

## ГИГАНТСКОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА В ГАЗАХ

*В.П. Сафонов, Б.М. Черноброд*

Показано, что столкновения резонансных сильному полю молекул с нерезонансными рассеивающими могут приводить к значительному увеличению эффективного сечения комбинационного рассеяния.

Резкое возрастание эффективного сечения КР молекул, адсорбированных на поверхностях благородных металлов, получило название гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света и обусловлено увеличением локального поля световой волны вблизи поверхностной неоднородности<sup>1</sup>. Другая возможность увеличения локального поля может состоять в расположении вблизи рассеивающей молекулы резонансно поглощающей молекулы. На последней внешнее световое поле будет наводить осциллирующий дипольный момент, что обусловит появление вблизи диполя  $\mathbf{p}$  дополнительного поля

$$E_g = \frac{1}{2} \frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} - \mathbf{p}}{r^3} + \text{к.с.} \quad (1)$$

На достаточно малых расстояниях  $r$  амплитуда поля  $E_g$  может существенно превосходить амплитуду внешнего поля  $E_0$ , что повлияет на характер межмолекулярного взаимодействия, приводя в ряде случаев даже к образованию новых связанных состояний <sup>2-4</sup>. Как было показано, наличие в твердом теле резонансно поглощающих примесных атомов приводит к существенному возрастанию эффективности таких нелинейных процессов как КР <sup>5</sup> и генерация второй гармоники <sup>6</sup>.

В настоящей работе показано, что столкновения молекул, на которых идет процесс КР, с молекулами резонансными возбуждающему полю приводит к значительному возрастанию интенсивности КР, испущенной в квазистатическое крыло линии рассеяния. На языке элементарных квантовых процессов этот эффект можно интерпретировать, как передачу возбуждения от резонансной молекулы к нерезонансной, с испусканием фотона уносящего разность энергий возбужденных состояний молекул.

Описывая процесс столкновения будем считать, что движение резонансной молекулы происходит по классической траектории. На резонансной молекуле внешним полем  $E_0$  наводится дипольный момент, величина которого в двухуровневом приближении дается выражением:

$$p = \beta E_0, \quad \beta = i |d_{mn}|^2 [2\hbar (1 + \frac{\kappa \Gamma^2}{\Gamma^2 + \Omega^2}) (i\Omega + \Gamma)^{-1}], \quad (2)$$

где  $\kappa = 4 |d_{mn} E_0|^2 ((2\hbar)^2 \gamma \Gamma)^{-1}$ ,  $d_{mn}$  — матричный элемент дипольного момента перехода с частотой  $\omega_{mn}$ ,  $\Gamma$  — ширина линии,  $\gamma$  — вероятность спонтанного перехода,  $\Omega = \omega - \omega_{mn}$ . Выражение (2) получено в предположении однородного уширения линии. На резонансную молекулу действует поле диполя  $E_g$  (1), где  $r = [\rho^2 + (vt)^2]^{1/2}$ ,  $\rho$  — прицельный параметр. Вероятность испустить квант на стоксовой частоте дается выражением:

$$dW_k = \frac{c^3}{16\pi^2 \hbar} \left| \alpha_{iv} e'_v{}^* \int_{-\infty}^{\infty} dt E_{gi}(t) e^{i\Omega_k t} + i \int_{-\infty}^t dt' \Delta U(t') \right|^2 do, \quad (3)$$

где  $\Omega_k = \omega_k - \omega - \omega_{21} - kv$ ,  $\alpha_{iv}$  — тензор рассеяния,  $e'$  — вектор поляризации стоксового фотона,  $\Delta U = U_2 - U_1$ ,  $U_{1,2}$  — сдвиги уровней в процессе столкновения, примем  $\Delta U = C_n / r^n$ .

В квазистатическом приближении значение интеграла в (3) определяется точкой стационарной фазы  $\Delta U = \Omega_k$ . В этом случае спектральная плотность интенсивности дается выражением

$$dI_k = \hbar \omega_k \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho \int_0^{\infty} v dN_v \overline{dW}_k \approx \frac{k^4}{8} \left| \alpha_{iv} e_i e'_v{}^* \right|^2 \frac{|E_0|^2 |\beta|^2 N do}{nC_n^{3/n} \Omega_k^{1-3/n}}, \quad (4)$$

где  $\overline{dW}_k$  — вероятность (3) усредненная по всем направлениям вектора  $r$ ,  $N$  — плотность резонансных молекул,  $\rho_0$  — минимальное значение прицельного параметра. Вектор  $e$  не совпадает с вектором  $E_0$  и в случае  $E_0 \parallel e_z$ , имеем  $e(\sqrt{2/5}, \sqrt{3/10}, \sqrt{3/10})$ . При этом предполагается, что сдвиг линии гораздо больше обратного времени пролета  $\Delta U \gg v/\rho_0$ , а при  $\Delta U \ll v/\rho_0$ , ширина линии будет порядка  $v/\rho_0$  и, если  $v = 10^5$  см/с и  $\rho_0 = 4 \cdot 10^{-8}$  см, это составляет  $10 \text{ см}^{-1}$ .

Интегральная интенсивность КР может быть выражена через интегральную интенсивность обычного КР в поле амплитуды  $E_0$  и поляризации  $e$ , определенной выше.

$$dI = F dI_0, \quad dI_0 = \frac{ck^4}{8\pi} \left| \alpha_{iv} e_i e'_v{}^* \right|^2 |E_0|^2 do, \quad (5)$$

где

$$F = \frac{\pi^2 N}{2\rho_0^3} \left[ \frac{|d_{mn}|^2}{2\hbar \left(1 + \frac{\kappa \Gamma^2}{\Gamma^2 + \Omega^2}\right)} \right]^2 \frac{1}{\Gamma^2 + \Omega^2} \quad (6)$$

Оценим величину  $F$  при следующих значениях параметров:  $\Omega = 0$ ,  $\kappa < 1$ ,  $|d_{mn}|^2 = 2,5 \cdot 10^{-35}$  ед. CGSE,  $\Gamma = 10^{10}$  с $^{-1}$ ,  $\rho_0 = 4 \cdot 10^{-8}$  см,  $N = 10^{16}$  см $^{-3}$ , тогда имеем  $F \sim 10^3$ .

Таким образом, столкновения рассеивающих молекул с резонансно поглощающими могут привести к увеличению интегральной интенсивности КР на три порядка. Следует отметить, что в случае поглощающего резонансного газа при таких значениях параметров длина поглощения, а значит и толщина слоя, в котором идет ГКР, будет меньше длины волны. Этого недостатка лишена усиливающая среда. В нашем случае также пригоден способ возбуждения рассеяния когерентными  $2\pi$ -импульсами, предложенный авторами работы <sup>6</sup>.

В заключение авторы выражают признательность С.Г.Раутиану за существенное замечание и И.И.Собельману за полезное обсуждение работы.

#### Литература

1. Емельянов В.И., Коротеев Н.И. УФН, 1981, 135, 345.
2. Смирнов В.С., Чаплик А.В., ЖЭТФ, 1976, 71, 1741.
3. Витлина Р.Э., Чаплик А.В. ЖЭТФ, 1976, 70, 2127.
4. Жукова Н.И., Казанцев А.П., Казанцев Э.Ф., Соколов В.П. ЖЭТФ, 1979, 76, 896.
5. Блок В.Р. ЖЭТФ, 1982, 82, 678.
6. Зельдович Б.Я., Кузьмичев С.Д. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 85.

Институт автоматки и электрометрии  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
11 марта 1983 г.  
После переработки  
5 мая 1983 г.