УДК 539.1

· ФИЗИКА

В. Е. Мкртчян, академик АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаелян, В. О. Чалтыкян

Излучение двух фотонов атомом в поле резонансного излучения

(Представлено 30/1 1983)

Результаты ряда экспериментов ⁽¹⁾, опубликованные за последние годы, показывают, что при взаимодействии лазерного излучения с двухуровневой системой вблизи резонанса в спектре рассеянного излучения появляются одновременно две компоненты.

Попытки качественного объяснения подобных новых нелинейных эффектов наводят на мысль, что в определенных экспериментальных ситуациях одновременное излучение двух фотонов может конкурировать с однофотонными (по рассеянному полю) процессами.

Для количественного изучения эффектов такого типа необходимо рассмотрение нелинейных процессов с участием двух и более рассеянных фотонов.

Простейшим из таких процессов является одновременное излучение двух фотонов атомом, помещенным в резонансное лазерное излучение («одетый» атом).

Одновременное излучение двух фотонов атомом впервые было рассмотрено Гепперт-Майер в работе ⁽²⁾, где получена вероятность процесса в дипольном приближении в виде суммы по промежуточным состояниям во втором порядке теории возмущений.

В настоящей работе рассматривается двухуровневый атом, находящийся во внешнем квантованном электромагнитном поле частоты ω , которую будем считать близкой к частоте атомного перехода ($\omega \sim E_{21}$), число фотонов частоты ω будем считать большим ($n \gg 1$). Волновые функции $\Phi_{1,2}(n)$ стационарных состояний и энергии системы «атом + n резонансных фотонов» в нулевом приближении получены в ряде работ (например ⁽³⁾) и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \Phi_1(n) &= C_1[\psi_1|n\rangle + B_1\psi_2|n-1\rangle], \\ \Phi_2(n) &= C_2B_2[\psi_2|n\rangle + \frac{1}{B_2}\psi_1|n+1\rangle], \\ E_1(n) &= \lambda_1 + n\omega; \quad E_2(n) = \lambda_2 + (n+1)\omega, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$C_{1,2} = [1 + |B_{1,2}|^2]^{-1/2}; \quad B_{1,2} = - \frac{\lambda_{1,2}}{\sqrt{2\pi n \omega} (e^* \vec{d}_{12})};$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\epsilon}{2} (1 \mp \sqrt{1 + \alpha^2});$$

$\varepsilon = E_{21} - \omega$ — расстройка резонанса;

$\vec{e}$ — единичный вектор поляризации „сильных фотонов“,

$\vec{d}_{12}$ — матричный элемент дипольного момента изолированного атома;

$\alpha^2 = \frac{8\pi n \omega |\vec{e} \vec{d}_{12}|^2}{\varepsilon^2}$ — параметр резонансного взаимодействия.

Влияние остальных частот квантованного электромагнитного поля можно учитывать как возмущение, которое может вызвать переходы между состояниями системы «атом + n резонансных фотонов».

В работе (4) рассмотрены процессы первого порядка теории возмущений в случае, когда резонансное поле излучения является квазиклассическим, а функции $\Phi_{1,2}$ — квазиэнергетическими и вычислены поперечные сечения этих процессов. Именно, при переходе системы из состояния $\Phi_1(n)$ в состояние $\Phi_2(n-2)$ может происходить излучение на комбинационной частоте $\omega_{\text{тр}}$ (см. ниже), получившей название „трехфотонной“, а при переходе $\Phi_2(n) \rightarrow \Phi_1(n)$ может иметь место излучение на частоте ω_a (см. ниже) атомного перехода, сдвинутой за счет Штарк-эффекта.

В данной работе вычисляется второй порядок теории возмущений по нерезонансным модам, и из всех возможных процессов второго порядка (поглощение и излучение двух фотонов, релеевское и комбинационное рассеяние) рассматривается лишь излучение двух фотонов, т. е. переходы $\Phi_1(n) \rightarrow \Phi_1(n-2, 1_k, 1_{k'})$ и $\Phi_1(n) \rightarrow \Phi_2(n-3, 1_k, 1_{k'})$ (где $\Phi_j(n, 1_k, 1_{k'}) = \Phi_j(n) |1_k\rangle |1_{k'}\rangle$, $j=1, 2$). Следуя стандартной теории возмущений с адиабатическим включением нерезонансного поля, получаем для вероятностей (в единицу времени) таких переходов соответственно

$$d\omega_{1 \rightarrow 1} = \frac{\alpha^4 \varepsilon^2}{1 + \alpha^2} \left[\frac{1}{(\omega - \omega_k)(\omega_{\text{тр}} - \omega_k)} + \frac{1}{(\omega - \omega_{k'}) (\omega_{\text{тр}} - \omega_{k'})} \right]^2 \times \\ \times |(\vec{d}_{12} \vec{e}_k^*)(\vec{d}_{12} \vec{e}_{k'}^*)|^2 \cdot \delta(2\omega - \omega_k - \omega_{k'}) \frac{\omega_k^3 \omega_{k'}^3 \cdot d\omega_k d\omega_{k'} \cdot d\theta_k d\theta_{k'}}{128\pi^3 \hbar^2 c^6}; \quad (2)$$

$$d\omega_{1 \rightarrow 2} = \frac{\alpha^2 \varepsilon^2 (1 - \sqrt{1 + \alpha^2})^2}{1 + \alpha^2} \left[\frac{1}{(\omega - \omega_k)(\omega_{\text{тр}} - \omega_k)} + \frac{1}{(\omega - \omega_{k'}) (\omega_{\text{тр}} - \omega_{k'})} \right]^2 \times \\ \times |(\vec{d}_{12} \vec{e}_k^*)(\vec{d}_{12} \vec{e}_{k'}^*)|^2 \delta(\omega + \omega_{\text{тр}} - \omega_k - \omega_{k'}) \frac{\omega_k^3 \omega_{k'}^3 \cdot d\omega_k d\omega_{k'} \cdot d\theta_k d\theta_{k'}}{128\pi^3 \hbar^2 c^6}, \quad (3)$$

где $\vec{e}_k, \vec{e}_{k'}$ — единичные векторы поляризации излученных фотонов, $d\theta_k, d\theta_{k'}$ — телесные углы по направлению вылета фотонов

$$\omega_{\text{тр}} = \omega - \varepsilon \sqrt{1 + \alpha^2}, \quad \omega_a = \omega + \varepsilon \sqrt{1 + \alpha^2}.$$

Суммируя по состояниям поляризации и интегрируя по направлениям вылета, а также по частоте одного из испущенных фотонов, получаем вероятность соответствующих переходов в единицу времени с излучением на частоте ω_k :

$$d\omega_{11} = \frac{\alpha^4 \varepsilon^2}{1 + \alpha^2} \frac{|d_{12}|^2 |\vec{d}_{12} \vec{e}_k^*|^2}{(\omega_{\text{тр}} - \omega_k)^2 (\omega_a - \omega_k)^2} \frac{\omega_k^3 \omega_k^3 d\omega_k d\omega_k}{12\pi^2 \hbar^2 c^6}; \quad (4)$$

$$d\omega_{12} = \frac{\alpha^2 \varepsilon^2 (1 - \sqrt{1 + \alpha^2})^2}{1 + \alpha^2} \frac{|d_{12}|^2 |\vec{d}_{12} \vec{e}_k^*|^2}{(\omega - \omega_k)^2 (\omega_{\text{тр}} - \omega_k)^2} \frac{\omega_k^3 \omega_k^3 d\omega_k d\omega_k}{12\pi^2 \hbar^2 c^6}, \quad (5)$$

где частота второго фотона определяется из закона сохранения энергии $\omega_k + \omega_{k'} = 2\omega$ в формуле (3) и $\omega_k + \omega_{k'} = \omega + \omega_{\text{тр}}$ в формуле (4). Как и следовало ожидать, из формул (3) и (4) следует, что вероятность таких переходов достигает заметной величины, когда частоты излученных фотонов находятся вблизи $\omega_{\text{тр}}$, ω_a , ω .

Отметим, что эти формулы можно получить непосредственно из формулы работы (2) для вероятности одновременного излучения двух фотонов, если матричные элементы дипольного момента вычислять по состояниям $\Phi_j(n)$ $j = 1, 2$, т. е. можно сказать, что, например, при переходе системы „атом + n резонансных фотонов“ из состояний $\Phi_1(n)$ в состояние $\Phi_1(n-2)$ роль „промежуточных“ играют состояния $\Phi_1(n-1)$ и $\Phi_2(n-2)$, энергетически отстоящие от начального состояния на $\hbar\omega$ и $\hbar\omega_{\text{тр}}$ соответственно.

Полученные формулы (3) и (4) в предельном случае больших расстройек резонанса (т. е. при $\alpha^2 \ll 1$) сводятся к формулам теории возмущений четвертого и пятого порядка соответственно, т. е. описывают последовательное поглощение „сильных“ и излучение „слабых“ фотонов на двухуровневом атоме.

При малых расстройках резонанса ($\alpha^2 \gg 1$) формулы (3) и (4) выходят на насыщение.

Использование теории возмущений делает формулы (4) и (5) неприменимыми в области частот, близких к резонансу с этими „промежуточными“ состояниями, т. е. $\omega_k \rightarrow \omega_{\text{тр}}$, ω_a для формулы (4) и при $\omega_k \rightarrow \omega$, $\omega_{\text{тр}}$ для формулы (5).

Для рассмотрения этих областей частот можно в простейшем случае ввести затухание стационарных состояний „одетого“ атома методом, изложенным в (3) (§9). Тогда величины $\lambda_{1,2}$ в формулах (1) заменяются на

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\varepsilon - \frac{i}{2} W \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\varepsilon - \frac{i}{2} W \right)^2 + \alpha^2 \varepsilon^2},$$

(где W — радиационная ширина возбужденного уровня изолированного атома), и например выражение (4) для вероятности dW_{11} примет вид

$$dW_{11} = \frac{\alpha^4 \varepsilon^2}{1 + \alpha^2} \frac{|d_{12}|^2 |\vec{d}_{12} \vec{e}_k^*|^2}{[(\omega_{\text{тр}} - \omega_k)^2 + \gamma^2][(\omega_a - \omega_k)^2 + \gamma^2]} \frac{\omega_k^3 \omega_k^3 d\omega_k d\omega_k}{12\pi^2 \hbar^2 c^6},$$

где $\gamma = \text{Im}(\lambda_2 - \lambda_1)$; при этом должно выполняться условие $\gamma \ll \varepsilon \sqrt{1 + \alpha^2}$.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Երկու ֆոտոնի ճառագայթումը ատոմի կողմից ռեզոնանսային դաշտում

Դիտարկվում է երկմակարդականի ատոմ, որը գտնվում է արտաքին քվանտացված էլեկտրամագնիսական դաշտում: Ենթադրվում է, որ արտաքին դաշտի մոդերից մեկը ուժեղ է, այսինքն՝ հաճախականությունը ռեզոնանսի մեջ է ատոմի սեփական հաճախականության հետ, և ֆոտոնների թիվը շատ անգամ մեծ է մեկից:

Խնդրի լուծման ընթացքում ուժեղ մոդը հաշվի է առնվում ռեզոնանսային մոտավորությամբ, իսկ մնացածները՝ խոտորումների տեսությամբ: Այսինքն՝ ենթադրվում է, որ երկմակարդականի ատոմը կապվում է ուժեղ մոդի հետ՝ կազմելով մեկ միասնական քվանտային սիստեմ՝ «ատոմ+ուժեղ մոդ», իսկ մնացած մոդերն առաջացնում են քվանտային անցումներ «ատոմ+ուժեղ մոդ» սիստեմի մակարդակների միջև:

Օգտվելով խոտորումների տեսությունից, հաշվվում է այնպիսի անցումների հավանականությունները, որոնք ուղեկցվում են երկու կամայական ֆոտոնների առաքմամբ (գոյություն ունի սահմանափակում միայն ֆոտոնների հաճախականությունների գումարի վրա՝ էներգիայի պահպանության օրենքից):

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ М. Л. Тер-Микаелян, Электронное комбинационное рассеяние с резонансным усилением. Препринт ИФИ-82-102, Аштарак, 1982. ² Göppert-Mayer, Ann. Phys (Leipz) 9, 273 (1931). ³ М. Л. Тер-Микаелян, Нелинейная резонансная оптика. Препринт, ИФИ—74—11, Аштарак, 1974. ⁴ М. Л. Тер-Микаелян, А. О. Меликян, ЖЭТФ, т. 58 (1970).