

# 强近共振激光脉冲驱动下二能级原子 对试探脉冲的瞬态反应: 数字结果

傅 盘 铭

(中国科学院物理研究所)

## 提 要

我们研究了在强近共振激光脉冲驱动下, 二能级原子对不同频率的试探脉冲的瞬态反应。对单光子及三光子过程, 我们分别计算了在试探脉冲作用期间及脉冲过后, 原子极化随时间的演化过程。我们还讨论了单光子及三光子过程之间的干涉效应。

二能级系统在强激光作用下的性质是近年来人们感兴趣的问题。上篇文章中<sup>[1]</sup>, 我们研究了在强近共振激光脉冲驱动下, 二能级系统对不同频率的试探脉冲的反应。设  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  分别为驱动脉冲及试探脉冲的频率, 我们得到原子的极化可以分解为  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  及  $2\omega_1 - \omega_2$  的分量, 并且定性地分析了  $\omega_2$  分量的极化对试探脉冲的作用。我们发现当  $\omega_2$  调到  $\omega_1 + \Delta[1 + (K\langle \varepsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  时, 系统对试探脉冲产生吸收效应。反之, 当  $\omega_2$  调到  $\omega_1 - \Delta[1 + (K\langle \varepsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  时, 系统对试探脉冲产生放大效应。这种效应与稳态情况下的效应非常类似<sup>[2]</sup>。其物理机制分别对应于二能级系统在强光作用下的单光子及三光子过程<sup>[3]</sup>。本文将进一步通过数值计算, 求出原子的  $\omega_2$  频率的极化分量随时间演化的过程, 并解释其物理意义。

下面分析中, 不考虑激光脉冲在系统中的传播问题。因此只集中研究单个原子对激光脉冲的反应。我们假设近共振驱动脉冲的波形为绝热方型波: 其快速变化的前沿及后沿均满足绝热近似条件:  $|(d\varepsilon_1/dt)/\varepsilon_1| \ll |\Delta|$ ; 脉冲的其它部分的振幅为一常数  $\langle \varepsilon_1 \rangle$ 。这里,  $\Delta \equiv \Omega_0 - \omega_1$ ,  $\Omega_0$  为原子的共振频率。试探脉冲在驱动脉冲达到稳定值  $\langle \varepsilon_1 \rangle$  后才加入, 其脉宽小于驱动脉冲的脉宽, 其波形为

$$\varepsilon_2(t) = \begin{cases} Ae^{-(t/t_p)^2} & |t/t_p| \leq 2.2, \\ 0 & |t/t_p| > 2.2. \end{cases}$$

从文献[1]得到:

$$\begin{aligned} u(t, \omega_2) &= K \cos^2(\theta(t)/2) \int_0^\infty d\tau \varepsilon_2(t-\tau) \cos^2(\theta(t-\tau)/2) \sin(\delta\omega + \langle \Omega_{21}^D \rangle) \tau \\ &\quad - K \sin^2(\theta(t)/2) \int_0^\infty d\tau \varepsilon_2(t-\tau) \sin^2(\theta(t-\tau)/2) \sin(\delta\omega - \langle \Omega_{21}^D \rangle) \tau, \\ v(t, \omega_2) &= K \cos^2(\theta(t)/2) \int_0^\infty d\tau \varepsilon_2(t-\tau) \cos^2(\theta(t-\tau)/2) \cos(\delta\omega + \langle \Omega_{21}^D \rangle) \tau \\ &\quad - K \sin^2(\theta(t)/2) \int_0^\infty d\tau \varepsilon_2(t-\tau) \sin^2(\theta(t-\tau)/2) \cos(\delta\omega - \langle \Omega_{21}^D \rangle) \tau, \end{aligned} \quad (1)$$

这里

$$\cos^2(\theta(t)/2) = \begin{cases} (1 + \{1/[1 + (K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta)^2]\}^{1/2})/2 & |t| \leq t_s/2, \\ 1 & |t| > t_s/2, \end{cases}$$

$$\sin^2(\theta(t)/2) = \begin{cases} (1 - \{1/[1 + (K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta)^2]\}^{1/2})/2 & |t| \leq t_s/2, \\ 0 & |t| > t_s/2, \end{cases}$$

其中  $t_s$  为驱动脉冲的脉宽。  $\delta\omega \equiv \omega_1 - \omega_2$  为试探脉冲相对于驱动脉冲的频率偏调。  $\langle\Omega_{21}^D\rangle = \Delta[1 + (K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta)^2]^{1/2}$  为广义拉比(Rabi)频率。

$K(t, \omega_2)$  及  $v(t, \omega_2)$  为在频率  $\omega_2$  的转动坐标上 Bloch 矢量的横向分量。在有  $\omega_2$  频率的外加光场时,  $u$  及  $v$  对应于原子对光场的色散及吸收反应。在外场消失后, 由于  $u$  及  $v$  对应于极化的两个分量, 因此, 原子将辐射而产生相干光。

(1) 式中第一、第二项, 分别对应于原子在强光驱动下的单光子及三光子过程。首先, 假设  $|\Delta| \gg 1/t_p$ , 即试探脉冲的频谱远小于驱动脉冲对原子共振频率的偏调。在这种情况下, 单光子与三光子过程之间的干涉效应可以忽略。图 1 为单光子过程中, 当  $\omega_2$  接近共振频率  $\omega_1 + \Delta[1 + (K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta)^2]^{1/2}$  时,  $u(t, \omega_2)$  及  $v(t, \omega_2)$  随时间的演化。计算所用的参数为  $\Delta t_p = 20$ ,  $K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta = 2$ 。如果  $\omega_2$  正好为共振频率[这里,  $(\omega_1 - \omega_2)t_p = -44.72$ ], 计算结果表明, 在试探脉冲作用期间, 由于  $v(t, \omega_2)$  为正值, 因此原子将从试探脉冲中吸收能量。而当试探脉冲过后, 由于  $u$  及  $v$  分别为零及常数, 因此原子的极化将仍然以共振频率自由旋进。换言之, 在试探脉冲过后, 原子将以  $\omega_2 (= \omega_1 + \Delta[1 + (K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta)^2]^{1/2})$  频率辐射。

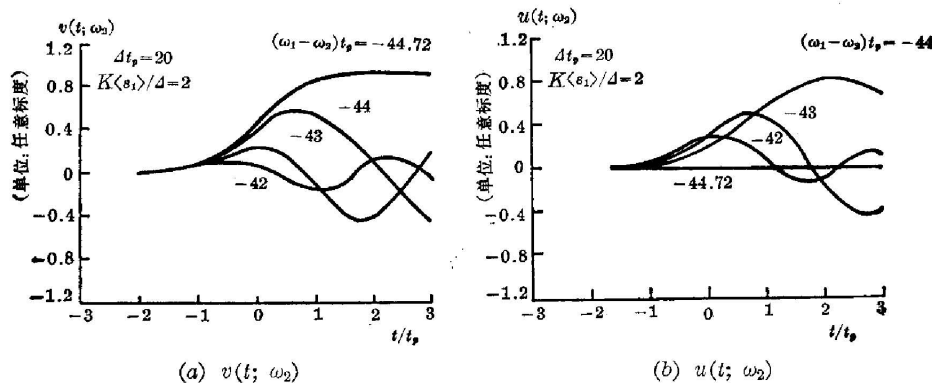


图 1 单光子过程原子极化随时间的演化

Fig. 1 Time evolution of atomic polarization for one-photon process

其次, 考虑  $\omega_2$  接近共振频率的情况。图 1 表明, 有试探脉冲时, 原子从脉冲吸收能量, 而当试探脉冲过后,  $u$  及  $v$  均以  $\delta\omega + \langle\Omega_{21}^D\rangle$  振动。由于  $u(t, \omega_2)$  及  $v(t, \omega_2)$  为频率  $\omega_2$  的转动坐标上原子的极化分量, 因此, 在实验室坐标上, 原子的极化将以  $\omega_1 + \Delta[1 + (K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta)^2]^{1/2}$  频率振动。换言之, 在试探脉冲过后, 原子将以  $\omega_1 + \Delta[1 + (K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta)^2]^{1/2}$  的频率辐射。图 2 为极化的绝对值  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  随时间的关系。在试探脉冲过后,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  为一常数。这表明, 脉冲过后原子以一固定值辐射。虽然辐射频率与试探脉冲的频率  $\omega_2$  无关, 但其强度则存在共振特性。图 3 为试探脉冲过后, 原子极化的绝对值  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  与  $\delta\omega$  的关系。对不同的  $\langle\varepsilon_1\rangle$ , 当  $\omega_2$  为共振频率  $\omega_1 + \Delta[1 + (K\langle\varepsilon_1\rangle/\Delta)^2]^{1/2}$  时,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  最大, 因此原子的辐射强度亦最强。而当  $\omega_2$  偏离共振频率,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  亦随之而变小。其次,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  的峰值随  $\langle\varepsilon_1\rangle$  的增大而减小。

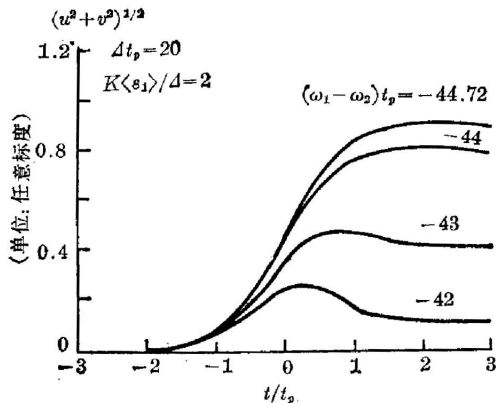


图2 单光子过程  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  随时间的演化

Fig. 2 Time evolution of  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  for one-photon process

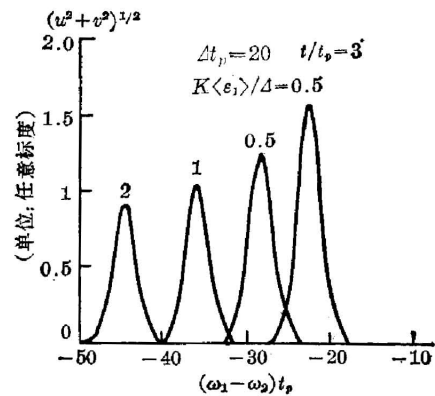


图3 单光子过程中试探脉冲过后,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  与  $(\omega_1 - \omega_2)t_p$  的关系

Fig. 3  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  versus  $(\omega_1 - \omega_2)t_p$  after probe pulse for one-photon process

下面考虑三光子过程。图4为  $\Delta t_p = 20$ ,  $K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta = 2$  时,  $u(t, \omega_2)$  及  $v(t, \omega_2)$  随时间的演化。在  $\omega_2$  正好为共振频率  $\omega_1 - \Delta [1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  时 ( $(\omega_1 - \omega_2)t_p = 44.72$ ), 由于在试探脉冲作用期间,  $v(t, \omega_2)$  为负值, 因此当试探脉冲通过系统时, 原子将放出能量, 使得试探脉冲产生放大效应。在试探脉冲过后, 原子的极化与单光子过程非常相似。如图4和图5所示, 试探脉冲过后, 原子将以  $\omega_1 - \Delta [1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  的频率辐射, 其振幅不随时间而改变。图6为试探脉冲过后, 原子极化的绝对值随  $\delta\omega$  的关系。对不同的  $\langle \epsilon_1 \rangle$ , 当  $\omega_2$  为共振频率  $\omega_1 - \Delta [1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  时,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  最大, 因此辐射强度亦最强。而当  $\omega_2$  偏离共振频率,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  亦随之而变小。与单光子过程不同的是  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  的峰值随  $\langle \epsilon_1 \rangle$  的增大而增大。

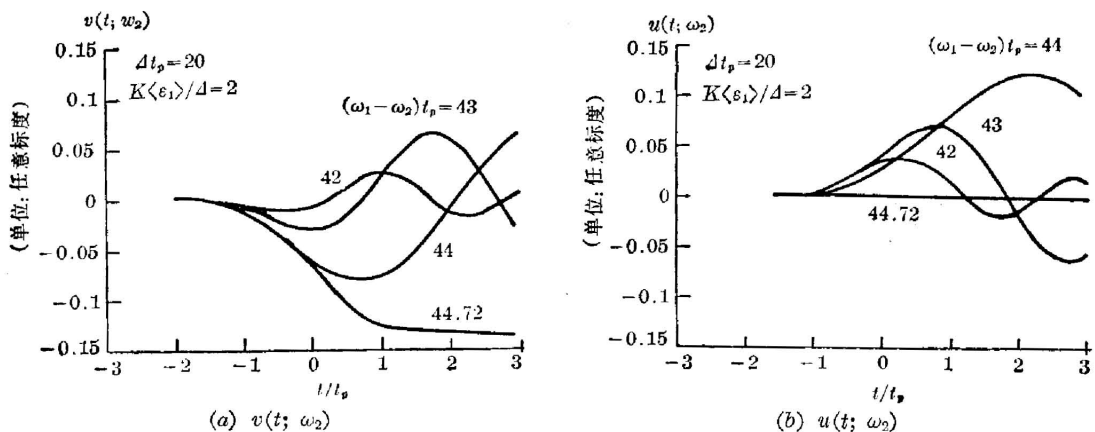


图4 三光子过程原子极化随时间的演化, 纵坐标标度与图2相同

Fig. 4 Time evolution of atomic polarization for three-photon process. The vertical axis scale is the same as that in Fig. 2

下面讨论驱动脉冲过后的原子的极化。由文献[1]中(22)式可以得到, 对单光子过程, 在驱动脉冲过后, 原子的极化仍将自由旋进。这时, 由于驱动光场已不存在, 因此其旋进频率为原子的共振频率  $\Omega_0$ 。换言之, 原子将可以其自身的频率辐射。而对于三光子过程, 原

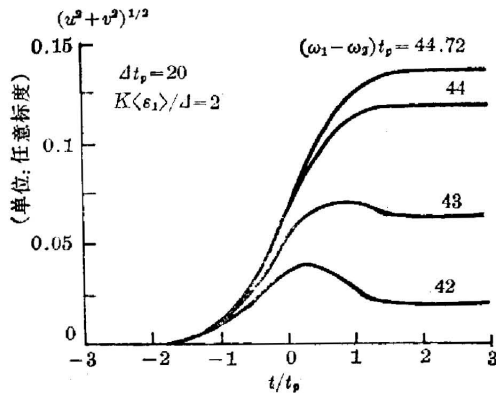


图5 三光子过程  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  随时间的演化

Fig. 5 Time evolution of  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  for three-photon process

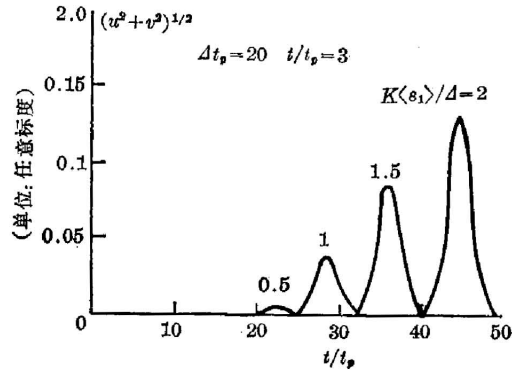


图6 三光子过程中试探脉冲过后,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  与  $(\omega_1 - \omega_2)t_p$  的关系

Fig. 6  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  versus  $(\omega_1 - \omega_2)t_p$  after probe pulse for three-photon process

子的极化将随着驱动脉冲的消失而消失。这是因为在三光子过程中, 原子必须从驱动脉冲吸收两个光子。因此, 驱动脉冲过后, 与之对应的极化亦将不存在。

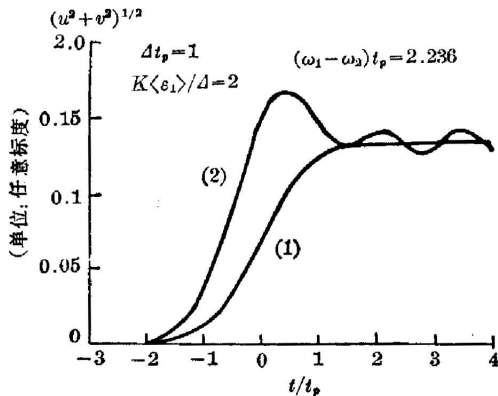


图7  $\Delta t_p = 1$ ;  $K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta = 2$ ;  $\omega_2 = \omega_1 - \Delta[1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  时  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  随时间的演化

(1) 只考虑三光子过程; (2) 考虑单光子与三光子过程的干涉

Fig. 7 Time evolution of  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  for  $\Delta t_p = 1$ ;  $K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta = 2$ ;  $\omega_2 = \omega_1 - \Delta[1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$

(1) for three-photon process only; (2) for the interference between one-photon and three-photon process

以上, 讨论了  $\Delta t_p \gg 1$  的情况。如果  $\Delta t_p \lesssim 1$ , 这时, 单光子与三光子过程将相互干涉。因此, 在三光子过程中, 即使  $\omega_2$  正好为共振频率  $\omega_1 - \Delta[1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$ , 得到的  $u$  及  $v$  仍然有来自单光子过程的贡献。这种干涉效应虽然对单光子及三光子过程都存在, 但是在  $\langle \epsilon_1 \rangle$  不大的情况下, 对三光子过程的影响更为严重。图7为  $\Delta t_p = 1$ ,  $K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta = 2$ ,  $\omega_2 = \omega_1 - \Delta[1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  时, 原子极化的振幅随时间的变化。图中曲线1为忽略单光子贡献的结果; 曲线2为考虑了单光子效应的结果。由于单光子效应及三光子效应间的干涉, 使得试探脉冲过后,  $(u^2 + v^2)^{1/2}$  不保持常数, 而是以  $2\Delta[1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  的频率调制。这是因为试探脉冲将在原子中分别通过三光子及单光子过程产生  $\omega_1 - \Delta[1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  及  $\omega_1 + \Delta[1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  频率的极化。这两种频率的极化干涉后对极化绝对值产生  $2\Delta[1 + (K\langle \epsilon_1 \rangle / \Delta)^2]^{1/2}$  拍频的调制。

参 考 文 献

[1] 傅盘铭;《物理学报》, 1982, 31, No. 8 (Aug), 1107.  
 [2] R. W. Boyd *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1981, A24, No. 1 (Jul), 411.  
 [3] E. Courtens, A. Szoke; *Phys. Rev. (A)*, 1977, A15, No. 4 (Apr), 1588.

## Transient response of two-level atoms to probe pulse in the presence of near-resonant laser driven pulse: numerical results

FU PANMING

*(Institute of Physics, Academia Sinica)*

(Received 6 September 1983; revised 7 November 1983)

### Abstract

Transient responses of two-level atoms to a probe pulses with different frequencies have been studied in the presence of near-resonant laser driven pulse. Time evolutions of atomic polarization during and after the probe pulse have been calculated for both one-photon and three-photon processes. The interference effect between one-photon and three-photon process have been discussed.