

量子态的非相干光时域测量^{*}

马瑞琼¹⁾ 李永放^{1)†} 时 坚²⁾

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 11 月 27 日收到, 2008 年 2 月 5 日收到修改稿)

提出了利用非相干光实现对量子态的时域高分辨率测量的新方法. 以测量 Autler-Townes 效应为例, 通过对信号解析表达式的详细讨论, 阐述了利用这种方法测量量子态的物理过程, 揭示出被测量的演化规律及测量过程对量子态的影响. 研究结果表明利用这种方法既可以有效地、高分辨地测量很小的量子态能级间距和很大的原子能级间距, 同时又可以测量相干量子态的横向弛豫速率. 通过对时域和频域测量方法的比较表明利用非相干光对量子态的时域测量可以全面揭示量子态演化信息.

关键词: 非相干光, 量子态测量, Autler-Townes 效应

PACC: 4250, 3260S, 0367

1. 引 言

随着人们对量子科学认识的不断深入, 其应用不断扩展至量子计算、量子通讯、量子计量和量子定位等诸多领域. 其中量子态的测量问题是这些应用研究的基础课题之一^[1,2]. 近些年来的相关报道明显增多^[3-8]. 在光和物质相互作用过程的研究中, 人们对所制备量子态的测量和调控等尤为关注, 其中最为普遍的是对如 Autler-Townes (A-T) 等量子效应的测量^[9-14]. 通常的测量方法是利用连续激光在频域实现测量, 但由于连续激光功率密度远不如脉冲激光, 不利于获得较大的和瞬时的 A-T 分裂, 而脉冲激光由于线宽较大又无法分辨普通的 A-T 效应. 因此在本文中提出了利用非相干光时域测量实现对量子态测量的新方法. 非相干光时域测量技术是超快过程测量领域中很有特色的测量手段之一, 其时间分辨率由脉冲相关时间 τ_c 决定而不是脉冲宽度 τ . 在研究光与物质相互作用时, 若以非相干光为探针在时域对原子或分子态进行实时测量会表现出很高的测量精度.

时域测量技术在瞬态量子效应研究领域已经得到了广泛的应用. Kinrot 等人^[15] 1995 年提出了利用随机场测量量子相干及量子干涉中的噪声问题.

Jones 等人^[16] 研究了在两个时间间隔为 100fs 的相干激光脉冲作用下辐射波包的演化问题. Blanchet 等人^[17] 应用时域相干控制技术从理论和实验两方面研究了两束交叉铯原子束的多光子电离问题. Girard 等人使用双脉冲串激发原子, 对激发态波包的时域相干控制进行了一系列的研究^[18-22]. 上述几个小组的研究工作均是时域测量技术在量子效应测量领域的推广, 但他们的理论内容仅仅是对实验结果的解释, 并未给出具体测量过程所涉及的物理过程和机理.

当强抽运光激发原子体系时激发态会产生 A-T 分裂, 形成新的量子态. 若采用延时双脉冲非相干光探测激发态向终态的跃迁, 则两个新的量子态向终态的跃迁间会产生量子干涉效应. 利用这样的物理模型, 通过马尔可夫随机场模型获得了整个探测过程的解析表示, 从而细致地揭示出系统动力学演化过程. 结果表明非相干光时域测量是可以全面揭示量子态演化信息的有效测量方法.

本文提出的新方法的优势首先在于对精细能级分裂的测量不再受制于激光线宽, 对探测光的要求大大降低, 使测量更加方便; 其次本方法兼具了可测量超快过程的优点, 对发生在原子内部的瞬态效应能够实现高精度的准确测量.

^{*} 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

2. 基本理论

考虑图 1 所示三能级体系, $\hbar\omega_f, \hbar\omega_e, \hbar\omega_g$ 分别为原子能级 $|f\rangle, |e\rangle, |g\rangle$ 的本征能量. 强抽运场 $E_s(t) = \epsilon_0 \exp[-i\omega_L t] + \text{c.c.}$ 作用于 $|e\rangle, |g\rangle$ 之间, 为简便设其为矩形脉冲, 其中 ϵ_0 为光场振幅. 一对有延时的非相干光脉冲驱动激发态 $|e\rangle$ 向终态 $|f\rangle$ 跃迁. 假定粒子在初始时刻全部布居于基态 $|g\rangle$. 根据缀饰态理论, 激发态 $|e\rangle$ 在强场作用下会产生 Stark 频移, 形成本征能量分别为 $\hbar(\omega_e \pm S)$ 的 A-T 双能态 $|1\rangle, |2\rangle$ (其中 $S = \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta_0^2}, \Omega_0 = \mu_1 \epsilon_0 \hbar^{-1}$ 为抽运场 Rabi 频率, μ_1 为抽运跃迁偶极矩, Δ_0 为强抽运场作用的失谐量). 当强抽运场与能级 $|g\rangle, |e\rangle$ 严格共振时即 $\Delta_0 = 0$, A-T 分裂完全由 Ω_0 确定. 在严格共振条件下双能态粒子布居概率相同有 $\rho_{11} = \rho_{22} = 1/4$. 同时还假设探测场的激发是弱场作用过程, 不会影响 $|1\rangle, |2\rangle$ 的状态, 则探测过程可以被视为微扰. 因此探测体系可以简化为一个由两低能态 $|1\rangle, |2\rangle$ 与终态 $|f\rangle$ 所组成的系统, 探测场由探测脉冲 $E_p(t)$ 与延时控制脉冲 $E_c(t-T)$ 组成, 即

$$E(t) = E_p(t) + E_c(t-T) = \epsilon_1 A(t) \mathcal{F}(t) \exp[-i\omega_L t] + \epsilon_2 A(t-T) \mathcal{F}(t-T) \times \exp[-i\omega_L(t-T)] + \text{c.c.}, \quad (1)$$

式中 $A(t)$ 和 $A(t-T)$ 表示非相干光场的振幅与位相涨落因子, T 是探测光与控制光间的相对延时时间, ω_L 是光场频率, ϵ_1, ϵ_2 是光场振幅常量, $\mathcal{F}(t)$ 和 $\mathcal{F}(t-T)$ 是光场振幅变化的线型因子, 假定其符合高斯线型即 $\mathcal{F}(t) = \exp[-t^2/\tau^2]$ 其中 τ 是脉宽. 令 $\beta = \frac{2T}{\tau^2}$, $\mathcal{F}(t-T) = \mathcal{F}(T) \exp[\beta t]$, 则有 $\mathcal{F}(t-T) = \mathcal{F}(t) \mathcal{F}(T)$. 很显然, 延时控制光场是两个波包相互作用的结果, 其中波包的移动主要由 $\exp[\beta t]$ 所决定.

探测体系在旋转坐标下的哈密顿量为

$$H_I = \hbar \frac{1}{2} \Omega(t) \{ e^{i\Delta_1 t} |f\rangle \langle 1| + e^{i\Delta_2 t} |f\rangle \langle 2| \} + \text{c.c.}, \quad (2)$$

式中 $\Delta_{1,2} = \omega_f - \omega_{1,2} - \omega_L = \Delta \pm \Omega_0$ (拉比频率 $\Omega(t) = \mu E \hbar^{-1}$ (E 为探测场的复振幅, μ 为探测跃迁偶极矩). 为简便起见, 这里假定所有偶极矩均为实数. 基

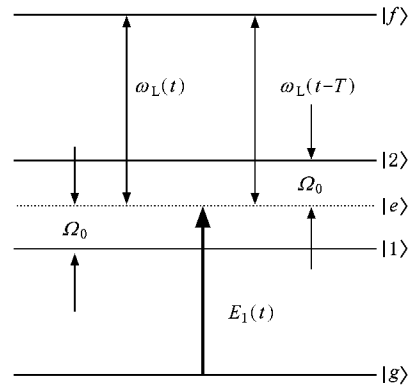


图 1 强场驱动弱场探测量子态的示意图

于二阶微扰理论, 可以得到终态 $|f\rangle$ 的粒子布居概率为

$$\rho_f^{(2)}(t) = 2\rho^0 e^{-\gamma t} \left(\frac{\mu}{\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \exp[\gamma_f t_1] \mathcal{F}(t_1) \mathcal{F}(t_2) \times \exp[-\gamma(t_1 - t_2)] \times \cos[\Omega_0(t_1 - t_2)] \times \{ \{ \epsilon_1^2 A^*(t_2) \mathcal{A}(t_1) + \epsilon_2^2 A^*(t_2 - T) \mathcal{A}(t_1 - T) \} (t_1 - T) (t_2 - T) + \epsilon_1 \epsilon_2 A(t_1) A^*(t_2 - T) (t_2 - T) \times \exp[-i\omega_L T] + \epsilon_1 \epsilon_2 A(t_1 - T) A^*(t_2) (t_2 - T) \times \exp[i\omega_L T] \} \times \exp[i\Delta(t_1 - t_2)] \} + \text{c.c.}, \quad (3)$$

式中 $\rho^0 = \rho_{11} = \rho_{22}$ 是 A-T 分裂量子态密度矩阵元, γ_f 和 $\gamma = \frac{1}{2}(\gamma_e + \gamma_f)$ 分别是终态的纵向和横向弛豫速率 (γ_e 则是 $|e\rangle$ 态的纵向弛豫速率). 对于 (3) 式中光场间的关联性可以通过马尔可夫随机模型中有关任意带宽激光场随机涨落的统计平均特性来描述, 并假定光场统计函数具有洛伦兹线型, 则二阶关联函数的统计平均为^[23]

$$A(t_1) A^*(t_2) = A(t_1 - T) A^*(t_2 - T) = \exp[-\alpha |t_1 - t_2|], \quad (4)$$

式中 $\alpha = \delta\omega/2$, $\delta\omega$ 是非相干场的线宽. 将 (4) 式代入 (3) 式, 经过繁琐的计算 (4) 式可以写为三部分之和, 即

$$\rho_f^{(2)} = \rho_A + \rho_B + \rho_C, \quad (5)$$

其中

$$\rho_A = \frac{4\mu^2}{\hbar^2} \rho_0 \left\{ \frac{\varepsilon_1^2 F^2(t)}{\gamma_f} \left(\frac{(\alpha + 2\gamma)}{(\alpha + 2\gamma)^2 + 4(\Delta + \Omega_0)^2} + \frac{(\alpha + 2\gamma)}{(\alpha + 2\gamma)^2 + 4(\Delta - \Omega_0)^2} \right) + \frac{\varepsilon_2^2 F^2(t-T)}{(\gamma_f + 2\beta)} \left(\frac{(\alpha + 2\beta + \gamma)}{(\alpha + 2\beta + \gamma)^2 + 4(\Delta + \Omega_0)^2} + \frac{(\alpha + 2\beta + \gamma)}{(\alpha + 2\beta + \gamma)^2 + 4(\Delta - \Omega_0)^2} \right) \right\}, \quad (5a)$$

$$\rho_B = \frac{4\mu^2}{\hbar^2} \rho_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{F(t)F(t-T)}{(\beta + \gamma_f)} \exp\left[-\left(\pm \frac{\alpha}{2} T\right)\right] \times \left\{ \frac{(\alpha + 2\gamma_a) \cos[\omega_L T] \pm 2(\Delta + \Omega_0) \sin[\omega_L T]}{(\alpha + 2\gamma_a)^2 + 4(\Delta + \Omega_0)^2} + \frac{(\alpha + 2\gamma_a) \cos[\omega_L T] \pm 2(\Delta - \Omega_0) \sin[\omega_L T]}{(\alpha + 2\gamma_a)^2 + 4(\Delta - \Omega_0)^2} - \frac{(\alpha - 2\gamma_b) \cos[\omega_L T] \pm 2(\Delta + \Omega_0) \sin[\omega_L T]}{(\alpha - 2\gamma_b)^2 + 4(\Delta + \Omega_0)^2} - \frac{(\alpha - 2\gamma_b) \cos[\omega_L T] \pm 2(\Delta - \Omega_0) \sin[\omega_L T]}{(\alpha - 2\gamma_b)^2 + 4(\Delta - \Omega_0)^2} \right\}, \quad (5b)$$

$$\rho_C = \frac{4\mu^2}{\hbar^2} \rho_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{F(t)F(t-T)}{(\beta + \gamma_f)} \exp\left[-(\pm \gamma_b T)\right] \times \left\{ \frac{(\alpha - 2\gamma_b) \cos[\omega_L T + \pi(\Delta + \Omega_0)] \pm 2(\Delta + \Omega_0) \sin[\omega_L T + \pi(\Delta + \Omega_0)]}{(\alpha - 2\gamma_b)^2 + 4(\Delta + \Omega_0)^2} + \frac{(\alpha - 2\gamma_b) \cos[\omega_L T + \pi(\Delta - \Omega_0)] \pm 2(\Delta - \Omega_0) \sin[\omega_L T + \pi(\Delta - \Omega_0)]}{(\alpha - 2\gamma_b)^2 + 4(\Delta - \Omega_0)^2} - \left[\frac{-(\alpha + 2\gamma_b) \cos[\omega_L T + \pi(\Delta + \Omega_0)] \pm 2(\Delta + \Omega_0) \sin[\omega_L T + \pi(\Delta + \Omega_0)]}{(\alpha + 2\gamma_b)^2 + 4(\Delta + \Omega_0)^2} \right] - \left[\frac{-(\alpha + 2\gamma_b) \cos[\omega_L T + \pi(\Delta - \Omega_0)] \pm 2(\Delta - \Omega_0) \sin[\omega_L T + \pi(\Delta - \Omega_0)]}{(\alpha + 2\gamma_b)^2 + 4(\Delta - \Omega_0)^2} \right] \right\}, \quad (5c)$$

式中当 $T > 0$, $\gamma_a = \beta + \gamma$, $\gamma_b = \gamma$; “ \pm ”取正号; 当 $T < 0$, $\gamma_a = \gamma$, $\gamma_b = \gamma + \beta$; “ \pm ”取负号. 显然终态布居数与终态纵向弛豫速率 γ_f 成反比关系. 终态寿命越长, 越有利于探测. 对于(5c)式中当 $T < 0$ 时, 只有 $\gamma_b = \gamma + \frac{2T}{\tau^2} \geq 0$ 才符合物理要求. 对于相干寿命很短的情况, 即 γ 和 $\frac{2T}{\tau^2}$ 可比时, 有效弛豫速率 γ_b 在 $T < 0$ 时会随延时增大而减小, 非相干光的探测将减缓量子干涉信息的衰减速度, 可见在 $T < 0$ 时更利于对量子干涉信息的测量. 但是通常情况下 γ 是远大于 $\frac{2T}{\tau^2}$, 因此这一项的作用可以忽略不计. 终态粒子布居概率的(5)式中三个部分的物理作用: ρ_A 是探测和控制脉冲各自的自相关作用, 不包含相位因子, 为本底项. ρ_B 是探测脉冲和控制脉冲间的相互作用, 表现为光场间的干涉, 显然光场干涉受线宽的制约. ρ_C 是光场与原子体系的相互作用, 反映的是不同量子态向终态跃迁间的量子干涉, 显然量子干涉受横向衰变速率的制约.

从终态粒子布居结果可见测量到的信息即包含量子态的信息, 也含有测量过程的影响. 对于待测量

A-T 分裂 $2\Omega_0$, 有 $\Omega_0 = \gamma_e \sqrt{S/2}$ ($S = \sqrt{II/I_s}$ ^[14], 其中 I 为强抽运场的光强, I_s 为饱和光强). 当 $T > 0$ 时, $\gamma_b = \gamma$ (γ_b 为有效横向弛豫速率, 它和测量过程有关) 这时 $\exp[-\gamma_b T]$ 只与横向弛豫速率 γ 有关, 而 γ 表征的是量子态的相干寿命, 相干寿命越长, γ 越小, 量子干涉项在延时域的可观测范围就越大. 由关系 $\gamma = \frac{1}{2}(\gamma_e + \gamma_f)$ 可知, 要想提高测量精度, 即延长可观测的延时域, 就必须降低横向弛豫速率. 例如对于冷却的铷原子, 它的 $5p$ 态 ($|1\rangle, |2\rangle$) 的弛豫速率为 $\gamma_e = 38$ MHz, 而终态 ($|f\rangle$) 为 $44D$ 的弛豫速率达到 $\gamma_f = 16 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ ^[14]. 在这种情况下相干量子态弛豫速率可以写为 $\gamma = \frac{1}{2} \gamma_e$, 从而进一步减小了横向弛豫速率. 同时也表明如果所选取的终态能级寿命远大于激发态寿命时, γ_f 可以忽略不计, 这样就可以测量到激发态的弛豫速率. 在测量过程中, 假如能够有效地抑制光学干涉作用, 那么信号随着延时的衰变速率便是所要测量的相干量子态的横向弛豫速率 γ 或原子激发态纵向弛豫速率的一半 $\frac{1}{2} \gamma_e$. 因此通过测量终态布居在延时域的衰减曲线可以反

演出相干量子态的寿命.

另外根据图 1 所示,量子干涉项 ρ_C 中的频率因子可以分别写为

$$\begin{aligned}\omega_L T + \mathcal{T}(\Delta + \Omega_0) &= \omega_{f1} T = \omega_{f2} T + 2\Omega_0 T, \\ \omega_L T + \mathcal{T}(\Delta - \Omega_0) &= \omega_{f1} T - 2\Omega_0 T = \omega_{f2} T,\end{aligned}\quad (6)$$

显然 ρ_C 包含两个调制频率,高频振荡的周期依赖于 $|f\rangle \rightarrow |1\rangle$ 或 $|2\rangle$ 的跃迁频率 $\nu_H = 2\pi/\omega_{f1,f2}$,而低频调制的周期为 $\nu_L = \pi/\Omega_0$,这是量子干涉过程中不同频率间所产生的拍频,低频调制周期准确反映 A-T 分裂的瞬时能态间距.因为时域非相干光具有与超短脉冲相似的频谱,它总是能同时激发 $|1\rangle, |2\rangle$ 两态向终态的跃迁,而不同通道跃迁间会发生量子干涉,所以一般情况下总能测得延时域的量子拍频.因此可以看到体系中不论是非常小的两量子态间的能级间隔 $2\Omega_0$ 还是相对较大的 $|f\rangle, |2\rangle$ (或 $|f\rangle, |1\rangle$) 能态间的间隔 ω_{f2} (或 ω_{f1}),都可以利用非相干光进行准确测量.

3. 研究结果分析

在计算中选取横向衰变速率 γ 为单位的归一

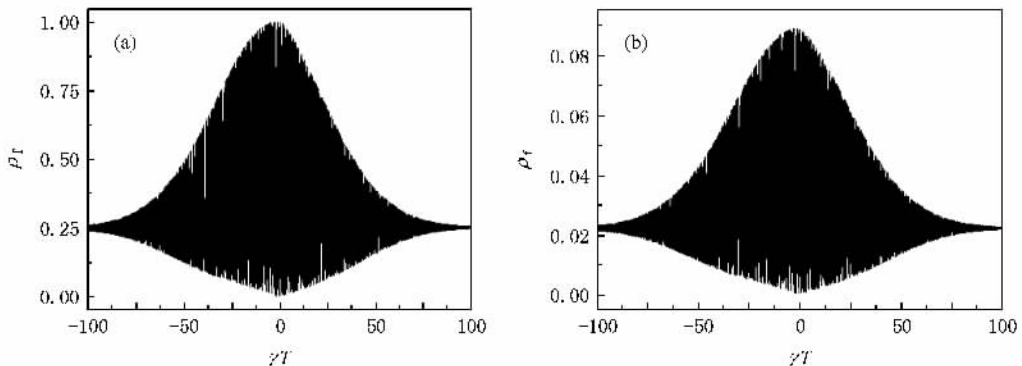


图 2 取参数 $\alpha = 200$ kHz, $\Omega_0 = 300$ MHz, $S = 125$ 时终态布居的时域变化 (a) $\Delta = 300$ MHz; (b) $\Delta = 0$

通过前面的分析可以知道,若要准确测量量子态的信息,就必须在信号中减弱光学干涉的作用以凸现量子干涉的影响,即减小光场干涉的影响是提高测量信号准确度的关键.(5b)式表明增大激光线宽能有效滤除光场干涉的影响.依据这一机理我们选取较宽线宽的探测场,当满足关系 $\Omega_0 < \alpha < 2\Omega_0$ 时,在 $\Delta = 0$ 时才有明显的量子拍频如图 3(a)所示,否则只有光学干涉如图 3(b)所示.当 $\Delta = 0$ 时两脉冲能够对称激发 $|1\rangle, |2\rangle$ 两态,这时量子干涉和光

化相对参数进行计算.为了说明非相干光探测过程中的物理机理,我们结合铷原子的能级参数为例进行了数值计算.依据图 1 的能级结构和铷原子能级特点,若选取 $|g\rangle, |e\rangle$ 和 $|f\rangle$ 分别对应着铷原子的 $5S, 5P$ 和 $5D$ 能级. $5P$ 和 $5D$ 能级的寿命分别为 26.51 ns, 266.2 ns^[24],对应的纵向衰变速率分别为 $\gamma_e = 38$ MHz, $\gamma_f = 3.8$ MHz,则 $\gamma \approx 20$ MHz.

当基态和激发态间的驱动场很强,使得能级分裂很大,而探测场的线宽又很窄时,这种探测过程只能实现单一通道的跃迁过程,因此光场干涉主导终态布居变化,结果如图 2 所示.能态 $|f\rangle$ 的布居数只有高频调制,调制频率是光场频率.当两脉冲完全分开时,光场干涉消失.在 $\Delta = \Omega_0$ 时布居最大值向左漂移,如图 2(a)所示.因为相对于非相干场的关联函数在 $T = 0$ 处对布居影响,共振激发过程能够主导终态布居变化,所以布居峰值偏离了 $T = 0$ 处.而只有当 $\Delta = 0$,两者方是重合的如图 2(b).同时图中没有低频波包出现,因为窄线宽类似于单频情形,无法同时激发 $|1\rangle, |2\rangle$ 两态的跃迁,所以不会有量子拍频.此时 $\Delta = \pm \Omega_0$ 对应准确的共振跃迁,故 (a) 幅值远大于 (b).同时可以看到,延时脉冲时间的变化范围是和整个探测脉冲光的宽度有关,约为 $2.5 \mu\text{s}$.

学干涉同时表现出来.图形的轮廓以光学干涉为主,内部的调制有高频和低频,它们分别对应着能态 $|e\rangle - |f\rangle$ 间隔和 A-T 分裂.其中波包的周期恰好是 A-T 分裂的间隔.而当 $\Delta = 200$ MHz 时可以共振激发单态,这时光学干涉湮没了量子干涉效应,调制频率只显现出高频部分,量子干涉部分表现得不明显,但包含在其中.

当探测场的线宽非常宽,即 $\alpha > 2\Omega_0$ 时,这时不论失谐量取何值光场均会同时激发两态,出现了量

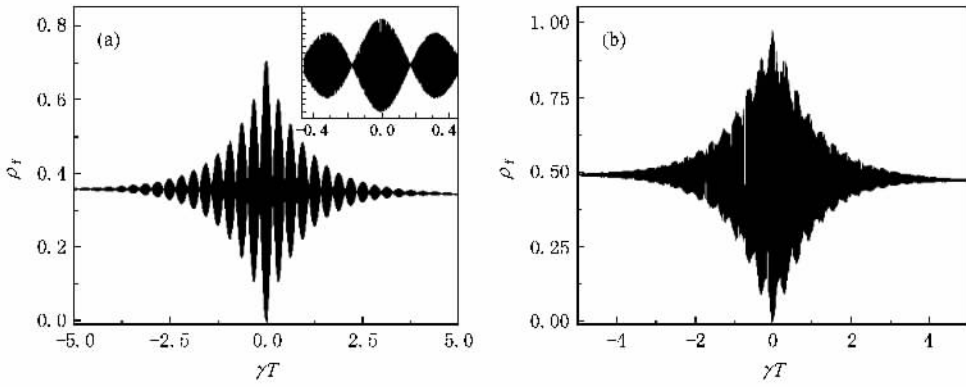


图3 取参数 $\alpha = 300 \text{ MHz}$, $\Omega_0 = 200 \text{ MHz}$, $S = 55.4$ 时终态布居的时域变化 (a) $\Delta = \alpha$ (右上角为局部放大图) (b) $\Delta = 200 \text{ MHz}$

子干涉效应.图 4(a)中给出了在探测场线宽为 $\alpha = 1 \text{ GHz}$ (类似于飞秒激光的线宽 20 nm)且 $\Delta = 0$ 时测量不同 Ω_0 终态粒子布居分布随探测场的延时时间的变化.可以清楚地看到,对于 $\Omega_0 = 30 \text{ MHz}$, 400 MHz 均给出了有很清晰节点的波包干涉图.从而真正意义上实现了利用宽线宽,宽脉宽可同时来探测很小的能级间隔和很大的能级间隔.这些结果充分说明,如果在实验中能够有效地消除由其他效应导致的能级加宽,则利用非相干光探测量子系统是一个很好的方法.计算结果图形和文献 [25] 报道相一致,所不同的是他们利用飞秒脉冲作为探测光,探测的是更短时间内的量子干涉行为,但物理机理、物理模型是一致的,因此得到了一致的波包干涉图.

根据以上计算结果和解析表示的分析可知,脉冲线宽是影响时域精确测量 A-T 分裂能级间距的重要因素,同时对两相邻能态的对称激发才能使两个跃迁通道的量子波包达到最大相干,从而使测量结果更准确.

对 A-T 效应导致的能级分裂的测量依赖于量子拍频的出现即量子干涉的产生.但当线宽较小时,时域中光场干涉会淹没量子拍频信号,无法实现对两相距较近的 A-T 双态能级间距的测量.根据 (5) 式可以得到两脉冲完全重合即 $T = 0$ 时的终态布居

$$\rho_f^{(2)} = \rho_0 \frac{16\mu^2}{\hbar^2} \frac{F^2(t)\epsilon_1^2}{\gamma_f} \times \left(\frac{(\alpha + 2\gamma)}{(\alpha + 2\gamma)^2 + 4(\Delta + \Omega_0)^2} + \frac{(\alpha + 2\gamma)}{(\alpha + 2\gamma)^2 + 4(\Delta - \Omega_0)^2} \right), \quad (7)$$

(7) 式表明当激光线宽很大时,频域内的共振响应会被淹没;当 $\frac{\alpha + 2\gamma}{2(\Delta + \Omega_0)} \ll 1$ 时,即激光线宽很小时,频域内的共振响应会很尖锐,两瞬时量子态的不同响应就可区分, A-T 双态能级间距测量就可在频域内利用单脉冲实现,如图 5 所示.与在时域的测量结果比较可知,频域信号很难实现对 γ 的准确测量,同

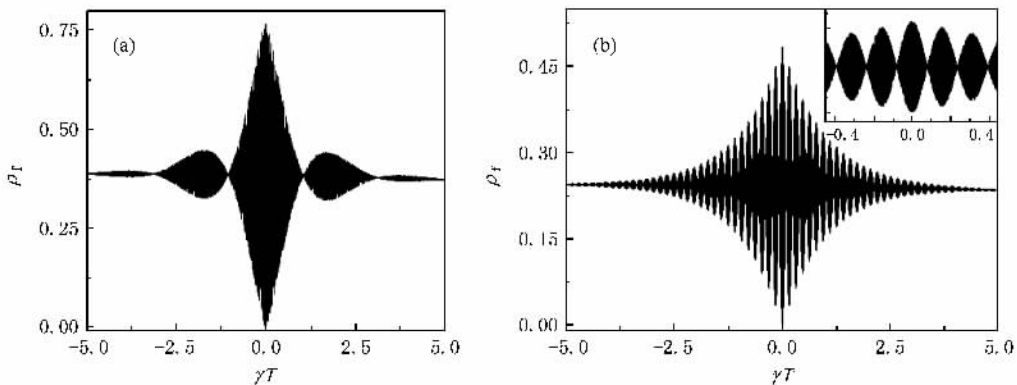


图4 取参数 $\alpha = 1 \text{ GHz}$, $\Delta = 0$ 时终态布居的时域变化 (a) $\Omega_0 = 30 \text{ MHz}$, $S = 1.24$ (b) $\Omega_0 = 400 \text{ MHz}$, $S = 22$ (右上角为局部放大图)

时频域测量所获得的信息量明显不如时域测量多,且对实验设备的要求更高.如果能够有效地抑制对原子的各种形式的干扰,则利用非相干光在时域测量量子态会获得更高的测量精度.

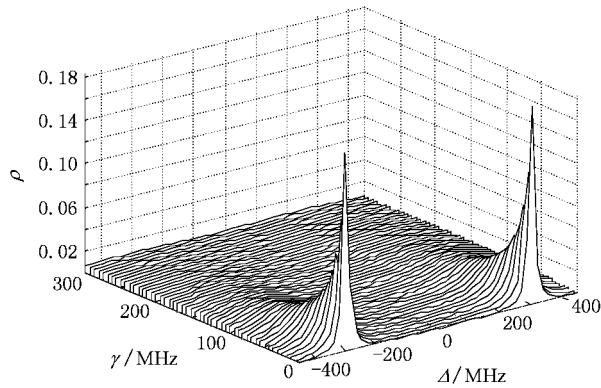


图5 利用频率扫描对能级分裂的测量($\alpha = 20$ MHz, $\Omega_0 = 300$ MHz, $S = 125$)

4. 结 论

本文提出了利用非相干光实现对量子态在时域

内的高分辨率测量的新方法.文中以 A-T 效应为例,详细讨论了非相干光场的探测过程;基于相关理论得到了布居调制与量子态信息间的明确关系;从理论上支持了这种测量方法的可行性.以实际铷原子的具体情况为例,研究结果表明,要在时域实现 A-T 双态能级间距的准确测量则要求非相干光的线宽越大越好,最小也不能低于 A-T 双态能级间距的一半.当激光线宽不能同时覆盖 A-T 双态能级时,就要求激发位置在双态能级正中间,否则就会影响测量精确性.这种测量方法既可以测量很小的 A-T 分裂,也可以测量很大的能级间隔.同时也可以利用这一原理实现对粒子布居的高频调制,如果能级选取合适,更可实现阿秒量级的调制信号.通过对终态布居时域衰变的测量可以得到原子横向弛豫速率.总之这种方法可以测量量子体系瞬态响应动力学过程的完整量子信息.同时本文提出的方法降低了瞬态测量对仪器的高要求,减小了仪器对研究工作的制约.

- [1] Raymer M G 1997 *Contemp. Phys.* **38** 343
- [2] Freyberger M, Bardroff P, Leichtle C, Schrade G, Schleich W 1997 *Phys. World* **10** 41
- [3] Leichtle C, Schleich W P, Averbukh I S, Shapiro M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1418
- [4] Averbukh I S, Shapiro M, Leichtle C, Schleich W P 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2163
- [5] Chen X, Yeazell J A 1997 *Phys. Rev. A* **56** 2316
- [6] Weinacht T C, Ahn J, Bucksbaum P H 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5508
- [7] Weinacht T C, Ahn J, Bucksbaum P H 1999 *Nature* **397** 233
- [8] Dunn T J, Walmsley I A, Mukamel S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 884
- [9] Picque J L, Pinard J 1976 *J. Phys. B* **9** L77
- [10] Cahuzac P, Vetter R 1976 *Phys. Rev. A* **14** 270
- [11] Bjorkholm J E, Liao P F 1977 *Opt. Commun.* **21** 132
- [12] Gray H R, Stroud C R 1978 *Opt. Commun.* **25** 359
- [13] Delsart C, Keller J C, Kaftandjian V P 1981 *J. Phys.* **42** 529
- [14] Fisk P T H, Bachor H A, Sandeman R J 2003 *Phys. Rev. A* **68** 053407
- [15] Kinrot O, Averbukh I S, Prio Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3822
- [16] Jones R R, Raman C S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2575
- [17] Blanchet V, Bouchene M A, Girard B 1998 *J. Chem. Phys.* **108** 4862
- [18] Wollenhaupt M, Assion A, Liese D, Girard B 2002 *Phys. Rev. A* **89** 173001
- [19] Zamith S, Degert J, Stock S, Girard B 2001 *Phys. Rev. A* **87** 033001
- [20] Degert J, Wohlleben W, Chatel B, Girard B 2002 *Phys. Rev. A* **89** 203003
- [21] Chatel B, Degert J, Girard B 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053414
- [22] Blanchet V, Nicole C, Bouchene M, Girard B 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2716
- [23] Georges A T 1980 *Phys. Rev. A* **21** 2034
- [24] Lindgard A, Nielsen S E 1977 *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **19** 538
- [25] Milota F, Sperling J, Szocs V, Tortschanoff A, Kauffmann H F 2004 *J. Chem. Phys.* **120** 9870

Measurement of quantum states with incoherent light^{*}

Ma Rui-Qiong¹⁾ Li Yong-Fang^{1)†} Shi Jian²⁾

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

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

(Received 27 November 2007; revised manuscript received 5 February 2008)

Abstract

A novel and high resolution method for measuring quantum states with incoherent light in the time-domain is presented. Taking Autler-Townes effect as an example, the physical process and the evolution rule during measurement are discussed by an explicit analytical formulation in detail; and the influence of measuring process on the quantum state is disclosed. With this method, very small splitting of the energy-level and large energy-level space can be measured readily at the same time, while the transverse relaxation rate of the system can be obtained directly by checking the decay time of the signal. Compared with the characteristics of the measuring methods between the time-domain and frequency-domain, we found that the measuring quantum states with incoherent light in the time-domain is robust and valid for disclosing information of the quantum state completely.

Keywords : incoherent light, quantum state measurement, Autler-Townes effect

PACC : 4250, 3260S, 0367

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2007A04).

[†] Corresponding author. E-mail: yfli@snnu.edu.cn