EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED.
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА
PROCEEDINGS OF THE ACADEMY OF SCIENCES OF THE ESTONIAN SSR.
PHYSICS * MATHEMATICS

1985 34, 2

https://doi.org/10.3176/phys.math.1985.2.15

УДК 539.33 : 612.373.8 : 530.182

В. ХИЖНЯКОВ, М. РОЗМАН

КВАНТОВЫЙ ПОВОРОТ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХУРОВНЕВЫМ АТОМОМ

V. HIZNJAKOV, M. ROZMAN. LASERIKIIRE POLARISATSIOONI KVANTPÖÖRE KAHENIVOOLISE AATOMI ABIL

V. HIZHNYAKOV, M. ROZMAN. QUANTUM ROTATION OF THE POLARIZATION OF THE LASER EMISSION BY A TWO-LEVEL ATOM

1. При классическом описании действие монохроматического электромагнитного поля на атом рассматривается как внешнее периодическое возмущение, изменяющее энергетический спектр атома (динамический эффект Штарка). Обратное влияние атома на частоту света отсутствует. В квантовой теории фотоны возбужденной световой моды и атом конечным образом влияют друг на друга. В результате перенормируются как энергии атомных уровней, так и частота фотонов. Обычно перенормировка частоты фотонов очень мала (10^6—10^{-4} сек$^{-1}$, см. ниже) и поэтому трудно наблюдаема. Однако она может проявляться косвенно по изменению поляризации фотонов, если оптический переход атома, находящегося во внешнем поле, разрешен в одной поляризации.

Действительно, лазерная мода некоторой поляризации может быть представлена как суперпозиция двух мод ортогональных поляризаций, одна из которых взаимодействует, а другая не взаимодействует с атомом. Перенормируется только частота фотонов взаимодействующей моды. В результате между состояниями отмеченных мод должен возникнуть линейный по времени сдвиг фазы. Поэтому плоскость поляризации фотонов должна повернуться. Отметим, что одновременный поворот плоскости поляризации всех фотонов сразу является следствием когерентности процесса и неразличимости фотонов.

Рассматриваемое явление имеет квантовую природу; в классическом пределе оно отсутствует. Вместе с тем оно может иметь место только для достаточно интенсивного (лазерного) излучения, когда частота Раби, определяющая величину динамического эффекта Штарка, больше или порядка радиационной ширины возбужденного уровня атома. Это условие, совместно с конечностью числа когерентных фотонов ограничивает сдвиг фазы между ортогональными модами величиной порядка 27°.

Ниже рассмотрим отмеченное явление в модели двухуровневого атома, допускающей аналитическое рассмотрение.

2. Рассмотрим двухуровневый атом в поле двух квантованных электромагнитных мод одинаковой частоты, но разной поляризации. Последние выбраны таким образом, чтобы взаимодействовала с атомом одна мода. Тогда гамильтониан системы в приближении вращающейся волны имеет вид [1]

$$H=\omega(\hat{N}_0+N_\perp)+\hat{\gamma}, \tag{1}$$

где $\hat{N}_0=a^+_\parallel a_\parallel+\sigma_+\sigma_-$, $\hat{N}_\perp=a^+_\perp a_\perp$,

$$\hat{\gamma}=\Delta\sigma_3+\lambda(a_{\parallel}^{+}\sigma_{-}+a_{\parallel}\sigma_{+}).\tag{2}$$

$a_{\parallel}^{(+)}$ и $a_{\perp}^{(+)}$ — операторы уничтожения (рождения) фотонов взаимодействующей ($\parallel$) и невзаимодействующей ($\perp$) с атомом мод, σ — матрицы Паули, удовлетворяющие условиям коммутации $[\sigma_3,\sigma_{\pm}]=\pm 2\sigma_{\pm}$, $[\sigma_{+},\sigma_{-}]=\sigma_3$, λ — константа взаимодействия атома с модой $\parallel$, поляризация которой параллельна вектору дипольного перехода $\vec{d}$, $\Delta=(\omega_0-\omega)/2$, ω_0 — частота атомного перехода, ω — частота фотонов, $\hbar=1$. Операторы $\hat{N}_0$, $\hat{N}_{\perp}$ и $\hat{\gamma}$ коммутируют с H, причем $\hat{\gamma}^2=\Delta^2+\lambda^2\hat{N}_0$. Зависимость от времени операторов $a_{\perp}(t)$ и $a_{\parallel}(t)$ следующая (см., напр., [2]):

$$a_{\perp}(t)=e^{-i\omega t}a_{\perp},\tag{3}$$

$$a_{\parallel}(t)=e^{i\hat{\gamma}t}[(\cos\hat{\Gamma}t-i\hat{\gamma}\hat{\Gamma}^{-1}\sin\hat{\Gamma}t)a_{\parallel}-i\lambda\hat{\Gamma}^{-1}\sin\hat{\Gamma}t\sigma_{-}]e^{-i\omega t},\tag{4}$$

где $\hat{\Gamma}=(\hat{\gamma}^2+\lambda^2)^{1/2}$.

Пусть в начальный момент времени атом находится в невозбужденном ($|g\rangle$) состоянии, а излучение — в квантовом когерентном состоянии:

$$|\alpha\rangle=e^{|\alpha|^2/2}e^{\alpha_{\parallel}a_{\parallel}^{+}}e^{\alpha_{\perp}a_{\perp}^{+}}|0\rangle,\tag{5}$$

где $|\alpha|^2\equiv\bar{N}$ — среднее число фотонов, $\alpha_{\parallel}=\alpha\cos\beta$, $\alpha_{\perp}=\alpha\sin\beta$, β — угол между $\parallel$ и вектором поляризации фотонов возбужденной моды. Рассмотрим зависимость от времени оператора косинуса разности фаз мод $\parallel$ и $\perp$ в этом состоянии

$$\cos\Delta\varphi=\frac{1}{2}\langle\psi_0|(e^{-i\hat{\varphi}_{\parallel}(t)}e^{i\hat{\varphi}_{\perp}(t)}+C.C.)|\psi_0\rangle.\tag{6}$$

Здесь

$$e^{i\hat{\varphi}}=(a^{+}a+1)^{-1/2}a\tag{7}$$

— оператор фазы, $|\psi_0\rangle=|\alpha\rangle|g\rangle$.

Подставляя (5) и (7) в (6) и учитывая (3) и (4), получим

$$\cos\Delta\varphi=e^{-|\alpha|^2}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{|\alpha_{\perp}|^{2m+1}}{m!(m+1)^{1/2}}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{|\alpha_{\parallel}|^{2n+1}}{n!(n_t+1)^{1/2}}\times$$

$$\times(\cos\Gamma_n t\cos\gamma_n t+\gamma_n\Gamma_n^{-1}\sin\Gamma_n t\sin\gamma_n t),\tag{8}$$

где $\Gamma_n^2=\gamma_n^2+\lambda^2=\Delta^2+\lambda^2(n+1)$, $n_t=n[1-(\lambda/\Gamma_n)^2\sin^2\Gamma_n t]$.

Здесь мы учли, что $\sigma_{-}|g\rangle=0$, $\alpha_{\parallel}\alpha_{\perp}^{*}=\alpha_{\perp}\alpha_{\parallel}^{*}=|\alpha_{\parallel}||\alpha_{\perp}|$, а также что оператор в (6) содержит только четные степени $\hat{\gamma}$ и $\hat{\Gamma}$. В рассматриваемом случае сильно возбужденных мод ($|\alpha_{\perp}|^2\sim|\alpha_{\parallel}|^2\sim|\alpha|^2\sim 10^3\div 10^{10}$) в (8) основной вклад в суммы дают слагаемые с большими m и n ($m\sim|\alpha_{\perp}|^2$, $n\sim|\alpha_{\parallel}|^2$). В этом случае с точностью до членов $\sim|\alpha|^{-2}$ в области $t<N\lambda^{-1}$

$$\cos\Delta\varphi=\cos\delta t,\tag{9}$$

где

$$\delta=\lambda^2\Omega^{-1} \tag{10}$$

$\Omega=(\Delta^2+\lambda^2\bar{N}\cos^2\beta)^{1/2}$ — частота Раби. В этом же приближении $\cos 2\Delta\varphi=\cos 2\Delta t$. Отсюда следует, что разность фаз мод в рассматриваемой области хорошо определена, причем она растет со временем. Это означает, что излучение становится эллиптически поляризованным, а большая полуось эллипса качается с периодом $2\pi\delta^{-1}$; в крайних положениях ($\Delta\varphi=\pi n$) поляризация линейная.

3. Оценим, на какой угол один атом может повернуть плоскость поляризации лазерного импульса. Для этого учтем, что в резонансе $\Omega=\delta\bar{N}=(3\gamma_0\bar{N}\Delta\omega\lambda_0^2/2\pi S)^{1/2}$, где γ_0 — радиационная ширина возбужденного уровня атома, λ_0 — длина волны света, S — поперечное сечение лазерного импульса, а $\Delta\omega^{-1}$ — его длительность. Получим

$$\varphi=\delta\Delta\omega^{-1}\sim(3\gamma_0\lambda_0^2/2\pi\bar{N}\Delta\omega S)^{1/2}.$$

Учтем, что частота Раби должна превышать $\Delta\omega$ и γ_0. Это дает $\bar{N}\Delta\omega\geqslant 2\pi\gamma_0/3$ и

$$\varphi\leqslant\frac{3}{2\pi}\left(\frac{\lambda_0^2}{S}\right)^{1/2}\leqslant\frac{3}{2\pi}\approx 27^\circ. \tag{11}$$

При такой разности фаз максимальный угол отклонения большей оси эллипса поляризации относительно направления линейной поляризации 1,55°. При этом отношение полуосей эллипса 0,15.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Розман М., Хижняков В.* Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., **33**, № 1, 119—123 (1984); *Hizhnyakov, V., Rozman, M.* Opt. Commun., 52, № 1, 183 (1985).
2. *Narozhny, N. B., Sanches-Mondragon, J. J., Eberly, J. H.* Phys. Rev., **23**, 236—247 (1981).

Институт физики Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию 26/XII 1984