

利用相位可控光场实现量子态波函数 时域演化的量子控制^{*}

李永放[†] 任立庆 马瑞琼 樊 荣 刘 娟

(陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

(2009 年 3 月 17 日收到; 2009 年 6 月 9 日收到修改稿)

研究了相位可控光场与二能级原子相互作用问题. 解析地描述了激发态布居概率在时域的量子衍射现象; 细致地分析了波函数演化规律的物理内涵. 利用波函数的 Cornu 蜷线和波函数的实部和虚部随时间的演化形式, 展示了原子极化过程的物理细节. 阐明了相位可控光场对波函数的时域演化过程、原子极化过程以及光场传输过程的操控机理.

关键词: 量子衍射, 量子控制, 原子极化

PACC: 3280, 0365, 4225B

1. 引 言

早在 1952 年, Moshinsky 在研究单粒子在时域自由演化时, 提出了量子衍射这一概念^[1]. 随后出现了很多关于量子衍射的理论和实验研究报道, 例如, Szriftgiser 和他的合作者研究了铯原子束在时间缝的衍射行为^[2]. Shimizu 小组研究了相干光子对的干涉和衍射现象^[3]. Godoy 研究了量子态的自由传播的行为, 这种行为类似于平面波的双缝衍射^[4].

量子衍射反映的是量子态波函数的演化规律所具有的一种特征, 是波函数相干叠加的结果. 而如何实现对量子态波函数演化规律的控制作用, 使得波函数按照人们的设想演化, 实现对光与物质相互作用过程控制, 则是人们一直以来的期望. 目前人们利用整形脉冲操作可以高效地控制量子系统从初态演化到所需要的量子态. 近些年来, 在一些论文和专著^[5-11]中, 人们提出了许多有关量子干涉、衍射和量子控制的实验方案并且得到了成功的证明. 采用脉冲整形操作对于量子控制的研究开辟了一个新的视野^[12]. 人们将脉冲整形技术与封闭环反馈法相结合实现了对系统的优化控制过程^[13].

关于量子系统在时域的演化以及量子控制的研究, Girard 研究小组报道了一系列相关实验现象^[14-17], 其波函数的演化规律似于光的直边衍射. Meshulach 和 Baumert 小组利用商业化的脉冲整形器实现对激光的调制作用, 研究了这种光场与原子、分子作用过程中的量子控制问题^[18, 19].

本文基于整形脉冲技术所获得的相位可控弱啁啾光场, 研究了该光场与二能级原子系统相互作用问题. 文中以解析表示描述了激发态波函数在时域的演化规律, 其特点类似于光的直边衍射. 细致分析了波函数演化规律的物理内涵和各参数的物理意义及其所扮演的角色. 讨论了光场相位变化对波函数演化过程的影响. 通过波函数的实部和虚部的关系——Cornu 蜷线以及随时间的演化规律, 展示出光与原子相互作用过程中的物理细节. 阐明了相位可控光场对波函数的时域演化过程、原子极化过程以及光场传输过程的操控机理.

2. 物理模型及波函数的解析表示

对于二能级原子系统来讲, 原子的基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 的能量分别为 $\hbar\omega_g, \hbar\omega_e$. 光场激发原子时的频率失谐量定义为 $\Delta = \omega - \omega_{eg}$, 其中 $\omega_{eg} = \omega_e -$

^{*} 陕西省自然科学基金 (批准号: 2007A04) 资助的课题.

[†] E-mail: yfli@snnu.edu.cn

ω_g 是基态和激发态能级间的频率差, 而 ω 是光场所携带的频率. 与原子作用的啁啾光场为 $E(t) = \varepsilon(t) e^{i(\omega + \beta t)t} + \text{c. c.}$, 其中 $\varepsilon(t) = \varepsilon_0(t) e^{i\varphi(t)}$ 而 $\varepsilon_0(t) = M \exp\left[-\left(\frac{t}{t_0}\right)^2\right]$ 是高斯脉冲的波形, M 是脉冲光的振幅; t_0 是脉冲宽度. βt 为线性啁啾场的光学相位, 且 β 是实常数. $\varphi(t)$ 是相位调制函数, 这是整形脉冲过程中重要的物理量, 对它的操控是由可编程液晶空间光调制器 (SLM) 来完成. 当光场经过脉冲整形后, 人们可以获得所需要的光场波形^[18, 19].

在频域选择调制函数为 $\varphi(\omega) = A_0 \sin[\Delta\omega T' + \varphi]$, 其中 A_0 为相位调制函数的振幅; T' 为调制时间; $\Delta\omega = \omega - \omega_{\text{ref}}$ 为激光所携带的频率 ω 与相位调制函数的参考频率 ω_{ref} 之差; φ 为补偿相位. 激光经过调制器 (SLM) 后, 利用关系, $\exp[iA_0 \sin[\theta]] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(A_0) \exp[in\theta]$ 的关系, 可操控啁啾脉冲光场可表示为^[19]

$$E(\tau) = M \exp(i\omega\tau) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(A_0) \exp[-(\tau/t_0)^2] \times \exp[in(\Delta\omega T' + \varphi)] \exp(i\beta\tau^2) + \text{c. c.}, \quad (1)$$

其中 $J_n(A_0)$ 为第一类 n 阶贝塞尔函数, 且 $\tau = t + nT'$. 可以看到, 在频域的正弦相位调制产生了一系列子波.

但对于 $T' = 0$ 的特殊情况, 调制函数简化为 $\varphi(\omega) = A_0 \sin[\varphi]$. 这样相位调制光场可以表示为

$$E(t) = M F(\varphi) \exp[-(\frac{t}{t_0})^2] \times \exp[-i(\omega t + \beta t^2)] + \text{c. c.}, \quad (2)$$

其中

$$F(\varphi) = \sum_{n=0}^m J_n(A_0) \exp[in(\pi - \varphi)] + \sum_{n=1}^m J_n(A_0) \exp(in\varphi).$$

当脉冲光场作用的时间远小于能级的寿命 (如, 脉冲时间宽度 ≤ 5 ns 时, 对钠原子第一激发态的寿命 16 ns, 则满足这个条件) 时, 激发态的驰豫过程可以忽略不计. 令 $\Omega(t) = 2E(t)\mu_{eg}/\hbar$ 为与时间有关的 Rabi 频率, 而 $\Omega_0 = 2M\mu_{eg}/\hbar$ 为与时间无关的 Rabi 频率, 其中 μ_{eg} 为偶极矩阵元. 假定在初始时刻粒子完全布居于基态 $|g\rangle$, 且当光场满足 $|\Omega(t)/2\omega_{eg}| \ll 1$ 条件^[20] 时, 激发过程可认为是弱场激发. 这样由 (2) 式所示的光场作用下, 激发态上的波函数在一

级微扰和旋波近似下可以写为

$$a_e(t) = i \frac{\Omega_0}{2} \exp[i\Theta] F(\varphi) \left[\int_{-\infty}^0 \exp(-i\alpha t'^2) dt' + \int_0^T \exp(-i\alpha t'^2) dt' \right], \quad (3)$$

其中各参数分别定义为 $T = t + \Delta/2\alpha$, $\alpha = \beta - i\gamma$ ($\gamma = 1/t_0^2$), 和 $\Theta = \Delta^2/4\alpha$. (3) 式中的两个积分是典型的菲涅耳积分形式, 其中的系数 α 是复数. 这样, 分离实部和虚部, 激发态的波函数可以表示为

$$a_e(t) = (\xi_1 + C_1(t) + S_1(t)) + i(\xi_2 + C_2(t) + S_2(t)), \quad \{-2\pi t_0 < t < 2\pi t_0\}. \quad (4)$$

对应的跃迁概率为

$$|a_e(t)|^2 = [\xi_1 + C_1(t) + S_1(t)]^2 + [\xi_2 + C_2(t) + S_2(t)]^2, \quad \{-2\pi t_0 < t < 2\pi t_0\}, \quad (5)$$

其中的各项分别为

$$\xi_1 = -\frac{\Omega_0}{4} \pi^{1/2} \text{Im}[F(\varphi) \exp(i\Theta)/(i\alpha)^{1/2}], \quad (6a)$$

$$\xi_2 = \frac{\Omega_0}{4} \pi^{1/2} \text{Re}[F(\varphi) \exp(i\Theta)/(i\alpha)^{1/2}], \quad (6b)$$

$$C_1(t) = -\frac{\Omega_0}{4} (2\pi)^{1/2} \text{Im}\{F(\varphi) \exp(i\Theta) \alpha^{1/2} \times \text{Fresnelc}[(2\alpha/\pi)^{1/2} T]\}, \quad (6c)$$

$$C_2(t) = \frac{\Omega_0}{4} (2\pi)^{1/2} \text{Re}\{F(\varphi) \exp(i\Theta) \alpha^{1/2} \times \text{Fresnelc}[(2\alpha/\pi)^{1/2} T]\}, \quad (6d)$$

$$S_1(t) = \frac{\Omega_0}{4} (2\pi)^{1/2} \text{Re}\{F(\varphi) \exp(i\Theta) \alpha^{1/2} \times \text{Fresnels}[(2\alpha/\pi)^{1/2} T]\}, \quad (6e)$$

$$S_2(t) = \frac{\Omega_0}{4} (2\pi)^{1/2} \text{Im}\{F(\varphi) \exp(i\Theta) \alpha^{1/2} \times \text{Fresnels}[(2\alpha/\pi)^{1/2} T]\}. \quad (6f)$$

在共振激发 $\Delta = 0$ 以及 $\beta = 0$ 条件下, 波函数可以由误差函数所表示为

$$a_e(t) = i\Omega_0 t_0 \pi^{1/2} F(\varphi) [1 + \text{erf}(t/t_0)]/4. \quad (7)$$

类似的, 布居概率可写为

$$|a_e(t)|^2 = \pi\Omega_0^2 t_0^2 F^2(\varphi) [1 + \text{erf}(t/t_0)]^2/16. \quad (8)$$

这便是在一级微扰近似下, 一般高斯脉冲光场作用时的激发态布居概率的表示. 可见, (4), (5)

式是可以还原到一般情况下的结果。然而,两种情况下的激发态布居概率演化规律则截然不同。从(4),(5)式表示中可以看到,它的演化规律类似于光的直边衍射,但又受到光场相位操控的影响。

解析表示(4)式的有效性或收敛性十分重要。由于参数 $\alpha=\beta-i\gamma$ ($\gamma=1/t_0^2$)是复数,其中的虚部 $\gamma=1/t_0^2$ 会导致波函数的实部 $\text{Re}[a_e(t)]$ 和虚部 $\text{Im}[a_e(t)]$ 在一些奇点 $t=\pm 2n\pi t_0$ ($n=1,2,3,\cdots$)周围不收敛。但在区间 $-2\pi t_0 < t < 2\pi t_0$ 内是有效和收敛的。在该区间内解析结果与数值计算是一致的,即研究结果是完全有效的。在本文中,我们仅限于在这一区间内研究问题。对于 $t_0\rightarrow\infty$ 时,则对应着连续光场情况,这时的有效区间是无穷大。

3. 结果和讨论

3.1. 波函数的时域衍射

在(3)式中参数 $\alpha=\beta-i\gamma$ 对于解析解的获得是至关中重要的,其中 β 和 γ 都有着清晰的物理意义。 $\gamma=1/t_0^2$ 表示波函数的衰变速率,它与光场的脉冲宽度成反比,而 βt 则主导着波函数的振荡频率。根据光学中的惠更斯原理,(3)式中的 $\exp[-i\alpha t'^2]$ 可类比为是激发态波函数的次波,菲涅耳积分 $\int_0^t \exp[-i\alpha t'^2] dt'$ 表示的是次波的相干叠加。这样类比表明,激发态的波函数在时域的演化是一种量子衍射效应。图1是激发态的布居概率在时域的演化规律。由菲涅耳积分可以看到,布居概率是波函数的次波从初始时刻 t_i 到观测时刻 t 的累积结果,或相干叠加的结果。例如, $t=0$ 点对应着共振激发,在其左边则是非共振激发相干叠加的结果。这时的布居概率也存在振荡,只是由于非共振激发引起的跃迁很弱而不明显。当增加脉冲宽度 t_0 使得波函数衰减变小时,就可看到这一结果。在 $t=0$ 的右边表示经过了共振激发之后的布居概率,但它是由初始时刻 t_i 一直累积的结果。波函数的次波相干叠加导致了布居概率的振荡,但随着时间的增加振荡逐渐衰减并趋于稳定。由此可以看到,波函数或布居概率在时域的演化过程是个相位累加过程的反映,后一时刻的结果一定与前面所有时刻相关。换句话说,在这一过程中,非共振激发在其中起了十分重要的作用,共振激发后的波函数或布居概率的

演化与前面的非共振作用密切相关。(4)式类似于Moshinsky函数^[1],而(5)式与光的直边衍射强度分布一致,从这一结果可更直接地表明布居概率在时域的演化规律是量子衍射过程。得到这样的结果,脉冲光场的线性啁啾是至关重要的。在激发过程中,激光的频率随时间的线性扫描经过共振区时提供了一个瞬时共振激发,这时大多数粒子布居发生转移。因此瞬时共振激发类似于一个“时间门”,当这个“门”打开以后,波函数在时域开始自由演化。同样,瞬时共振激发又可以认为是光经过了菲涅耳衍射的一个“直边”。振荡发生在“直边”的两侧。特别是共振激发后的“右边”振荡更为明显,如图1所示。同时在(3),(4)式中可以看到,波函数的演化过程会受到 $F(\varphi)$ 的影响,或者说波函数的演化行为可受到光场相位变化的控制。

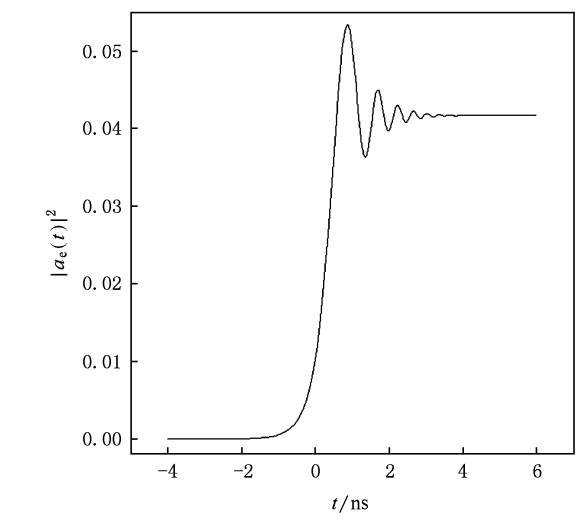


图1 激发态布居概率随时间的变化规律(参量选取为 $\Delta=0, \beta=3\text{ GHz/ns}, t_0=1.8\text{ ns}, \varphi=0, \Omega_0=0.4\text{ GHz}, m=8, a_e(-\infty)=1, a_e(-\infty)=0$)

3.2. 量子操控与波函数演化

图2是波函数的Cornu螺旋蜷线,它反映的是波函数的实部与虚部随时间演化的关联性。根据极化强度的定义: $P\propto U-iV$,其中 U 表示为系统的色散,而 V 则表示系统的吸收和辐射。利用单原子密度矩阵,可以得到 $U=2\text{Re}[a_e(t)]$ 和 $V=-2\text{Im}[a_e(t)]$ 。因此Cornu螺旋蜷线实际上对应的是 U 和 V 随时间的演化关系,更确切地说,图2中的每个螺旋蜷线都表示着光与原子相互作用过程中,原子极化的演化过程。

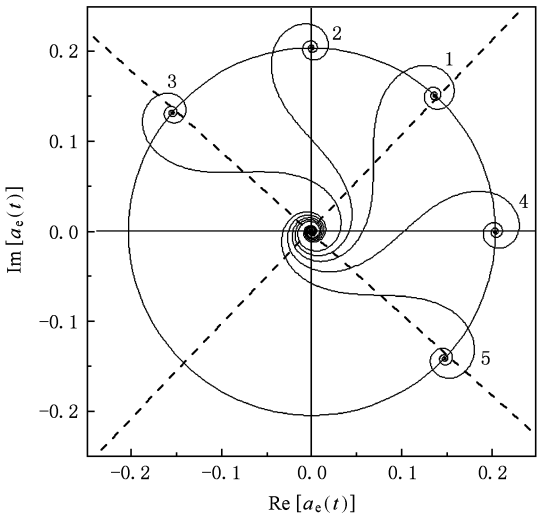


图2 光场的相位 φ 变化时波函数的Cornu 蜷线(位置1和2 分别对应 $\varphi=0,\pi,2\pi$ 和 $\varphi=\pi/6.580,\pi/1.179$;3和5 分别对应于 $\varphi=\pi/2$ 和 $3\pi/2$;4 则对应 $\varphi=\pi/0.851,\pi/0.548$. 其他参量选取为 $\Delta=0,\beta=3\text{ GHz/ns},t_0=1.8\text{ ns},\Omega_0=0.4\text{ GHz},A_0=1.6,m=8,a_g(-\infty)=1,a_e(-\infty)=0$)

对于不同的相位 φ ,Cornu 蜷线的位置不同. 当 φ 从0 增加到 π ,Cornu 蜷线的位置从1($\varphi=0$)经过2($\varphi=\pi/6.580$)到3($\varphi=\pi/2$),然后再经过2(φ

$=\pi/1.179$)回到1($\varphi=\pi$)位置. 而当 φ 从 π 增到 2π 时,Cornu 蜷线则从1 经过4($\varphi=\pi/0.851$)到5($\varphi=3\pi/2$),再经过4($\varphi=\pi/0.548$)回到1($\varphi=2\pi$). Cornu 蜷线完成了一个从 $\varphi=0$ 到 $\varphi=2\pi$ 的振荡循环,且被限制在半个圆周之内. 显然操控光场的相位可以改变原子极化过程中的色散与吸收的关系,从而达到对原子极化过程的操控作用. 这种操控作用的过程是由(3),(4)式中 $\boldsymbol{F}(\varphi)$ 因子所决定的, $\boldsymbol{F}(\varphi)$ 因子改变着波函数的实部和虚部之间的分配比例关系,从而可以实现对原子极化过程的控制作用.

对于 $\varphi=0,\pi,2\pi$ 和 $\varphi=\pi/2,3\pi/2$,Cornu 螺旋蜷线位于直角坐标的对角线上,这时波函数的实部与虚部的绝对值相等. 而2和4 是两个特殊的位置. 在位置2 时($\varphi=\pi/6.580,\pi/1.179$),当波函数趋于稳定时 $\text{Re}[a_e(t)]\rightarrow 0$,而 $\text{Im}[a_e(t)]$ 达到最大值. 同样在位置4 时($\varphi=\pi/0.851,\pi/0.548$) $\text{Im}[a_e(t)]\rightarrow 0$,而 $\text{Re}[a_e(t)]$ 最大. 亦即人们可以通过操控光场的相位,从而控制入射光场与原子相互作用后达到稳定状态时只有吸收而没有色散(在

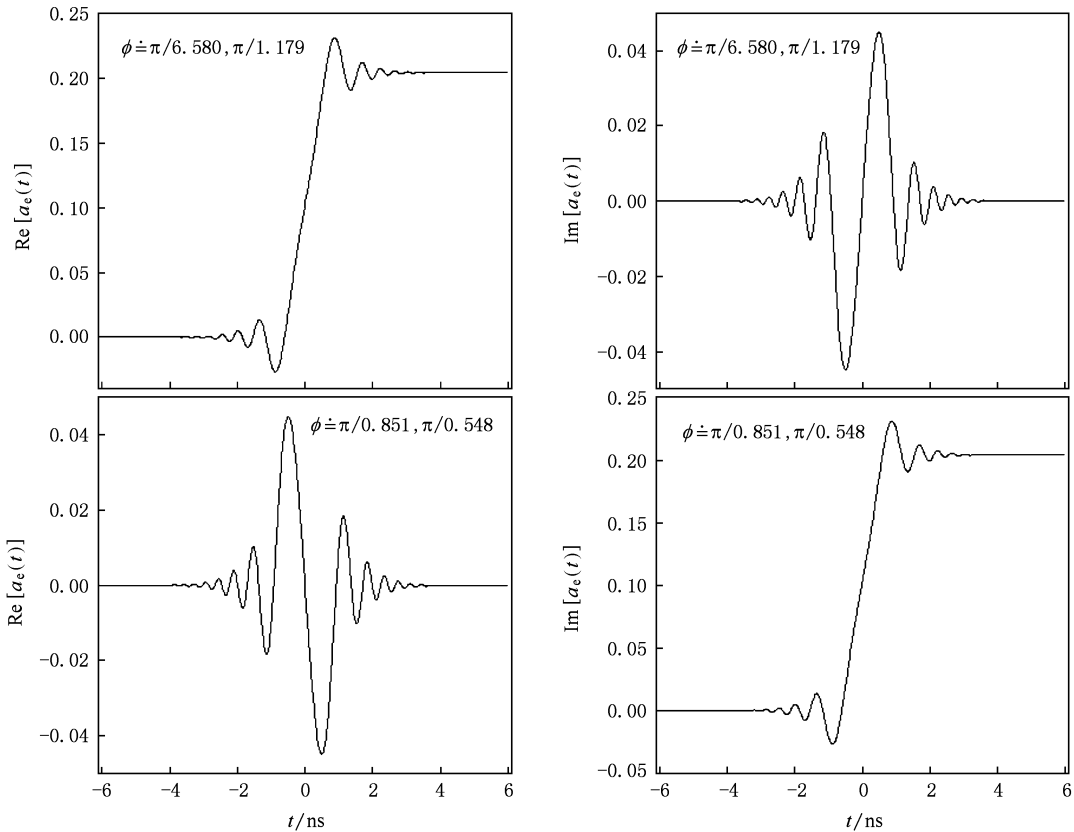


图3 波函数的实部 $\text{Re}[a_e(t)]$ 和虚部 $\text{Im}[a_e(t)]$ 随时间的演化(参量选取为 $\Delta=0,\beta=3\text{ GHz/ns},t_0=1.8\text{ ns},\Omega_0=0.4\text{ GHz},A_0=1.6,m=8,a_g(-\infty)=1,a_e(-\infty)=0$)

位置 2, $\varphi \doteq \pi/6.580, \pi/1.179$). 或相反只有色散而没有吸收 (在位置 4 时, $\varphi \doteq \pi/0.851, \pi/0.548$).

上述结果还与光场的传输特性相联系. 基于振幅的慢变化近似, 光的传输方程可以写为^[21]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{2\pi\omega}{c} N\mu_{eg} \text{Im}[a_e(t)],$$

其中 E 是光场的振幅, N 为原子的密度. 对于 $\text{Im}[a_e] = 0$ (原子对光场没有吸收, 只有色散), 光在介质中的传输特性可以通过传输方程得到行波解的形式 $E(z, t) = E(t - z/c)$, 即光在介质中如同透明一样. 而对于 $\text{Re}[a_e(t)] \rightarrow 0$, 且 $\text{Im}[a_e]$ 最大时, 这时介质对光场的传输影响最大. 关于传输方程的解可参考三能级 Λ 介质中麦克斯韦-薛定谔方程的解法^[21, 22].

由于啁啾脉冲光场频率是时间的函数, 因而光与原子相互作用的过程会随时间的变化而展开. 这样通过观察波函数随时间的演化规律, 便可以看到光与原子相互作用过程随时间演化的细节. 波函数的实部和虚部随时间的演化关系如图 3 所示. 图 3 中上下两组图分别对应于不同的光场相位, 且明显地看到了两组图中波函数的实部和虚部演化规律的不同. 对于 $\varphi \doteq \pi/6.580$ 和 $\pi/1.179$, 在系统趋于稳定之前, 描述介质的色散 $2\text{Re}[a_e(t)]$ 在共振区快速增加, 导致与介质色散相联系的折射率增加, 从而光的相速度减少. 但是对于 $\varphi \doteq \pi/0.851$ 和 $\pi/0.548$, 在共振区间由于介质的色散快速振荡, 而导

致光的相速度则经历从小于 c (真空中的光速) 到超过 c 最终又达到 c 的这样一个振荡过程. 而描述吸收的 $-2\text{Im}[a_e(t)]$ 的情况恰恰与波函数的实部相反. 对于 $\varphi \doteq \pi/6.580$ 和 $\pi/1.179$, 吸收在共振区快速振荡后而趋于零; 而对于 $\varphi \doteq \pi/0.851$ 和 $\pi/0.548$ 时, 吸收则是单调快速增加后达到稳定值. 这说明了通过对光场相位的操控, 可以实现对吸收和色散过程的控制, 也就是对原子极化过程的控制. 总之, 图 1、图 2 和图 3 从不同的侧面揭示了光与原子相互作用的物理过程. 如果说图 1 反映的是光与原子作用的宏观表现的话, 那么图 2 和图 3 则是更为细致的展示作用过程中的物理细节.

4. 结 论

文中详细研究了相位可操控的弱啁啾光场与二能级原子系统相互作用过程中的物理问题. 讨论了激发态布居概率的演化规律类似于光的直边衍射的物理机理及特性. 在理论上阐述了通过操控光场的相位可以实现对光与原子相互作用过程的控制. 文中所述的量子操控方法不仅可以实现对原子极化过程的控制作用, 也可用于实现波函数的全息探测^[14]. 文中所得结果对于研究光与原子相互作用时的量子操控过程, 对量子态测量等方面具有很好的参考价值.

- [1] Moshinsky M 1952 *Phys. Rev.* **88** 625
- [2] Szriftgiser P, Guéry-Odelin D, Arndt M, Dalibard J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4
- [3] Shimizu R, Edamatsu K, and Itoh T 2006 *Phys. Rev. A* **74** 013801
- [4] Godoy S 2002 *Phys. Rev. A* **65** 042111
- [5] Rice S A, Zhao M 2000 *Optical Control of Molecular Dynamics* (New York: Wiley-Interscience)
- [6] Shapiro M, Brumer P 2003 *Principles of the Quantum Control of Molecular Processes* (Hoboken: John Wiley & Sons)
- [7] Wollenhaupt M, Engel V, Baumert T 2005 *Annu. Rev. Phys. Chem.* **56** 25
- [8] Brixner T, Pfeifer T, Gerber G, Wollenhaupt M, Baumert T 2005 *Femtosecond Laser Spectroscopy* (New York: Springer)
- [9] Dantus M, Lozovoy V V 2004 *Chem. Rev.* (Washington, D. C.) **104** 1813
- [10] Wang L Q, Li Y F, Cao D M, Bi D Y, Zhang C J, Cheng Y C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2937 (in Chinese) [王利强、李永放、曹冬梅、毕冬艳、张崇俊、成延春、2004 物理学报 **53** 2937]
- [11] Ma R Q, Li Y F, Shi J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4083 (in Chinese) [马瑞琼、李永放、时 坚 2008 物理学报 **57** 4083]
- [12] Judson R S, Rabitz H 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1500
- [13] Weiner A M 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1929
- [14] Zamith S, Degert J, Stock S, de Beauvoir B, Blanchet V, Bouchene M A, Girard B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 033001
- [15] Degert J, Wohlleben W, Chatel B, Motzkus M, Girard B 2003 *Phys. Rev. Lett.* **89** 203003
- [16] Monmayrant A, Chatel B, Girard B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 103002
- [17] Monmayrant A, Chatel B, Girard B 2006 *Opt. Commun.* **264** 256
- [18] Meshulach D, Yelin D, Silberberg Y 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 1615
- [19] Dudovich N, Oron D, Silberberg Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 123004
- [20] Wollenhaupt M, Prakeit A, Sarpe-Tudoran C, Liese D, Bayer T, Baumert T 2006 *Phys. Rev. A* **73** 063409

[20] Zeng J Y 1981 *Quantum Mechanics* (Volume 2) (Beijing: Science Press) p297 (in Chinese) [曾谨言 1981 量子力学(下册) (北京:科学出版社) 第 297 页]

[21] Chaltykyan V, Grigoryan G, Nikogosyan G 2003 *Phys. Rev. A*

68 013819

[22] Arkhipkin V G, and Timofeev I V 2001 *Phys. Rev. A* **64** 053811

Implementing quantum control for the temporal evolution
of the wave function of the quantum state by using
a phase-controlled light field *

Li Yong-Fang[†] Ren Li-Qing Ma Rui-Qiong Fan Rong Liu Juan

(School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

(Received 17 March 2009 ; revised manuscript received 9 June 2009)

Abstract

We investigate the interaction between a two-level atomic system and a phase controllable light field. The quantum diffraction of the population probability for the excited state is described analytically. The physical sense of the wave function evolution is analyzed in detail. The polarization of the atoms is shown with the help of Cornu spiral of the wave function and the temporal evolution of the real and imaginary part for the wave function. It is shown that the polarization of the atoms and the temporal evolution of the wave function as well as the propagation of light can be controlled by manipulating the phase of the light field.

Keywords: quantum diffraction, quantum control, polarization

PACC: 3280, 0365, 4225B

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2007A04).
[†] E-mail: yfli@snnu.edu.cn