightarrow 6^3S_1$, а с уровня 6^3P_1 имеется два перехода $6^3P_1 \rightarrow 6^3S_1$ и $6^3P_1 \rightarrow 5^1S_0$ (рис. 1). Таким образом, γ_{ab} близка к радиационной ширине соответствующего уровня.

Сечение деполаризующих соударений уровня 6^3S_1 с буферными газами определялось в работе [5]. В пределах погрешности измерений оно равно нулю. Если предположить, что сечения деполаризующих соударений уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 не равно нулю, то с ростом давления буферного газа, разрушающего когерентность верхних состояний, величина сигнала Ханле при каскадном возбуждении падает до нуля и ширина сигнала пересечения стремится к $\Gamma_a(2)$.

На рис. 2, б показана качественная зависимость ширины сигнала пересечения от давления буферного газа для вышеуказанного случая. Точка, соответствующая нулевому давлению буферного газа, определялась по формуле (1) при предположении, что времена герцевской когерентности уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 равны и $3\gamma_{ab} = 3\Gamma_b(2) = \Gamma_a(2)$. Кроме того, считалось, что генерации с $\lambda = 1398$ и 1433 нм имеют одинаковую амплитуду. При этих условиях отношение $\gamma'_p / \gamma_p^0 = 1.7$ соответствует экспериментально полученному результату.

Радиационное время жизни уровня 6^3S_1 определяется пределом, к которому стремится γ_p при увеличении давления буферного газа и экстраполяции к нулевой мощности лазерного поля, к нулевому значению давления паров кадмия и разрядного тока. Определенное таким образом радиационное время жизни уровня 6^3S_1 равно: $\tau_0 = (8 \pm 1)$ нсек.

В работе [5] методом пересечения определено радиационное время жизни уровня 6^3S_1 , равное (9.2 ± 0.3) нсек. Результаты измерений в пределах погрешности совпадают между собой.

При увеличении точности измерений и разделении генераций $\lambda = 1398$ и 1433 нм можно определить время герцевской когерентности уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 .

Авторы выражают благодарность Е. В. Александрову и М. П. Чайке за ценные указания.

Литература

- [1] М. Шевцов, А. Дубровин, А. Тибилев, А. Шухтин. Опт. и спектр., 32, 1352, 1972.
- [2] Е. Н. Котликов. Опт. и спектр., 34, 203, 1972.
- [3] Х. Каллас, В. Ребане, М. Чайка. В сб. «Физика газовых лазеров», 94. ЛГУ, 1969.
- [4] В. Десомпс, М. Думонт. J. Phys., 29, 181, 1968.
- [5] В. Ланиерсе, J. Phys., 29, 427, 1968.

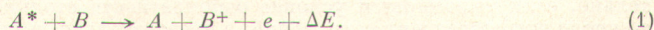
Поступило в Редакцию 21 июля 1972 г.

УДК 539.186

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ АТОМАМИ АРГОНА И КСЕНОНА

И. П. Богданова и В. Д. Марусин

При столкновении метастабильного атома A^* с атомом B , потенциал ионизации которого меньше потенциала возбуждения метастабилья, возможен процесс ионизации атома B (процесс Пеннинга)



Эффективное сечение рассматриваемого процесса можно определить, измеряя либо число ионов элемента B [1], либо число электронов, образующихся при ионизации

элемента В, либо путем определения уменьшения числа метастабильных атомов элемента А при добавлении элемента В [2]. Однако величины эффективных сечений, полученные из измерений разными методами, примерно на порядок расходятся между собой.

В настоящей работе измерения проводились в смесях He—Ne—Ar и He—Ne—Xe. Возбуждение атомов осуществлялось электронным пучком заданной энергии. Изменение концентрации метастабильных атомов He 2^1S определялось по изменению усиления спектральных линий неона 576.4 и 543.3 нм, верхние уровни которых заселяются за счет ударов 2-го рода 2^1S -атомов гелия с нормальными атомами неона [3]. Как было показано ранее, величина усиления линий неона в некотором интервале давлений линейно связана с концентрацией метастабильных атомов гелия. Ток в пучке не превышал 160 мка при энергии электронов 50 эв.

Измерения проводились следующим образом. Сначала в трубку возбуждения напускался неон до давления $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. и записывались яркости спектральных линий неона — I . Затем добавлялся гелий до давлений $(1 \div 5) \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. и снова производилось измерение яркости спектральных линий неона. По линиям неона с уровней, не лежащих в резонансе с 2^1S -уровнем гелия, проводился контроль за неизменностью условий возбуждения. В качестве таких линий использовались 585.2 и 540.0 нм неона. На спектральных линиях 576.4 и 543.3 нм измерялась величина усиления $\Delta I'/I$, которая хорошо совпадала с измерениями работы [3]. По послесвечению усиленных линий неона 576.4 и 543.3 нм определялась продолжительность жизни метастабильного состояния 2^1S гелия методом задержанных совпадений. Далее, к смеси Ne+He добавлялся Ar или Xe. Давление Ar и Xe подбиралось таким, чтобы не искажалась форма электронного пучка и наблюдалось заметное ($\sim 30\%$) уменьшение концентрации метастабильных атомов He 2^1S , регистрируемое по величине усиления линий неона 576.4 и 543.3 нм. Контроль за постоянством условий возбуждения осуществлялся, как и прежде, по линиям неона 585.2 и 540.0 нм. Указанные условия можно получить при добавлении $(1 \div 2) \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Ar и $(0.8 \div 1) \cdot 10^{-3}$ мм. рт. ст. Xe. После добавления Ar или Xe производилась опять запись яркости спектральных линий неона 576.4 и 543.3 нм — $\Delta I''/I$ — по сравнению с линиями 585.2 и 540.0 нм.

Из полученных величин усиления спектральных линий неона 576.4 и 543.3 нм при отсутствии Ar или Xe и при наличии их определялась величина эффективного сечения разрушения метастабильных атомов гелия 2^1S . Действительно, усиление спектральных линий неона определяется соотношением [4]

$$\Delta I'/I = N'_{2^1S} v Q_{\text{NeHe}}^{\text{II}} / n_e v_e Q_e \text{Ne} \quad (2)$$

При добавлении аргона или ксенона усиление тех же спектральных линий неона будет определяться

$$[\Delta I''/I = N''_{2^1S} v Q_{\text{NeHe}}^{\text{II}} / n_e v_e Q_e \text{Ne} \quad (3)$$

Откуда

$$\frac{\Delta I''}{I} / \frac{\Delta I'}{I} = N''_{2^1S} / N'_{2^1S}, \quad (4)$$

но

$$N''_{2^1S} = N'_{2^1S} - N'_{2^1S} N_{0\text{Xe}} v Q_{\text{Xe}}^{\text{II}} \tau_{2^1S}. \quad (5)$$

Тогда эффективное сечение тушения метастабильных атомов гелия атомами аргона или ксенона будет определяться

$$Q_{\text{Xe(Ar)}}^{\text{II}} = \frac{(1 - \frac{\Delta I''}{\Delta I'})}{N_{0\text{Xe(Ar)}} v \tau_{2^1S}}, \quad (6)$$

где $N_{0\text{Xe(Ar)}}$ — концентрация нормальных атомов Xe(Ar), v — относительная скорость сталкивающихся атомов, τ_{2^1S} — время жизни метастабильного состояния атома 2^1S .

Если изменять температуру газа в трубке возбуждения, то можно выявить зависимость $Q_{\text{Xe(Ar)}}^{\text{II}}$ от T . В настоящем эксперименте температура газа изменялась от 120 до 575° К в смеси Ne+He+Ar и от 200 до 575° К в смеси Ne+He+Xe. При температуре жидкого азота (120° К) происходило значительное вымораживание Xe, поэтому измерения были проведены при температуре 200° К (сухая углекислота).

Каждая из компонент газовой смеси напускалась в трубку возбуждения при различных температурах до одного и того же давления, таким образом, $N_{0\text{Xe(Ar)}}$ оказывалось пропорциональным $1/T$, что проверялось экспериментально путем сравнения яркости неусиляемых спектральных линий при различных температурах. Действительно, если выполняется условие однократности столкновений электрона с атомом, то число возбуждающих соударений, а следовательно, и яркость спектральных линий будут пропорциональны $N_{0\text{Xe(Ar)}} n_e v_e Q_e$. С изменением $N_{0\text{Xe(Ar)}}$ от T будет соответственно изменяться и яркость линий, что и наблюдается.

$$Q^{II} [\text{He}(2^1S) + \text{Ar}] \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$$

120° К	300° К	575° К	Литературные данные
3.5 ± 0.5	5 ± 1	10 ± 2	7.6 [1] 55 [2]

$$Q^{II} [\text{He}(2^1S) + \text{Xe}] \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$$

200° К	300° К	575° К	Литературные данные
38 ± 3	47 ± 3	54 ± 4	12 [1] 103 [2]

Полученные результаты измерений сведены в таблицу. В качестве сравнения для комнатной температуры приведены данные других авторов. Средняя погрешность настоящих измерений не превышает 20%. Большое расхождение приводимых в литературе абсолютных значений эффективных сечений ионизации Пеннинга происходит, по-видимому, за счет того, что разрушение метастабильных атомов гелия может идти по нескольким каналам. Так, например, Джонс и Робертсон [5] наряду с эффектом Пеннинга рассматривают еще и ассоциативную ионизацию с образованием HeAr^+ . Хотоп, Нишауз и Шмельтекопф [6] нашли, что ассоциативная ионизация при соударении 2^1S -атома гелия с атомом аргона составляет 21,2% при температуре газа 320° К и удельный вес ее возрастает с понижением температуры газа до 90° К более, чем в 2 раза. При соударении 2^1S -атома гелия с атомом ксенона доля ассоциативной ионизации по оценкам авторов составляет 2,2% при 320° К и с понижением температуры до 90° К возрастает до 7,2%.

Из таблицы видно, что характер зависимости величины эффективного сечения разрушения 2^1S -атомов гелия как при соударении с атомом Ar, так и Xe сохраняется — с ростом температуры величина эффективного сечения растет. В случае столкновения с Ar изменение величины эффективного сечения происходит в больших пределах, а в случае столкновения с Xe рост величины эффективного сечения сравним с величиной погрешности измерений.

Миха, Танг и Мушлиц [7] также наблюдали рост эффективного сечения ионизации метастабильными атомами неона атомов аргона при увеличении скорости (температуры) сталкивающихся частиц от $6 \cdot 10^4$ см/сек. и выше. Теория же предсказывает падение эффективного сечения ионизации Пеннинга с ростом температуры газа.

В заключение авторы выражают благодарность С. Э. Фришу за внимание к работе и обсуждение результатов.

Литература

- [1] W. P. Shollette, E. R. Muschlitz. *J. Chem. Phys.*, **36**, 3368, 1962.
- [2] E. E. Benton, E. E. Ferguson, F. A. Matsen, W. W. Robertson. *Phys. Rev.*, **128**, 206, 1962.
- [3] И. П. Богданова, В. Д. Марусин. *Опт. и спектр.*, **27**, 724, 1969.
- [4] И. П. Богданова, В. Д. Марусин. *Опт. и спектр.*, **26**, 154, 1969.
- [5] C. R. Jones, W. W. Robertson. *J. Chem. Phys.*, **49**, 4240, 1968.
- [6] H. Hotop, A. Niehaus, A. L. Schmeltekoepf. *Z. f. Phys.*, **229**, 1, 1969.
- [7] D. A. Micha, S. Y. Tang, E. E. Muschlitz. *VII I. C. P. E. A. C.*, Amsterdam, 1109, 1971.

Поступило в Редакцию 21 июля 1972 г.