

ВКР. Совместное воздействие усиления на инверсно заселенных уровнях молекул красителя и последнего обстоятельства, по нашему мнению, может привести к устранению конкуренции со стороны процесса возбуждения стоксовых линий ВКР для этого колебания и тем самым к реализации пороговых условий для антистоксовой компоненты.

Предположение об интерференционной природе «провала» вполне согласуется с тем, что максимум испускания антистоксовой линии не равен в точности 73 см^{-1} , а несколько больше (76 см^{-1}). Здесь ситуация вполне аналогична имеющей место в спектроскопии КАРС, где для не слишком интенсивных линий истинное положение колебательного перехода расположено между максимумом и минимумом интерференционной картины.

Таким образом, описанный эксперимент свидетельствует о существенном вкладе интерференционного механизма в формирование контура линий РВКР даже в случае разных центров вторичных излучений. Следовательно, интерференция двух рассмотренных процессов преобразования излучения является достаточно общим свойством молекул, находящихся в мощном когерентном световом поле.

Литература

- [1] Я. С. Бобович, А. В. Борткевич. Квант. электрон., 4, 485, 1977.
- [2] А. Г. Спиро, Б. С. Непорент, Б. Д. Файнберг, В. Б. Широв. Ж. прикл. спектр., 35, 52, 1981.
- [3] M. Pfeiffer, A. Lau, H.-J. Weigmann, K. Lenz. Opt. Commun., 6, 284, 1972.
- [4] С. Г. Раутиан, Я. С. Бобович. Опт. и спектр., 34, 617, 1973.
- [5] Б. И. Степанов, А. Н. Рубинов. Усп. физ. наук, 95, 45, 1968.
- [6] В. В. Кабанов, А. С. Рубанов. ДАН БССР, 24, 34, 1980.
- [7] В. И. Петров, Я. С. Бобович. Опт. и спектр., 48, 536, 1980.

Поступило в Редакцию 16 декабря 1981 г.

УДК 539.186.3

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА ПРИ ТЕПЛОВЫХ ЭНЕРГИЯХ

В. А. Картазаев и В. Н. Комар

За последнее время появилось несколько экспериментальных работ, в которых исследуются лазерно-индуцируемые неупругие столкновения $[1-5]$. Среди этих работ одна $[3]$ посвящена исследованию радиационной перезарядки. Особенностью наблюдаемой перезарядки $\text{Ca}^+ + \text{Sr} + \hbar\omega \rightarrow \text{Ca} + \text{Sr}^+$ является сдвиг центра линии радиационной перезарядки в область более коротких длин волн от положения, соответствующего дефекту резонанса на бесконечности. Попытка рассчитать зависимость сечения радиационной перезарядки от частоты предпринята в работе $[6]$. Авторы $[6]$ учитывали обменный вклад в диагональные матричные элементы взаимодействия, что, по мнению авторов, и приводит к сдвигу центра линии за счет немонотонности функции $\Delta E(R)$, определяющей разность адиабатических термов квазимолекулы $(\text{SrCa})^+$. Учет обменного взаимодействия приводит к наличию минимума $\Delta E(R)$ и сдвиг линии происходит в красную сторону от положения, соответствующего дефекту на бесконечности. Вместе с тем в эксперименте $[3]$ наблюдается сдвиг в фиолетовую сторону.

Наличие максимума в сечении радиационной перезарядки дает рассмотрение процесса с помощью модели Ландау—Зинера, если не учитывать обменный вклад в диагональные элементы, а недиагональный матричный элемент считать экспоненциальной функцией $R \quad V(R) = BE_0 \exp(-\gamma R)$ $[7]$. Однако этот максимум хотя и смещен в область более коротких длин волн, но расположен при больших расстройках $\Delta\omega = \omega_{\text{max}} - \omega_\infty$, так что величина расстройки

оказывается больше кинетической энергии сталкивающихся частиц E_K . Вместе с тем в работе [7] используется приближение прямолинейных траекторий, что ограничивает диапазоны расстройек $\Delta\omega$ сверху $\Delta\omega \ll E_K$.

В данной работе мы рассматриваем радиационную перезарядку при тепловых энергиях $A^+ + M + \hbar\omega \rightarrow A + (M^+)^*$ как переход между термами компаунд-системы начального ($A^+ + M + \hbar\omega$) и конечного ($A + (M^+)^*$) состояний, как это обычно принято при описании радиационных столкновений [8]. Считая, что переход происходит в результате обменного взаимодействия, матричный элемент перехода представим в виде

$$V(R) = BI^{1/2}R \exp(-\gamma R), \quad (1)$$

где B , γ — некоторые параметры, I — интенсивность лазера, стимулирующего переход. Такой вид матричного элемента гамильтониана взаимодействия является типичным при рассмотрении обычной резонансной перезарядки [9]. Разность энергии состояний для рассматриваемого нами поляризационного взаимодействия $\Delta E(R) = \delta - C_4/R^4$, где $C_4 = (\alpha_M - \alpha_A)/2$ (α_A , α_M — поляризуемости атомов A и M соответственно). Вычисления проводим в атомной системе единиц.

При рассматриваемой нами модели радиационной перезарядки задача оказывается эквивалентной задаче о нерезонансной перезарядке. Аппроксимируя термы в точке пересечения R_0 прямыми и полагая матричный элемент перехода постоянным $V(R) = V(R_0)$, для величины сечения имеем [9]

$$\sigma(\delta) = 2\pi \int_0^{p_x} W(\rho, \delta) \rho d\rho, \quad (2)$$

$$p_x = R_0 \left\{ \left(\delta + \frac{\alpha_A}{2R_0^4} + E_K \right) / E_K \right\}^{1/2} \text{ при } E_K \geq \delta, \quad p_x = \left(\frac{2\alpha_M}{E_K} \right)^{1/4} \text{ при } E_K < \delta,$$

$$W(\delta, \rho) = 2 \exp\left(-\frac{a}{v}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{a}{v}\right) \right\}, \quad v^2 = \frac{2}{\mu} \left\{ \delta + \frac{\alpha_A}{2R_0^4} + \left(1 - \frac{\rho^2}{R_0^2}\right) E_K \right\},$$

$$a = \frac{2\pi [V(R_0)]^2}{\left| \frac{dE_1}{dR} - \frac{dE_2}{dR} \right|_{R=R_0}}.$$

Здесь μ — приведенная масса сталкивающихся частиц, ρ — параметр удара, $W(\rho, \delta)$ — вероятность перехода, v — относительная радиальная скорость в точке R_0 .

Как следует из (2), в общем случае необходимо проводить численное интегрирование.

Аналитическое выражение для сечения можно получить для случая перезарядки иона инертного газа на атоме металла, когда выполняется соотношение $\alpha_M \gg \alpha_A$. При условии $E_K < \delta$ величину сечения можно представить в виде [9]

$$\sigma(\delta) = 4\pi C_4^{1/2} E_K^{-1/2} \exp(-\beta) \{1 - \exp(-\beta)\}, \quad (3)$$

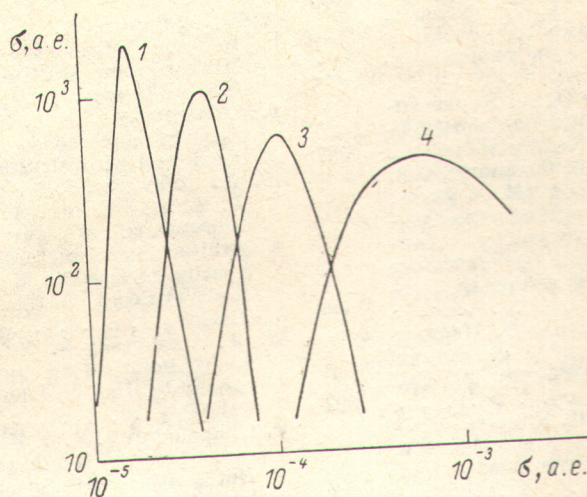
где $\beta = 2^{1/2} \pi B^2 J C_4^{3/4} \mu^{1/2} \delta^{-3/4} \exp(-2\gamma C_4^{1/4} \delta^{-1/4})$.

В случае $\beta \ll 1$ получаем выражение, совпадающее с результатом расчета по методу, предложенному в работе [10], если вычисления выполнить с матричным элементом вида (1).

Нами был выполнен расчет сечения для системы $\text{Ca}^+ - \text{Sr}$. Значение коэффициента γ мы взяли из полуэмпирической формулы Олсона для матричного элемента гамильтониана [9] $\gamma = 0.86 (2E_i)^{1/2}$ (E_i — потенциал ионизации атома кальция), величина поляризуемостей кальция и стронция из работы [11]. Рассчитанная зависимость сечения от величины расстройки приведена на рисунке для различных значений величины $B\lambda^{1/2}$. Видно, что с возрастанием мощности стимулирующего лазерного излучения максимум сечения сдвигается в область меньших значений расстройки. Одновременно со сдвигом на-

блюдается уменьшение полуширины. Вместе с тем в эксперименте [3] зависимость контура линии радиационной перезарядки от мощности лазера не исследовалась.

Варьируя величину параметра B , можно добиться совпадения экспериментально измеренной и теоретической кривых зависимости сечения от вели-



Зависимость сечения от расстройки при различных значениях величины $B J^{1/2}$.
1 — 10, 2 — 1, 3 — 10^{-1} , 4 — 10^{-2} а. е.

чины расстройки. Заметим, что результаты расчетов существенно зависят от значений поляризуемости атомов, а в литературе имеется большой разброс для поляризуемости кальция и стронция [11]. Вычисленная абсолютная величина сечения радиационной перезарядки удовлетворительно согласуется с оценкой сечения в эксперименте [3] $5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

В заключение отметим, что исследование контура радиационной перезарядки дает возможность получить экспериментальные данные о параметрах, характеризующих взаимодействие атомов.

Литература

- [1] D. B. Lidow, R. W. Falcone, J. F. Young, S. E. Harris. Phys. Rev. Lett., 36, 462, 1976.
- [2] W. R. Green, J. Lukasik, J. R. Willison, M. D. Wright, J. F. Young, S. E. Harris. Phys. Rev. Lett., 42, 970, 1979.
- [3] W. R. Green, M. D. Wright, J. F. Young, S. E. Harris. Phys. Rev. Lett., 43, 120, 1979.
- [4] J. C. White. Phys. Rev., A23, 1698, 1981.
- [5] А. М. Бонч-Бруевич, С. Г. Пржибельский, В. В. Хромов. Ж. прикл. спектр., 33, 980, 1980.
- [6] Р. З. Витлина, А. В. Чаплик. Опт. и спектр., 51, 186, 1981.
- [7] Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко. ЖТФ, 14, 234, 1975.
- [8] С. И. Яковленко. Квант. электрон., 5, 259, 1978.
- [9] A. R. Turner-Smith, J. M. Green, C. E. Webb. J. Phys., B6, 114, 1973.
- [10] M. Crance, S. Stenholm. J. Phys., B13, 1563, 1980.
- [11] Б. М. Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. «Атомиздат», М., 1968.

Поступило в Редакцию 24 декабря 1981 г.