

РЕЗОНАНСНОЕ УШИРЕНИЕ ЛИНИЙ ЕВРОПИЯ,  
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ПЕРЕХОДАХ  $a^8S_{7/2}^0 - y^8P_{7/2, 7/2, 5/2}$ 

Н. П. Пенкин и Л. Н. Шабанова

Методом одновременного измерения эквивалентной ширины линии поглощения и кривых Рождественского исследовано резонансное уширение линий атома европия, возникающих при переходах  $6s^2a^8S_{7/2}^0 - 6s6p^8P_{7/2, 7/2, 5/2}$ . В результате проведенных экспериментов определены времена жизни уровней  $y^8P_{7/2, 7/2, 5/2}$  Eul (5.46, 5.68 и 5.87 нсек. соответственно) и эффективные сечения резонансного уширения линий 459.4, 462.7 и 466.2 нм ( $492 \cdot 10^{-14}$ ,  $426 \cdot 10^{-14}$  и  $346 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>). Найденные значения эффективных сечений резонансного уширения хорошо согласуются с теоретическими, полученными в ударном приближении.

## 1. Введение

В связи с широким использованием плазмы в различных областях физики и техники за последние годы чрезвычайно возрос интерес к элементарным процессам, происходящим в плазме. Особенно много внимания уделяется процессам, имеющим большие эффективные сечения, сравнимые с газокинетическими или превышающие их. Одним из таких процессов является столкновение одинаковых атомов, возбужденного и невозбужденного, электронные состояния которых связаны оптически разрешенным дипольным переходом. Благодаря резонансному характеру взаимодействия основным результатом столкновения является передача энергии возбуждения от одного атома к другому. Это приводит к уменьшению времени жизни атома в возбужденном состоянии и, следовательно, к уширению соответствующей спектральной линии.

При низких давлениях резонансное уширение прямо пропорционально концентрации возмущающих атомов, не зависит от температуры, симметрично и описывается дисперсионной формулой [1-3]. Ширина линии, обусловленная столкновениями одинаковых атомов, в ударном приближении и приближении диполь-дипольного взаимодействия определяется выражением

$$\gamma_{ст.} = K \frac{2\pi e^2}{m\omega_{J_0 J}} \sqrt{\frac{2J_0 + 1}{2J + 1}} N f_{J_0 J} \quad (1)$$

Здесь  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $\omega_{J_0 J}$  — угловая частота дипольного перехода,  $J_0$  и  $J$  — полные моменты невозбужденного и возбужденного атомов соответственно,  $N$  — концентрация возмущающих атомов,  $f_{J_0 J}$  — сила осциллятора перехода  $J_0 \rightarrow J$ ,  $K$  — числовой множитель, значения которого вычисленные и найденные экспериментально помещены в табл. 1. Данные, приведенные в табл. 1, в какой-то степени характеризуют состояние теоретических и экспериментальных работ по резонансному уширению спектральных линий. В настоящее время трудно назвать точное значение коэффициента  $K$  и сказать что-либо о его зависимости от моментов  $J_0$  и  $J$ . Очевидно, только дальнейшее изучение резонансного уширения позволит решить эту проблему.

В работе [15] нами было исследовано резонансное уширение линий

Таблица 1

Автор	К (переходы $J_0 - J$ )				
	0-1	$1/2-1/2$	$1/2-3/2$	1-1	1-2
Теория					
Ватанабе [4]	1.95	—	—	—	—
Али и Грим [5]	1.92	1.92	1.92	1.92	1.92
Омон [6]	1.97	1.97	1.97	1.97	1.97
Казанцев [7]	1.95	—	—	—	—
Вдовин и Галицкий [8]	2.09	—	—	—	—
Омон и Менье [9]	2.08	—	—	—	—
Бирман и Лэмб [10]	2.08	—	—	—	—
Стэси и Куле [11]	2.08	1.80	2.08	—	—
Вдовин, Галицкий и Якимец [12]	—	1.80	1.98	2.00	2.01
Эксперимент					
Лагарде и Ленье [13]	$2.35 \pm 0.16$	—	—	—	—
Воон [14]	$1.95 \pm 0.12$	—	—	—	—
Пенкин и Шабанова [15]	$2.00 \pm 0.11$	—	—	—	—
Льюис, Риббек и Воон [16]	—	$2.48 \pm 0.60$	$2.66 \pm 0.60$	—	—

атомов кальция, стронция и бария, возникающих при переходах  $ns^2\ ^1S_0 - nsp\ ^1P_1^0$ . Настоящая работа посвящена изучению резонансного уширения линий европия ( $6s^2a^8S_{7/2}^0 - 6s6p\ ^8P_{7/2, 7/2^3/2}$ ).

## 2. Метод

Исследование резонансного уширения линий EuI проводилось, как и ранее, методом одновременного определения эквивалентной ширины линии поглощения и крюков Рождественского. Измеряя эти величины в условиях поглощающего слоя большой оптической плотности, когда,

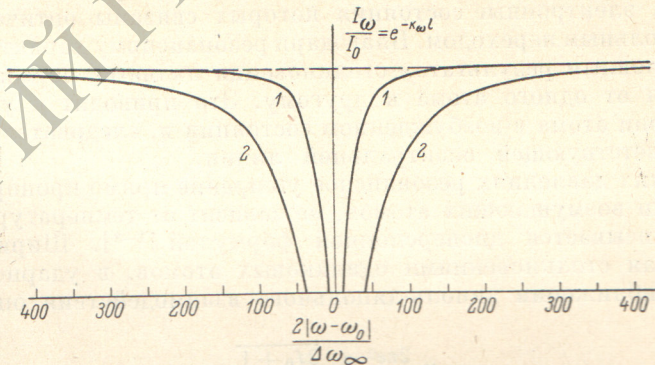


Рис. 1. Контур линии 459.4 нм EuI в условиях поглощающего слоя большой оптической плотности.

$$1 - k_0 l = 2.31 \cdot 10^4, \quad a = \frac{\gamma_{ki} + \gamma_{cr}}{\Delta \omega_D} \sqrt{\ln 2} = 0.0285; \quad 2 - k_0 l = 2.15 \cdot 10^5, \\ a = 0.0348.$$

несмотря на эффект Доплера, контур линии определяется исключительно ее крыльями (рис. 1), можно найти ширину суммарного дисперсионного контура, обусловленного независимым действием естественного и ударного уширений

$$\gamma = \gamma_{ki} + 2Nv\sigma = \frac{c}{\pi \lambda_{ki} K(\lambda)} \left( \frac{A_\lambda}{\Delta \lambda_{ik}} \right)^2. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_{ki}$  — естественная ширина линии в единицах угловой частоты,  $v$  — средняя относительная скорость сталкивающихся атомов,  $\sigma$  — эф-

эффективное сечение ударного уширения,  $c$  — скорость света,  $K(\lambda)$  — постоянная метода крюков,  $A_\lambda$  — эквивалентная ширина линии поглощения,  $\Delta_{ik}$  — расстояние между вершинами крюков.

Изучая зависимость ширины линии  $\gamma$  от концентрации возмущающих атомов (величины  $Nfl$ ), легко определить эффективное сечение резонансного уширения и естественную ширину линии. Последняя находится экстраполяцией прямой, выражающей эту зависимость, к значениям величины  $Nfl$ , при которых столкновения с атомами собственного газа пренебрежимо малы. Минимальные значения величины  $Nfl$ , удовлетворяющие выражению (2), определяются требованием  $A_\lambda = 10\Delta\lambda_D$ , максимальные — критерием выполнимости ударного приближения  $|\pi\rho_0^3 N \ll 1$ . Наличие у линии поглощения сверхтонкой и изотопической структуры оказывается в этих условиях несущественным [17, 18].

### 3. Эксперимент

Экспериментальная установка, использованная в работе, включала в себя источник сплошного спектра, интерферометр Рождественского, устройство для создания поглощающего столба паров, спектрограф для фотографирования крюков, монохроматор с набором двойных щелей на выходе и фотоэлектрической приставкой для измерения эквивалентной ширины линии поглощения. Исследуемый столб паров европия создавался в кварцевой трубке, помещенной в электрическую печь сопротивления с выравненной по длине температурой. Чтобы уменьшить диффузию паров европия из горячих частей абсорбционной кюветы в холодные и предотвратить их конденсацию на окошках кюветы, в нее напускался инертный газ. Эффективная длина поглощающего столба паров при температуре  $900^\circ\text{C}$  равнялась  $57 \pm 1$  см.

В работе использовались спектрограф и монохроматор автоколлимационного типа с дифракционными решетками 1200 штр./мм. Обратная линейная дисперсия спектрографа и монохроматора в первом порядке в области  $4630 \text{ \AA}$  составляла 4.010 и 4.090  $\text{\AA}/\text{мм}$  соответственно. Для уменьшения рассеянного света в монохроматоре перед входной его щелью ставились стеклянные фильтры ЖС-12 и СЗС-18 [19].

Эквивалентная ширина линии определялась по формуле

$$A_\lambda = \left(1 - \alpha \frac{i_2}{i_1}\right) \Delta\lambda. \quad (3)$$

Коэффициент  $\alpha \equiv i_1/i_2$ , учитывающий неравенство фототоков  $i_1$  и  $i_2$  от одной и другой выходных щелей монохроматора в отсутствие поглощения, очень мало отличался по величине от единицы. Выбор оптимальной ширины выходной щели монохроматора  $\Delta\lambda$  осуществлялся измерением одной и той же эквивалентной ширины линии при различных значениях  $\Delta\lambda$ . Такие измерения были проведены для разных по величине эквивалентных ширин линии поглощения. Это позволило не только найти оптимальную ширину выходной щели монохроматора, но и ввести поправку на крылья линии, если для повышения точности измерений использовалась более узкая щель. Так как в абсорбционной кювете присутствовал инертный газ, то помимо изучения зависимости ширины линии  $\gamma$  от величины  $Nfl$  была также изучена зависимость ширины линии от давления при- мешанного газа, чтобы учесть вызываемое им уширение.

### 4. Результаты измерений и их обсуждение

Некоторые из полученных в эксперименте графиков, выражающих зависимость ширины линии  $\gamma$  от величины  $Nfl$  для линий европия  $a^8S_{7/2}^0$  —  $y^8P_{3/2, 7/2, 5/2}$ , приведены на рис. 2. Во всех случаях указанная зависи-

мость хорошо аппроксимировалась прямой линией. Из наклона таких прямых были найдены эффективные сечения резонансного уширения

$$\sigma = \frac{fl}{2v} \frac{\gamma_{ст.}}{Nfl}. \quad (4)$$

Силы осцилляторов переходов  $a^8S_{7/2}^0 - y^8P_J$  определялись по формуле

$$f_{ik} = \frac{mcgk}{8\pi^2e^2g_i} \lambda_{ki}^2 \gamma_{ki}. \quad (5)$$

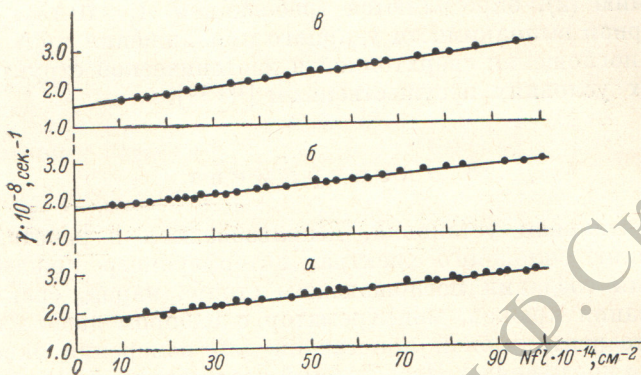


Рис. 2. Зависимость ширины линии  $\gamma$  от величины  $Nfl$  в условиях поглощающего слоя большой оптической плотности для линий Eul.

$a - 459.4$ ,  $б - 462.7$ ,  $в - 466.2$  нм.

По измеренным значениям естественной ширины линий европия были также определены средние времена жизни уровней  $y^8P_J$

$$\tau_k = \frac{1}{\gamma_{ki}}. \quad (6)$$

Т а б л и ц а 2

Переход	$\lambda, \text{ \AA}$	$\gamma_{ki} \cdot 10^{-8}, \text{ сек.}^{-1}$	$\tau \cdot 10^9, \text{ сек.}$		$T, \text{ }^\circ\text{K}$	$\sigma \cdot 10^{14}, \text{ см}^2$
			настоящая работа	[20]		
$6s^2a^8S_{7/2}^0 - 6s6py^8P_{9/2}$	4594.03	$1.83 \pm 0.07$	$5.46 \pm 0.21$	5.53	900	$492 \pm 32$
$6s^2a^8S_{7/2}^0 - 6s6py^8P_{7/2}$	4627.22	$1.76 \pm 0.09$	$5.68 \pm 0.28$	5.83	900	$426 \pm 60$
$6s^2a^8S_{7/2}^0 - 6s6py^8P_{5/2}$	4661.88	$1.55 \pm 0.08$	$6.45 \pm 0.32$	6.77	900	$346 \pm 21$

Полученные нами значения времен жизни этих уровней хорошо согласуются, как это видно из данных табл. 2, с результатами измерений, выполненных в работе [20] по методу пересечения уровней.

Согласно уравнениям (5) и (6), времена жизни уровней  $y^8P_J$  должны относиться друг к другу как

$$\tau_1 : \tau_2 : \tau_3 = \frac{g_1 \lambda_{10}^2}{f_{01}} : \frac{g_2 \lambda_{20}^2}{f_{02}} : \frac{g_3 \lambda_{30}^2}{f_{03}}. \quad (7)$$

Здесь индексы 1, 2, 3 обозначают уровни  $y^8P_{9/2}, 7/2, 5/2$  соответственно, а индекс 0 — уровень  $a^8S_{7/2}^0$ . Если воспользоваться экспериментальными относительными значениями сил осцилляторов, найденными в работе [21] по методу крюков Рождественского, то получим

$$\tau_1 : \tau_2 : \tau_3 = 100.0 : 102.3 : 105.6. \quad (8)$$

Настоящий эксперимент и работа [20] дают соответственно

$$\tau_1 : \tau_2 : \tau_3 = \begin{cases} 100 : 104 : 118, \\ 100 : 105 : 122, \end{cases} \quad (9)$$

т. е. несколько большее время жизни уровня  $y^8P_{9/2}$ , чем это следовало ожидать из измерений относительных чисел  $f$ . Хотя погрешность измерений этих чисел  $f$  в работе [21] составляла всего лишь  $1 \div 2\%$ , тем не менее нами вновь методом крюков были определены относительные силы осцилляторов линий, возникающих при переходах  $a^8S_{9/2}^0 - y^8P_{9/2, 7/2, 5/2}$ , в том интервале значений величины  $Nfl$ , в котором исследовалось резонансное уширение. Повторные измерения подтвердили предыдущий результат ( $f_{01} : f_{02} : f_{03} = 1000 : 783 : 580$ ).

Таким образом, более точным значением времени жизни уровня  $y^8P_{9/2}$  следует признать значение, полученное из измерений относительных чисел  $f$  и времен жизни уровней  $y^8P_{9/2}$  и  $y^8P_{7/2}$  и равное

$$\tau_{y^8P_{9/2}} = (5.87 \pm 0.23) \text{ нсек.}$$

Для переходов  $J_0 = 7/2 - J = 9/2, 7/2, 5/2$  нами были получены следующие значения коэффициента  $K$ , входящего в формулу (1):  $1.99 \pm 0.13$ ,  $1.92 \pm 0.27$  и  $2.00 \pm 0.13$ . Эти значения в пределах погрешностей эксперимента согласуются с найденным ранее значением этого коэффициента для переходов  $J_0 = 0, J = 1$  [15], а также результатами теоретических расчетов [6] (табл. 1).

Из наших экспериментов по резонансному уширению напрашивается вывод о независимости коэффициента  $K$  от полных механических моментов  $J_0$  и  $J$ . Если это так, то эффективные сечения резонансного уширения линий  $a^8S_{9/2}^0 - y^8P_{9/2, 7/2, 5/2}$  Eu I должны относиться друг к другу как

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = \frac{\lambda_{10} f_{01}}{\sqrt{2J_1 + 1}} : \frac{\lambda_{20} f_{02}}{\sqrt{2J_2 + 1}} : \frac{\lambda_{30} f_{03}}{\sqrt{2J_3 + 1}}. \quad (10)$$

Подставляя в выражение (10) значения длин волн, статистических весов уровней  $y^8P_J$  и экспериментальные относительные значения сил осцилляторов, получим

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 100 : 88.1 : 76.0. \quad (11)$$

Это значение отношения эффективных сечений резонансного уширения линий европия хорошо согласуется с экспериментом

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 100 : 87 : 70. \quad (12)$$

#### Литература

- [1] Ш. Чен, М. Такео. Усп. физ. наук, 66, 391, 1958.
- [2] Н. Д. Куһн. Opt. Pump. and Atom. Line Shape, 43, Warsaw, 1969.
- [3] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963.
- [4] T. Watanabe. Phys. Rev., 138A, 1573, 1965; 140AB, 5, 1965.
- [5] A. W. Ali, H. R. Griem. Phys. Rev., 140A, 1044, 1965; 144, 366, 1966.
- [6] A. Omon t. C. R. Acad. Sci., 262B, 190, 1966.
- [7] А. П. Казанцев. ЖЭТФ, 5, 1751, 1966.
- [8] Ю. А. Вдовин, В. М. Галицкий. ЖЭТФ, 52, 1345, 1967.
- [9] A. Omon t, J. Meunier. Phys. Rev., 169, 92, 1968.
- [10] P. R. Bergman, W. E. Lamb. Phys. Rev., 187, 221, 1969.
- [11] D. N. Stacey, J. Cooper. Phys. Lett., A30, 49, 1969.
- [12] Ю. А. Вдовин, В. М. Галицкий, В. В. Якимец. Сб. «Вопросы теории атомных столкновений». Атомиздат, МИФИ, 1970.
- [13] D. Lagarde, R. Lennuier. Comptes Rendus., 261, 919, 1965.
- [14] J. Vaughan. Proc. Roy. Soc., 295, 164, 1966.

- [15] Н. П. Пенкин, Л. Н. Шабанова. *Опт. и спектр.*, 26, 346, 1969.
- [16] E. L. Lewis, M. M. Rebbek, J. M. Vaughan. *Phys. Lett.*, A30, 50, 1969.
- [17] А. Митчелл, М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы. ОНТИ, 1937.
- [18] C. van Trigt. *J. Opt. Soc. Am.*, 58, 669, 1968.
- [19] Каталог цветного стекла. ОНТИ, Л., 1959.
- [20] E. Handrich, H. Kretzen, W. Lange, A. Stedel, R. Wal-lenstein, H. Walther. *Opt. Pump. and Atom. Line Shape*, 417, Warsaw, 1969.
- [24] В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин, Л. Н. Шабанова. *Опт. и спектр.*, 25, 155, 1968.

Поступило в Редакцию 14 июня 1972 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ