Дифференциальные сечения когерентного рассеяния фотонов атомом цинка в мбарн/стер

ϑ, град.	E, кэВ							
	145		210		279		350	
	а	б	а	б	а	б	а	б
45	91.0	99.8	44.4	45.1	19.2	19.3	7.59	7.53
60	46.3	51.3	17.0	17.3	5.23	5.12	1.60	1.59
75	24.9	27.7	6.66	6.86	1.61	1.66	0.423	0.450
90	14.8	16.5	3.08	3.32	0.636	0.708	0.151	0.187
105	10.3	11.6	1.79	2.06	0.333	0.418	0.0741	0.111
120	8.44	9.52	1.28	1.56	0.221	0.309	0.0472	0.0839
135	7.59	8.63	1.05	1.34	0.173	0.261	0.0359	0.0726

Примечание. Значения сечений получены: а — в нашей работе, б — в работе [6].

Из полученных результатов следует, что сечения когерентного рассеяния фотонов с небольшими энергиями (для атома цинка — меньшими 50 кэВ) чувствительны к числу и состоянию валентных электронов. При энергиях больше 50 кэВ значения сечений обусловливаются электронами остова, волновые функции которых слабо зависят от состояния валентных электронов.

Литература

[1] W. Franz. Z. Phys., *98*, 314, 1936.
[2] H. E. Jackson, G. E. Thomas, K. J. Wetzel. Phys. Rev., *C9*, *1153*, 1974.
[3] M. Schumacher, F. Smend, I. Borhert. Nucl. Phys., *A206*, 531, 1973.
[4] R. T. Brown. Atomic Data and Nuclear Data Tables, *15*, 111, 1975.
[5] G. E. Brown, D. F. Mayers. Proc. Roy. Soc., *A242*, 89, 1957.
[6] F. Smend, M. Schumacher. Nucl. Phys., *A223*, 423, 1974.
[7] И. А. Якимавичюс, Р. И. Каразия, И. В. Батарунас, А. И. Ширвайтис. Лит. физ. сб., *12*, 49, 1972.
[8] З. И. Купляускис, А. В. Матулайтите, А. П. Юцис. Лит. физ. сб., *11*, 557, 1971.
[9] А. В. Купляускене, З. И. Купляускис, А. П. Юцис. ВИНИТИ, № 7260-73, Деп., 1973.
[10] З. И. Купляускис, И. А. Якимавичюс. Лит. физ. сб., *12*, 939, 1972.

Поступило в Редакцию 3 ноября 1975 г.

УДК 539.186.3.01

АДИАБАТИЧЕСКИЕ САТЕЛЛИТЫ АТОМНЫХ ЛИНИЙ

В. И. Ошеров и *Ю. И. Поляков*

Оптические переходы в момент столкновения атомов происходят между электронными термами образующихся квазимолекул. Интенсивности таких переходов пропорциональны числу столкновений в единицу времени, а форма соответствующих полос сильно зависит от характера взаимодействия атомов. В некоторых случаях полосы сильно сужаются, образуются спутники атомных линий, которые могут быть подробно исследованы экспериментально. Общей причиной локализации переходов является наличие экстремальных точек расщепления термов квазимолекул [12]. Простейшая в этом смысле ситуация возникает в условиях квазипересечения при сильном отталкивании адиабатических термов.

Все характерные черты возникающего спутника могут быть установлены на основании модели с адиабатическим гамильтонианом

$$H=\begin{pmatrix} -\frac{1}{2}\frac{d^2}{dx^2}, & \alpha \\ \alpha & , -\frac{1}{2}\frac{d^2}{dx^2}-x \end{pmatrix} \qquad (1)$$

$(m=\hbar=F=1)$ при $\alpha \gg 1$, т. е. при адиабатическом движении партнеров по столкновению. В этом случае в выражении для формы простейшей дипольной оптической полосы поглощения

$$I(\Omega) = 2\pi \, \mathrm{Sp} \, |\langle \psi_1(E) \, | \, \psi_2(E+\Omega) \rangle|^2, \tag{2}$$

где Ω — частота света, а Sp обозначает статистическое усреднение по начальным состояниям, $\psi_{1,\,2}$ — решения уравнения Шредингера

$$-\frac{1}{2}\frac{d^2}{dx^2} + U_{1,\,2}(x) - E_{1,\,2}) \, \psi_{1,\,2} = 0 \tag{3}$$

с адиабатическими термами

$$U_{1,\,2} = -\frac{x}{2} \pm \sqrt{\frac{x^2}{4} + \alpha^2}. \tag{4}$$

Согласно статическому принципу Франка—Кондона $(U_2 - U_1 = \Omega)$, наибольший вклад в перекрывание (2) вносят окрестности точек поворота $x_{1,\,2}$ относительного движения атомов, около которых волновые функции $\psi_{1,\,2}$, нормированные на δ-функции от энергии, имеют вид [2]

$$\psi_{1,\,2}(x) = \frac{2^{1/3}}{\pi^{1/2}} \frac{1}{F_{1,\,2}^{1/6}} \, \Phi\left[(2F_{1,\,2})^{1/3}(x_{1,\,2} - x)\right], \tag{5}$$

где Φ — функция Эйри; $F_{1,\,2}$ — классические силы, действующие на атомы в точках поворота (можно показать, что если движение инфинитно при $x > 0$, то коэффициент в (5) выбран правильно). В рассматриваемом случае

$$x_{1,\,2} = \frac{\alpha^2 - E_{1,2}^2}{E_{1,\,2}}, \quad F_{1,\,2} = \frac{E_{1,2}^2}{\alpha^2 + E_{1,\,2}^2}. \tag{6}$$

Если теперь ввести в рассмотрение статистический вес начального состояния $\rho(E)$ и учесть, что $E_2 = E_1 + \Omega \geqslant 0$, $E_1 \leqslant 0$, то $I(\Omega)$ приводится к виду

$$I(\Omega) = \frac{2^{1/3}\alpha}{\omega^{5/3}} \int_{-1}^{1} d\varepsilon \rho(\varepsilon) \, \frac{[1+\omega^2(1-\varepsilon)^2[\,[1+\omega^2(1+\varepsilon)^2]}{\varepsilon^{2/3}(1-\varepsilon^2)^{2/3}} \, \Phi^2 \left[2^{2/3}\alpha\omega^{5/3} \frac{2\delta - \varepsilon^2}{\varepsilon^{1/3}(1-\varepsilon^2)^{1/3}}\right]. \tag{7}$$

Здесь ε и ω — безразмерные энергия и частота,

$$\varepsilon = \frac{E + \Omega/2}{\Omega/2}, \quad \omega = \frac{\Omega}{\Omega_0}, \quad \Omega_0 = 2\alpha, \quad \delta = \frac{\Omega^2 - \Omega_0}{2\Omega^2}. \tag{8}$$

Распределение интенсивностей (7) содержит узкий спутник атомного поглощения на минимальной франк-кондоновской частоте Ω_0, форма которого может быть найдена, если учесть, что при $\Omega \simeq \Omega_0$ $(\omega \simeq 1)$

$$\delta = \frac{\Omega - \Omega_0}{\Omega_0} \ll 1, \tag{9}$$

и основной вклад в интеграл (7) вносят $\varepsilon \ll 1$. В результате при условии (9)

$$I(\Omega) = A\alpha \int_{-\infty}^{\infty} dz \Phi^2 \left(2^{2/3}\alpha \frac{2\delta - z^6}{z}\right) \tag{10}$$

и $A \sim \rho(0)$ не зависит от Ω. Окончательные выражения, определяющие форму сателлита, имеют вид

$$\left.\begin{aligned} I(\Omega) &= A_{\pm} \frac{\alpha^{1/2}}{|\delta|^{1/4}}, \quad \alpha|\delta|^{5/6} \gg 1, \quad A_- < A_+; \\ I(\Omega) &= A_0 \alpha^{4/5}, \quad \alpha|\delta|^{5/6} \ll 1, \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

A_+ относится к $\delta > 0$, A_- — к $\delta < 0$. Они характеризуют асимметричную полосу большой максимальной интенсивности $(\sim\alpha^{4/5})$ и малой $(\sim 1/\alpha^{1/5})$ полуширины.

Полученный результат сохраняет качественное значение и при $\alpha \sim 1$ и может быть использован для оценки матричных элементов диабатического гамильтониана по положению статических резонансов и полному поглощению в полосах сателлитов

Литература

[1] W. R. Hindmarsh, J. M. Farr. Collision Broadening of Spectral Lines by Neutral Atoms. Pergamon, Oxford, 1972.
[2] J. F. Kielkopf. J. Chem. Phys., 61, 4733, 1974; 62, 4809, 1975.
[3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. «Наука», М., 1974.

Поступило в Редакцию 17 декабря 1975 г.

УДК 535.324+535.341

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ВЕЩЕСТВА ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЕ, РАЗЛОЖЕННОЙ ПО СПЕКТРУ

Ю. Г. Козлов и *М. О. Чайка*

Интерференционная картина, разложенная по спектру, в принципе, содержит всю информацию о показателе преломления и дисперсии внесенного в интерферометр объекта для любой длины волны наблюдаемого спектрального интервала. Однако извлечение этой информации может представить собой трудноразрешимую задачу.

Во многих случаях зависимость показателя преломления от длины волны допускает аппроксимацию аналитической функцией. При этом появляется возможность составить аналитические уравнения для разности хода интерферирующих пучков, включающие в качестве параметров параметры наблюдаемой картины и геометрическую толщину исследуемого объекта, а в качестве неизвестных — некие коэффициенты, по которым строится аналитическая функция, описывающая показатель преломления.

В области прозрачности вид дисперсионной кривой вещества определяется в общем случае линиями поглощения, которые находятся как в более коротковолновой, так и в более длинноволновой области. При этом показатель преломления может быть представлен аналитически формулой Зельмейера [1]

$$n^2 - 1 = \sum_{i=1}^{i=j} \frac{a_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \tag{1}$$

где a_i — некие коэффициенты, связанные с силами осцилляторов; λ_i — длины волн линий поглощения в случае газов; в случае твердых тел и жидкостей эти величины несколько отличаются от длин волн линий поглощения (более подробно см [1]).

Таким образом, задача определения показателя преломления сводится к определению коэффициентов a_i и λ_i. Выразив из (1) величину n и подставив ее в $2j$ линейно независимых уравнений, описывающих интерференционную картину (об их составлении см. ниже), получим систему уравнений, из которых можно определить a_i и λ_i.

Значение j, по-видимому, может быть во многих случаях выбрано равным единице, так как обычно ход дисперсионной кривой определяется главным образом одной линией поглощения, расположенной в ультрафиолетовой области. При необходимости число j может быть увеличено. Однако если окажется, что число j больше фактического числа линий поглощения, то в решении системы появится неопределенность для λ_i. Второе неудобство, возникающее в случае применения формулы Зельмейера, состоит в том, что система уравнений оказывается нелинейной. С точки зрения математического обеспечения более выгодно иметь линейную систему.

Для устранения указанных недостатков можно использовать вместо формулы Зельмейера степенное приближение следующего вида [1]:

$$n^2 - 1 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \ldots + B'\lambda^2 + C'\lambda^4 + \ldots$$

Разложив это выражение в биномиальный ряд и ограничившись m членами с положительными степенями и n с отрицательными, получим

$$n = c_0 + c_2\lambda^2 + c_4\lambda^4 + \ldots + c_{2m}\lambda^{2m} + c_{-2}\lambda^{-2} + \ldots + c_{-2n}\lambda^{-2n}. \tag{1a}$$

Здесь члены с отрицательными степенями λ описывают вклад ультрафиолетовых линий поглощения, а с положительными — инфракрасных. Система уравнений при разрешении относительно коэффициентов c оказывается линейной (так как при составлении системы нелинейных операций над n не производится; см. ниже). Это позволяет при