

# 相干瞬态的量子干涉效应和 Berry 相位\*

马瑞琼<sup>1)</sup> 李永放<sup>1)†</sup> 时 坚<sup>2)</sup>

1) 陕西师范大学 物理学与信息技术学院, 西安 710062)

2) 西安邮电学院, 电子与信息工程系, 西安 710061)

(2007 年 10 月 2 日收到, 2007 年 11 月 17 日收到修改稿)

利用解析方法描述了相干瞬态量子体系中不同类型的量子干涉效应, 分别讨论了光学干涉与量子干涉所起的作用, 分析了在时域对称光场作用下, 几何相位在量子干涉效应中所扮演的角色, 从理论上证明了通过适当改变抽运场脉冲面积, 可实现对几何相位的测量. 同时研究也发现利用啁啾抽运场可以实现对量子干涉效应的有效控制.

关键词: 相干瞬态, 量子干涉, 几何相位, 啁啾脉冲

PACC: 3280, 0365, 4250

## 1. 引 言

多年来人们在研究光和物质相互作用过程中发现, 一系列重要物理效应都与量子干涉有关, 如相干粒子布居俘获(CPT)<sup>[1,2]</sup>, 电磁感应透明(EIT)<sup>[3,4]</sup>, 无反转光放大(AWI)<sup>[5,6]</sup>, 无吸收高折射率<sup>[7,8]</sup>, 弱光非线性效应<sup>[3,9]</sup>, 光速减慢<sup>[10,11]</sup>, 超光速<sup>[12,13]</sup>等等. 而对量子干涉的研究方法则源自 Ramsay 提出的基于时间分离的量子干涉效应<sup>[14]</sup>, 随之许多基于其他机理的量子干涉效应也被相继提出并被广泛研究<sup>[15,16]</sup>. 目前, 对量子干涉的量化描述已成为人们实现和控制这些物理效应的焦点问题之一.

根据量子力学理论, 当脉冲光场作用到原子系统中时, 极化的原子会发生瞬时变化, 原子的能级将被光场修饰为新的瞬时态. 若以具有时域对称的高斯抽运场作用于原子系统, 严格共振激发所形成的瞬时态会绝热地跟随外场发生慢变化演化, 这时 Berry 绝热演化相位<sup>[17]</sup>的作用便不可忽略. 而量子波间的相位关系只有通过量子干涉效应方可测量, 因此若利用弱脉冲光场探测这种瞬时能态, 便可以通过观测相干瞬态间的量子干涉效应实现对量子波间相位关系的测量. Wilkinson 等人在实验中利用钠原子系统观察到了由瞬态能级导致的谱域量子干涉

条纹<sup>[18]</sup>, 该文从理论上对实验结果作了初步的分析, 并给出了基于时间分离的量子干涉效应的结果, 但该文没有讨论可能发生各种不同机理量子干涉效应间的区别, 更没有给出几何相位的具体作用. 本文详细地研究了这种能级体系中各种可能发生的量子干涉效应, 对各类干涉给出了解析描述和分析, 揭示出实验结果中所反映的细致物理过程, 指出了光学干涉和量子干涉各自所起的作用. 文中分析了这种瞬态效应中 Berry 相所扮演的角色, 发现系统中两瞬时态的 Berry 相相等且为一定值, 并从理论上证明了通过适当改变制备瞬时态的强抽运场的脉冲面积, 便可实现对几何相位的测量. 同时研究还发现通过不同的啁啾抽运场作用, 能够实现对不同瞬态的选择性激发, 从而有效地控制由不同瞬态跃迁所产生的量子干涉效应.

## 2. 理论分析

考虑如图 1(a) 所示由能级  $|g\rangle$ ,  $|e\rangle$ ,  $|f\rangle$  组成的梯形三能级系统, 其中利用强耦合场  $E_1(t)$  驱动基态  $|g\rangle$  到激发态  $|e\rangle$  的跃迁, 弱探测场  $E(t)$  激发由  $|e\rangle$  态到终态  $|f\rangle$  的跃迁, 以实现  $|e\rangle$  态瞬时变化的探测, 其中  $\hbar\omega_g$ ,  $\hbar\omega_e$ ,  $\hbar\omega_f$  分别为能态  $|g\rangle$ ,  $|e\rangle$ ,  $|f\rangle$  的本征能量. 由于我们研究的是瞬态过程, 这里

\* 陕西省自然科学基金(批准号 2007A04)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: yfli@snnu.edu.cn

忽略了原子体系的各种弛豫. 作用到系统中的光场可以写为

$$E_i(t) = E_{i0}(t) \left\{ \exp[-i\omega_{Li}t] + \exp[i\omega_{Li}t] \right\} / 2, \quad (i = 1, 2), \quad (1)$$

其中  $E_{i0}(t) = \epsilon_{i0} \exp[-(t/\tau_i)^2]$ ,  $\epsilon_{i0}$  是振幅常量,  $\tau_i$  是脉冲宽度,  $\omega_{Li}$  是光场频率. 在强场抽运、弱场探测作用的体系中, 探测场的作用可视为是对体系的微扰. 由此可近似地认为弱探测场不影响抽运场所耦合的两低能态的状态, 从而能够利用微扰理论求解探测场作用引起的终态布居演化, 并反演出抽运场耦合的相干瞬态的演化过程.

基于量子理论, 强抽运场的耦合作用会使激发态  $|e\rangle$  分裂为依赖时间变化的瞬时态  $|+\rangle, |-\rangle$ , 探

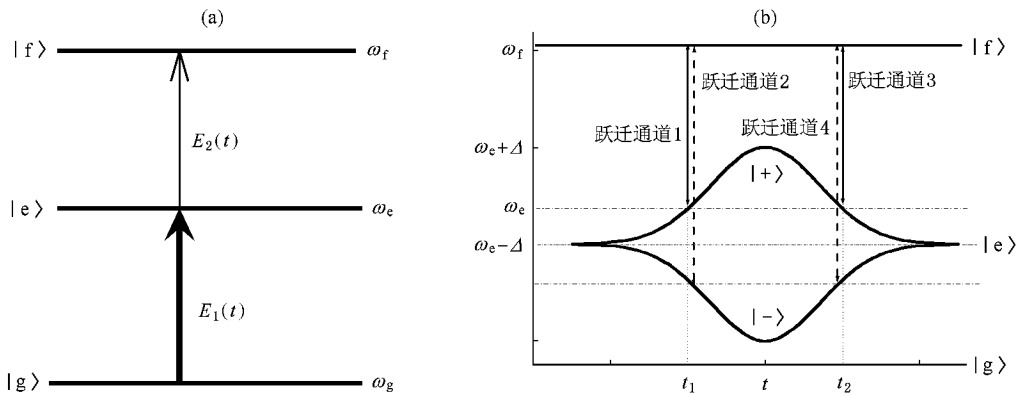


图 1 (a) 梯型原子体系示意图 ;(b) 4 个不同的跃迁通道示意图

### 2.1. 强场作用下的二能级系统

对于强抽运场作用下的两低能态, 假定抽运场与原子严格共振, 则原子体系在相互作用表象中的哈密顿量为

$$H_p = \hbar \left( \frac{\Omega_1(t)}{2} |e\rangle\langle g| + \frac{\Omega_1^*(t)}{2} |g\rangle\langle e| \right), \quad (2)$$

其中  $\Omega_1(t) = -\exp[-(t/\tau_i)^2] \mu \epsilon_{i0} / \hbar$  为 Rabi 频率, 相对应的本征值与本征矢分别为

$$\begin{aligned} \epsilon_{\pm}(t) &= \pm \hbar \frac{\Omega_1(t)}{2}, \quad |+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + |e\rangle), \\ |-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle - |e\rangle), \end{aligned} \quad (3)$$

此共振系统中的  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  态满足绝热演化条件<sup>[17]</sup>. 假定在初始时刻粒子布居于基态  $|g\rangle$ , 在强抽运场作用下的二能级原子系统的波函数可

测场与原子体系的相互作用如图 1(b)所示. 从图中可以看到有多个通道可以实现从瞬时态到终态的跃迁. 为了清晰地揭示这些不同通道的跃迁, 假定抽运场与探测场完全同步. 当探测光场线宽较宽时, 通道 1 2 和 3 4 向终态的跃迁会同时满足. 若探测光场的线宽足够的窄, 完全可以分辨出瞬时态  $|+\rangle, |-\rangle$  时, 对于某一激发波长所对应的跃迁通道则有 1 3 或 2 4, 分别对应粒子在  $t_1$  和  $t_2$  两个不同时刻从某一瞬时态  $|+\rangle$  (或  $|-\rangle$ ) 态向终态的共振跃迁. 为了从理论上区分出不同通道间量子干涉的特点, 我们取 1 2 或 3 4 跃迁通道间的干涉为第 I 类干涉; 1 3 或 2 4 跃迁通道间的干涉为第 II 类干涉; 所有跃迁通道同时作用的干涉是这两种情况的组合, 为第 III 类干涉.

写为<sup>[17]</sup>

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp[i\gamma_+(t)] \exp\left[-i\frac{\alpha(t)}{2}\right] |+\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp[i\gamma_-(t)] \exp\left[i\frac{\alpha(t)}{2}\right] |-\rangle \quad (4)$$

其中  $\alpha(t) = \int_{t_s}^t \Omega_1(t') dt'$ ,  $\frac{\alpha(t)}{2}$  为动力学演化相,

$\gamma_{\pm}(t) = i \int_{t_s}^t \pm | \frac{\partial}{\partial t} | \pm \rangle dt'$  为绝热演化相. 根据

(3)和(4)式, 激发态  $|e\rangle$  的波函数为

$$\begin{aligned} C_e &= \langle e | \psi(t) \rangle \\ &= \frac{1}{2} \exp[i\gamma_+(t)] \exp\left[-i\frac{\alpha(t)}{2}\right] \\ &\quad - \frac{1}{2} \exp[i\gamma_-(t)] \exp\left[i\frac{\alpha(t)}{2}\right] \\ &= C_+ + C_-. \end{aligned} \quad (5)$$

显然激发态波函数由两个瞬时态波函数的线性叠加

所组成, 当用一个弱探测场探测时, 通过不同通道间的量子干涉效应, 便可揭示出状态波函数携带的两个瞬时态的量子信息.

## 2.2. 弱探测场作用下系统粒子布居的演化

在弱探测场作用下从不同瞬时态到终态  $|f\rangle$  的跃迁可以利用微扰理论处理, 根据薛定谔方程, 其概率振幅的一阶微扰解为

$$\begin{aligned} C_{f\pm} &= f | -\mu \cdot E_2(t) | e \\ &= f | -\mu \cdot E_2(t) | \pm \\ &= \frac{i}{2} \int_{t_0}^t \Omega_2(t') \exp[\pm i | \Delta | t'] C_{\pm} dt', \quad (6) \end{aligned}$$

其中  $\Delta = \omega_{fe} - \omega_{12}$ . 考虑到实验中对信号检测时的采样方式, 我们可以忽略非共振跃迁的影响<sup>[18]</sup>, 这样探测场在不同时刻的响应便可以视为彼此独立的. 同时由于探测场很弱, 可近似地将 (6) 式积分简化为共振时刻的瞬态响应:

$$\begin{aligned} C_{f+}(t) &= \frac{i}{4} \Omega_2(t) \exp[i | \Delta | t] \\ &\quad \times \exp[i \gamma_+(t)] \exp\left[-i \frac{\theta(t)}{2}\right], \\ C_{f-}(t) &= -\frac{i}{4} \Omega_2(t) \exp[-i | \Delta | t] \\ &\quad \times \exp[i \gamma_-(t)] \exp\left[i \frac{\theta(t)}{2}\right]. \quad (7) \end{aligned}$$

根据 (3) 式, 并利用驻相法近似<sup>[19]</sup>, 可以得到共振时刻  $t$  与  $\Delta$  间的对应关系:  $t = \pm \tau_1 \sqrt{-l_n \left[ \frac{2|\Delta|}{\Omega_{10}} \right]}$  (其中  $\Omega_{10} = \mu \epsilon_{10} / \hbar$ ). (7) 式表明  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  向终态  $|f\rangle$  跃迁的概率振幅与探测场的强度、抽运场的脉冲面积 (也称为动力学相) 及绝热演化相位有关. 由第 I 类和第 II 类量子干涉对终态  $|f\rangle$  的粒子布居的影响分别为

$$\begin{aligned} |C_I(t)|^2 &= |C_{f+}(t) + C_{f-}(t)|^2 \\ &= \frac{1}{16} \left| \Omega_2(t) \exp[i | \Delta | t] \right. \\ &\quad \times \exp[i \gamma_+(t)] \exp\left[-i \frac{\theta(t)}{2}\right] \\ &\quad \left. - \Omega_2(t) \exp[-i | \Delta | t] \right. \\ &\quad \left. \times \exp[i \gamma_-(t)] \exp\left[i \frac{\theta(t)}{2}\right] \right|^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |C_{II}(t)|^2 &= |C_{f+}(t_1) + C_{f+}(t_2)|^2 \\ &= \frac{1}{16} \left| \Omega_2(t_1) \exp[i | \Delta | t_1] \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\quad \times \exp[i \gamma_+(t_1)] \exp\left[-i \frac{\theta(t_1)}{2}\right] \\ &\quad \left. + \Omega_2(t_2) \exp[-i | \Delta | t_2] \right. \\ &\quad \left. \times \exp[i \gamma_+(t_2)] \exp\left[-i \frac{\theta(t_2)}{2}\right] \right|^2. \quad (8) \end{aligned}$$

化简 (8) 式得到

$$|C_I(t)|^2 = \frac{1}{4} \Omega_2^2(t) \sin\left[\frac{\varphi_I(t)}{2}\right]^2, \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} \varphi_I(t) &= 2 | \Delta | t - \theta(t) + (\gamma_+(t) - \gamma_-(t)), \\ |C_{II}(t_2)|^2 &= \frac{1}{4} \Omega_2^2(t_1) \cos\left[\frac{\varphi_{II}(t_2)}{2}\right]^2, \quad (10) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \varphi_{II}(t_2) &= \frac{\theta(t_2) - \theta(t_1)}{2} - 2 | \Delta | t_2 \\ &\quad - i \int_{t_1}^{t_2} + | \frac{\partial}{\partial t} | + dt'. \end{aligned}$$

从 (9) (10) 式可以看到, 两类不同类型量子干涉对  $|f\rangle$  上的粒子布居的影响, 十分类同于双光束等光强干涉的表示. 所不同的是此处参与干涉的波是 (7) 式所确定的粒子跃迁概率波, 显然对于两类干涉来说参与干涉的波振幅相等, 但相位因子构成完全不同. 对于图 1(b) 所示的完美对称的瞬时态分布, 不论是参与第 I 类干涉的频域对称点的状态波函数, 还是参与第 II 类干涉的时域对称点的状态波函数, 都有相同的恒定振幅, 所以跃迁概率波振幅的含时演化完全由弱探测场振幅决定. (9) (10) 式中探测场的强度决定了粒子布居的包络线形, 而决定粒子布居振荡关系的相位因子则包括三项: 源自由抽运场制备的不同量子态的动力学相相位差; 源自与瞬时态绝热演化相关的几何 (绝热) 相位; 以及与探测激发波长相关 (与  $\Delta$  有关的部分) 的光学干涉相因子. 可见量子干涉具有自己的干涉本质, 但仍可用类似光学中的双缝干涉表示如图 2: 由瞬时态  $|+\rangle$ ,  $|-\rangle$  到  $|f\rangle$  态的跃迁所产生的量子干涉效应, 类同于考察从两个“缝” ( $|+\rangle$ ,  $|-\rangle$ ) 到  $P$  点 ( $|f\rangle$  态) 的干涉效应. 图中 1、3 以及 2、4 通道间的跃迁类似于单缝中的“衍射”, 而 1 和 2 及 3 和 4 之间则类似于“缝间干涉”效应. 因此总的干涉效应是“单缝衍射”和“缝间干涉”的共同作用结果.

### 2.2.1. 第 I 类量子干涉效应

在第 I 类量子干涉效应中, 干涉相因子为  $\varphi_I = 2 | \Delta | t - \theta(t) + (\gamma_+(t) - \gamma_-(t))$ , 如图 2 所示, 这是通道 1、2 (或通道 3、4) 的“缝”间干涉. 相因子

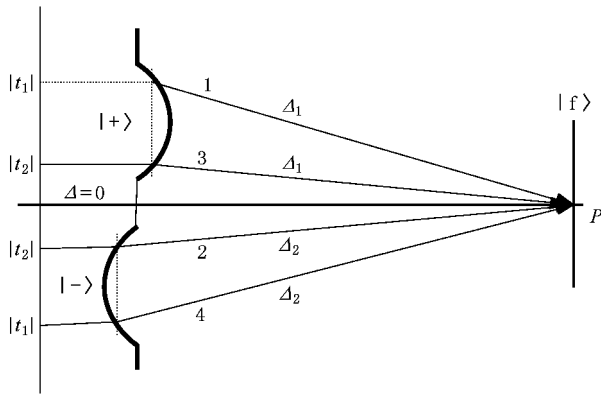


图 2 等效于双缝干涉示意图

中的第一项,反映不同通道的“光程差”,与图 2 中  $\Delta_1$  和  $\Delta_2$  通道的探测场频率差对应,代表了光学干涉作用. 第二项反映的是抽运场制备的瞬时态  $|+\rangle, |-\rangle$  的动力学相相位差. 而第三项则反映不同瞬时态的绝热演化相间的相位差. 可以看到后两项源自不同瞬时态对干涉的贡献,是与频域对称点的状态波函数有关的量子干涉项. 从图 1(b)和(3)式可知,瞬时态  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  是对称分布的态,其绝热演化会累积相同的相因子,即满足

$$\gamma_+(t) = \gamma_-(t), \quad (11)$$

所以对于第 I 类量子干涉而言,  $\varphi_I = 2|\Delta|t - \alpha(t)$ . 显然绝热演化相位对 I 类量子干涉没有影响.

### 2.2.2. 第 II 类量子干涉效应

对于第 II 类量子干涉而言,  $\varphi_{II} = -2|\Delta|t_2 + \frac{\alpha(t_2) - \alpha(t_1)}{2} - i \int_{t_1}^{t_2} \left\langle + \left| \frac{\partial}{\partial t} \right| + \right\rangle dt'$  中的第一项源自同一探测场频率在不同时刻的光场间干涉,后两项源自原子体系对抽运场的响应所形成的同一瞬时态在不同时刻的波函数间的量子干涉,其中第二项为不同时刻动力学相位差,这里动力学相的贡献根据

图 1(b)所示的对称关系,有  $\alpha(t_1) = \int_{t_s}^{t_1} \Omega_1(t') \lambda dt'$ ,

$$\alpha(t_2) = \int_{t_s}^{t_2} \Omega_1(t') \lambda dt' = \theta_0 - \alpha(t_1) \quad \text{其中 } \theta_0 =$$

$\int_{t_s}^{t_f} \Omega_1(t') \lambda dt'$  为抽运场脉冲面积). 而第三项则是绝热演化相由于体系出现还原点而演化出的可观测几何相位. 由于光场的时域对称性,从(2)式可以看

到,对于时刻  $t_1$  和  $t_2$  有  $H_p(t_1) = H_p(t_2)$ ,系统完成了周期性循环. 根据 Berry 相位理论,当系统满足量子绝热条件时,系统波函数会在时域对称点处还原. 系统经过了一个循环周期后,波函数间的位相差为  $\pi$ <sup>[17]</sup>,可以表示为  $|\psi(t_2)\rangle = \exp[i\pi]|\psi(t_1)\rangle$ . 根据(4)式,系统从  $t_1$  演化到  $t_2$  时刻,整个体系的几何相位为

$$i \int_{t_1}^{t_2} \left\langle + \left| \frac{\partial}{\partial t} \right| + \right\rangle dt' + i \int_{t_1}^{t_2} \left\langle - \left| \frac{\partial}{\partial t} \right| - \right\rangle dt' = \pi, \quad (12)$$

联合(11)(12)两式得到  $i \int_{t_1}^{t_2} \left\langle + \left| \frac{\partial}{\partial t} \right| + \right\rangle dt' = \frac{\pi}{2}$ , 所以有

$$\varphi_{II} = -2|\Delta|t_2 - \alpha(t_1) + \left( \frac{\theta_0}{2} - \frac{\pi}{2} \right). \quad (13)$$

显然在第 II 类量子干涉中,几何相的影响非常显著,并且为一确定值  $\frac{\pi}{2}$ . 通过和光学干涉类比(如图 2 所示)可见,“单缝衍射”与时域对称点的状态波函数有关. 由于在不同时刻瞬时态出现了相同本征值和本征矢,所以系统波函数会在时域对称点处还原,这样几何相位的作用便凸现出来.

从(13)式可以看到,当强抽运场的脉冲面积分别为  $\theta_0 = (2n+1)\pi$  和  $\theta_0 = 2n\pi$  时,相位因子分别为

$$\varphi_{II} = -\alpha + n\pi, \quad \varphi'_{II} = -\alpha' + n\pi - \frac{\pi}{2}, \quad (14)$$

其中  $\alpha = 2|\Delta|t_2 + \alpha(t_1)$  对应  $\theta_0$ , 而  $\alpha'$  则对应  $\theta'_0$ . 经过数值计算比较发现,这时  $\alpha$  与  $\alpha'$  的值非常接近. 显然(14)式表明  $\theta_0 = (2n+1)\pi$  时的脉冲面积能够补偿  $\theta'_0 = 2n\pi$  时几何相位的作用. 这样通过比较两种情况的结果,便可测量出几何相位,如图 3(c)所示.

### 2.2.3. $\Delta = 0$ 点的结果

在探测场和抽运场脉冲的起始( $t_s$ )和结束( $t_f$ )位置,也是瞬时态的起始和结束位置,两个光场的强度相当,前面讨论中所用到的强抽运弱探测作用下的近似理论不再适用. 所以必须单独考虑  $\Delta = 0$  不满足绝热条件这一特殊点附近的情况.

在  $\Delta = 0$  附近,整个三能级系统在两个光场作用下,形成了双光子共振激发. 系统的哈密顿量写为

$$H_1 = \hbar(\Omega_1(t)|e-g\rangle + \Omega_1^*(t)|g-e\rangle + \Omega_2(t)|f-e\rangle + \Omega_2^*(t)|e-f\rangle) / 2. \quad (15)$$

根据薛定谔方程,容易求得终态布居概率为

$$|C_f(\Delta \approx 0)|^2 = \left(\frac{\Omega_{20}}{\Omega_{10}}\right)^2 \left(1 - \cos\left[\frac{\theta_0}{2}\right]\right)^2, \quad (16)$$

(16)式表明  $\Delta = 0$  点附近终态布居振荡周期由脉冲面积的一半来决定.显然,在  $\Delta = 0$  点附近两类干涉不可区分,均符合(16)式结果.当  $\frac{\theta_0}{2} = (2n \pm 1)\pi$

时发生相长干涉,布居最大,当  $\frac{\theta_0}{2} = 2n\pi$  时发生相消干涉,布居为零.图 3(a) 显示了中心处发生相长干涉的情形,图 3(b) 中对第 II 类干涉的数值解与解析解比较也表明(10)式在  $\Delta = 0$  点附近不再适用.所以对第 II 类量子干涉的准确解析描述应是

$$|C_f|^2 = \frac{1}{4}\Omega_2^2(t_1)\cos\left[(-2|\Delta|t_2 - \theta(t_1) + \left(\frac{\theta_0}{2} - \frac{\pi}{2}\right))/2\right]^2, \quad (17)$$

$|\Delta| \neq 0,$

$$|C_f|^2 = \left(\frac{\Omega_{20}}{\Omega_{10}}\right)^2 \left(1 - \cos\left[\frac{\theta_0}{2}\right]\right)^2, \quad (17)$$

$|\Delta| \approx 0.$

综上所述,在解析结果中可以清晰看到系统在终态  $|f\rangle$  的粒子布居是由量子干涉效应来决定,特别是对于第 II 类量子干涉来讲,几何相位扮演着十分重要的角色,是不可忽略的重要因素.

### 3. 数值模拟

利用密度矩阵方法研究整个系统的状态,并通过数值分析计算,可以得到更为接近实际物理过程的结果.对于图 1(a) 所示的梯形三能级系统,其哈密顿量在相互作用表象中写为

$$H_1 = \frac{\hbar}{2}(\Omega_1(t)e^{i\Delta_{11}t}|e-g\rangle + \Omega_1^*(t)e^{-i\Delta_{11}t}|g-e\rangle + \Omega_2(t)e^{i\Delta}|f-e\rangle + \Omega_2^*(t)e^{-i\Delta}|e-f\rangle), \quad (18)$$

其中  $\Delta_{11} = (\omega_e - \omega_g) - \omega_{11} = 0$ ,  $\Delta = (\omega_f - \omega_e) - \omega_{12}$ . 假定初始时刻粒子全部处于  $|g\rangle$  态,根据密度矩阵动力学方程可以得到一组微分方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho = \frac{i}{\hbar}[H_1, \rho]. \quad (19)$$

本文采用龙格-库塔法<sup>[20]</sup>对(19)式求数值解,同时利用驻相法近似<sup>[19]</sup>挑选取样点,即只考虑与共振激发有关的点,认为非共振激发的贡献很小可以忽略.

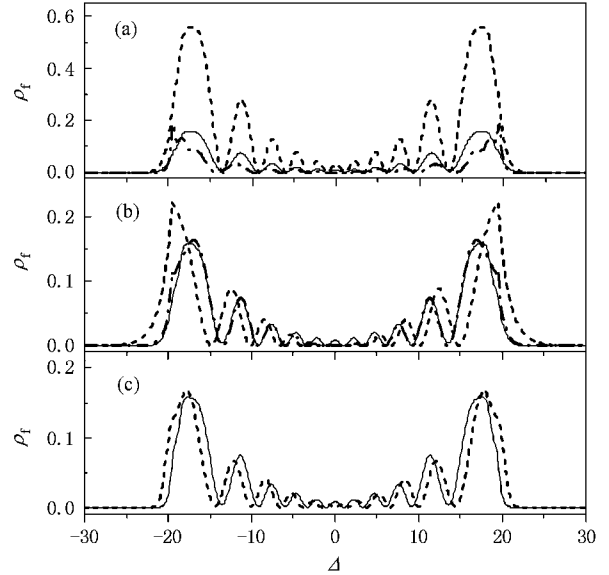


图 3 不同条件下的终态粒子布居(其中计算参数:抽运场脉冲面积  $\theta_0 = 22\pi$ ,探测场脉冲面积  $\pi$ ) (a)三类量子干涉对比图(I类(点虚线);II类(实线);III类(虚线))(b)II类量子干涉(数值模拟结果(实线),解析解结果(点虚线);不考虑几何相(虚线))(c)脉冲面积对II类量子干涉的影响( $\theta_0 = 22\pi$ (实线); $\theta_0 = 23\pi$ (虚线))

由第 I 类(点虚线),第 II 类(实线),第 III 类(虚线)量子干涉导致的终态布居在频域的振荡条纹如图 3(a) 所示,量子干涉可使终态产生共振却无吸收的状态.对于线宽较宽的探测脉冲,可以同时激发两瞬时态到  $|f\rangle$  的跃迁,因而 I 类干涉广泛存在于抽运探测系统中,其信号强度和振荡周期与 II, III 类干涉明显不同.比较 II, III 类量子干涉可见,两类干涉条纹有相同的线形,且振荡周期一致,只是 III 类量子干涉振幅是前两类干涉的 4 倍.这些结果和利用(9)(10)两解析表示的数值计算结果相一致,表明总的干涉结果与 II 类干涉效应(单缝衍射)所起的调制作用密切相关.这完全类似于光学双缝干涉中,衍射对干涉所起的调制作用.图 3(b) 显示了利用密度矩阵方法的数值计算结果(实线)和解析式(10)计算的结果(点虚线)的比较,显然除了零点附近以外,两者完全重合,而零点结果则和(16)式计算的结果完全对应.这表明了解析结果(17)式能够准确描述

第 II 类干涉的物理过程. 图 3(b) 中的点线是不考虑几何相时(10)式的计算结果, 显然恒定的相差使谱线向两边发生了明显平移.

根据第 II 类量子干涉的解析表示(17)可以得到(14)式的相位关系, 这样我们可以利用强抽运场的强度变化来实现对几何相位的测量. 由图 3(c) 可以看到, 当抽运场的脉冲面积可以精确控制时, 改变脉冲面积来补偿几何相, 便可以测到大小等于几何相的相移.

上述数值模拟的结果验证了前面的解析分析处理方法的正确性. 经过解析分析与数值模拟, 我们对相干原子体系中的量子干涉有了深刻的认识. 尤其是对各类干涉的周期给出了准确的预言, 发现了几何相在第 II 类干涉测量中的影响, 这为精确控制量子干涉提供了理论依据. 同时表明, 通过适当的改变强抽运脉冲的面积, 可以有效地测量几何相位.

## 4. 量子相干控制

分析(6)式发现, 人们可以通过两种方式实现对量子干涉效应的控制: 其一是通过控制探测场的频率或是抽运场的脉冲面积大小来实现对干涉相长或相消的选择. 其二通过改变瞬时态  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  的布居概率( $C_{\pm}$ )来实现对某类量子干涉的精确控制. 下面将讨论第二类控制的实现方法.

若抽运脉冲场为啁啾脉冲, 且抽运脉冲频率与  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$  跃迁严格共振, 则瞬时态的本征值和本征矢为

$$\begin{aligned} \hbar\epsilon_{\pm} &= \frac{\hbar}{2}(\beta t \pm \sqrt{(\beta t)^2 + |\Omega_1(t)|^2}), \\ |+\rangle &= \sin\alpha |g\rangle + \cos\alpha |e\rangle, \\ |-\rangle &= \cos\alpha |g\rangle - \sin\alpha |e\rangle, \end{aligned} \quad (20)$$

其中

$$\begin{aligned} \sin\alpha &= \frac{\Omega_1(t)}{\sqrt{|\Omega_1(t)|^2 + (\beta t + \sqrt{(\beta t)^2 + |\Omega_1(t)|^2})^2}}, \\ \cos\alpha &= \frac{\beta t + \sqrt{(\beta t)^2 + |\Omega_1(t)|^2}}{\sqrt{|\Omega_1(t)|^2 + (\beta t + \sqrt{(\beta t)^2 + |\Omega_1(t)|^2})^2}}. \end{aligned} \quad (21)$$

假定探测脉冲与抽运脉冲同步, 且在脉冲起始时刻粒子全部处于基态. 在抽运脉冲起始和结束处, 有  $|\Omega_1(t_{s,i})| \ll |\beta t_{s,i}|$ . 对于  $\beta > 0$  时, 随着时间

从  $-\infty \rightarrow +\infty$  变化, 则有  $|-\rangle \rightarrow |g\rangle, |+\rangle \rightarrow |e\rangle$  的演化过程. 若  $\beta < 0$ , 随着时间从  $-\infty \rightarrow +\infty$  变化, 则会出现  $|-\rangle \rightarrow |e\rangle, |+\rangle \rightarrow |g\rangle$  的演化过程. 由于啁啾场的作用, 瞬时态间的绝热演化条件会受到破坏, 这时系统瞬时态不满足绝热演化条件<sup>[21]</sup>

$$A = \left| \frac{\Omega_1(t)\beta - \Omega_1'(t)\beta t}{2\epsilon_{+} - \epsilon_{-}} \right| \ll 1, \quad (22)$$

其中  $\Omega_1'(t)$  表示  $\Omega_1(t)$  对时间的微分. 图 4(a) 给出了绝热因子  $A$  的变化, 显然啁啾越大, 非绝热区越向脉冲中心移动. 在啁啾比较小时, 脉冲中心处形成较宽的绝热区域, 而在脉冲起始与结束的位置形成尖锐的透热区(这时在瞬时态  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  之间有粒子交换). 由于抽运脉冲是高斯线型, 在透热区内强度很小, 导致  $|g\rangle, |e\rangle$  两态间耦合极弱, 故只有极少数粒子被激发至  $|e\rangle$  态. 当负啁啾场作用时, 根据(20)(21)式的讨论可知,  $|-\rangle$  态在起始时刻跟随  $|g\rangle$  态,  $|+\rangle$  态跟随  $|e\rangle$  态, 所以全部粒子在起始时刻都布居于  $|-\rangle$  态. 随着抽运场的演化,  $|g\rangle, |e\rangle$  间耦合逐渐增强, 进入绝热演化区内瞬时态粒子数满足守恒条件. 在  $t=0$  附近是抽运场最强的位置, 大量布居转移  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$  都发生在此阶段, 但瞬时态间没有布居转移. 所以在整个脉冲作用范围内大量的激发态粒子布居于瞬时态  $|-\rangle$  中. 反之, 若啁啾为正值, 则  $|+\rangle$  态在脉冲起始时刻跟随  $|g\rangle$  态, 在整个脉冲作用范围内布居于  $|+\rangle$  态的激发态粒子数远大于  $|-\rangle$  态. 可见, 通过控制啁啾可以实现粒子在两瞬时态的选择性布居.

若啁啾为负值, 如图 4(b) 所示, 因为粒子选择性布居于瞬时态  $|-\rangle$  上,  $|+\rangle \rightarrow |f\rangle$  通道跃迁被抑制, 所以探测场的激发只有  $|-\rangle \rightarrow |f\rangle$ . 从图中可以看到只有  $\Delta < 0$  部分有明显的粒子振荡, 而  $\Delta > 0$  部分信号很小, 这些很弱的信号则源自非绝热过程中  $|-\rangle$  和  $|+\rangle$  间的粒子转移. 根据前面的分析知道, 透热区的布居转移很小, 因此  $|+\rangle$  态上粒子布居非常少, 从而极大地抑制了第 I 类量子干涉的出现. 可见在负啁啾场的作用下, 原子体系中只有第 II 类量子干涉产生.

通过上面的分析可以发现, 通过控制啁啾能够实现激发态粒子在瞬时态间的选择性布居, 从而使探测脉冲激发的量子干涉效应有些被抑制, 有些被增强. Wilkinson 的实验结果就是在比较小的啁啾场作用下的第 II 类干涉的结果.

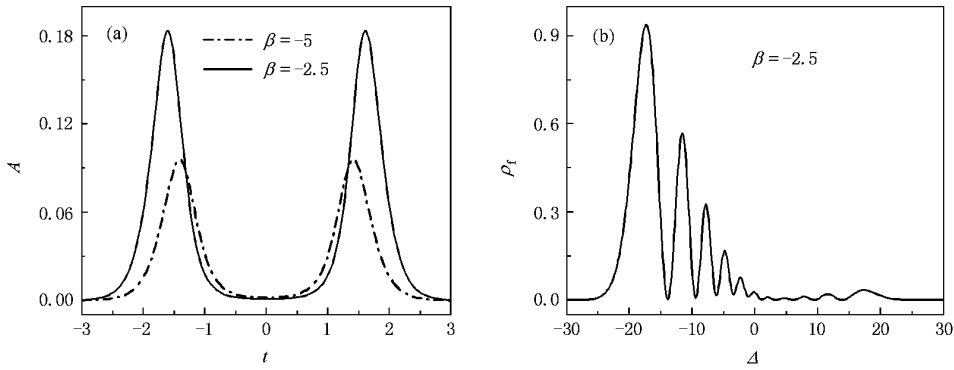


图 4 啁啾的影响 ( $\theta_0 = 22\pi$ ) (a)绝热条件  $A$ ; (b)  $\beta = -2.5$  时终态  $|f\rangle$  的粒子布居

## 5. 结 论

在梯型三能级原子体系中,利用强抽运场制备瞬时态,弱场探测将会实现基于不同物理机理的量子干涉效应,从而实现瞬时量子态的有效测量.文中详细讨论了各类量子干涉效应产生的物理过程,分别指出了光学干涉和量子干涉在其中所起的作用.研究发现几何相在量子干涉中的主要影响表现在第 II 类量子干涉中,而对第 I 类量子干涉没有影响.通过同光学干涉的类比表明,在这一原子体

系中,既有“缝间干涉”,又有“单缝衍射”,其中“缝间干涉”表现的是相位在频域的累积效应,而“单缝衍射”则是相位在时域的累积效应,两者之中都既有光学干涉又有量子干涉,终态的粒子布居是时域和频域干涉共同作用的结果.本文利用解析方式证明了通过适当地改变强抽运场的脉冲面积,能够实现对几何相位的测量.同时通过控制抽运场的啁啾作用,能够抑制源自不同瞬时态跃迁的量子干涉,实现单一类型的量子干涉效应.由于在抽运场的啁啾作用下不满足量子绝热条件,因此有关瞬时态的相位影响有待进一步研究,以揭示出其详细的物理过程.

- [ 1 ] Li G X, Peng J S 1997 *Opt. Commun.* **138** 59  
 [ 2 ] Nakajima T, Lambropoulos P 1995 *Opt. Commun.* **118** 40  
 [ 3 ] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107  
 [ 4 ] Xiao M, Li Y Q, Jin S Z, Gea-Banacloche J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 666  
 [ 5 ] Scully M O, Zhu S Y, Gravrielides A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813  
 [ 6 ] Mompat J, Corbalan R 1998 *Opt. Commun.* **156** 133  
 [ 7 ] Fleischhauer M, Keitel C H, Scully M O 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1468  
 [ 8 ] Scully M O 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1855  
 [ 9 ] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783  
 [ 10 ] Kasapi A, Jain M, Yin G Y, Harris S E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447  
 [ 11 ] Kocharovskaya O, Rostovtsev Y, Scully M O 2001 *Phys. Rev.*

*Lett.* **86** 628

- [ 12 ] Budker D, Kimball D F, Rochester S M, Yashchuk V V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1767  
 [ 13 ] Dogariu A, Kuzmich A, Wang L J 2001 *Phys. Rev. A* **63** 053806  
 [ 14 ] Ramsey N F 1949 *Phys. Rev.* **76** 996  
 [ 15 ] Royer A 1971 *Phys. Rev. A* **4** 499  
 [ 16 ] Jones R R 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1091  
 [ 17 ] Berry M V 1987 *Proc. R. Soc. A* **414** 31  
 [ 18 ] Wilkinson S R, Smith A V, Scully M O, Fry E 1996 *Phys. Rev. A* **53** 126  
 [ 19 ] Li J C, Zhou X C 2002 *Asymptotic Method in Mathematical Physics* (in Chinese) (Beijing: Science Press) p10 [李家春、周显初 2002 数学物理中的渐进方法 (北京: 科学出版社) 第 10 页]  
 [ 20 ] Xiao X N 2003 *Numerical Method* (Beijing: Beijing University Press) p223 (in Chinese) [肖筱南 2003 现代数值计算方法 (北京: 北京大学出版社) 第 223 页]  
 [ 21 ] Vasiliev G S, Vitanov N V 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053407

# Quantum interference effects of coherent instantaneous states and Berry phase<sup>\*</sup>

Ma Rui-Qiong<sup>1)</sup> Li Yong-Fang<sup>1)†</sup> Shi Jian<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China*

<sup>2)</sup> *Department of Electronic and Information Engineering, Xi'an Institute of Posts and Telecommunications, Xi'an 710061, China*

( Received 2 October 2007 ; revised manuscript received 17 November 2007 )

## Abstract

We present the analytic expressions for different types of quantum interference effects in coherent instantaneous state quantum system, and discuss the behaviors of the optics and quantum interference, respectively. The important role that the geometrical phase plays in quantum interference is analyzed in detail for the first time. It is demonstrated theoretically that the measurement of the geometrical phase can be realized by appropriately choosing the pulse area of the pump field. The valid control of the quantum interference is achieved by manipulating the chirped pump field.

**Keywords** : coherent instantaneous states, quantum interference, geometrical phase, chirped pulse

**PACC** : 3280, 0365, 4250

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China ( Grant No. 2007A04 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: yfli@snnu.edu.cn