

СТОЛКНОВЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ ТАЛЛИЯ В СОСТОЯНИИ $6^2D_{3/2}$ С АЗОТОМ И ВОДОРОДОМ

Е. Ригинь, М. Чайка и В. Черенковский

Измерены сечения столкновений атома таллия в возбужденном состоянии $6^2D_{3/2}$ с молекулами водорода и азота, приводящих к тушению люминесценции, ее деполяризации и к переходу атома на соседний подуровень $6^2D_{3/2}$ [1].

Для измерения сечений столкновений использовались наблюдения эффекта Ханле, поляризации флуоресценции на линиях 351.9 и 352.9 нм и относительных интенсивностей этих линий.

В эксперименте использовалась установка, описанная в [2]. Кварцевая кювета, соединенная с вакуумной установкой, помещалась внутри катушек Гельмгольца и обогревалась электрической печью. В кювете поддерживалась температура $\approx 650^\circ \text{K}$. Кювета облучалась неполяризованным светом резонансной лампы типа Белла и Блюма, из которой диэлектрическими фильтрами выделялась линия 276.8 нм. Направление облучения, наблюдения и магнитного поля были ортогональны друг другу. При измерении относительных интенсивностей линий 351.9 и 352.9 нм для их разделения использовался монохроматор с дифракционной решеткой. Но после прохождения света флуоресценции через монохроматор его интенсивность недостаточна для определения поляризационных характеристик, и поэтому при наблюдении эффекта Ханле и поляризации света монохроматор заменялся системой фильтров, выделяющих одновременно две линии 351.9 и 352.9 нм.

В экспериментальной установке не употреблялись никакие поляризационные устройства, и степень поляризации определялась измерением интенсивности флуоресценции:

а) при наложении сильного магнитного поля ($I_{H \rightarrow \infty}$), б) при наложении текущего магнитного поля (I_H), в) в отсутствие поля (I_0)

$$P_H = \frac{I_H - I_{H \rightarrow \infty}}{\frac{1}{2} I_0 + I_{H \rightarrow \infty}} + \frac{I_0 - I_{H \rightarrow \infty}}{\frac{1}{2} I_0 + I_{H \rightarrow \infty}}. \quad (1)$$

Рассмотрим излучение атомов, возбужденных естественным светом, как излучение трех линейных ортогональных диполей (рис. 1); каждый из них излучает интенсивность I_i . При облучении естественным светом в отсутствие поля $I_2^0 = I_1^0$. Определим степень поляризации, согласно Борну [3], как разность интенсивностей света, наблюдаемых в двух ортогональных поляризациях, отнесенную к интенсивности излучения по всем направлениям. В наших обозначениях степень поляризации описывается выражением

$$P = \frac{I_3 - I_1}{I_1 + I_2 + I_3}. \quad (2)$$

В отсутствие магнитного поля наблюдаемая без поляризаторов интенсивность

$$I_0 = I_1^0 + I_3^0. \quad (3)$$

При наложении магнитного поля диполи d_2 и d_3 прецессируют вокруг направления H и при прежнем разложении излучения ансамбля атомов по линейным ортогональным диполям интенсивности их излучения будут: $I_2 = I_2^0 - \Delta$, $I_1 = I_1^0$ и $I_3 = I_3^0 + \Delta$ соответственно. Величина Δ зависит от

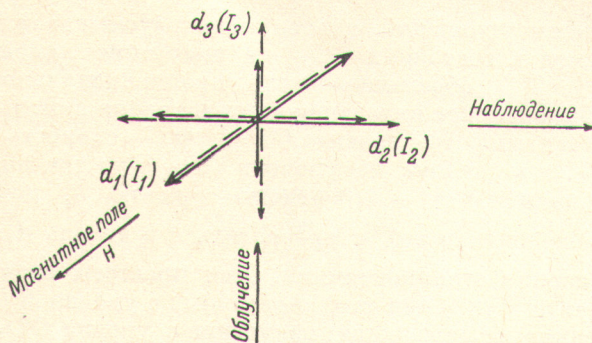


Рис. 1. Представление излучающего ансамбля атомов ортогональными линейными диполями.

Длина стрелок пропорциональна излучаемой диполем интенсивности. Штриховыми стрелками обозначено распределение в магнитном поле.

соотношения между шириной уровня и зеемановским расщеплением. В очень сильном магнитном поле интенсивности излучения диполей d_2 и d_3 равны

$$I_2 = I_3 = \frac{I_2^0 + I_3^0}{2}.$$

Интенсивность света, наблюдаемого в слабом магнитном поле

$$I_H = I_3^0 + \Delta + I_1^0 \quad (4)$$

и в сильном магнитном поле

$$I_{H \rightarrow \infty} = I_1^0 + \frac{I_2^0 + I_3^0}{2}. \quad (5)$$

Подставляя выражения для интенсивностей (3), (4) и (5) в формулу (1), легко убедиться, что выражения (2) и (1) идентичны. Доказательство справедливости выражения (1) может быть проведено и в формализме матрицы плотности, но приведенное здесь классическое рассмотрение отличается наглядностью. Использованное нами выражение для поляризации остается справедливым и при наличии деполяризующих столкновений, так как последние не изменяют равенства $I_1^0 = I_2^0$ в нулевом магнитном поле и не нарушают суммарную интенсивность излучения.

Связь между наблюдаемыми сигналами и сечением соударений может быть определена на основании уравнений баланса. На рис. 2 представлена схема уровней, принимающих участие в наблюдаемых явлениях. Сечения столкновений характеризуются обратными временами жизни относительно соответствующего процесса, вызванного столкновением. Через γ_3 и γ_4 обозначены обратные времена жизни уровней 3 и 4 относительно процесса тушения столкновениями, через γ_{34} — обратное время жизни уровня 3 относительно процесса перехода на уровень 4 и γ_2 харак-

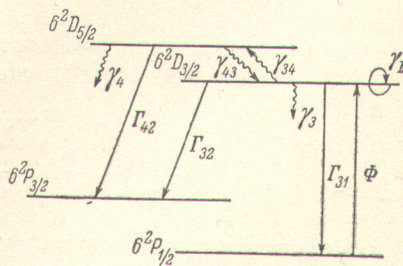


Рис. 2. Схема переходов между состояниями атома галлия.

теризует деполяризующие столкновения. Значками Γ обозначены обратные времена жизни относительно процессов радиационного распада через соответствующий переход. Для простоты расчета принималось, что никаких других процессов, кроме обозначенных на рисунке, не происходит.

При составлении уравнений баланса воспользуемся также разложением излучения атомов в состоянии $6^2D_{3/2}$ на излучение линейных диполей. Через $N_i^{(3)}$ ($i=1, 2, 3$) обозначено число, пропорциональное числу диполей d_i и пропорциональное интенсивности излучения диполей I_i уровня 3; через $N^{(4)}$ — заселенность уровня $6^2D_{3/2}$, Φ_i — скорость образования диполей d_i , т. е. это накачка на уровень $6^2D_{3/2}$ с учетом вносимого облучением выстраивания. γ_D — вероятность диполю d_i повернуться на $\frac{\pi}{2}$ под влиянием столкновений и превратиться в диполь d_k , т. е. вероятность деполяризации столкновениями. Для простоты расчетов принято, что при передаче возбуждения столкновениями с уровня $6^2D_{3/2}$ на уровень $6^2D_{5/2}$ выстраивание не передается; излучение с уровня $6^2D_{3/2}$ имеет шаровую симметрию и его нет необходимости раскладывать на излучение диполей. Уравнения баланса состоят их четырех следующих уравнений:

$$\frac{dN_i^{(3)}}{dt} = \Phi_i - (\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \gamma_3) N_i^{(3)} - \gamma_D \left(N_i^{(3)} - \frac{1}{3} \sum N_i^{(3)} \right) - \gamma_{34} N_i^{(3)} + \gamma_{43} N^{(4)},$$

$$\frac{dN^{(4)}}{dt} = -(\Gamma_{42} + \gamma_4) N^{(4)} - \gamma_{43} N^{(4)} + \gamma_{34} N^{(3)}, \quad i=1, 2, 3.$$

Из них легко находится поляризация излучения, состоящего из двух спектральных линий $6^2D_{3/2} - 6^2P_{3/2}$ и $6^2D_{5/2} - 6^2P_{3/2}$

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\Gamma_{32} (\Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \gamma_{34} + \gamma_3)}{(\Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \gamma_{34} + \gamma_D + \gamma_3)} \times \quad (6)$$

$$\times \left[\frac{\Gamma_{32} (\Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \gamma_{34} + \gamma_3) + \Gamma_{32} \gamma_{43}}{\Gamma_{32} + \gamma_{34} (\Gamma_{42} + \gamma_4 + \gamma_{43}) (\Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \gamma_{34} + \gamma_3) - \gamma_{34} \gamma_{43}} \right]^{-1}$$

Здесь через P_0 обозначена поляризация, наблюдаемая в отсутствие столкновений, а $\gamma_{43} = \gamma_{34} \frac{g_3}{g_4} \exp \left\{ \frac{\Delta E_{34}}{kT} \right\}$. При использовании приведенных формул для расчетов отношения вероятностей переходов $\frac{\Gamma_{32}}{\Gamma_{31}}$ и $\frac{\Gamma_{32}}{\Gamma_{42}}$ были взяты из работы [4], а время жизни уровня 3 из работы [2].

Относительные интенсивности линий 351.9 и 352.9 нм связаны с определяемыми константами соотношением

$$\frac{I_{352.9}}{I_{351.9}} = \frac{\Gamma_{32}}{\Gamma_{42}} \frac{\sum_i N_i^{(3)}}{N^{(4)}} = \frac{\Gamma_{32}}{\Gamma_{42}} \frac{\Gamma_{42} + \gamma_4 + \gamma_{43}}{\gamma_{34}}. \quad (7)$$

Здесь также содержится некоторое приближение, так как наблюдаемая интенсивность линии 352.9 нм не строго пропорциональна населенности уровня, а зависит в силу наличия выстраивания состояния, от направления наблюдения. Это приближение тем лучше, чем выше давление постороннего газа, т. е. чем больше разрушено выстраивание.

И, наконец, изменение поляризации с магнитным полем (эффект Ханле) связано с процессами разрушения уровней соотношением

$$P = P_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{eg_F H}{mc} \right)^2 (\gamma_D + \gamma_3 + \gamma_{34} + \Gamma_{32} + \Gamma_{31})}. \quad (8)$$

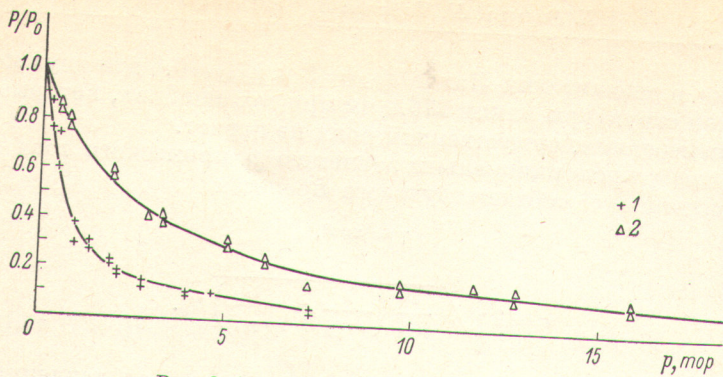


Рис. 3. Деполяризация флуоресценции.
1 — водородом, 2 — азотом.

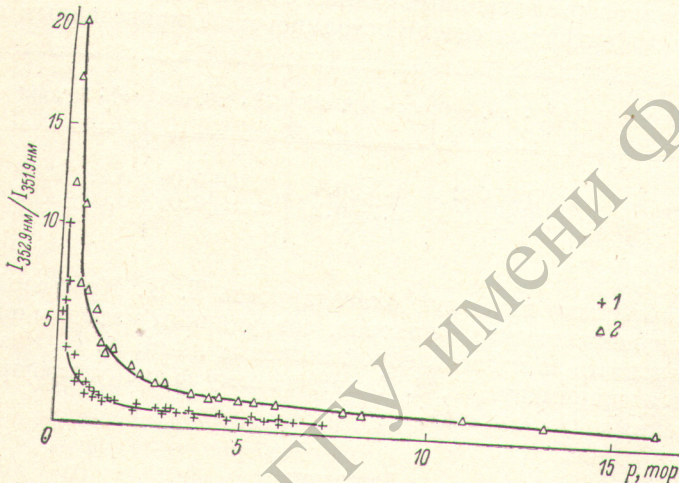


Рис. 4. Отношение интенсивностей линий в присутствии газов.
1 — водород, 2 — азот.

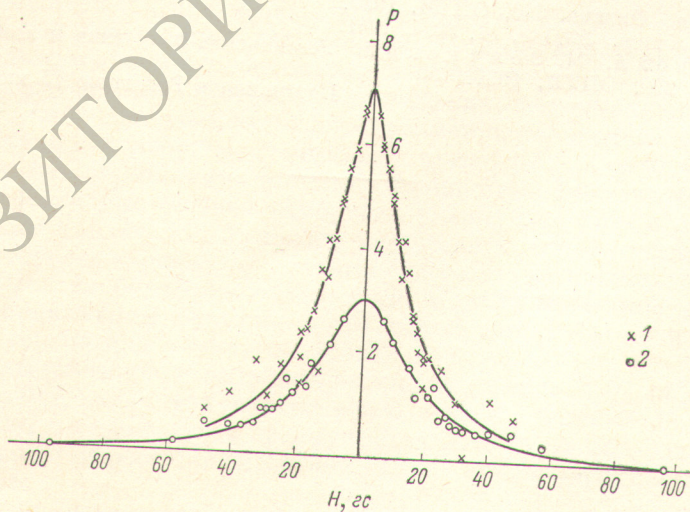


Рис. 5. Эффекты Ханле на линии 352.9 нм.
1 — в чистых парах таллия, 2 — в присутствии молекулярного водорода при $p=0.93$ тор.

Разница в множителях Ланде $g_{F=1}=1$ и $g_{F=2}=0.6$ для двух компонент сверхтонкой структуры линии 276.9 нм при тех ошибках, которые имелись в наших измерениях, существенной роли не играет.

Величины γ пропорциональны давлению p примесного газа и эффективному сечению σ^2 соответствующего процесса

$$\gamma = \alpha p \sigma^2,$$

где [5]

$$\alpha = 2 \sqrt{\frac{2\pi}{RT} \left(\frac{1}{M_{Te}} + \frac{1}{M_{Газ}} \right) N_0}. \quad (9)$$

Примеры зависимостей наблюдаемых сигналов от давления азота и водорода представлены на рис. 3—5.

Сравнение экспериментальных данных с выражениями (6)—(9) приводит к значениям эффективных сечений столкновений, приведенным в таблице.

Газ	$\sigma_{34}^2 \cdot 10^{14}, \text{см}^2$	$\sigma_D^2 \cdot 10^{14}, \text{см}^2$	$\sigma_3^2 \cdot 10^{14}, \text{см}^2$	$\sigma_4^2 \cdot 10^{14}, \text{см}^2$
Азот	0.13 ± 0.01	1.3 ± 0.4	0.26 ± 0.09	0.28 ± 0.09
Водород	0.160 ± 0.025	0.7 ± 0.2	0.00 ± 0.04	0.00 ± 0.04

Авторы выражают глубокую благодарность Т. Н. Крыловой за предоставление диэлектрических фильтров, сотрудникам кафедры оптики Рижского университета за изготовление таллиевых ламп, А. Н. Разумовскому за помощь в эксперименте, Н. И. Калитеевскому за дискуссию при обсуждении полученных результатов.

Литература

- [1] И. П. Богданова. Вестн. ЛГУ, № 4, 41, 1956.
- [2] С. Теплова, М. Чайка, В. Черенковский. Опт. и спектр., 25, 17, 1968.
- [3] М. Борн. Оптика, 690, ОНТИ, 1937.
- [4] Г. С. Кватер. ЖЭТФ, 11, № 4, 1941.
- [5] А. Митчелл, М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы, 260, ОНТИ, 1937.

Поступило в Редакцию 15 июля 1969 г.