ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LVIII 1974 2

УДК 535.33

ФИЗИКА

А. О. Меликян, С. Г. Саакян

Система взаимодействующих атомов в поле интенсивной световой волны

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 5/VI 1973)

Поведение двухуровневого атома в поле интенсивной световой волны изучалось теоретически и экспериментально в ряде работ ([1–3]). В частности, было обнаружено, что на двухуровневой системе может идти некогерентное комбинационное рассеяние (трехфотонное рассеяние), которое является следствием эффектов интенсивности. Теория этого явления достаточно проста, однако модель, рассмотренная в ([1]) идеализирована, поскольку не учитывает взаимодействия атомов между собой. В настоящей заметке рассмотрена система из N периодически расположенных в пространстве атомов, взаимодействующих между собой посредством кулоновских сил, причем учитывается только взаимодействие возбужденного атома с невозбужденным, и с интенсивным электромагнитным полем.

Исходный гамильтониан возьмем в виде

$$H = H_0 + H_1 + H_2:$$

$$H_0 = \omega_0 \sum_i \sigma_i^+ \sigma_i^- + (V \sum_i \sigma_i^- e^{i(\omega t - \vec{q}\vec{r}_i)} + \text{э. с.});$$

$$H_1 = \sum_{ij} u_{ij} \sigma_i^+ \sigma_j^-;$$

$$H_2 = \sum_{ik} (\beta_k \sigma_i^+ \sigma_k^- e^{i(\omega_k t - \vec{k}\vec{r}_i)} + \text{э. с.}). \qquad (1)$$

где ω_0 — частота атомного перехода, $\sigma^{\pm}$ — матрицы Паули, $V = -\frac{1}{2}(\vec{E}\vec{d})$, E — амплитуда внешнего классического поля с частотой ω и волновым вектором $\vec{q}$, $\vec{d}$ дипольный матричный элемент перехода, $\vec{r}_i$ — координата центра тяжести i-го атома, $u_{ij} = u(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ — матричный элемент резонансного кулоновского взаимодействия; последний член описывает

взаимодействие с квантованным полем фотонов, которое в дальнейшем будет учитываться по теории возмущений.

Совершая над уравнением Шрёдингера унитарное преобразование с помощью оператора U

$$U = \exp\left\{i \sum_i \sigma_i^- \sigma_i^- (\vec{q}\,\vec{r}_i - \omega t)\right\} \tag{2}$$

получаем

$$H_0 = -\varepsilon \sum_i \sigma_i^+ \sigma_i^- + V \sum_i \sigma_i^- + V^* \sum_i \sigma_i^+ = \sum_i H_{0i},$$

$$H_1 = \sum_{ij} u_{ij} e^{i\vec{q}\vec{R}_{ij}} \sigma_i^- \sigma_j^+; \tag{3}$$

$$H_2 = \sum_{ik} \beta_k^* c_k \sigma_i^+ e^{i(\vec{k}-\vec{q})\vec{r}_i + i(\omega-\omega_k)t} + \text{э. с.};$$

$$\varepsilon = \omega - \omega_0; \qquad \vec{R}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j.$$

Собственные функции и собственные значения оператора H_{0i} имеют вид

$$\Phi_1 = A\chi_i^- + B\chi_i^+; \qquad \Phi_2 = -B\chi_i^- + A\chi_i^+;$$

$$E_{1,2} = -\frac{\varepsilon}{2} \pm \frac{\varepsilon}{2}\sqrt{1 + \frac{4V^2}{\varepsilon^2}} = -\frac{1}{2}(\varepsilon + \Omega). \tag{4}$$

Свойства функций $\Phi_{1,2}$ и явный вид величин A и B можно найти в [1]. Поскольку $|H_{0i}, H_{0j}| = 0$, собственные функции оператора H_0 можно записать в виде произведений функций типа (4), в которых χ^- и χ^+ — двухкомпонентные спиноры, соответствующие атому в основном и возбужденном состояниях.

Диагонализация $H_0 + H_1$ в общем виде невозможна, поэтому предположим, что расщепление, вызванное кулоновским взаимодействием, много меньше, чем разность энергий состояний Φ_1 и Φ_2, т. е. $\left|\sum_j u_{ij} e^{i\vec{q}\vec{R}_{ij}}\right| \ll \Omega$ (для дальнейшего это условие является достаточным, но, по-видимому, не является необходимым). Если $\Omega > 0$ ($\varepsilon < 0$) основное состояние системы в нулевом приближении запишется в виде:

$$\Psi = \prod_i \Phi_i^{(0)}. \tag{5}$$

При выключении поля V имеем

$$\Psi \to \prod_i \chi_i^-. \tag{6}$$

В первом приближении по H_1 энергия состояния (5) равна

$$E_0 = N\left(E_1 + \frac{V^2}{\varepsilon^2 + 4V^2} \sum_j u_{ij} e^{i\vec{q}\,\vec{R}_{ij}}\right), \tag{7}$$

причем, поскольку $qa \ll 1$, где a — постоянная решетки, можно считать, что трансляционная инвариантность не нарушена сильным полем, и сумма в правой части (7) не зависит от индекса i.

Первое возбужденное состояние системы, когда один из атомов находится в состоянии Φ_2, а остальные в Φ_1, в нулевом приближении N—кратко вырождено. Поэтому, по аналогии с теорией молекулярных экситонов, введем квазичастичные волновые функции следующим образом

$$\Psi(\vec{x}) = \sum_i \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i\vec{x}\vec{r}_i} \Psi_i; \qquad \Psi_i = \Phi_2^{(i)} \prod_{j \neq i} \Phi_1^{(j)}, \tag{8}$$

где $\vec{x}$—квазиимпульс. Энергетический спектр дается выражением

$$E(\vec{x}) = NE_1 + \Omega + \Psi^*(\vec{x}) H_1 \Psi(\vec{x}) =$$

$$= E_0 + \Omega + \left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + 4V^2} - \varepsilon}{2\sqrt{\varepsilon^2 + 4V^2}} \right)^2 \sum_j u_{0j} e^{i(\vec{q}-\vec{x})\vec{R}_{0j}} +$$

$$+ \left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + 4V^2} + \varepsilon}{2\sqrt{\varepsilon^2 + 4V^2}} \right)^2 \sum_j u_{0j} e^{i(\vec{q}+\vec{x})\vec{R}_{0j}} . \tag{9}$$

В пределе $4V^2 \ll \varepsilon^2$, формулы (5)—(9) совпадают с обычными формулами теории молекулярных экситонов ([4]).

Перейдем к вычислению вероятностей испускания и поглощения света. В состоянии с волновой функцией (5) система обладает отличным от нуля средним дипольным моментом, который осциллирует с частотой ω. Вероятность излучения одного фотона в единицу времени оказывается равной

$$P_{\text{ког}} = 2\pi |\beta_k|^2 N^2 \frac{V^2}{\varepsilon^2 + 4V^2} \delta(\omega_k - \omega) \delta_{\vec{k}, \vec{q}}. \tag{10}$$

Это есть не что иное, как вероятность когерентного рассеяния интенсивной световой волны. Структура формулы (10) достаточно проста и на ней останавливаться не будем. Пусть теперь система переходит из состояния (5) в состояние (8) с излучением фотона. Вероятность такого перехода равна

$$P_{\text{комб}} = 2\pi |\beta_k|^2 N(n_k + 1) \left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + 4V^2} + \varepsilon}{2\sqrt{\varepsilon^2 + 4V^2}} \right) \delta(\omega_k - \omega + E(\vec{x}) - E_0) \delta_{\vec{q}, \vec{k}+\vec{x}}, \tag{11}$$

где n_k—число фотонов в слабом поле. Этот процесс является аналогом трехфотонного рассеяния на одном атоме ([1]), однако сильно отличается от последнего тем, что является когерентным. Действительно, из (11) следует, что необходимо одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса. Когерентный характер трехфотонного рассеяния, описываемого формулой (11) обусловлен взаимодействием атомов между собой, и если пренебречь в $E(\vec{x})$ кулоновским расщеплением, затем просуммировать вероятность (11) по всем $\vec{x}$, получится обычная формула трехфотонного рассеяния. Заметим также, что с формальной точки зрения процесс (11) можно рассматривать

как „распад" фотона $\vec{q}$ на фотон $\vec{k}$ и „экситон" $\vec{x}$. Формула (11) описывает поглощение фотонов при переходе из состояния $\Psi(\vec{x})$ в Ψ, если в ней заменить n_k+1 на n_k. При этом же переходе может происходить испускание фотона с вероятностью

$$P_{\text{комб}}=2\pi|\beta_k|^2N(n_k+1)\left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2+4V^2}-\varepsilon}{2\sqrt{\varepsilon^2+4V^2}}\right)^2\delta(\omega_k-\omega+E_0-E(\vec{x}))\,\delta_{\vec{q},\vec{k}+\vec{r}}. \quad (12)$$

При $\varepsilon>0$ в формулах (10)—(12) надо заменить знак перед ε.

Таким образом, коллективное поведение атомов приводит к тому, что различные неупругие процессы типа поглощения света или трехфотонного рассеяния становится когерентными.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаэляну за полезные обсуждения.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Ա. Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, Ա. Հ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Փոխազդող ատոմների սիստեմի ինտենսիվ լույսային ալիքի դաշտում

Դիտարկված է տարածության մեջ պարբերական ձևով տեղավորված ատոմների սիստեմ, որոնց միջև կա ռեզոնանսային կուլոնյան փոխազդեցություն, ինտենսիվ լույսային դաշտում։ Հաշվարկված են ներաֆոտոնային լրման, լրացուցիչ թույլ ալիքի կլանման և ռնելյան լրման հաճախականությունները։ Ցույց է տրված, որ ատոմների կոլեկտիվ վարքը, որն առաջանում է նրանց իրար հետ փոխազդեցությունից, բերում է նրան, որ ոչ առաձգական լրման և կլանման պրոցեսները դառնում են կոհերենտ։ Հաշվարկելիս հենթադրվել է, որ կուլոնյան փոխազդեցությամբ պայմանավորված ճեղքումը շատ փոքր է ուժեղ դաշտում ատոմի օսցիլյացիաների բնորոշ հաճախականությունից։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *М. Л. Тер-Микаелян, А. О. Меликян*, ЖЭТФ, 58, 281 (1970). [2] *S. Stenholm*, Phys. Rep., 6C, 62 (1973). [3] *М. Е. Мовсесян*. Докторская диссертация, 1972. [4] *А. С. Давыдов*, Теория молекулярных экситонов, 1970.