

Нахождение величины $w^{\text{стац}}$ сводится теперь к задаче об определении скорости фоторегистрации Λ двухатомным детектором. Подробно этот вопрос рассмотрен в [2] для общего случая n -атомного детектора. При оценке порядка величины Λ не будет большой ошибкой предположить, что статистическая корреляция счета фотонов отсутствует. Скорость возбуждения Λ , выраженная вследствие этого факта через произведение корреляционных функций первого порядка [2], будет по существу скоростью счета фотонов каждым из атомов в отдельности. Тогда для одинаковых атомов Λ можно оценить, исходя из соотношения

$$\Lambda = \frac{c^3 A}{8\pi h \nu^3} \rho(\nu),$$

где $\rho(\nu)$ — спектральная плотность энергии излучения на частоте перехода в атоме, A — вероятность спонтанного распада атома. Для $\rho(\nu) \sim 10^{-12}$ эрг см⁻³ сек., $A \sim 10^3$ сек.⁻¹ и $\nu \approx 2.5 \cdot 10^{14}$ сек.⁻¹, $\Lambda \approx 10^3$ сек.⁻¹.

Эффективность процесса определим как отношение стационарной скорости кумуляции $w^{\text{стац}}$ к скорости распада излучательного состояния, равной $1/\tau_{\text{люм}}$, где $\tau_{\text{люм}}$ — время жизни уровня, ответственного за люминесценцию. Итак, $P = w^{\text{стац}} \cdot \tau_{\text{люм}}$; так как $\tau_{\text{люм}} \sim 10^{-8}$ сек., то $P \approx 10^{-1}$.

В заключение автор выражает благодарность Р. В. Хохлову за полезные советы и внимание к работе; автор признателен также В. В. Овсянкину за содержательные беседы по кооперативным явлениям.

Литература

- [1] Ю. А. Ивлиев. Опт. и спектр., 27, 426, 1969.
 [2] Р. Г л а у б е р. Оптическая когерентность и статистика фотонов. Сб. «Квантовая оптика и квантовая радиофизика», М., 1966.

Поступило в Редакцию 22 июля 1969 г.

УДК 539.184

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ $^2P_{1/2}$ УРОВНЕЙ ЦЕЗИЯ И РУБИДИЯ ИЗ ПЕРЕСЕЧЕНИЙ В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Э. Л. Альтман и С. А. Казанцев

В работе изучалась зависимость интенсивности поляризованного света резонансной флуоресценции паров цезия и рубидия от магнитного поля. Известно, что при прохождении магнитного поля через нуль может быть получен сигнал Ханле, из ширины которого определяют время жизни возбужденного состояния.

Интенсивность резонансной флуоресценции с заданной поляризацией e_λ описывается выражением [1]

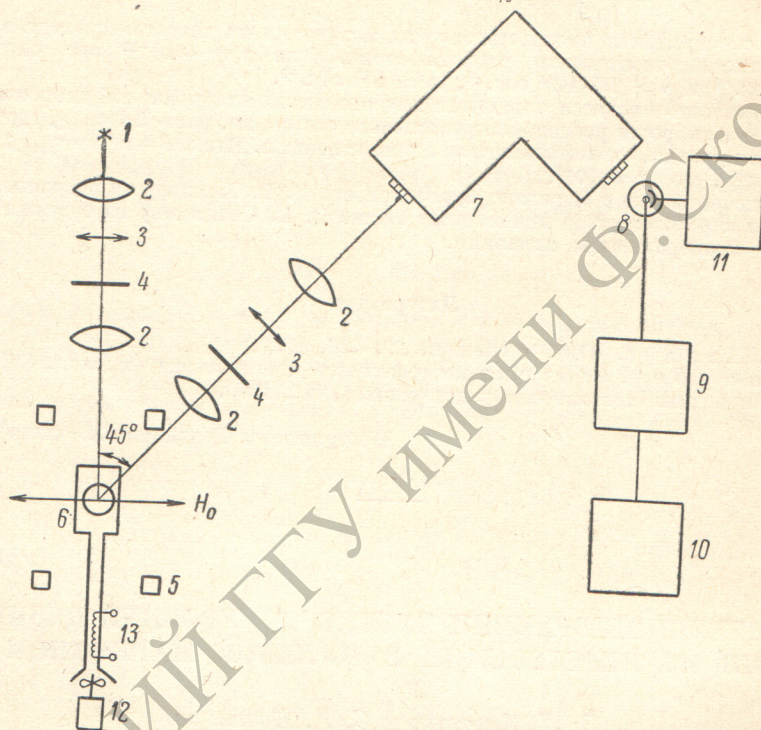
$$I_F(e_\lambda) = R \sum_{\mu, m, m'} \frac{f_{\mu m}^* f_{\mu m'}^* g_{\mu m}^* g_{\mu m'}}{\Gamma + i \frac{\epsilon_m - \epsilon_{m'}}{h}},$$

где $f_{\mu m}^*$ — матрица облучения; $g_{\mu m}^*$ — матрица наблюдения; μ — квантовое число нижних уровней; m, m' — верхних; Γ — естественная ширина уровней m и m' , энергия которых ϵ_m и $\epsilon_{m'}$; R — константа, зависящая от давления паров, от мощности облучающего света и не учитывающая диффузии.

В [2] было показано, что для наблюдения сигнала Ханле на уровнях с одинаковыми $J = \frac{1}{2}$ в основном и возбужденном состояниях необходимо возбуждение и наблюдение циркулярно поляризованного света перпендикулярно магнитному полю.

Нами была выбрана схема экспериментальной установки (см. рисунок), в которой направления магнитного поля, возбуждения и наблюдения находились в одной плоскости. Однако наблюдение света резонансной флуоресценции в направлении возбуждения затруднительно из-за рассеянного света. Поэтому резонансная флуоресценция наблюдалась под углом к направлению возбуждающего света, что уменьшило величину сигнала. Вид сигнала Ханле, который, как известно, определяется взаимным расположением магнитного поля и направлений световых пучков, имел в нашем эксперименте лорентцовскую форму. Связь между магнитным полем и зеемановским расщеплением была для всех исследованных уровней линейной, так как сверхтонкое расщепление

$^2P_{1/2}$ уровней цезия и рубидия достаточно велико по сравнению с расщеплением в магнитном поле (например, сверхтонкое расщепление уровня $7^2P_{1/2}$ цезия около 400 Мгц, в то время как зеемановское расщепление для наибольшего поля, используемого в наших экспериментах, — 10 Мгц). Интенсивность света резонансной флуоресценции линий, соответствующих переходам с уровня $^2P_{1/2}$, примерно на порядок слабее, чем с уровня $^2P_{3/2}$. Линию, на которой наблюдался эффект Ханле, выделяли монохроматором со входной щелью, замененной (по предложению М. П. Чайки) системой щелей. Выходная щель монохроматора также представляла систему щелей, причем промежутки между щелями закрывали компоненты дублета $^2P_{3/2}$. Таким образом, интенсивность



Блок-схема установки.

1 — лампа Rb(Cs), 2 — линзы, 3 — поляриды, 4 — пластинка $\frac{\lambda}{4}$, 5 — катушки Гельмгольца, 6 — кювета с парами Rb(Cs), 7 — спектрограф ИСП-51, 8 — фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-22, -36), 9 — электрометрический усилитель У1-2, 10 — электронный самопишущий потенциометр ЭПП-09, 11 — питание ФЭУ, 12 — вентилятор, 13 — электрическая печь.

сигнала была увеличена в 3 раза. Системы щелей для разделения пар разных длин волн брались различной ширины и шага.

Кювета из пирексового стекла, наполненная обогащенным изотопом рубидия (98% ^{87}Rb , 2% ^{85}Rb) или цезием, помещалась в камеру, обогреваемую потоком горячего воздуха и находящуюся в магнитном поле, образуемом парой колец Гельмгольца. Магнитное поле было проградуировано магнитным резонансом на оптически накачанных парах цезия. Ось катушек Гельмгольца выставлялась по направлению лабораторного магнитного поля. Лампы, содержащие металлический рубидий или цезий (с добавлением инертного газа), возбуждались стандартным высокочастотным генератором. Свет флуоресценции из резонансной кюветы на выходных щелях монохроматора регистрировался ФЭУ. Фототок ФЭУ усиливался электрометрическим усилителем и записывался на самописце. Отклонение от линейности схемы регистрации проверялось специальными измерениями и оказалось порядка 2%.

В результате экспериментов были определены времена жизни уровней $7^2P_{1/2}\text{Cs}$, $6^2P_{1/2}^{87}\text{Rb}$, $5^2P_{1/2}^{87}\text{Rb}$ и $6^2P_{3/2}^{87}\text{Rb}$. Ошибки в определении полуширины сигналов Ханле в основном зависели от воспроизводимости результатов. Так как наличие самообращения спектральных линий возбуждающих ламп может привести к искажению сигнала Ханле [3], профиль спектральных линий контролировался с помощью интерферометра Фабри—Перо. На всех исследованных линиях самообращения замечено не было. В пределах экспериментальных ошибок пленение резонансного излучения

можно было не учитывать, так как при уменьшении плотности пара в кювете изменения контуров сигналов не наблюдалось.

Для уровня $7^2P_{1/2}$ цезия полуширина сигнала Ханле была найдена равной $\Delta H = (8.8 \pm 0.1)$ э. Время жизни, соответствующее этой полуширине, $\tau = (155 \pm 5)$ нсек. Экспериментальных работ по непосредственному определению времени жизни этого

Таблица 1

	I	II	III
$A \cdot 10^{-6}$	7.2	3.4	6.4

Таблица 2

	I	II	III
$A \cdot 10^{-6}$	9.1	6.3	7.6

уровня нет. Можно сравнить наши результаты с измеренными и вычисленными вероятностями переходов [4, 5]. Время жизни и вероятности переходов связаны известным соотношением

$$\frac{1}{\tau} = A_1 + A_2 + A_3,$$

где A_1 — вероятность перехода $7^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$, $A_2 - 7^2P_{1/2} \rightarrow 7^2S_{1/2}$, $A_3 - 7^2P_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$. В табл. 1 приведены для сравнения результаты нашего эксперимента

Таблица 3

	[°]	[']	[°]	[']	Наши измерения
τ , нсек.	30 ± 3	28.1 ± 0.5	23.3	28.4	28.5 ± 1.1

и результаты, полученные из [4, 5]. Первый столбец табл. 1 — сумма вероятностей переходов $A_1 + A_2 + A_3$, взятых из работы [5]. Второй — произведение $kA_1^{\text{экс}}$, где $A_1^{\text{экс}}$ — вероятность перехода, полученная методом крюков Рождественского [3], а k определено, как $k = 1 + \frac{A_2}{A_1} + \frac{A_3}{A_1}$, причем A_1, A_2, A_3 взяты из [4]. В третьем столбце — вероятность перехода, соответствующая времени жизни, полученному в нашем эксперименте.

Время жизни уровня $6^2P_{1/2}$ рубидия оказалось равным $\tau = (131 \pm 5)$ нсек. при $\Delta H = (5.2 \pm 0.1)$ э. Так же как для уровня $7^2P_{1/2}$ цезия, в литературе мы не обнаружили экспериментальных данных по непосредственному измерению времени жизни этого уровня. Вероятности переходов уровня $6^2P_{1/2}$ определялись методом крюков [6] и вычислялись теоретически [5]. Обозначив, как в предыдущем случае, вероятности переходов с уровня $6^2P_{1/2}$ рубидия ($A_1 - 6^2P_{1/2} \rightarrow 5^2S_{1/2}$; $A_2 - 6^2P_{1/2} \rightarrow 4^2D_{3/2}$; $A_3 - 6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$), можем составить табл. 2, аналогичную табл. 1.

Силы осцилляторов и времена жизни уровней $5^2P_{1/2}$ и $6^2P_{3/2}$ Rb измерялись не только классическим методом крюков, но также методом фазового сдвига [7], двойного резонанса [8] и из эффекта Ханле [9, 10].

При исследовании времени жизни уровня $5^2P_{1/2}$ была обнаружена сильная зависимость формы сигнала Ханле от плотности поглощающего пара. Эта зависимость была объяснена в [11]. Кривые Ханле этого уровня записывались при температуре резонансной кюветы ниже комнатной. Полуширина сигнала пересечения уровней равнялась $\Delta H = (24 \pm 1)$ э., отсюда $\tau = (28.5 \pm 1.4)$ нсек. Для сравнения приведем данные других экспериментов — табл. 3.

Уровень $6^2P_{3/2}$ имел самую малую полуширину $\Delta H = (1.6 \pm 0.1)$ э. Это вызвало необходимость дополнительной компенсации рассеянных магнитных полей. Сигнал Ханле регистрировался в экспериментальной установке, которая использовалась при изучении уровней с $J = \frac{1}{2}$. Время жизни этого уровня равно $\tau = (109 \pm 7)$ нсек. Другие эксперименты [8, 10] дают следующие времена жизни (табл. 4).

Таблица 4

	[°]	[']	Наши измерения
τ , нсек.	114 (6)	100	109 ± 7

Авторы пользуются случаем выразить свою благодарность М. П. Чайке и Р. И. Семенову за ценные советы и помощь в работе, а также А. Л. Мясникову за предоставление изотопа рубидия.

Литература

- [1] P. Franken. Phys. Rev., 121, 508, 1961.
- [2] A. Gallagher, A. Lurio. Phys. Rev. Lett., 10, 25, 1963.
- [3] R. de Zafra, W. Kirk. Am. J. of Physics, 35, 573, 1967.
- [4] Г. С. Кватер, Т. Г. Мейстер. Вестн. ЛГУ, сер. физ., 9, 137, 1952.
- [5] O. Heavens. J. Opt. Soc. Am., 51, 1058, 1961.
- [6] Г. И. Гольдберг. Изв. ГАО, 20, 126, 1956.
- [7] J. K. Link. J. Opt. Soc. Am., 56, 1195, 1966.
- [8] U. Meyer-Berkhout. Z. Phys., 141, 185, 1955.
- [9] J. Feichter, J. Gallagher, M. Mirushima. Phys. Rev., 164, 44, 1967.
- [10] H. Bucka, B. Grosswendt, H. Schüssler. Z. Phys., 194, 193, 1966.
- [11] Э. Альтман, А. Машинский, М. Чайка. Опт. и спектр., 26, 126, 1969.

Поступило в Редакцию 22 июля 1969 г.

УДК 539.194.01

ЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ НЕКОТОРЫХ ПРОИЗВОДНЫХ АНТРАХИНОНА

А. Т. Пилипенко и Л. И. Савранский

Электронные спектры производных антрахинона изучались рядом авторов [1-4]. Особое внимание уделялось отличию в спектрах α -производных и β -производных антрахинона в связи с возможностью образования в первых внутримолекулярной водородной связи (ВВС). В спектрах α -производных, где заместителями являются группы —ОН или —NH₂, способные образовывать водородные связи с кислородом соседней карбонильной группы, отмечается возрастание интенсивности самых длинноволновых полос и смещение их в сторону больших длин волн [2]. Известно, что определенные изменения в спектрах могут быть вызваны различным воздействием замещающих групп на π -систему молекулы в зависимости от места замещающей группы в молекуле. Чтобы разделить влияние замещающих групп на спектры через систему π -связей от влияния вызванного образованием ВВС, мы провели квантовохимический расчет электронных спектров ряда окси- и аминок-производных антрахинона. Расчет проводился в π -электронном приближении методом МО ЛКАО в приближении Парриера—Парра—Поппа с учетом взаимодействия 25 однократно возбужденных конфигураций. Для расчета использовали программы MN, PPP-2, KB-1 [5]. Часть спектров была снята нами в 50%-м спиртово-водном растворе на спектрофотометре СФ-4. В таблице приведены вычисленные и экспериментальные значения длин волн двух самых длинноволновых переходов. Приведены также вычисленные значения моментов переходов и отношение моментов переходов в направлениях y и z , характеризующие поляризацию полосы.

Из таблицы видно, что без учета образования водородных связей можно понять некоторые особенности спектров антрахинонов, принимая лишь во внимание влияние α - или β -заместителей на положение π -уровней молекулы. Из приведенных моментов переходов видно, что в антрахиноне и 2-оксиантрахиноне самый длинноволновый переход мало интенсивен и потому часто второй переход принимают за самый длинноволновый [2]. Вычисленные моменты переходов качественно согласуются с экспериментом [4]. Что касается положения полос в зависимости от места положения заместителя, то можно сделать такие выводы: расхождение между вычисленным и экспериментальным положением полос в случае α - и β -производных не имеет систематического характера. В большинстве случаев расчет дает положение длинноволновой полосы с точностью, превышающей ± 20 нм. Лишь в случае 2, 3-диаминоантрахинона отклонение несколько большее. Возможно, здесь необходимо экспериментальное уточнение положения полосы.

Полученные результаты указывают на сравнительно слабое влияние ВВС на электронные спектры поглощения. Верхней границей смещения полос за счет образования ВВС в α -замещенных антрахинонах с окси- и аминок-группами в качестве заместителей является величина ± 20 нм.