

УДК 535.375

ФИЗИКА

А. О. Меликян

Некогерентное резонансное рассеяние интенсивной световой волны на атоме с однородно уширенной линией поглощения

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 21/III 1972)

В работе (1) были вычислены сечения релеевского и комбинационного рассеяний интенсивной монохроматической волны на атоме. При этом предполагалось, что атомные уровни не уширены. Если длительность рассеиваемого импульса порядка или больше времен релаксации, уширение необходимо учитывать. Это можно сделать, воспользовавшись уравнениями для матрицы плотности, куда феноменологически вводятся константы релаксации (см. например (2)). Однако, поскольку обоснование релаксационных членов в случае, когда атом находится в интенсивном поле, отсутствует, мы воспользуемся адиабатической моделью уширения, впервые примененной в (1) для описания формы линии поглощения в случае слабого поля.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет следующий вид

$$H = \sigma^+ V + \sigma^- V^* + \hbar u(t) \sigma^+ \sigma^- + \hbar \omega^+ \sum_k \beta_k^* e^{-i\omega_k t} c_k + \hbar \omega^- \sum_k \beta_k e^{i\omega_k t} c_k^*; \quad (1)$$

$$V = -\frac{1}{2} (Ed) e^{-i\omega t}, \quad \varepsilon = \omega - \omega_0, \quad \omega_k = \omega_k - \omega_0.$$

Здесь σ^+ и σ^- — матрицы Паули, E — амплитуда напряженности монохроматической световой волны с частотой ω , ω_0 — резонансная частота атома, d — дипольный матричный элемент перехода, c_k и c_k^+ — операторы уничтожения и рождения фотонов рассеянного поля, β_k — матричный элемент, нормированный таким образом, что величина

$$W = 2\pi \sum_k |\beta_k|^2 (\omega_k - \omega_0) \quad (2)$$

представляет собой естественную ширину линии. Функция $u(t)$ описывает переменную добавку к ω_0 из-за Штарк-эффекта в кристаллическом поле. Волновую функцию системы ищем в виде

$$\Phi = (A\chi^- + B\chi^+) |0\rangle + \sum_k (A_k\chi^- + B_k\chi^+) |1_k\rangle, \quad (3)$$

где χ^- и χ^+ — спиноры, соответствующие атому в основном и возбужденном состояниях. Кроме того, использованы принятые обозначения для состояний квантованного поля излучения. Нас интересуют величины

$$\begin{aligned}\overline{\langle c_k \rangle} &= \overline{\Phi^\dagger c_k \Phi} = \overline{A^* A_k} + \overline{B^* B_k}, \\ \overline{\langle c_k^\dagger c_k \rangle} &= \overline{\Phi^\dagger c_k^\dagger c_k \Phi} = \overline{|A_k|^2} + \overline{|B_k|^2}.\end{aligned}\quad (4)$$

Черта означает усреднение по всевозможным реализациям случайной функции $u(t)$. Остановимся на ее свойствах. Разложим $u(t)$ в ряд Фурье в промежутке $-\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}$

$$u(t) = \frac{1}{\sqrt{T}} \sum_n u_n \sin(2\pi n t + \varphi_n). \quad (5)$$

Будем считать, что фазы φ_n распределены однородно. Относительно амплитуд u_n предположим лишь, что интегралы вида

$$\frac{1}{T} \sum_n \overline{u_n^{2m}} \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u^{2m}(\Omega)} \frac{d\Omega}{2\pi}, \quad m=1, 2, \dots \quad (6)$$

сходятся. Определим корреляционную функцию

$$\overline{u(t') u(t)} = G(t' - t). \quad (7)$$

Время корреляции τ , характеризующее ширину спектра функции $u(t)$ должно удовлетворять условию адиабатичности $\tau^{-1} \ll \omega_0$. С другой стороны, примем, что τ много меньше всех характерных времен в системе. Тогда $G(t' - t)$ можно приближенно заменить на $\frac{\Gamma}{2} \delta(t' - t)$,

где Γ есть ширина линии поглощения в случае слабого поля. При сделанных допущениях можно получить точное уравнение для матрицы плотности атома

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{22} - \dot{\rho}_{11} &= -\frac{2i}{\hbar} (V \rho_{21} - V^* \rho_{12}), \quad \rho_{11} + \rho_{22} = 1, \\ \dot{\rho}_{11} &= \frac{i}{\hbar} V^* (\rho_{22} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma}{2} \rho_{11}, \quad \rho_{12} = \rho_{21}^*,\end{aligned}\quad (8)$$

совпадающее с обычно используемым ⁽²⁾. Хорошо известно, что стационарные решения системы (8) нулевые. Отсюда можно показать, что $\overline{\langle c_k \rangle} = 0$, т. е. релеевское рассеяние отсутствует. Для комбинационного рассеяния, которое определяется величиной $\overline{\langle c_k^\dagger c_k \rangle}$, вычисление по теории возмущений приводит к следующему результату. Число фотонов, рассеянных в единицу времени в интервале частот $d\omega_k$ равно (при $\varepsilon = 0$)

$$\frac{dn(\omega_k)}{d\omega_k} = \frac{W'}{2\pi\Gamma} f(x, \mu) d\omega_k = \frac{W'}{2\pi\Gamma} \cdot$$

$$\cdot [(x-\mu)^2 + 2x + x^2] [(x-\mu)^2 + x]^{-1} (x+1)^{-1} \quad (9)$$

где

$$x = 4\Gamma^{-2}(\omega_k - \omega)^2, \quad \mu = 16|V|^2\Gamma^{-2} = 4\Gamma^{-1}z_0I,$$

z_0 — поперечник линейного поглощения в резонансе, I — поток падающих фотонов. В пределе $\mu \ll 1$ имеем

$$f = \frac{1}{2} \frac{\Gamma^2}{(\omega_k - \omega)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (10)$$

что соответствует интенсивности обычной люминесценции с коэффициентом $\frac{1}{2}$, т. к. при равновесии лишь половина атомов находится в возбужденном состоянии. При $\mu \gg 1$ имеем

$$f = \frac{1}{4} \frac{\Gamma^2}{(\omega_k - \omega)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} + \frac{1}{8} \frac{\Gamma^2}{\left(\omega_k - \omega + \frac{2}{h}|V|\right)^2 + \frac{1}{16}\Gamma^2} +$$

$$+ \frac{1}{8} \frac{\Gamma^2}{\left(\omega_k - \omega - \frac{2}{h}|V|\right)^2 + \frac{1}{16}\Gamma^2} \quad (11)$$

Интересно отметить, что линии, сдвинутые из-за эффекта интенсивности (см. (1)), имеют ширину вдвое меньшую, чем центральная. В общем случае анализ функции $f(x, \mu)$ показывает, что при $\mu \ll 1$ в спектре имеются два симметричных относительно ω максимума, которые в пределе $\mu \rightarrow 0$ сливаются (формула (10)). С ростом μ они раздвигаются, и при $\mu \gg 1$ появляется максимум на частоте ω .

В заключение выражаю благодарность чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждения.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Ա. Շ. ՄԵԼԻՔԵՅԱՆ

Ենտեղնալի լուսային ալիքի ոչ կոհերենտ ուղղանկյուն ցրումը համապատասխան
լայնացված կլանման դժուր ատոմի վրա

Ատոմական հաճախության ադիաբատիկ մոդուլյացիայի մոդելի համար
փոքր կոհերյացիոն մամանակների դեպքում ստացված են հավասարումներ
ինտենսիվ լուսային դաշտում դանդաղ ատոմի խտության մատրիցայի հա-

մար. Կլանման գծի ընական լայնացումն անտեսվում է. Պարզվում է, որ այն մոտավորաթյամբ ուղիղաձև ջրում տեղի չի ունենում: Հաշվարկված է ոչ կ. հերմետ կոմբինացիոն ջրման հավանականությունը: Ինտենսիվությունների դեպքում չհղված գծերի լայնությունը լյումինեսցենցիայի գծի լայնությունից հրկու անգամ փոքր է: Չչեղված գծի լայնությունը համընկնում է վերոհիշյալին:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Մ. Մ. Դեր-Մուսաբյան, Ա. Օ. Մելիքյան, ЖЭТФ, 50, 281, 1970. ² Ա. Մ. Մուսաբյան, Մ. Մ. Դեր-Մուսաբյան, Ю. Г. Турков, Оптические генераторы на твердом теле, Радио, 1967.
³ P. W. Anderson, P. R. Weiss, Rev. Mod. Phys., 25, 269, (1953).