

双 频 光 子 回 波

黄 优 宏 林 福 成

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

在强光泵浦原子体系而组成的缀饰原子体系中, 荧光谱线除了中心频率之外还有两边频。用频率为其一边频、脉冲面积分别为 $\frac{\pi}{2}$ 、 π , 时间间隔为 T 的两个光脉冲激发体系, 从而在第二个脉冲过后 T 时刻产生了光子回波。发现与通常的光子回波现象不同之处, 除了原激发频率的光回波之外, 还有另一边频的回波被诱发。

双 频 光 子 回 波

缀饰原子体系与光的相干相互作用已被研究^[1], 得出了缀饰体系态的变化方程和光在其中相干传播的定理和现象。这里我们用文献 [1] 中的方程研究光与缀饰体系的瞬态效应。缀饰原子体系由频率为 ω_L 的强光和玻尔频率为 ω_0 的二能级系统组成。当加入的光脉冲频率为缀饰原子体系的边频频率时, 缀饰体系的态变化方程为

$$\dot{R}_1 = -\frac{\delta\delta'}{\Omega_{12}} R_2, \quad (1)$$

$$\dot{R}_2 = \frac{\delta\delta'}{\Omega_{12}} R_1 + \frac{\beta}{\hbar} E_0 R_3, \quad (2)$$

$$\dot{R}_3 = -\frac{\beta}{\hbar} E_0 R_2, \quad (3)$$

其中 $\delta = \omega_0 - \omega_L$ 为强光对位于非均匀线型中心的二能级原子的偏调; δ' 是由于非均匀线宽而引起的偏调; 当光脉冲频率为缀饰系统边频 $\omega_L + \Omega_{12}$ 时, $E_0 = E \cos^2 \varphi$; 当频率为 $\omega_L - \Omega_{12}$, $E_0 = -E \sin^2 \varphi$; E 为光脉冲强度; $\cos^2 \varphi = \frac{\Omega_{12} + \delta}{2\Omega_{12}}$ 为强光与二能级系统的耦合系数。

缀饰原子体系在光脉冲作用下将有两边频 $\omega_L \pm \Omega_{12}$ 的极化强度^[1]:

$$P(\omega_L \pm \Omega_{12}, t) = \pm N_0 \beta \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} (R_1 \pm iR_2) \begin{Bmatrix} \cos^2 \varphi \\ \sin^2 \varphi \end{Bmatrix} g(\delta') d(\delta') e^{i(\omega_L \pm \Omega_{12})t} \right\}, \quad (4)$$

其中非均匀加宽线型 $g(\delta') = \frac{T_2^*}{\pi} e^{-\delta'^2 T_2^*/\pi} d\delta'$; $\frac{1}{T_2^*}$ 为非均匀加宽线型的宽度。(4)式物理意义为当频率为缀饰体系一边频频率的光脉冲激发体系时, 组成体系的泵浦光将与此光脉冲拍频耦合出另一边频频率的极化强度, 这里我们取光脉冲频率为 $\omega_L + \Omega_{12}$ 。脉冲面积定义为 $A = \frac{\beta}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} E_0 dt = \frac{\beta}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} E \cos^2 \varphi dt$ 。当在时间间隔为 T 、脉冲面积先后分别为 $\frac{\pi}{2}$ 、 π 的光

受激作用之后 t_e 时刻, 由方程 (1) ~ (3) 式, 此时缀饰体系的态矢量为^[2]

$$R_1(t_e) = -\frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \left\{ \sin \left[\frac{\delta \delta'}{\Omega_{12}} (t_{eb} - T) \right] - \frac{\delta \delta' \hbar}{\beta \Omega_{12} E \cos^2 \varphi} \cos \left[\frac{\delta \delta'}{\Omega_{12}} (t_{eb} - T) \right] \right\}, \quad (5)$$

$$R_2(t_e) = -\frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \left\{ \cos \left[\frac{\delta \delta'}{\Omega_{12}} (t_{eb} - T) \right] + \frac{\delta \delta' \hbar}{\beta \Omega_{12} E \cos^2 \varphi} \sin \left[\frac{\delta \delta'}{\Omega_{12}} (t_{eb} - T) \right] \right\}, \quad (6)$$

$$R_3(t_e) = -2 \frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \frac{\delta \delta' \hbar}{\beta \Omega_{12} E \cos^2 \varphi} \sin \left[\frac{\delta \delta'}{\Omega_{12}} (t_{eb} - T) \right], \quad (7)$$

其中 $t_{eb} = t_e - t_b$; t_b 为第二个脉冲后沿时刻; 光脉冲 E 为方波脉冲; 这里要求 $\frac{B}{\hbar} E' \cos^2 \varphi > \frac{\delta \delta'}{\Omega_{12}}$; 缀饰体系的初始条件为 $R_1(0) = R_2(0) = 0$, $R_3(0) = \frac{\sin^4 \varphi - \cos^4 \varphi}{\sin^4 \varphi + \cos^4 \varphi}$ 。此时的极化强度 $P(\omega_L \pm \Omega_{12} t_e)$ 由 (4) ~ (7) 式得出^[3]:

$P(\omega_L \pm \Omega_{12}, t_e)$

$$= -N_0 \beta \left\{ \frac{\cos^2 \varphi}{\sin^2 \varphi} \right\} \frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \sin [(\omega_L \pm \Omega_{12}) t_e] \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{t_{eb} - T - \frac{\hbar}{\beta E \cos^2 \varphi}}{T_2^* \frac{\Omega_{12}}{\delta}} \right)^2 \right],$$

由上式, 我们得出当 $t_e = t_b + T + \frac{\hbar}{\beta E \cos^2 \varphi}$ 时, $P(\omega_L \pm \Omega_{12}, t_e)$ 出现极大值, 即出现回波, 回波脉冲的半宽度为 $\frac{\Omega_{12}}{\delta} T_2^*$ 。此时不仅有频率和激发光频率相同的一般光子回波, 还有频率为 $\omega_L - \Omega_{12}$ 的光子回波, 我们称这一现象为双频回波现象。两回波的位相相同, 回波峰值不同, 它们的比值为 $\frac{\cos^2 \varphi}{\sin^2 \varphi}$ 。与通常的光子回波不同之处还在于半宽度增加了 Ω_{12}/δ 倍, 即缀饰体系的解相时间比同样条件下的原子的解相时间长了 Ω_{12}/δ 倍。由于 Ω_{12}/δ 与强泵浦光场的强度和偏调有关, 所以通过控制泵浦场, 可以控制解相时间。双频光子回波这一现象

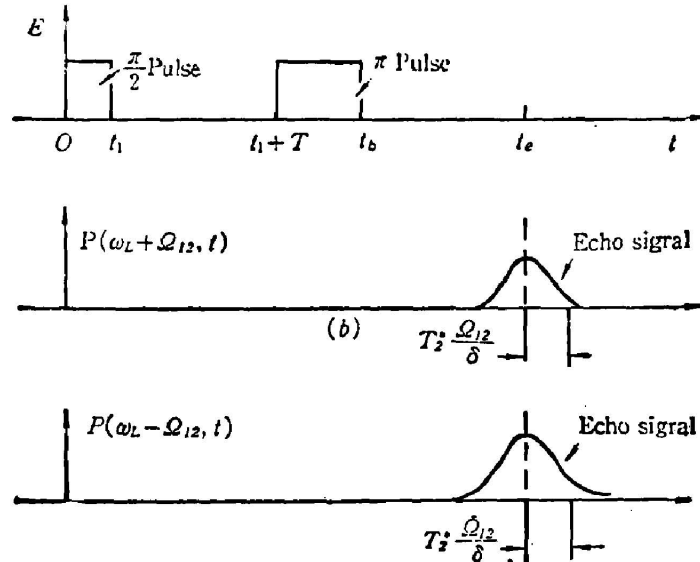


Fig. 1 Double-frequency photon-echo time sequences

物理上是由于被激发的缀饰原子体系本身具有两边频频率的极化。图 1 表示了激发光脉冲的大小、时间排列和光子回波的形状。当激发光脉冲的频率为 $(\omega_L - \Omega_{12})$ 时, 所得的极化强度为

$$P(\omega_L \pm \Omega_{12}, t_e) = -N_0 \beta \left\{ \begin{array}{l} \cos^3 \varphi \\ \sin^3 \varphi \end{array} \right\} \frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \sin [(\omega_L \pm \Omega_{12}) t_e] \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{t_{eb} - T - \hbar / \beta E \sin^2 \varphi}{T_2^* \Omega_{12} / \delta} \right) \right],$$

则当 $t_e = t_b + T + \hbar / \beta E \sin^2 \varphi$ 时, 出现双频光子回波。

参 考 文 献

- [1] 黄优宏, 林福成; “强近共振激光饱和驱动下二能级系统中激光脉冲的相干传播”, 送《光学学报》, 1984。
 [2] L. Allen, J. H. Eberly: “*Optical Resonance & Two-Level Atoms*”, (by John. Wiley. & Sons. Inc., 1975), 195.

Double-frequency photon echo

HUANG YOUHONG AND LIN FUCHENG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 14 December 1984)

Abstract

There are two side-bands in addition to the central fluorescence from dressed atoms in a strong pump field. When two fairly intense pulses at one of the two side-band frequencies are applied to the dressed atoms at time t and $t+T$, with pulse areas of $\pi/2$ and π respectively, an echo is emitted at time T after the second pulse. It is discovered that in addition to the echo with frequency of the applied pulse, there exists another echo at the other frequency of the two side-bands.