

文章编号:1004-4213(2011)03-0453-5

# 弱场条件下两囚禁离子质心量子态运动

江敏, 邬云文, 彭俊, 伊健, 李小娟

(吉首大学 物理科学与信息工程学院, 湖南 吉首 416000)

**摘 要:**用微扰的方法计算了一个外加周期驱动激光场所组成的, 两离子系统质心量子态跃迁几率的解析表达式. 以两  $\text{Ca}^+$  作为囚禁离子, 模拟出了在弱场的作用下声子态跃迁几率随激光束频偏和相互作用时间变化的分布图形. 结果表明: 随着外加周期驱动激光场的频率和相互作用时间的调节, 系统质心量子态随时间周期性的坍塌与复原; 在频偏范围  $0.85 \times 10^7 \sim 1.2 \times 10^7$  Hz 内, 质心量子态跃迁几率最高能达到 0.97, 操控周期最长为  $0.6 \times 10^{-6}$  s, 从理论上质心量子态操控周期有很大的缩短; 若频偏值大于  $1.2 \times 10^7$  Hz 时, 质心量子态跃迁几率约为 0.49, 激光不能有效控制质心量子态的跃迁. 所得结论对实现两比特量子逻辑门等实验研究有一定的参考意义.

**关键词:**跃迁几率; 微扰法; 几率分布; 离子阱

**中图分类号:** O431

**文献标识码:** A

**doi:** 10.3788/gzxb20114003.0453

## 0 引言

Paul 阱与其囚禁的离子或离子串组成的系统是一个值得研究的物理体系, 一方面它在量子力学基本原理的实验检验上显示了不一般的效果, 例如观测量子跃迁现象<sup>[1]</sup>, 量子态制备<sup>[2-3]</sup>等, 另一方面在其应用上, 如量子逻辑门<sup>[4-5]</sup>, 原子精确谱, 量子信息等也有重要的研究价值.

在 J. I. Cirac 及 P. Zoller 的量子计算模中<sup>[4]</sup>, 利用量化的质心模来传递资讯. 理论上, Scott 等人分别从经典和量子力学两个方面研究了赝势近似条件下单个囚禁离子的动力学特征<sup>[6]</sup>, 随后两个囚禁离子的动力学特征, 量子力学特征<sup>[7-8]</sup>, 以及激光控制囚禁离子有了进一步的研究<sup>[9]</sup>, 囚禁离子运动态的经典混沌和量子混沌性质也受到了很多研究者的关注, 文献<sup>[10-11]</sup>研究了囚禁离子的规则和混沌运动以及共振跃迁问题, 并提出了控制系统共振失稳的方法, 文献<sup>[12]</sup>研究了高斯型激光脉冲作用下的囚禁单离子系统经典混沌和量子混沌的性质, 文献<sup>[13-14]</sup>分别研究了多离子的质心振动运动制备和多离子同激光相互作用的 JC 模型动力学问题. 对于考虑离子间的库仑关联, 系统在一个外加周期驱动激光场作用下的量子运动问题, 是多离子体系的研究基础, 有必要进行进一步的研究. 文中, 运用微扰的方法计算出了两离子系统的声子态跃迁几率,

考虑激光束频偏和相互作用时间, 对外加周期驱动激光场控制声子态跃迁几率的影响做了分析.

## 1 系统理论模型

在赝势近似条件下, 对 Paul 阱中的两囚禁离子, 加激光场  $\epsilon_0 x_j \cos(\omega_l t)$ , 其中  $j=1, 2$ , 考虑离子之间的相互作用库仑势, 设两离子为同性离子, 可得系统的哈密顿量为<sup>[10]</sup>

$$H = \frac{1}{2M}(p_1^2 + p_2^2) + \frac{1}{2}Mv^2(x_1^2 + x_2^2) + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|x_2 - x_1|} + \epsilon_0(x_1 + x_2)\cos(\omega_l t) \quad (1)$$

式中  $M$  为离子质量, 离子沿  $x$  坐标轴振动,  $x_1, x_2$  分别是两离子的坐标,  $v$  为囚禁频率,  $\epsilon_0, \omega_l$  分别为激光场的强度和频率. 两离子的质心坐标为  $x_c = x_1 + x_2/2$ , 质心质量为  $m_c = 2M$ , 质心动量为  $p_c = m_c \dot{x}_c = 2M\dot{x}_c$ ,  $x_r = |x_2 - x_1|$  为相对坐标. 取系统分离变量形式的波函数和能量

$$\Psi(x_c, x_r, t) = \varphi_c(x_c, t)\varphi_r(x_r) e^{iE_r t/\hbar} \quad (2)$$

$$E = E_c + E_r \quad (3)$$

式中  $\varphi_c, \varphi_r, E_c$  和  $E_r$  分别表示质心运动的波函数, 相对运动的波函数以及质心运动和相对运动的能量. 把式(1)~(3)带入含时 Schrödinger 方程可得

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_c} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_c^2} - \frac{\hbar^2}{2m_r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_r^2} + \frac{1}{2}m_c \omega_c^2 x_c^2 \Psi +$$

基金项目: 湖南省计划课题基金(No. 2008FJ3078)资助

第一作者: 江敏(1985-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为光与物质相互作用、离子阱及量子逻辑门等. Email: wuyw\_jd@163.com

导师: 邬云文(1965-), 女, 教授, 主要研究方向为离子阱. Email: jiangminhanxue@126.com

收稿日期: 2010-05-11; 修回日期: 2010-11-27

$$\frac{1}{2}m_r\omega_l^2x_r^2\Psi + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0x_r} + 2\epsilon_0x_c\cos\omega_l t\Psi \quad (4)$$

由于  $x_c, x_r$  和  $t$  都是独立变量, 对式(4)分离变量, 则式(4)可化为关于质心运动与相对运动的两个方程

$$H_c\varphi_c = -\frac{\hbar^2}{2m_c}\frac{d^2\varphi_c}{dx_c^2} + \frac{1}{2}m_c v^2 x_c^2 \varphi_c + 2\epsilon_0 x_c \cos(\omega_l t) \varphi_c = E_c \varphi_c \quad (5)$$

$$H_r\varphi_r = -\frac{\hbar^2}{2m_r}\frac{d^2\varphi_r}{dx_r^2} + \frac{1}{2}m_r v^2 x_r^2 \varphi_r + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 x_r} = E_r \varphi_r \quad (6)$$

对于式(6), 运用已知的级数截断法可得波函数以及能量的精确解<sup>[15]</sup>. 则囚禁离子质心所受到的势  $U$  为

$$U = \frac{1}{2}m_c v^2 x_c^2 + 2\epsilon_0 x_c \cos(\omega_l t) \quad (7)$$

对式(7)做关于时间和坐标的三维图形, 以囚禁两个<sup>40</sup>Ca<sup>+</sup>为例, 取参量  $v = 1 \times 10^9$  Hz,  $m_c = 2 \times 6.65696 \times 10^{-26}$  kg,  $\epsilon_0 = 7 \times 10^{-19}$  N/C,  $\omega_l$  取离散值:  $1 \times 10^{15}$  Hz,  $1.2 \times 10^{15}$  Hz,  $1.4 \times 10^{15}$  Hz,  $1.6 \times 10^{15}$  Hz, 则可得如图 1.

由图 1 可以看出, 势  $U$  在时间  $t$  与坐标  $x$  组成的三维图形里呈现周期波的形式, 在沿  $x$  轴方向上, 形成了随时间  $t$  变化的一维势阱, 同时对于不同的激光频率  $\omega_l$ , 对比图 1 中势  $U$  随着时间变化的周期也不同,  $\omega_l$  越大势  $U$  变化的周期越短.

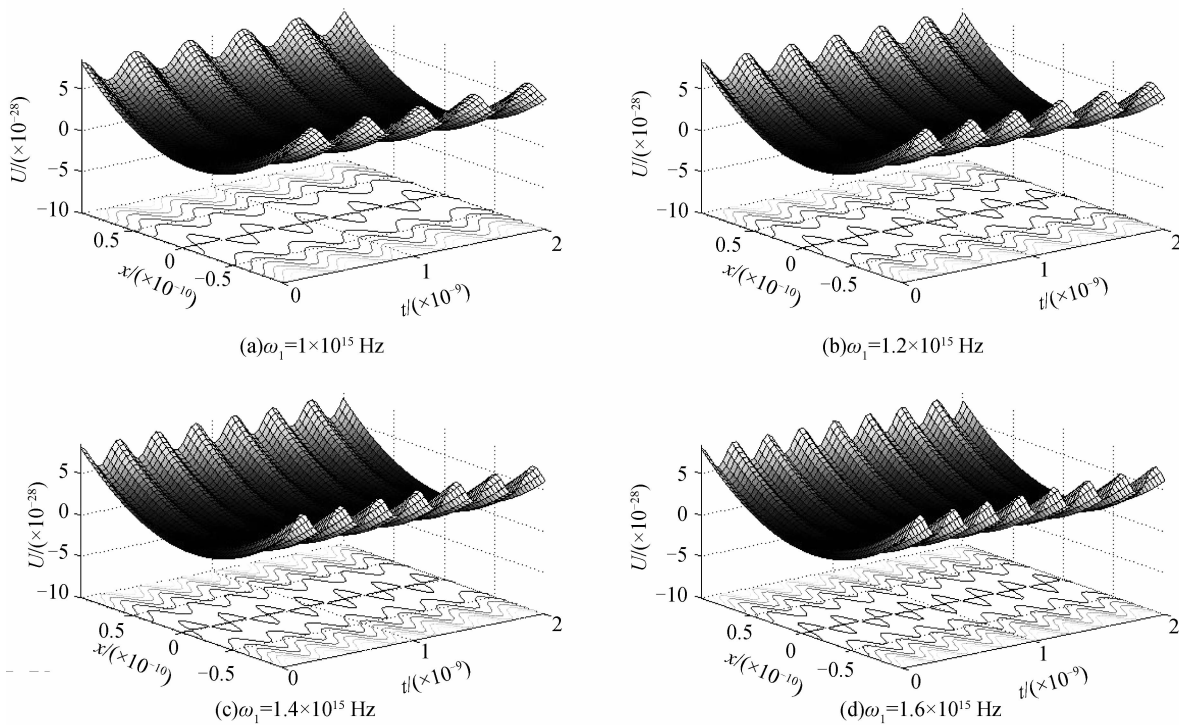


图 1  $\omega_l$  取不同离散值, 势  $U$  随时间与空间变化分布  
Fig. 1 Evolution distribution map of  $U$  with time and space for discrete value of  $\omega_l$

分析式(7), 势  $U$  包括系统简谐振子势和外部行波激光两部分. 对式(7), 可以作出势  $U$  与坐标  $x$  的关系图, 如图 2. 在图 2 所示关系图中, 势  $U$  的最低点在坐标  $x$  方向上随时间的变化发生移动, 反映了简谐振子势项  $m_c v^2 x_c^2 / 2$  对势  $U$  大小变化的是非线性影响, 在沿  $x$  轴方向上, 形成了随时间  $t$  变化的势阱.

由于势阱的存在, 囚禁离子则可被囚禁在一定的区域内, 但是由于囚禁离子所受到势是随时间和位置进行演化的, 那么离子将不会静止在某个确定的位置, 而是做来回的振动, 这对稳定控制离子质心的运动造成了一定的困难, 为稳定控制囚禁离子质心运动的振动范围, 则需要对作用时间以及激光场频率进行控制.

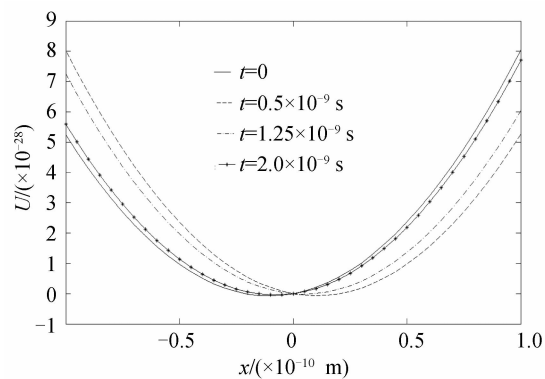


图 2 势  $U$  随时间演化  
Fig. 2 Potential  $U$  evolution map with time

## 2 系统的跃迁几率

对于式(5),假定囚禁离子已冷却至振动基态 $|0\rangle$ ,外加激光 $\epsilon_0 x_j \cos(\omega_l t)$ 为控制激光,在激光束很弱的情况下,则控制激光束对囚禁离子的质心操控,可用微扰法求解,其哈密顿量可写为

$$H_c = H_{0c} + H'_c(t) \quad (8)$$

式中 $H_{0c}$ 是未加入微扰时的一维谐振哈密顿量, $H'_c(t)$ 为含时微扰项, $H'_c(t) = 2\epsilon_0 x_c \cos(\omega_l t)$ ,可得 $H'_c(t) = F(e^{i\omega_l t} + e^{-i\omega_l t})$ , $F$ 是一个只与 $x$ 有关与时间无关的量.

对于含时周期微扰,令 $\varphi_c = \sum_n a_n(t) \Psi_n$ ,带入 Schrödinger 方程 $i\hbar \partial/\partial t \varphi_c = H_c \varphi_c$ ,则可得

$$i\hbar \frac{d}{dt} a_m(t) = \sum_n a_n(t) H'_{mn}(t) e^{i\omega_{nm}t} \quad (9)$$

式中 $H'_{mn} = \int_0^t \varphi_m^* H'(t) \varphi_n d\tau$ 为微扰矩阵元.引入小参量 $\lambda$ ,令 $a_n(t) = a_n^{(0)} + \lambda a_n^{(1)} + \lambda^2 a_n^{(2)} + K$ ,带入可解得方程的一级近似解

$$a_m^{(1)} = \frac{1}{i\hbar} \int_0^t H'_{mk} e^{i\omega_{km}t} dt \quad (10)$$

式中

$$\hat{H}'_{mk} = \int_0^t \varphi_m^* H'(t) \varphi_k d\tau = F_{mk} (e^{i\omega_l t} + e^{-i\omega_l t}),$$

$$\omega_{mk} = \frac{E_k - E_m}{\hbar}, F_m = \int \Psi_m^* \epsilon_0 x_c \Psi_k d\tau$$

化简式(10)可得

$$a_m^{(1)} = \frac{F_{mk}}{i\hbar} \left[ \frac{e^{i(\omega_{mk} + \omega_l)t} - 1}{\omega_{mk} + \omega_l} + \frac{e^{i(\omega_{mk} - \omega_l)t} - 1}{\omega_{mk} - \omega_l} \right] \quad (11)$$

则体系处在由 $|k\rangle$ 态跃迁到 $|m\rangle$ 态的几率为

$$W_{k \rightarrow m} = |a_m^{(1)}(t)|^2 \quad (12)$$

当取得微扰频率 $\omega_l$ 与 Bohr 频率相近时,主要是式(11)的右边第二项起作用,化简可得跃迁几率为

$$W_{k \rightarrow m} = \frac{4|F_{mk}|^2 \sin^2 \frac{1}{2}(\omega_{mk} - \omega_l)t}{\hbar^2 (\omega_{mk} - \omega_l)^2} \quad (13)$$

囚禁离子冷却至基态 $|0\rangle$ 时,则有

$$F_{m0} = \int \Psi_m^* \epsilon_0 x_c \Psi_{0c} d\tau = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{1}{2}} \epsilon_0 \int \Psi_m^* \Psi_{1c} d\tau =$$

$$\frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{1}{2}} \epsilon_0 \delta_{m,1} \quad (14)$$

式中 $\delta_{m,1}$ 表明,只有取得 $m=1$ 时, $a_m^{(1)}(t) \neq 0$ ,此时

$$W_{0 \rightarrow 1} = \frac{2\epsilon_0^2 \sin^2 \left[ \frac{1}{2}(\omega_{10} - \omega_l)t \right]}{\alpha^2 \hbar^2 (\omega_{10} - \omega_l)^2} \quad (15)$$

很明显,跃迁几率同外加激光场的强度 $\epsilon_0$ 、相互作用时间 $t$ 以及频率 $\omega_l$ 的大小有关系,将随着 $\epsilon_0$ 、 $t$ 和 $\omega_l$ 的变化进行演化.

## 3 数据模拟处理

以两个 $^{40}\text{Ca}^+$ 进行具体的讨论,研究囚禁离子质心量子态的跃迁几率,取 $\nu = 1 \times 10^9$  Hz,  $\hbar = 1.054 5 \times 10^{-34}$  J·s,  $\epsilon_0 = 7 \times 10^{-19}$  N/C,  $m_c = 2m_{\text{Ca}} = 2 \times 6.656 96 \times 10^{-26}$  kg, 其中 $m_{\text{Ca}} = 6.656 96 \times 10^{-26}$  kg为 $\text{Ca}^+$ 的质量.对式(15)作图,对任意波长弱场激光,激光的频偏记为 $\Delta\omega = \omega_{10} - \omega_l$ ,当 $\Delta\omega \in [0.85 \times 10^7$  Hz,  $2 \times 10^7$  Hz],则可得囚禁离子质心从基态 $|0\rangle$ 跃迁至第一激发态 $|1\rangle$ 的跃迁几率 $W_{0 \rightarrow 1}$ 随时间与激光频偏演化的几率波包分布图,如图3.为方便起见, $W_{0 \rightarrow 1}$ 记为 $W_{10}$ .

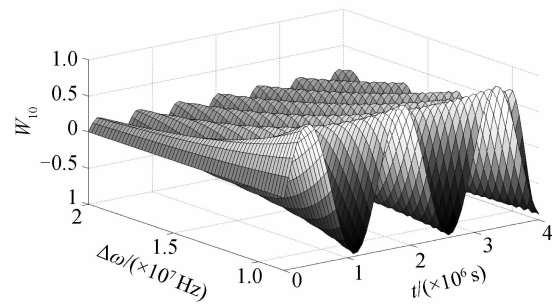


图3 跃迁几率随激光频偏与相互作用时间演化几率波包图

Fig. 3 Transition probabilities wave packet evolution map with interaction time and the laser frequency offset

由图3可以看出,随 $\Delta\omega$ 和作用时间 $t$ 的变化,质心振动态跃迁几率波包呈现出规律性变化.1)在 $\Delta\omega$ 不断地增大过程中,由图可知,跃迁将继续以一定的几率发生,但是随着 $\Delta\omega$ 的进一步增大,跃迁几率波包逐渐坍塌,激光束不能激发质心振动态;2) $t$ 对跃迁几率的影响.随着时间的延长,跃迁最终并不停止下来,而是随时间以波的形式规律性地演化,并能得到一系列的跃迁几率的最大值和最小值.这表明,在控制激光场的作用下,声子态的坍塌和复原是周期性的.

对 $\Delta\omega$ 取离散值:  $0.85 \times 10^7$  Hz,  $1.0 \times 10^7$  Hz,  $1.1 \times 10^7$  Hz,  $1.2 \times 10^7$  Hz,  $t = 2 \times 10^{-6}$  s,则可得如图4所示不同 $\Delta\omega$ 条件下跃迁几率随时间演化图形.当 $\Delta\omega = 0.85 \times 10^7$  Hz时,最大跃迁几率约为0.97,周期约为 $0.6 \times 10^{-6}$  s.增大 $\Delta\omega$ ,当取得 $\Delta\omega = 1.2 \times 10^7$  Hz时,最大跃迁几率大约为0.49,周期约为 $0.5 \times 10^{-6}$  s.可见,1)对于以上每一个离散的 $\Delta\omega$ ,质心量子态的跃迁都是周期性的,周期的大小由 $\Delta\omega$ 控制;2)在 $\Delta\omega$ 增大的过程中,振荡幅度随之减小,频偏控制着跃迁几率值.

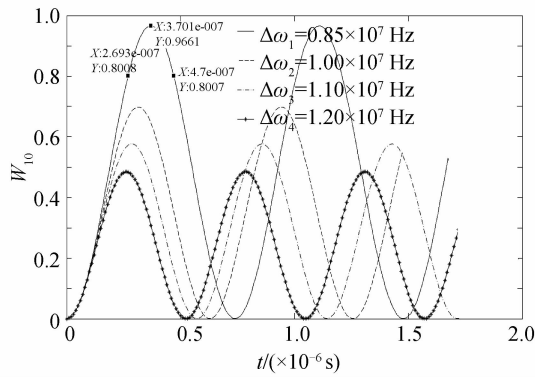


图4 不同  $\Delta\omega$  条件下跃迁几率随时间演化图形  
Fig. 4 Transition probabilities evolution map with interaction time with different  $\Delta\omega$

对  $\Delta\omega$  取连续小值. 取  $\Delta\omega$  在连续区间  $[0.85 \times 10^7 \text{ Hz}, 0.86 \times 10^7 \text{ Hz}]$  内变化, 改变相互作用时间, 取相互作用时间  $t$  分别为  $1.0 \times 10^{-7} \text{ s}$ ,  $2 \times 10^{-7} \text{ s}$ ,  $3 \times 10^{-7} \text{ s}$ ,  $4 \times 10^{-7} \text{ s}$ , 可得不同相互作用时间下, 跃迁几率随  $\Delta\omega$  演化的规律, 如图 5(a) 图形. 此时跃迁几率出现明显的阶梯状, 对于不同的  $t$ , 跃迁几率的大小显然不同, 此时  $\Delta\omega$  与跃迁几率几乎呈水平线性关系. 扩大  $\Delta\omega$  的取值范围, 取  $\Delta\omega$  在连续区间  $[0.85 \times 10^7 \text{ Hz}, 1.2 \times 10^7 \text{ Hz}]$ , 作用时间  $1.0 \times 10^{-6} \text{ s}$ ,  $2 \times 10^{-6} \text{ s}$ ,  $3 \times 10^{-6} \text{ s}$ ,  $4 \times 10^{-6} \text{ s}$ , 可得如图 5(b) 图形. 此时, 跃迁几率呈波包状, 随时间起

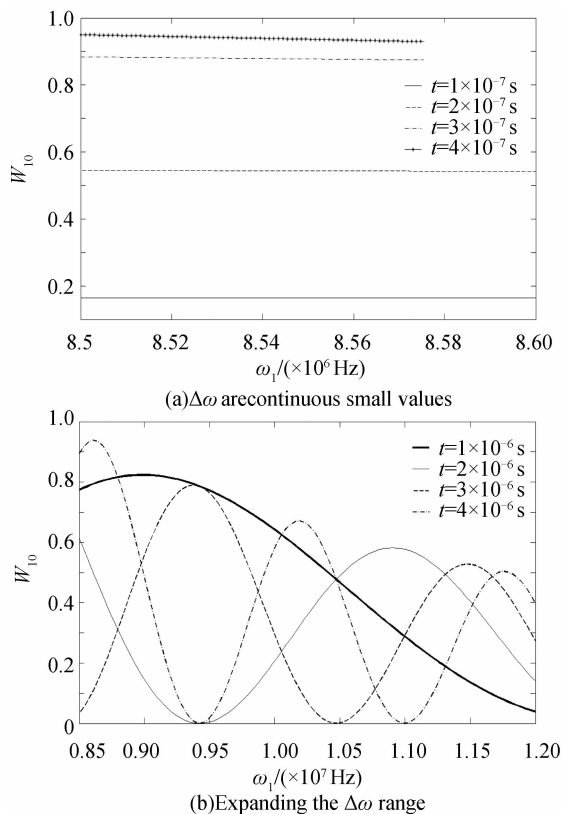


图5 时间  $t$  为离散值时跃迁几率随频偏演化图形  
Fig. 5 Transition probabilities evolution map with laser frequency offset for the discrete parameters value of time  $t$

伏振荡. 当  $\Delta\omega$  过大时, 波包坍塌,  $\Delta\omega$  对系统作用可以忽略不计. 在进行量子逻辑门操控时, 利用声子态的信息传递功能. 在信息的传递过程中, 由于存在囚禁势干扰和离子间的呼吸模振动, 为稳定控制质心量子态, 本文用两束  $\epsilon_0 x_i \cos(\omega_l t)$  弱场直接作用在两囚禁离子上, 取频率出现频偏范围  $[0.85 \times 10^7 \text{ Hz}, 1.2 \times 10^7 \text{ Hz}]$ , 激励质心量子态跃迁. 当取得  $\Delta\omega$  为  $0.85 \times 10^7 \text{ Hz}$  时, 最大跃迁几率约达到 0.97. 相应地在  $\Delta\omega$  过大时, 跃迁几率减小, 由图 3 可知, 取得  $\Delta\omega$  达到  $2.0 \times 10^7 \text{ Hz}$  时, 激光控制质心态的跃迁几乎不能实现.

在试验中, 囚禁离子质心量子态激励问题——主要是跃迁几率随时间的演化, 其具体作用的光源可选用目前的各种激光器, 例如皮秒激光器、飞秒激光器等.

文献[4]在实现控制非门的操纵中, 首先加入一个  $\pi$  脉冲, 使控制 Qubit 发生蓝边带跃迁, Qubit 信息耦合到质心模上, 约需几十  $\mu\text{s}$ , 整个实现过程约需几百  $\mu\text{s}$ , 与本文给定的激光操纵质心态的时间相比, 本文中则只需要几个  $\mu\text{s}$ , 显然对质心量子态的操纵, 从理论上本文的方案时间更短一些, 比如在频偏为  $0.85 \times 10^7 \text{ Hz}$  时, 操纵周期只要  $0.6 \times 10^{-6} \text{ s}$ , 且在长约  $2 \times 10^{-7} \text{ s}$  的时间内跃迁几率大于 0.80.

图 4 和 5 表明, 在一定激光频偏范围内, 适当地控制激光与囚禁离子相互作用时间, 通过外场控制质心跃迁几率波包, 那么质心跃迁的仍然可以有效进行的, 能有效控制囚禁离子.

## 4 结论

在处理量子跃迁问题时, 当激光束的强度足够的低时, 用微扰法来进行处理是可以的. 本文通过对激光束本身频率的变化以及激光束与囚禁离子相互作用时间的讨论, 做出了质心量子态跃迁几率波包随激光束频偏以及相互作用时间演化的分布图形, 发现质心量子态随相互作用时间的变化周期性地坍塌和复原, 对于不同的频偏值, 对应的坍塌和复原周期也不同. 因此, 我们可以通过控制外加周期驱动激光束的频率和作用时间, 来有效地控制囚禁离子, 实现质心量子态的跃迁. 对质心量子态进行操控, 对实现量子逻辑门、囚禁离子的边带冷却与加热以及双模非经典态的制备具有重要的意义.

### 参考文献

- [1] WU Qin, FANG Mao-fa. Quantum collapse and revival of atom in mode-mode competing system [J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2005, **43**(3): 515-518.
- [2] YANG Wen-xing, GONG Xiao-long, LI Jia-hua, et al. Efficient schema for macroscopic super positions of motional

- coherent and squeezed coherent states of  $N$  trapped ions[J]. *Physical Review A*, 2004, **70**(3):033812.
- [3] ZHENG Shi-biao. High-speed generation of macroscopic quantum-interference state [J]. *Physical Review A*, 2004, **69**(5):055801.
- [4] SCHMIDT-KALER F, HÄFFNER H, RIEBE M, *et al.* Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate [J]. *Nature*, 2003, **422**(27):408-414.
- [5] LEIBFRIED D, DEMARCO B, MEYER V, *et al.* Experimental demonstration of a robust high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate[J]. *Nature*, 2003, **422**(27):412-415.
- [6] LEIBFRIED D, BLATT R H, MONROE C, *et al.* Quantum dynamics of single trapped ions [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2003, **75**(1):281-324.
- [7] WU Yun-wen, HAI Wen-hua. Exact quantum motions of two ions in a two-dimensional paul trap[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(11):5721-5727.  
邬云文,海文华. 共面两囚禁离子体系精确的量子运动[J]. 物理学报, 2006, **55**(11):5721-5727.
- [8] WU Yun-wen, HAI Wen-hua. Energy eigenstates of two ions in a two-dimensional paul trap[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(7):3315-3321.  
邬云文,海文华. Paul 阱中共面两离子系统的能量本征态[J]. 物理学报, 2006, **55**(7):3315-3321.
- [9] CAI Li-hua, HAI Wen-hua, LU Geng-biao. Laser controlled quantum motion of two Paul trapped ions[J]. *Chinese Physics*, 2006, **15**(10):2275-2287.
- 蔡丽华,海文华,鲁耿彪. 激光控制 Paul 中两囚禁离子的量子运动[J]. 中国物理, 2006, **15**(10):2275-2287.
- [10] LI Fei, HAI Wen-hua. Regular and chaotic motions of a single trapped ion interacting with standing laser pulses[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(5):1309-1315.  
李飞,海文华. 激光脉冲作用下囚禁离子的规则与混沌运动[J]. 物理学报, 2004, **53**(5):1309-1315.
- [11] CHEN Wen-qin, HAI Wen-hua, SONG Jian-wen. Regular and chaotic motions of a single Paul-trapped ion interacting with double- $\delta$ -kicked pulses[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(3):1608-1615.  
陈文钦,海文华,宋建文. 双  $\delta$  激光脉冲作用下 Paul 阱中单离子的规则与混沌运动[J]. 物理学报, 2008, **57**(3):1608-1615.
- [12] SCOTT A G, HOLMES C A, AND MILBURN G J. Quantum and Classic chaos for a single trapped ion [J]. *Physical Review A*, 1996, **61**:013401.
- [13] ZENG Hao-sheng, KUANG Le-man, ZHU Xi-wen, *et al.* Quantum-state engineering of multiple trapped ions for center-of-mass mode [J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2001, **36**:335-338.
- [14] ZENG Hao-sheng, KUANG Le-man, GAO Ke-lin. A simple method to generate several motional states in two trapped - ion system[J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2002, **38**:733-736.
- [15] HAI Wen-hua, FENG Mang, ZHU Xi-fen. Energy eigen states of a quantum gate system [J]. *Inter J Theor Phys*, 2000, **39**(1):1405-1411.

## Center-of-mass Quantum States Motion of Two Ions Driven by Feeble Field

JIANG Min, WU Yun-wen, PENG Jun, YI Jian, LI Xiao-juan

(Physics Science and Information Engineering college, Jishou University, Jishou, Hunan 416000, China)

**Abstract:** With two atoms system driven by external periodic laser field, we have getted the analytic solutions of the centroid quantum state transition probability of the system via the perturbation theory. In the case of two  $\text{Ca}^+$ , the figure of the transition probability of the photon states have simulated, which is vary with the time and the frequency of the laser. The results show that the quantum state of center-of-mass collapses and revives, adjusted by external periodical laser frequency and interaction time under feeble field. When the frequency offset is selected from to , the quantum state of center-of-mass transition probabilities achieve 0.98, the longest manipulation cycle is shortened to  $0.6 \times 10^{-6}$  s, and the manipulation cycle is shortened greatly in theory. When the frequency offset achieve  $1.2 \times 10^7$  Hz, quantum state of center-of-mass transition probabilities is about 0.49, and the laser can not effectively manipulate the transition of center-of-mass quantum states. Accordingly, these results may have some referential values on the realization of two-bit quantum logic gate implementation and some other experimental studies.

**Key words:** Transition probability; Perturbation method; Probability distribution; Ion trap