

V 型原子系统中相干布居俘获的相干相位调制研究

王利强¹⁾ 李永放^{1)†} 曹冬梅¹⁾²⁾ 毕冬艳¹⁾ 张崇俊³⁾ 成延春¹⁾

¹⁾ 陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

²⁾ 延安大学物理学院, 延安 716000)

³⁾ 武警工程学院基础部, 西安 710068)

(2003 年 9 月 9 日收到, 2003 年 12 月 24 日收到修改稿)

在延迟脉冲激光场作用下的 V 型原子系统中, 实现了对相干布居俘获, 电磁感应透明的相干相位调制, 选择适当的能级其调制频率可以达到飞秒量级. 利用数值和解析分析得到了延迟脉冲和叠加态粒子数布居的关系, 以及粒子布居受光场相位调制的特点和变化规律. 利用这种机理可以实现飞秒量级的量子开关作用.

关键词: 相干相位调制, 相干布居俘获, 电磁感应透明, 量子开关

PACC: 3200, 3280

1. 引 言

利用量子干涉效应实现对相干布居和自发辐射的控制是近年来人们普遍关注的研究领域之一. 对于在自由空间的原子, 原子相干和量子干涉是实现对其自发辐射控制的基础^[1-3], 并在相干布居俘获 (coherent population trapping, CPT), 电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT), 无粒子数反转激光等物理效应中得到广泛应用^[4-10]. 特别是利用相干相位控制方法 (coherent phase control, CPC) 人们可以更有效的控制原子、分子的辐射状态. Scully 等人对 V 型原子系统自发辐射猝灭进行了研究, 同时从实验上验证了他们的预言^[11]. Knight 等利用两束等频激光的相对相位变化, 对三能级系统的粒子数布居控制进行了研究^[12]. Jagatap 和 Meath 用微扰法在理论上预言, 可以通过改变驱动场的相对相位来实现控制氢原子 2S—2P 混合态 (叠加态) 的布居^[13]. Salour 和他的合作者通过延迟的脉冲激光激发原子, 在实验中利用消多普勒技术使光谱变窄, 并观察到 Ramsey 条纹^[14]. 多年来人们利用相干相位控制方法在研究原子、分子与激光相互作用方面发展了许多新技术, 其中包括相位锁定技术^[15] 灵敏相位技术^[16], 随机相位技术^[17]. 在这些技术中, 人们大多利用一个光场作用系统实现相干相位调制, 并利用这些方法实现对原子、分子辐射光

谱的调制并研究了原子分子激发态特性.

本文首次提出了在一束较强的耦合光场和一束具有延迟时间的探测光场作用下的 V 型原子系统的新的物理模型. 利用这一模型研究了光场间相位的变化对能态粒子数布居的控制, 改变探测场脉冲的延迟时间, 实现了对相干布居俘获, 电磁感应透明的调制, 若选取适当的能级, 其调制频率可以达到飞秒量级. 文中利用数值分析得到了粒子数俘获等结论, 同时解析的给出了延迟脉冲和混合态粒子数布居的关系, 分析了能级布居受光场相位调制的特点和变化规律. 利用这种机理可以实现飞秒量级的量子开关作用.

2. 理论模型

考虑如图 1 所示的由能级 |2>, |3> 和 |1> 组成的 V 型三能级系统中, 能级 |1> 到 |2> 的跃迁由频率为 ω_{L1} 的探测光场 $E_1(t)$ 驱动, 能级 |1> 到 |3> 的跃迁由频率为 ω_{L2} 的驱动光场 $E_2(t)$ 驱动. 探测光场 $E_1(t)$ 为两个延迟脉冲相干光, 它们之间的延迟时间为 T . γ_2 和 γ_3 为能级 |2> 和 |3> 的自发辐射速率, $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$, $\hbar\omega_3$ 分别为能级 |1>, |2>, |3> 的本征能量, 其中 |2> 到 |1> 及 |3> 到 |1> 的跃迁是偶极跃迁, 而 |3> 与 |2> 之间是偶极禁戒的.

† E-mail: yfli@Snnu.edu.cn; 电话: 029-85303866.

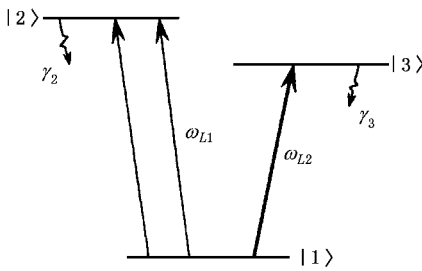


图 1 V型能级系统的能级图

2.1. 具有相同相位的延迟脉冲激发

如果频率为 ω_{L1} 的光场的两个具有一定延迟时间的激光脉冲具有相同的相位,则探测光场和驱动光场 $E_1(t)$ 和 $E_2(t)$ 分别可以表述为^[14]

$$E_1(t) = \begin{cases} \epsilon_1 f(t) e^{-i\omega_{L1}t - i\delta_1} & 0 \leq t \leq \tau, \\ \epsilon_1 f(t) e^{-i\omega_{L1}t - i\delta_1} & T \leq t \leq T + \tau \\ 0 & \text{其他,} \end{cases} \quad (1)$$

$$E_2(t) = \epsilon_2 f(t) e^{-i\omega_{L2}t - i\delta_2} \quad 0 \leq t \leq \tau, \quad (2)$$

其中 $f(t) = e^{-t^2/\tau^2}$ 为脉冲形状(本文选取高斯型), τ' 为脉冲宽度(1)和(2)式中的 ϵ_1, ϵ_2 分别为光场的振幅, δ_1, δ_2 为它们的初始相位.系统的波函数可以写为

$$\Psi = \sum_{k=1}^3 b_k(t) \exp(-iE_k t/\hbar) \psi_k. \quad (3)$$

根据薛定谔方程可以得到

$$\frac{d}{dt} b_2(t) = (i\Omega_1) f(t) e^{i\Delta_1 t} e^{-i\delta_1} - \frac{1}{2} \gamma_2 b_2(t) \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} b_3(t) = (i\Omega_2) f(t) e^{i\Delta_2 t} e^{-i\delta_2} - \frac{1}{2} \gamma_3 b_3(t) \quad (5)$$

其中 $\Delta_1 = \omega_2 - \omega_1 - \omega_{L1} = \omega_{21} - \omega_{L1}$; $\Delta_2 = \omega_3 - \omega_1 - \omega_{L2} = \omega_{31} - \omega_{L2}$; $\Omega_1 = \frac{\mu_{21}\epsilon_1}{\hbar}$, $\Omega_2 = \frac{\mu_{31}\epsilon_2}{\hbar}$; $\Delta_i, \Omega_i (i = 1, 2)$ 分别为失谐量和 Rabi 频率, μ_{21} 为 |2> 到 |1> 跃迁的电偶极矩, μ_{31} 为 |3> 到 |1> 跃迁的电偶极矩.

对于能级 |1> 到 |2> 的跃迁通道,由(1)式所表示的延迟脉冲光场激发.当第一个脉冲激发 |1> 到 |2> 态的跃迁时,对(4)式的积分时间为 0 到 τ ,通常 τ 取探测器的响应时间.假设初始时刻粒子全部处于基态 |1>.激光脉冲与能级作用时间和能级寿命相比很短,因此将 $f(t)$ 的作用可以提出积分号外,用 $Q(t)$ 表示,即

$$Q(t) = \int_0^{\tau} f(t - \tau'/2) dt. \quad (6)$$

这样解微分方程(4)可得到

$$b_2(\tau) = (i\Omega_1) Q(t) e^{-i\delta_1} (e^{i\Delta_1 \tau} - e^{-\frac{1}{2}\gamma_2 \tau}) \times \frac{1}{i\Delta_1 + \frac{1}{2}\gamma_2}. \quad (7)$$

当第二个脉冲激发,且第二个脉冲的延迟时间短于能级 |2> 的寿命时,上能态已有粒子布居,这时初始条件为

$$b_2(T) = b_2(\tau) e^{-\frac{1}{2}\gamma_2(T-\tau)}, \quad (8)$$

从而根据方程(4)可得第二个脉冲作用的结果:

$$b_2(T + \tau) = (e^{i\Delta_1 T} + e^{\frac{1}{2}\gamma_2 T}) b_2(\tau) = g b_2(\tau), \quad (9)$$

其中

$$g = (e^{i\Delta_1 T} + e^{\frac{1}{2}\gamma_2 T}).$$

从 g 因子中可以看到延迟时间对粒子布居具有明显的作用.对于能级 |1> 到 |3> 的跃迁通道,由(2)式表示的光场激发.根据方程(5)可得

$$b_3(\tau) = (i\Omega_2) Q(t) e^{-i\delta_2} (e^{i\Delta_2 \tau} - e^{-\frac{1}{2}\gamma_3 \tau}) \times \frac{1}{i\Delta_2 + \frac{1}{2}\gamma_3}. \quad (10)$$

考虑能级系统在激光场的作用下,激发态 |2> 和 |3> 与基态 |1> 间建立了相干关系,在激发态 |2> 和 |3> 间形成了相干叠加态(对称和反对称叠加态)^[17]:

$$\begin{aligned} | + \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|2\rangle + |3\rangle), \\ | - \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|2\rangle - |3\rangle). \end{aligned} \quad (11)$$

系统的波函数又可以写为

$$\Psi = b_1 |1\rangle + b_+ |+\rangle + b_- |-\rangle. \quad (12)$$

对于叠加态的态振幅可写为

$$b_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (b_2 \pm b_3). \quad (13)$$

相对应的粒子在叠加态的概率分布 p_{\pm} 可以写成

$$P_{\pm} = |b_{\pm}|^2 = \frac{1}{2} (b_2 b_2^* \pm b_2 b_3^* \pm b_3 b_2^* + b_3 b_3^*), \quad (14)$$

其中 $b_2 b_2^*, b_3 b_3^*$ 分别代表着能级 |2>, |3> 的粒子布居概率

$$b_2 b_2^* = \Omega_1^2 Q(t)^2 g^2 [1 + e^{-\gamma_2 \tau} - e^{(i\Delta_1 - \frac{1}{2}\gamma_2)\tau} - e^{-(i\Delta_1 + \frac{1}{2}\gamma_2)\tau}] \mathcal{Y} \left(\frac{1}{4} \gamma_2^2 + \Delta_1^2 \right), \quad (15a)$$

$$b_3 b_3^* = \Omega_2^2 Q(t)^2 [1 + e^{-\gamma_3 \tau} - e^{(i\Delta_2 - \frac{1}{2}\gamma_3)\tau} - e^{-(i\Delta_2 + \frac{1}{2}\gamma_3)\tau}]$$

$$- e^{-(i\Delta_2 + \frac{1}{2}\gamma_3)\tau} \mathcal{Y}\left(\frac{1}{4}\gamma_3^2 + \Delta_2^2\right), \tag{15b}$$

$$b_2 b_3^* = \frac{(\Omega_1 \Omega_2^*) \mathcal{Q}(t)^2 g e^{-(\delta_1 - \delta_2)\tau} \left(e^{i\Delta_1 \tau} - e^{-\frac{1}{2}\gamma_2 \tau} \right) \left(e^{-i\Delta_2 \tau} - e^{-\frac{1}{2}\gamma_3 \tau} \right)}{\left(i\Delta_1 + \frac{1}{2}\gamma_2 \right) \left(\frac{1}{2}\gamma_3 - i\Delta_2 \right)}, \tag{15c}$$

$$b_3 b_2^* = \frac{(\Omega_1^* \Omega_2) \mathcal{Q}(t)^2 g^* e^{(\delta_1 - \delta_2)\tau} \left(e^{-i\Delta_1 \tau} - e^{-\frac{1}{2}\gamma_2 \tau} \right) \left(e^{i\Delta_2 \tau} - e^{-\frac{1}{2}\gamma_3 \tau} \right)}{\left(\frac{1}{2}\gamma_2 - i\Delta_1 \right) \left(i\Delta_2 + \frac{1}{2}\gamma_3 \right)}. \tag{15d}$$

2.2. 具有不同相位的延迟脉冲激发

事实上,两个延迟脉冲很难完全匹配,这意味着除非 T 是光学周期的整数倍(即 $e^{i\omega_{L1}T} = \pm 1$),否则两脉冲的相位不同,于是探测光场 $E_1(t)$ 的两个延迟脉冲的表达式可以写为^[14]

$$E_1(t) = \begin{cases} \epsilon_1 \mathcal{A}(t) e^{-i\omega_{L1}t - i\delta_1} & 0 \leq t \leq \tau, \\ \epsilon_1 \mathcal{A}(t) e^{-i\omega_{L1}(t-T) - i\delta_1} & T \leq t \leq T + \tau, \\ 0 & \text{其他.} \end{cases} \tag{16}$$

按照前面的处理办法,得到激发态 $|2\rangle$ 的态振幅为

$$b_2(T + \tau) = [e^{-\frac{1}{2}\gamma_2 T} + e^{i\omega_{21}T}] b_2(\tau) = g' b_2(\tau), \tag{17}$$

其中 $g' = (e^{-\frac{1}{2}\gamma_2 T} + e^{i\omega_{21}T})$,对比(9)式和(17)式可以发现两种情形下的差别只在于因子 g 和 g' 中的 $e^{i\Delta_1 T}$ 和 $e^{i\omega_{21}T}$ 的不同.特别是后者,显然为能级 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的拍频表示.这一结果表明在一般情况下,如一束脉冲激光被分为具有一定延迟时间的两个脉冲,激发原子能态 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的跃迁,可以实现拍频效应.对于一般的原子来讲,由于能级间隔较大,随着延迟时间的变化,可以获得很高频率的调制信号.若选取适当的能级,其调制频率可以达到飞秒量级.

3. 理论计算

3.1. 探测光场 $E_1(t)$ 的两延迟脉冲相位相同

当考虑到延迟脉冲的相位相同,保持驱动激光场 $E_2(t)$ 与能级 $|3\rangle - |1\rangle$ 为共振激发,相对应的失谐量 $\Delta_2 = 0$.改变 $E_1(t)$ 的两延迟脉冲的激光频率,观察能态 $|+\rangle$, $|-\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的粒子布居变化情况.选取铷原子能级 $|5S\rangle$, $|6P\rangle$, $|5P\rangle$ 对应于图 1 中的能级 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ ^[18],为了计算的简化,假设激发态 $|2\rangle$, $|3\rangle$ 的自发辐射衰变速率相等.根据其原子能级寿命,取 $\gamma_2 = \gamma_3 = 40\text{MHz}$ ^[18],并在计算中取无量纲关系 Δ_1/γ_2 .激光脉冲时间宽度为 $\tau = 2.5\text{ns}$,积分

时间为 $\tau = 20\text{ns}$.

根据(14)式表示的叠加态的跃迁概率,研究叠加态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 以及能级 $|2\rangle$ 的粒子布居.由(9), (14)(15)式可以看到,激光脉冲的延迟时间对于能级粒子布局的影响,主要表现在 $g = (e^{i\Delta_1 T} + e^{-\frac{1}{2}\gamma_2 T})$ 因子中.很显然, g 因子是受激光脉冲延迟时间调制的因子.当延迟时间 $T = 0$,且激发频率满足 $\Delta_1 = 0$ 时,叠加态 $|+\rangle$ 的粒子分布达到最大而叠加态 $|-\rangle$ 上无粒子分布,表明粒子这时全部被俘获在 $|+\rangle$ 和 $|1\rangle$ 态上,叠加态 $|-\rangle$ 上没有粒子,实现了粒子的完全俘获效应.如图 2 所示(实线表示 $|+\rangle$ 态,点线为 $|-\rangle$ 态).同时,对 $|-\rangle$ 的吸收出现无吸收,实现了电磁感应透明.另外从图 2 可以明显的看到,随着两脉冲的延迟时间的增加,粒子数布居的振荡加强,同时 $\Delta_1 = 0$ 处的粒子分布变窄,峰值变小.

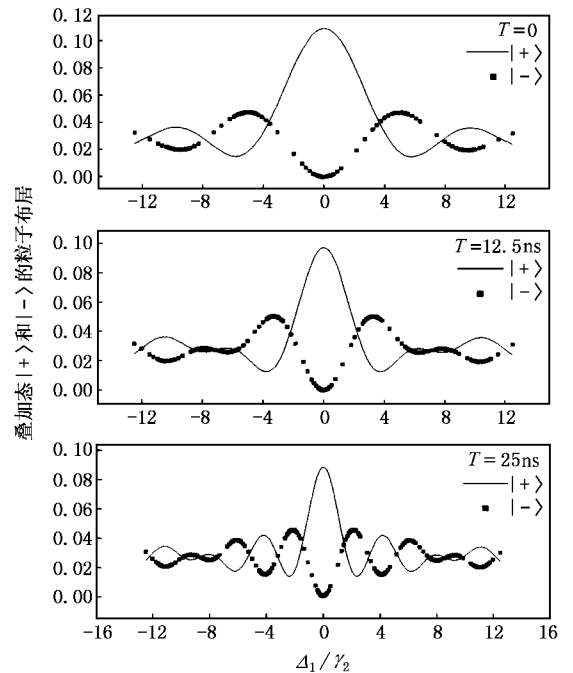


图 2 能级 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的粒子布居在延迟时间不同时随着 Δ_1 的变化情况

从 (15a) 式可以看到能级 $|2\rangle$ 的粒子布居与 g^2 成正比, 这表明粒子布居受延迟脉冲的时间间隔 T 的影响, 且 T 越大对粒子布居的调制也越大. 如图 3 所示, 能级 $|2\rangle$ 上的粒子布居 (激发条件同上), 随激发光场 $E_1(t)$ 的两延迟脉冲延迟时间的增加, 在 Δ_1 变化时也呈振荡出现, 且逐渐加剧, $\Delta_1 = 0$ 处的粒子布居变窄, 峰值在变小, 但各峰的强度比变小.

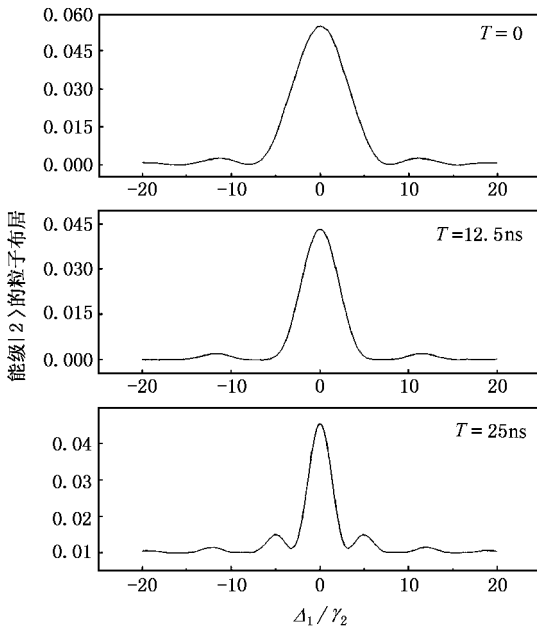
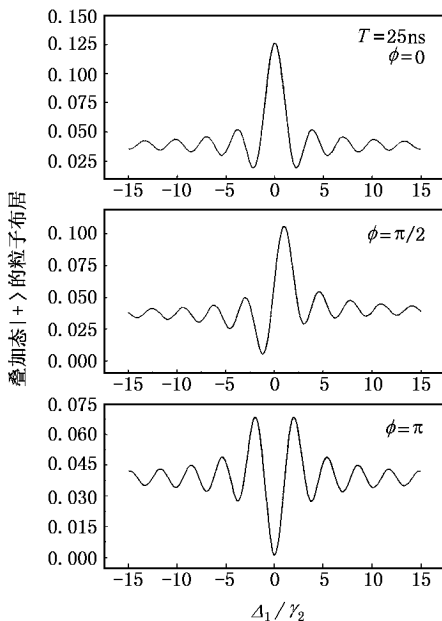


图 3 能级 $|2\rangle$ 的粒子布居在延迟时间不同时随着 Δ_1 的变化情况



激发频率分别为 ω_{L1} 和 ω_{L2} 的激发光场当其初始相位不同时, 对叠加态的粒子布居也有着不可忽略的影响. 当 $\phi = \alpha (\phi = \delta_1 - \delta_2)$, 即对于 V 型能级系统两光场 $E_1(t)$ 和 $E_2(t)$ 的初始相位差为零时, 显然在 $\Delta_1 = 0, \Delta_2 = 0$ 时, 粒子只在能级 $|+\rangle$ 和 $|1\rangle$ 布居, 即粒子这时被完全俘获在 $|+\rangle$ 和 $|1\rangle$ 态上, 但随着 ϕ 的增加, 能级 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 在 $\Delta_1 = 0, \Delta_2 = 0$ 时也有粒子布居. 当 $\phi = \pi, \Delta_1 = 0, \Delta_2 = 0$ 时, 粒子布居转变为能级 $|+\rangle$ 无粒子布居, 完全被俘获在 $|-\rangle$ 和 $|1\rangle$ 上. 这些结果表明了两激发光场的初始相位关系对粒子布居具有影响和调制作用.

3.2. 探测光场 $E_1(t)$ 的两延迟脉冲相位不同

一束激光经分束器和延迟器后可获得具有相同频率和一定延迟时间的两激光脉冲. 受各种因素的影响, 两脉冲的相位通常是不相同的, 此时探测光场 $E_1(t)$ 的表达式变为 (16) 式. 在其他条件和图 2 完全一样的情形下研究能态 $|2\rangle, |+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的粒子布居. 从 (17) 式可以看到, 由于两脉冲的相位不同而导致了因子 g 和 g' 完全不同, 在 g' 中出现 $e^{i\omega_{21}T}$ 项, 清楚地表明了量子拍频的作用. 当 $T = 0$ 时, 两脉冲重合 (9) 和 (17) 式中的因子 $g = (e^{i\Delta_1 T} + e^{-\frac{1}{2}\gamma_2 T})$ 和 $g' = (e^{-\frac{1}{2}\gamma_2 T} + e^{i\omega_{21}T})$ 相同. 但随着延迟时间的增加 g 与 g' 不再相等, 叠加态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的粒子分布相对 $\Delta_1 = 0$ 处呈现不对称分布, 且不再出现粒子被完全

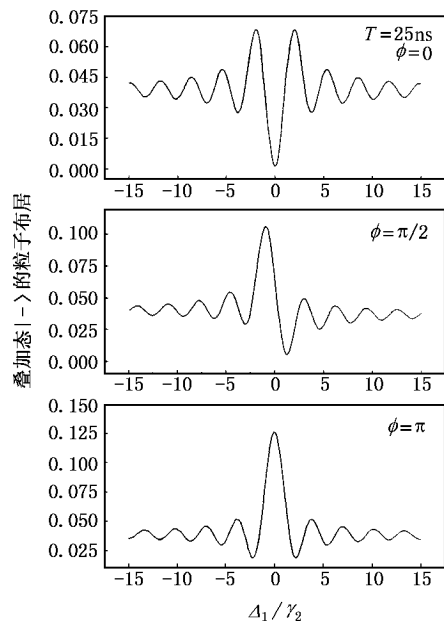


图 4 能级 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的粒子布居在激光场初始相位不同时随着 Δ_1 的变化情况

俘获在 $|+\rangle$ 和 $|1\rangle$ 态上的情况,而是 $|+\rangle$, $|-\rangle$ 和 $|1\rangle$ 上均有粒子分布(如图 5 所示).

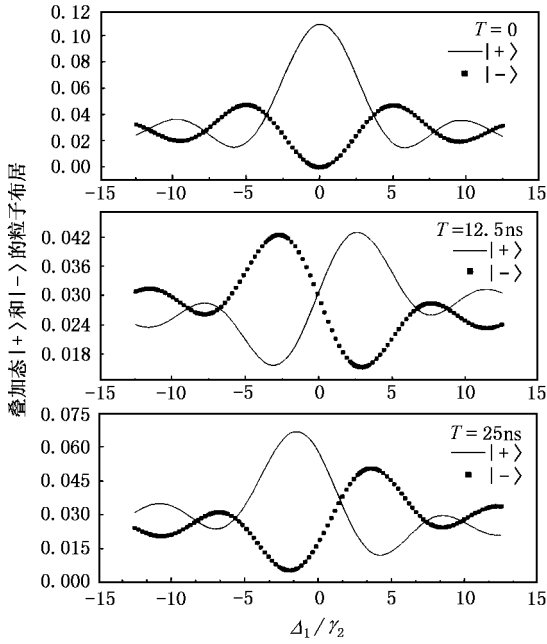


图 5 能级 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的粒子布居在延迟时间不同时随着 Δ_1 的变化情况

比较 (17) 式中的 g' 与 (9) 式中的 g 可以看到, g 是 $e^{i\Delta_1 T}$ 的函数, 因此随着 Δ_1 的变化, g 因子对各能

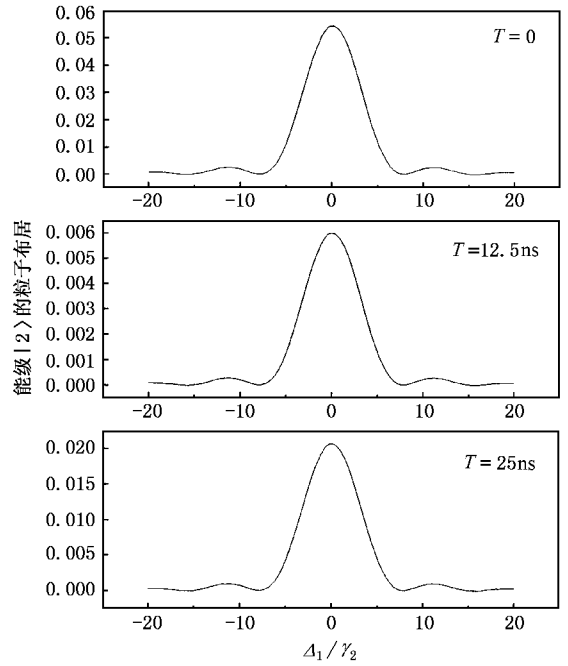


图 6 能级 $|2\rangle$ 的粒子布居在延迟时间不同时随着 Δ_1 的变化情况

级粒子布居的调制是明显的, 相反, 对于 g' 来讲, 它是与 $e^{i\omega_{21} T}$ 相关的. 对于不同的延迟时间, 随着 Δ_1 的变化, 其对各能级的粒子布居调制便没有 g 因子的作用大, 如图 6 所示, 随着延迟时间的变化, 只是对 $|2\rangle$ 上的粒子布居多少有些影响, 比较延迟时间 $T =$

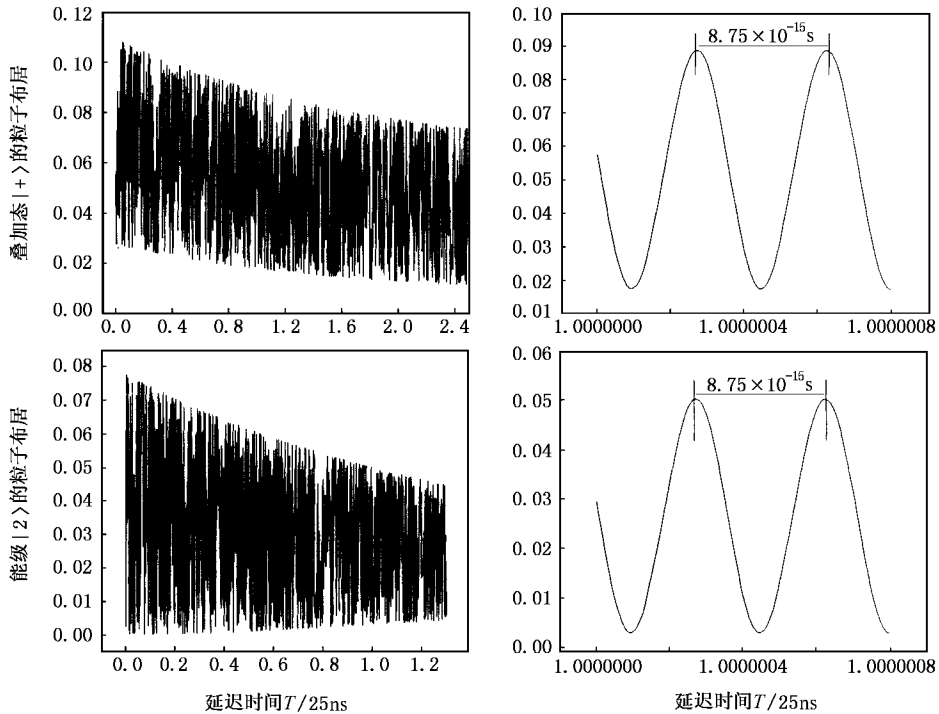


图 7 能级 $|2\rangle$ 和叠加态 $|+\rangle$ 的粒子布居随延迟时间的变化

0 和 $T = 12.5\text{ns}$, 可以看到能级 |2 上的粒子布居变小一个数量级. 显然这种相位调制作用是十分明显的. 通过这种调制, 可以控制探测场的吸收大小.

考虑驱动场和探测场同为共振激发, 即 $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = 0$, 同时取 $\phi = 0$. 这时 $\omega_{21} T$ 的作用会导致量子拍频效应. 以铷原子的 |5S 和 |6P 对应于 |1 和 |2 态. 两能级的差为 23792.59cm^{-1} [18], 因此对应的频率差 ω_{21} 会很大. 这样能级 |2 以及叠加态 |+ 和 |- 上粒子布居随着延迟时间 T 的改变以很高的频率变化, 其频率可以达到飞秒量级(图 7). 通过能级 |2 上的粒子数随脉冲延迟时间的变化, 可以调制探测场的吸收. 因此利用这种调制方法可以实现飞秒量级的量子开关作用.

4. 结 论

在对 V 型能级系统的研究中, 利用的探测脉冲场为同频率的一对延迟脉冲激光作用系统, 分析表明能级 |2 及叠加态 |+ 和 |- 上的粒子布居受到探测光场两脉冲之间延迟时间以及探测光场 $E_1(t)$ 和驱动场 $E_2(t)$ 之间初始相位差的调制, 同时得到了相干布居俘获, 电磁感应透明以及量子拍频等量子干涉效应. 实现了利用相位变化对量子干涉效应包括相干布居俘获, 电磁感应透明的调制. 以铷原子能级为例, 对 CPT, EIT 的调制可达飞秒量级. 通过这种调制方法可以实现飞秒量级的量子开关作用, 将具有非常良好的应用前景.

- [1] Agassi D 1984 *Phys. Rev. A* **30** 2449
- [2] Agarwal G S 1974 *Quantum optics*. First edition(Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York)
- [3] Harris S E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1033
- [4] Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. A* **40** 2835
- [5] Narducci L M, Scully M O, Oppo G L, Ru P and Tredicce J R 1990 *Phys. Rev. A* **42** 1630
- [6] Hegerfeldt G C and Plenio M B 1993 *Phys. Rev. A* **46** 373
- [7] Schieman S, Kuhn A, Steuerwald S and Bergmann K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3637
- [8] Zhu S, Narducci L M and Scully M O 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4791
- [9] Zhou P and Swain S 1996 *Phys Rev. Lett.* **77** 3995
- [10] Agarwal G S 1996 *Phys. Rev. A* **54** R3734
- [11] Zhu S Y and Scully M O 1996 *Phys Rev. Lett.* **76** 388
- [12] Paspalakis E and Knight P L 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 293
- [13] Jagatap B N and Meath W J 2000 *J. Chem. Phys.* **113** 1501
- [14] Salour M M 1978 *Rev. M. Phys.* **50** 667
- [15] Scherer N F, Ruggiero A J, Du M and Fleming G R 1990 *J. Chem. Phys.* **93** 856
- [16] Broers B, Christian J F, Hoogenraad J H, van der Zande W J, van Linden H B, van den Heuvel and Noordam L D 1993 *Rhys. Rev. Lett.* **71** 344
- [17] Sunish Menon, Agarwal G S 1998 *Phys. Rev. A* **57** 4014
- [18] Kinrot O, Averbukh I S and Prior Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3822

Study on coherent phase modulation of coherent population trapping in V-type atomic system

Wang Li-Qiang¹⁾ Li Yong-Fang¹⁾ Cao Dong-Mei^{1,2)} Bi Dong-Yan¹⁾ Zhang Chong-Jun¹⁾ Cheng Yan-Chun

¹⁾ College of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

²⁾ Yan'an University, College of Physics, Yan'an 716000, China)

³⁾ Department of Basic Courses, Engineering College of the Armed Police Force, Xi'an 710086, China)

(Received 9 September 2003 ; revised manuscript received 24 December 2003)

Abstract

It is realized that coherent population trapping (CPT) and electromagnetically induced transparency (EIT) are modulated by coherent phase modulation in a V-type atomic system excited by delay-time laser pulses; the modulation period can reach femto-second order if the proper energy levels are selected. The relation between the delay-time laser pulse and the population of each energy level are investigated by the numerical and analytical solutions. The characteristic and regularity of population modulated by laser fields phase are obtained as well. Utilizing this mechanism, one can get the quantum switch, of which the modulation period can get to femto-second order.

Keywords : coherent phase modulation, coherent population trapping, electromagnetically induced transparency, quantum switch

PACC : 3200, 3280