

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ ВОЛН В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

Е. Г. КАНЕЦЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

В настоящей заметке рассмотрены многофотонные эффекты, возникающие при взаимодействии двух интенсивных монохроматических волн с двухуровневым резонансным атомом. Наряду с обычным релеевским и трехфотонным рассеяниями учтена параметрическая перекачка энергии из одной волны в другую, что приводит к многофотонным процессам, обусловленным взаимодействием фотонов разных частот.

Рассмотрим двухуровневый атом с частотой перехода ω_0 в поле двух монохроматических волн с частотами ω_1 и ω_2 и с числом фотонов n и m соответственно и пусть расстройки $\varepsilon_1 = \omega_1 - \omega_0$ и $\varepsilon_2 = \omega_2 - \omega_0$ малы по сравнению с ω_1 и ω_2 .

Гамильтониан системы «атом плюс поле» имеет вид

$$H = \frac{\omega_0}{2} \sigma_z + \omega_1 c_{p_1}^+ c_{p_1} + \omega_2 c_{p_2}^+ c_{p_2} + \beta_1 c_1 \sigma_+ e^{ip_1 x} + \beta_2 c_2 \sigma_+ e^{-ip_2 x} + \beta_1^* c_{p_1}^+ \sigma_- e^{-ip_1 x} + \beta_2^* c_{p_2}^+ \sigma_- e^{ip_2 x}, \quad (1)$$

где σ_z , σ_+ и σ_- — матрицы Паули, действующие на атомные состояния $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ (атом в основном состоянии) и $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ (атом в возбужденном состоянии), β_1 и β_2 — матричные элементы взаимодействия полей с атомом, $c_{p_1}^+$, c_{p_1} и $c_{p_2}^+$, c_{p_2} — операторы рождения и уничтожения фотонов соответственно p_1 и p_2 ($\omega_1 = |p_1|$ и $\omega_2 = |p_2|$).

Волновая функция такой системы может быть представлена в виде

$$\Phi = \sum_{k=0}^n a_k |n-k, m+k\rangle \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \sum_{k=0}^m b_k |n+k, m-k\rangle \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \sum_{k=0}^{n-1} d_k |n-k-1, m+k\rangle \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \sum_{k=0}^{m-1} f_k |n+k, m-k-1\rangle \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Решая стационарное уравнение Шредингера, в предположении малости параметра β находим уровни энергии

$$\begin{aligned} E_{1,l} &= -\frac{\omega_0}{2} + n\omega_1 + m\omega_2 - e\Delta + \frac{\xi_1 \varepsilon_1}{4} + \frac{\xi_2 \varepsilon_2}{4}, \\ E_{2,l} &= -\frac{\omega_0}{2} + n\omega_1 + m\omega_2 - l\Delta - \varepsilon_2 - \frac{\xi_1 \varepsilon_1}{4} - \frac{\xi_2 \varepsilon_2}{4}, \\ E_{3,l} &= -\frac{\omega_0}{2} + n\omega_1 + m\omega_2 + l\Delta + \frac{\xi_1 \varepsilon_1}{4} + \frac{\xi_2 \varepsilon_2}{4}, \\ E_{4,l} &= -\frac{\omega_0}{2} + n\omega_1 + m\omega_2 + l\Delta - \varepsilon_2 - \frac{\xi_1 \varepsilon_1}{4} - \frac{\xi_2 \varepsilon_2}{4}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\Delta = \omega_1 - \omega_2$, $\xi_1 = \frac{4\pi|\beta_1|^2}{\varepsilon_1^2}$ и $\xi_2 = \frac{4\pi|\beta_2|^2}{\varepsilon_2^2}$ — безразмерные параметры интенсивности. При выключении полей состояние $E_{1,l}$ соответствует тому, что атом находится в нижнем состоянии и l фотонов с частотой ω_1 преобразованы в фотоны с частотой ω_2 , $E_{3,l}$ соответствует атому в нижнем состоянии и l фотонам типа ω_2 , перешедшим в состояние с частотой ω_1 , а $E_{2,l}$ и $E_{4,l}$ соответствуют возбужденным начальным состояниям атома.

Все возможные переходы между этими состояниями дают богатый спектр частот, зависящий от выбора начального состояния и от l . Число фотонов, излученных с частотой $\omega_{изл}$, находим по теории возмущений, считая поле излучения слабым по сравнению с падающими полями.

Приведем поперечники некоторых процессов, возникающих в низших порядках по числу фотонов, переходящих из одного состояния в другое.

1. $k=0$. Прежде всего, это — процессы релеевского рассеяния частот ω_1 и ω_2 и процессы трехфотонного рассеяния каждой из волн (поглощение двух фотонов одного поля и излучение фотона с частотой $\omega_{тр}^{1,2} = 2\omega_{1,2} - \omega_0$, при котором атом остается в возбужденном состоянии [1]). Соответствующие этим процессам поперечники следующие:

$$\sigma_{рел.}(\omega_{1,2}) = \pi |\beta|^2 \frac{\xi_{1,2}}{2} \delta(\omega - \omega_{1,2}), \quad (4)$$

$$\sigma_{тр.}(\omega_{1,2}) = \pi |\beta|^2 \frac{\xi_{1,2}}{8} \delta\left(\omega - \omega_{1,2} - \varepsilon_{1,2} - \frac{\xi_1 \varepsilon_1}{2} - \frac{\xi_2 \varepsilon_2}{2}\right). \quad (5)$$

В отличие от поперечника $\sigma_{тр.}$, найденного в [2], здесь учтен суммарный Штарк-эффект, обусловленный наличием двух волн.

Кроме этих известных процессов возникает процесс «трехфотонного» рассеяния, когда атом поглощает один квант одного и один квант другого поля, излучает квант с частотой $\omega = \omega_1 + \omega_2 - \omega_0$ и остается в возбужденном состоянии. Этому процессу соответствует следующий поперечник:

$$\sigma_{тр.}^{1,2} = \pi |\beta|^2 \frac{\xi_1 \xi_2}{4} \frac{\varepsilon_{1,2}^2}{(\varepsilon_{1,2} \mp \Delta)^2} \delta\left(\omega - \omega_{1,2} - \varepsilon_{1,2} - \frac{\xi_1 \varepsilon_1}{2} - \frac{\xi_2 \varepsilon_2}{2}\right). \quad (6)$$

2. При $k=1, 2, \dots$ имеют место все вышеуказанные процессы в высших порядках по ξ и, кроме того, возникают биения на частотах $\omega_1 \pm k\Delta$ и $\omega_2 \pm k\Delta$. Например, при $k=1$ имеем

$$\sigma = \pi |\beta|^2 \frac{\xi_1 \xi_2}{32} \frac{\varepsilon_1^2}{\Delta^2} \delta(\omega - \omega_2 + \Delta), \quad (7)$$

$$\sigma = \pi |\beta|^2 \frac{\xi_1 \xi_2}{32} \frac{\varepsilon_2^2}{(\varepsilon_1 - \Delta)^2} \delta\left(\omega - \omega_2 - \Delta - \varepsilon_1 - \frac{\xi_1 \varepsilon_1}{2} - \frac{\xi_2 \varepsilon_2}{2}\right), \quad (8)$$

$$\sigma = \pi |\beta|^2 \frac{\xi_1 \xi_2}{32} \frac{\varepsilon_1^2}{(\varepsilon_2 + \Delta)^2} \delta\left(\omega - \omega_1 + \Delta - \varepsilon_2 - \frac{\xi_1 \varepsilon_1}{2} - \frac{\xi_2 \varepsilon_2}{2}\right). \quad (9)$$

Из (7)–(9) видно, что при $\xi_{1,2} \ll 1$ поперечники с $k=1$ в $\xi_{1,2}^2$ раз меньше, чем поперечники с $k=0$.

В заключение авторы выражают благодарность профессору В. М. Арутюняну за обсуждения.

Ереванский государственный университет

Поступила 20.XII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. М. Арутюнян, Э. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
2. В. М. Арутюнян, Э. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. Оптика и спектроскопия, 35, 320 (1973).

ԵՐԿՈՒ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ե. Գ. ԿԱՆԵՑՅԱՆ, Ն. Վ. ՇԱԽՆԱԶԱՐՅԱՆ

Դիտարկված են բազմաֆոտոն էֆեկտներ, որոնք առաջանում են երկմակարդականի ատոմի հետ երկու ալիքների փոխազդեցության ժամանակ: Ռեզիյան և եռաֆոտոն պրոցեսների ընդլայնական կտրվածքների հետ մեկտեղ ստացված են այն բազմաֆոտոն պրոցեսների ընդլայնական կտրվածքները, որոնք պայմանավորված են մեկ ալիքից մյուսը էներգիայի պարամետրիկ փոխարկումներով:

TWO WAVE INTERACTION IN A RESONANCE MEDIUM

E. G. KANETSYAN, N. V. SHAKHNAZARYAN

Multiphoton effects at the interaction of two intense monochromatic waves with a two-level atom are considered. Along with the Rayleigh and three-photon process cross section, the cross section of some multiphoton processes due to the parametric transfer of energy from one wave to the other are derived.