

3 см×3 см). Исследования сигналов, полученных на камерах поглощения с буферным газом, дали результаты, сходные с результатами исследования цезиевых ячеек с парафиновыми покрытиями.

До настоящего времени считалось, что единственным преимуществом способа МС является отсутствие радиочастотного уширения линии. Как показали проведенные эксперименты, важным преимуществом этого метода является большая интенсивность наблюдаемых сигналов.

Автор благодарит Е. Б. Александрова за ценные замечания при обсуждении результатов работы.

Литература

- [1] W. Harper. Rev. Mod. Phys., 44, 169, 1972.
- [2] W. E. Bell, A. L. Bloom. Phys. Rev., 107, 1559, 1957.
- [3] Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 49, 98, 1965.
- [4] N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji. Compt. Rend., 260, 5231, 1965.
- [5] В. В. Семенов, И. В. Сергеева. Тр. ЛПИ, № 366, Квантовая электроника, Л., 1979.
- [6] Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скроцкий. Физические основы квантовой магнитометрии. «Наука», М., 1972.

Поступило в Редакцию 29 мая 1979 г.

УДК 535.2 : 539.186

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ЛАНДАУ-ЗИНЕРОВСКОГО САТЕЛЛИТА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

А. З. Девдариани и Ю. Н. Себякин

В работах [1, 2] изучалось влияние неадиабатического взаимодействия квазимолекулярных термов, которое может быть описано в рамках модели Ландау—Зинера, на характер электронного или фотонного спектра. Выведенные в [2] формулы для амплитуды спектра $b(\omega)$ можно непосредственно использовать для описания спектров электронов или фотонов, которые образуются при столкновениях атомов с заданным параметром удара ρ и относительной скоростью на бесконечности v . Такие условия реализуются в экспериментах, выполненных по методике совпадений при рассеянии частиц на определенный угол. Однако экспериментальное изучение спектральных линий оптического диапазона (СЛ) обычно проводится в таких условиях, которые позволяют регистрировать спектр, уже усредненный по ρ и v .

Поскольку исследуемая особенность термов влияет на форму спектра в области крыльев СЛ, то указанные усреднения могут быть выполнены в рамках статистической теории. Поэтому профиль крыла $I(\omega)$ СЛ при классическом описании движения ядер сталкивающихся атомов и однократном прохождении области неадиабатического взаимодействия может быть представлен в виде

$$I(\omega) = Q(T) \int_0^{\infty} dE E e^{-E/kT} \int_0^{\infty} \rho d\rho |b(\omega)|^2, \quad (1)$$

где $Q(T) = 2\sqrt{\pi/\mu} (2/kT)^{3/2}$, μ — приведенная масса атомов, k — постоянная Больцмана, T — температура,

$$b(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} [d_1 a_1(t) + d_2 a_2(t)]. \quad (2)$$

Величина $|b(\omega)|^2$ для модели Ландау—Зинера вычислена в работе [2] и в случае, когда первоначально заселен верхний адиабатический терм и можно пренебречь уменьшением заселенности атомов при однократном столкновении, что законно при анализе оптических спектров, равна

$$|b(\omega)|^2 = 2\pi e^{-\frac{3\pi}{2}n} \left| \frac{d_2}{\sqrt{\alpha_2}} D_{in} \left(e^{-i\frac{3\pi}{4}\omega} \sqrt{\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \alpha_2}} \right) + e^{-i\frac{3\pi}{4}} \frac{d_1 \sqrt{n}}{\sqrt{\alpha_1}} D_{in-1} \left(e^{-i\frac{3\pi}{4}\omega} \sqrt{\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \alpha_2}} \right) \right|^2, \quad (3)$$

D_{in} — функция параболического цилиндра с $n = V^2/(\alpha_1 + \alpha_2)$, $\omega = 0$ в точке пересечения адиабатических термов. Величина $|b(\omega)|^2$ зависит от ρ и E только через радиальную скорость v_{R_0} в точке пересечения термов R_0 , поскольку $\alpha_{1,2} = \pm F_{1,2} v_{R_0}$, $F_{1,2}$ — силы в точке пересечения. Переходя в (1) от интегрирования по ρ к интегрированию по энергии радиального движения $\epsilon = E \left[1 - \frac{\rho^2}{R_0^2} - \frac{U(R_0)}{E} \right]$, подобно тому как это делается при вычислении константы скорости неадиабатических реакций [3], получим

$$I(\omega) = \frac{kT}{2} R_0^2 Q(T) e^{-U(R_0)/kT} \int_0^\infty e^{-\epsilon/kT} |b(\omega, \epsilon)|^2 d\epsilon, \quad (4)$$

$U(R_0)$ — общее значение потенциальной энергии, $|b(\omega, \epsilon)|^2$ дается формулой (3) при замене $\alpha_{1,2}$ на $F_{1,2} \sqrt{2/\mu} \epsilon^{1/2}$. Формула (4) справедлива при $U(R_0) > 0$ в (4) появляется дополнительный член, которым можно пренебречь при условии $U(R_0)/kT \ll 1$ и которое, как правило, выполняется при исследовании СЛ.

Перейдем в (4) к безразмерным параметрам

$$\xi = \frac{V^2}{|F_1 - F_2| \sqrt{\frac{2kT}{\mu}}}, \quad \Omega = \frac{|F_1 - F_2| \omega}{\sqrt{F_1 |F_2|} V},$$

тогда

$$I(\omega) = 4\pi^{3/2} R_0^2 e^{-U(R_0)/kT} \int_0^\infty \frac{dx e^{-x - \frac{3\pi}{2} \frac{\xi}{\sqrt{x}}}}{\sqrt{x}} \left| \frac{d_2}{\sqrt{F_2}} D_{i\frac{\xi}{\sqrt{x}}} \left(e^{-i\frac{3\pi}{4}} \frac{\sqrt{\xi} \Omega}{x^{1/4}} \right) + e^{-i\frac{3\pi}{4}} \sqrt{\frac{\xi}{F_1}} \frac{d_1}{x^{1/4}} D_{i\frac{\xi}{\sqrt{x}}-1} \left(e^{-i\frac{3\pi}{4}} \frac{\sqrt{\xi} \Omega}{x^{1/4}} \right) \right|^2. \quad (5)$$

Для уточнения физического смысла и областей изменения параметров отметим, что вероятность неадиабатического перехода при $v = \sqrt{2kT/\mu}$ равна $P = \exp(-2\pi\xi)$, а $\Omega = \pm 2$ в точках экстремумов адиабатических термов.

Если $\xi \gg 1$, что соответствует почти адиабатическому движению по термам, то простые выражения для $I(\omega)$ можно получить, используя асимптотические выражения для функций параболического цилиндра, построенные по методу эталонного уравнения, в качестве которого естественно взять уравнение для функций Эйри [4]. Получаем асимптотические выражения

$$I(\omega) = 4\pi^2 R_0^2 e^{-U(R_0)/kT} \times \begin{cases} \frac{4d_1 d_2}{\sqrt{F_1 |F_2|}} + \left(\frac{d_1^2}{F_1} + \frac{d_2^2}{|F_2|} \right) \Omega, & \Omega \gg 2, \\ \sqrt{\frac{4}{3}} \left(\frac{d_1^2}{F_1} + \frac{d_2^2}{|F_2|} + \frac{d_1 d_2}{\sqrt{F_1 |F_2|}} \Omega \right) e^{-3 \left[\frac{\xi}{2} \left(\pi - 2 \arcsin \frac{\Omega}{2} \right) \right]^{2/3}}, & -2 < \Omega < 2, \\ \sqrt{\frac{4}{3}} \left(\frac{d_2^2}{|F_2|} \frac{\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 4}}{2} + \frac{d_1^2}{F_1} \frac{2}{\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 4}} - \frac{2d_1 d_2}{\sqrt{F_1 |F_2|}} \right) \times \\ \times \exp[-3(\pi\xi)^{2/3}], & \Omega \ll -2. \end{cases} \quad (6)$$

При $\Omega \approx 2$ профиль СЛ $I(\omega)$ выражается через табулированную в работах [5, 6] функцию

$$L(z) = \int_0^{\infty} \frac{dy}{y^2} [A_4(-zy)]^2 e^{-y^{-3}} \quad (7)$$

и имеет вид

$$I(\omega) \approx \frac{48\pi^{5/2} R_0^2 e^{-U(R_0)/kT}}{\sqrt{\Omega^2 - 4}} \left(\frac{d_1}{\sqrt{F_1}} + \frac{d_2}{\sqrt{|F_2|}} \right)^2 \times \\ \times \left(\frac{3}{4} \xi \int_2^{\infty} (\Omega^2 - 4)^{1/2} d\Omega \right)^{1/3} L \left[\left(\frac{3}{4} \xi \int_2^{\infty} (\Omega^2 - 4)^{1/2} d\Omega \right)^{2/3} \right]. \quad (8)$$

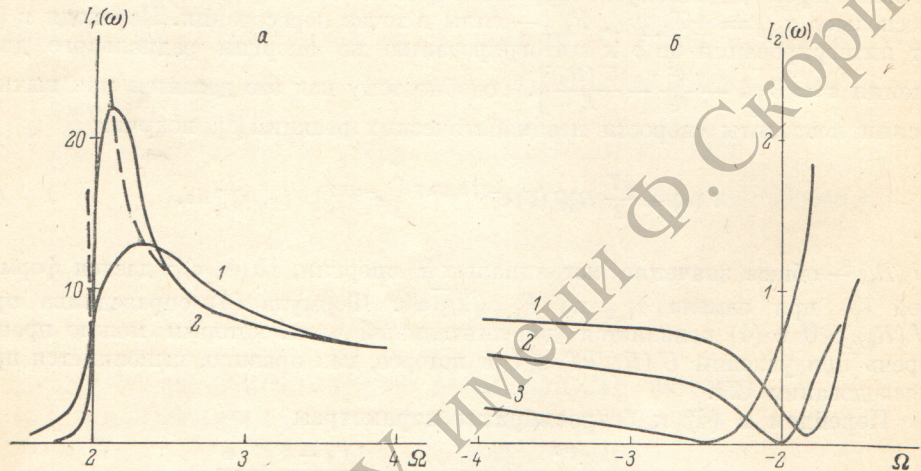


Рис. 1.

a — форма сателлита спектральной линии $I_1(\omega) = I(\omega) \frac{|F_1 F_2|^{1/2}}{d_1 d_2 (2\sqrt{\pi})^3 R_0^2}$ в окрестности $\Omega \approx 2$ в зависимости от значения параметра ξ ; $1 - \xi = 1$, $2 - \xi = 5$, штриховая линия — расчет по формуле (6);
б — профиль спектральной линии $I_2(\omega) = I_1(\omega) \left(\int_0^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{x}} e^{-x-2\pi(\xi/\sqrt{x})} \right)^{-1}$ при $\Omega < 0$, $\xi = 1$; $1 - \frac{d_2}{d_1} \sqrt{|F_1/F_2|} = 2$, $2 - \frac{d_2}{d_1} \sqrt{|F_1/F_2|} = 1$, $3 - \frac{d_2}{d_1} \sqrt{|F_1/F_2|} = 1/2$.

На рис. 1 изображена зависимость профиля $I(\omega)$ от величины Ω при различных значениях других параметров задачи. Сателлит в области $\Omega \geq 2$ связан с наличием экстремума на верхнем адиабатическом терме и имеет ту же природу, что и особенности в СЛ, изученные в работах [5, 6]. Отличие заключается в том, что в нашем случае адиабатический терм имеет форму гиперболы, как это предполагалось в [6, 7], что и проявляется в иной зависимости профиля $I(\omega)$ от Ω по сравнению со случаем параболического терма.

Другой предельный случай, когда $\xi \ll 1$, соответствует теории возмущений, при этом $P \approx 1$ и можно считать, что движение сталкивающихся атомов происходит практически по диабатическим термам. В этом случае в формуле (6) можно положить

$$D_{\frac{\xi}{\sqrt{x}}}(z) \approx D_0(z) = e^{-z^2/4}, \quad (9)$$

$$D_{\frac{\xi}{\sqrt{x}}-1}(z) \approx D_{-1}(z) = \sqrt{2} e^{z^2/4} \operatorname{Erfc} \left(\frac{z}{\sqrt{2}} \right), \quad (10)$$

$$z = e^{-\frac{3\pi}{4}} \frac{\sqrt{\xi} \Omega}{x^{1/4}}.$$

Выражение (10) совпадает со спектром в задаче о внезапном включении распада для линейного терма, которая исследовалась в работе [7]. Это понятно, если учесть, что характерное время t_g неадиабатического взаимодействия в диабатическом базисе $t_g = V/\Delta F\nu$ [1] и стремится к нулю при $V \rightarrow 0$, т. е. в этом случае процесс заселения второго диабатического

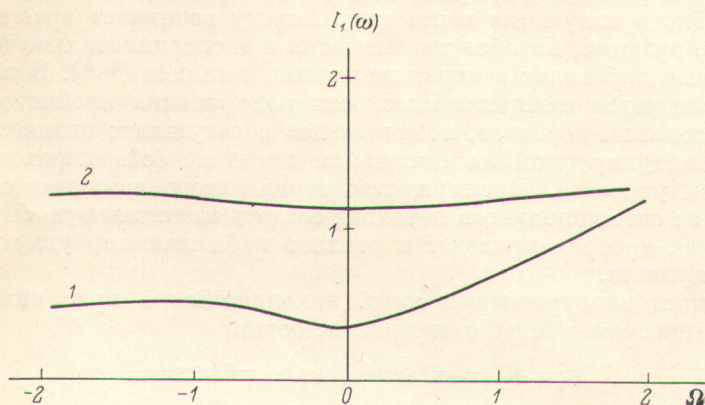


Рис. 2. Профиль спектральной линии $I_1(\omega) = I(\omega) \frac{|F_1 F_2|^{1/2}}{d_1 d_2 (2\sqrt{\pi})^3 R_0^2}$ при $\xi \ll 1$.
 $1 - \xi = 0.05$, $2 - \xi = 0.01$.

терма можно рассматривать как внезапное включение распада. Суммарный вид спектра при $\xi \ll 1$ с учетом интерференции слагаемых (9) и (10) изображен на рис. 2.

Полученные формулы легко переписать в случае начального заселения нижнего терма или обоих термов. Учет двойного прохождения через область неадиабатичности несущественно усложняет результаты лишь для $\xi \sim 1$, а в обоих рассмотренных нами случаях приводит к тому, что результат следует умножить на 2.

Авторы благодарны Ю. Н. Демкову, Н. П. Пенкину, В. Н. Островскому за полезное обсуждение.

Литература

- [1] А. З. Девдариани, В. Н. Островский, Ю. Н. Себякин. ЖЭТФ, 71, 909, 1976.
- [2] А. З. Девдариани, В. Н. Островский, Ю. Н. Себякин. Письма ЖТФ, 3, 873, 1977.
- [3] А. К. Беляев, А. З. Девдариани. Опт. и спектр., 45, 448, 1978.
- [4] В. А. Фок. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. «Советское радио», М., 1970.
- [5] K. M. Sando, J. C. Wormhoudt. Phys. Rev., A7, 1889, 1973.
- [6] J. Szudy, W. E. Baylis. J. Quant. Spectr. Rad. Trans., 15, 641, 1975.
- [7] А. З. Девдариани, В. Н. Островский, И. К. Рыжикова, Ю. Н. Себякин. Вестн. ЛГУ, № 22, 36, 1978.

Поступило в Редакцию 29 мая 1979 г.

УДК 535.56

КВАДРУПОЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Г. Г. Адонц и Э. Г. Канецян

В последние годы проявился несомненный интерес к исследованию квадрупольных моментов перехода в атомных системах. В работе [1] наблюдался многофотонный процесс ионизации с участием квадрупольного