

文章编号: 1002-1582(2026)01-0042-06

飞秒啁啾高斯型脉冲在V型能级中的相干积累

伏振兴*, 张敏, 刘碧蕊

(宁夏师范大学 物理与电子信息工程学院, 宁夏 固原 756000)

摘 要: 基于线性啁啾高斯型脉冲串与V型原子系统的相互作用过程, 探究了粒子布居的积累效应及相干布居转移的量子相干调控。在满足激光重复周期小于原子弛豫时间的条件下, 选取适量的脉冲序列, 即可实现粒子布居数在能级间的逐渐积累。采用高精度修正的四阶龙格-库塔法, 对描述该相互作用的密度矩阵方程进行直接数值求解。研究表明, 在脉冲串的光学参量保持不变的情况下, 调整高斯脉冲串的啁啾因子或失谐量, 会导致激发态上的粒子布居转移首次到达的峰值高度、振荡幅度及振荡次数均发生变化, 同时粒子布居积累过程中的稠密宽度也随之变化。这一现象揭示了啁啾因子和失谐对量子干涉路径的调控作用, 为相干布居的高效转移奠定了基础。

关 键 词: 脉冲串; 粒子布居转移; 积累效应; 量子相干调控

中图分类号: O437

文献标识码: A

Coherent accumulation of femtosecond chirped Gaussian pulses in the V-type system

FU Zhenxing*, ZHANG Min, LIU Birui

(School of Physics and Electronic Information Engineering, Ningxia Normal University, Guyuan 756000, China)

Abstract: Based on the interaction process between linearly chirped Gaussian pulse trains and V-type atomic systems, the accumulation effect of population and the quantum control of coherent population transfer were investigated. Under the condition that the laser repetition period is less than the atomic relaxation time, by selecting an appropriate number of pulse sequences, the gradual accumulation of population between energy levels can be achieved. The density matrix equation describing this interaction is directly numerically solved by using the high-precision modified fourth-order Runge-Kutta method. The research results show that when the optical parameters of the pulse train remain unchanged, adjusting the chirp factor or detuning of the Gaussian pulse train will cause changes in the peak height, oscillation amplitude and oscillation number of the first arrival of the population transfer on the excited state, and at the same time, the dense width during the population accumulation process will also change accordingly. This phenomenon reveals the regulatory effect of chirp factors and detuning on the quantum interference path, laying the foundation for the efficient transfer of coherent population.

Keywords: pulse trains; population transfer; accumulation effect; quantum coherent modulation

0 引 言

脉冲串的本质是锁模激光器^[1,2], 通过稳定载波包络偏移频率和激光重复频率并可实现在其时

域上输出等时间间隔的激光脉冲串, 从频率上来看则表现为具有相等频率间隔的频率序列, 故称光学频率梳^[3,4]。光学频率梳的出现极大提高了光谱测量的精度与分辨率, 由于其等间距的分布与

收稿日期: 2025-06-24; 收到修改稿日期: 2025-10-04

基金项目: 宁夏自然科学基金 (2025AAC030583); 宁夏自然科学基金 (2025AAC030603)

作者简介: 伏振兴 (1973—), 男, 教授, 博士, 从事量子光学、激光光谱学研究。

张敏 (1998—), 女, 硕士研究生, 从事量子光学研究。zm11030815@163.com

* 通讯作者: zxfu@nxnu.edu.cn

高度的稳定性,进一步加强了量子态之间的相互作用与相干调控^[5-7]。

脉冲串是由多个时间间隔相等的超短序列组成,其脉冲持续时间通常在皮秒至飞秒量级^[8]。随着飞秒超短脉冲的快速发展,1996年,L.Xu研究小组实现了超短光脉冲相位控制的途径^[9]。2001年,D.Felinto团队在原子弛豫时间大于脉冲序列的间隔时间的情况下,利用超短脉冲串实现了粒子布居积累的相干调控^[10]。2013年,蔡勋明研究了少周期高斯脉冲串作用下的 Λ 型原子中的布居转移和相干布居捕获,在等时间间隔的锁相脉冲作用下,系统能级的布居逐步转移并积累^[11]。2014年,Gabriela选择两个高斯超短脉冲串与 Λ 型原子系统相互作用,探测了上激发态上粒子布居数与脉冲数、激光重复周期、失谐量之间的关系^[12]。2018年,Niu Dong Hua研究了脉冲串对分子的布居转移及分子操纵^[13]。2022年,郭裕等比较了高斯脉冲、多周期余弦式脉冲和单周期余弦式脉冲等三类不同形状的脉冲在实现布居转移的特点^[14]。2024年,Pietro Dal Cin为了模拟激光脉冲与分子之间的非共振耦合,采用了相干控制并分析了超短脉冲与激发态本征态之间的相互作用^[15]。2025年,Bin Bin Wang利用四色谐波激光脉冲驱动下的三能级原子系统,实现了粒子布居转移的相干控制,操纵相位与所有跃迁过程,可以很好预测粒子布居数的变化^[16]。

本文在旋转波近似下,研究了飞秒啁啾高斯型脉冲串与 V 型原子系统相互作用过程中产生的积累效应。通过改变啁啾高斯脉冲串光学参数,得到了粒子布居几率从基态转移到激发态上的积累效应,观察到粒子布居积累到达的振荡幅度、振荡次数、脉冲稠密宽度随时间演化的物理过程。数值模拟结果表明,在铷原子弛豫时间大于激光重复周期,调控脉冲串的啁啾因子、失谐等,可以实现激发态粒子布居数转移的量子相干调控。

1 基本理论

如图 1 所示,由能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 组成的 V 型三能级系统中,频率为 ω_A 的探测光场 E_1 驱动能级 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的跃迁。频率为 ω_B 的驱动光场 E_2 则是驱动能级 $|1\rangle$ 到 $|3\rangle$ 的跃迁, ω_A 和 ω_B 分别是两束啁啾高斯型脉冲串的中心频率,能级 $|2\rangle$ 与能级 $|3\rangle$ 之间是禁戒跃迁的。

描述原子系统的哈密顿量为 $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'$,其中 $\hat{H}_0 = \hbar\omega_{12}|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_{13}|3\rangle\langle 3|$,是无外场作用下的自由哈密顿量, $\omega_{12} = \omega_2 - \omega_1$ 、 $\omega_{13} = \omega_3 -$

ω_1 分别表示能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 、 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的波尔频率之差,其中 ω_1 、 ω_2 、 ω_3 分别是相应能态的角频率。在偶极近似下, $\hat{H}' = -\mu_{12}E_1|1\rangle\langle 2| - \mu_{13}E_2|1\rangle\langle 3| + \text{h.c.}$ 为脉冲串与原子系统相互作用的哈密顿量, μ_{ij} 为能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的跃迁偶极矩。

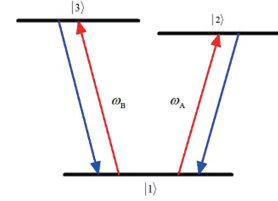


图 1 V 型三能级原子系统

在旋转波近似下,系统随时间演化的密度矩阵方程为^[17-19]

$$\dot{\rho}_{11} = \frac{i}{\hbar} [-\mu_{12}\epsilon_1\rho_{21}e^{i\omega_A t} - \mu_{13}\epsilon_2\rho_{31}e^{i\omega_B t} + \mu_{12}(\epsilon_1)^*\rho_{12}e^{-i\omega_A t} + \mu_{13}(\epsilon_2)^*\rho_{13}e^{-i\omega_B t}] \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{22} = \frac{i}{\hbar} [\mu_{12}\epsilon_1\rho_{21}e^{i\omega_A t} - \mu_{12}(\epsilon_1)^*\rho_{12}e^{-i\omega_A t}] - \frac{\rho_{22}}{T_1} \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \frac{i}{\hbar} [\mu_{13}\epsilon_2\rho_{31}e^{i\omega_B t} - \mu_{13}(\epsilon_2)^*\rho_{13}e^{-i\omega_B t}] - \frac{\rho_{33}}{T_2} \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -\frac{i}{\hbar} [-\mu_{12}\epsilon_1(\rho_{11} - \rho_{22})e^{i\omega_A t} + \mu_{13}\rho_{32}\epsilon_2e^{i\omega_B t} + \hbar\omega_{12}\rho_{12}] - \frac{\rho_{12}}{T_3} \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{21} = \frac{i}{\hbar} [\hbar\omega_{12}\rho_{21} - \mu_{12}(\epsilon_1)^*(\rho_{11} - \rho_{22})e^{-i\omega_A t} + \mu_{13}(\epsilon_2)^*\rho_{23}e^{-i\omega_B t}] - \frac{\rho_{21}}{T_3} \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -\frac{i}{\hbar} [\mu_{12}\epsilon_1\rho_{23}e^{i\omega_A t} - \mu_{13}\epsilon_2(\rho_{11} - \rho_{33})e^{i\omega_B t} + \hbar\omega_{13}\rho_{13}] - \frac{\rho_{13}}{T_4} \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{31} = \frac{i}{\hbar} [\hbar\omega_{13}\rho_{31} + \mu_{12}(\epsilon_1)^*\rho_{32}e^{-i\omega_A t} - \mu_{13}(\epsilon_2)^*(\rho_{11} - \rho_{33})e^{-i\omega_B t}] - \frac{\rho_{31}}{T_4} \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{23} = \frac{i}{\hbar} [\mu_{13}\epsilon_2\rho_{21}e^{i\omega_B t} + \hbar(\omega_{12} - \omega_{13})\rho_{23} - \mu_{12}(\epsilon_1)^*\rho_{13}e^{-i\omega_A t}] - \frac{\rho_{23}}{T_5} \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{32} = \frac{i}{\hbar} [\mu_{12}\epsilon_1\rho_{31}e^{i\omega_A t} + \hbar(\omega_{13} - \omega_{12})\rho_{32} - \mu_{13}(\epsilon_2)^*\rho_{12}e^{-i\omega_B t}] - \frac{\rho_{32}}{T_5} \quad (9)$$

式中, ρ_{22} 和 ρ_{33} 均为密度矩阵方程的对角矩阵元;

$\omega_A = \omega_{12} - \delta_{12}$ 和 $\omega_B = \omega_{13} - \delta_{13}$ 分别为相应光场的中心频率, δ_{ij} 为激光场引起粒子在能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间跃迁的失谐量。密度矩阵方程中 T_1 和 T_2 为纵向弛豫时间, 表征的是各种均匀展宽对相干弛豫的影响, 而 T_3 、 T_4 和 T_5 则为横向弛豫时间, 描述的是高能级到低能级的衰变时间。两个线性啁啾激光脉冲序列的形式依次为 $\mathbf{E}_1(t) = \epsilon_1(t) \exp[i\omega_A t + \chi_1(t)]$ 及 $\mathbf{E}_2(t) = \epsilon_2(t) \exp[i\omega_B t + \chi_2(t)]$, $\epsilon(t)$ 为激光脉冲的慢变包络, 线性啁啾脉冲相位函数 $\chi(t)_1 = 2\beta_1 t^2$ 、 $\chi(t)_2 = 2\beta_2 t^2$, β 为啁啾因子, $\beta > 0$ 为正啁啾, $\beta < 0$ 为负啁啾。考虑到连续脉冲序列当中两个连续脉冲之间存在相位差, 表示为 $\Delta\phi_1 = \phi_{R1} + \omega_A T_R$ 和 $\Delta\phi_2 = \phi_{R2} + \omega_B T_R$, 其中 T_R 是相邻激光之间的脉冲间隔时间, ϕ_{R1} 和 ϕ_{R2} 分别表示两线性啁啾脉冲序列在演化过程中保持不变的载波包络相位, $\omega_A T_R$ 、 $\omega_B T_R$ 是由中心频率和脉冲间隔时间引起的相位延迟。故将脉冲串的电场形式写为^[20,21]

$$\mathbf{E}_{T1}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} E(t - nT_R - t_0) \cos(n\Delta\phi_1) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon(t - nT_R - t_0) \cos[n\phi_{R1} + \omega_A t] \quad (10)$$

$$\mathbf{E}_{T2}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} E(t - nT_R - t_0) \cos(n\Delta\phi_2) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon(t - nT_R - t_0) \cos[n\phi_{R2} + \omega_B t] \quad (11)$$

式中, 第一个脉冲串峰值出现的时刻为 t_0 , 其中忽略初相位 ϕ_{R1} 和 ϕ_{R2} 的影响。下面直接数值积分采用的线性高斯型脉冲包络函数为 $\epsilon(t) = \epsilon_0 \exp[-1.71(t/\tau_p)^2]$, ϵ_0 为电场峰值, τ_p 为脉冲的全峰半宽。经过傅里叶变换, 脉冲串在频域上为光学频率梳, 其相邻梳齿之间间隔为 $1/T_R$, 由于中心频率为 ω_A 、 ω_B , 故脉冲串的第 n 、 m 个模式的频率为^[22]

$$\omega_n = \omega_A + 2n\pi/T_R \quad (12)$$

$$\omega_m = \omega_B + 2m\pi/T_R \quad (13)$$

当脉冲串与原子系统相互作用时, 会呈现粒子布居的积累过程。利用四阶龙格库塔法对方程组进行数值积分, 探究影响瞬态脉冲串相干积累过程的因素, 以及达到第一次积累峰值之后啁啾量、失谐量对粒子布居的相干控制和双场竞争的影响。

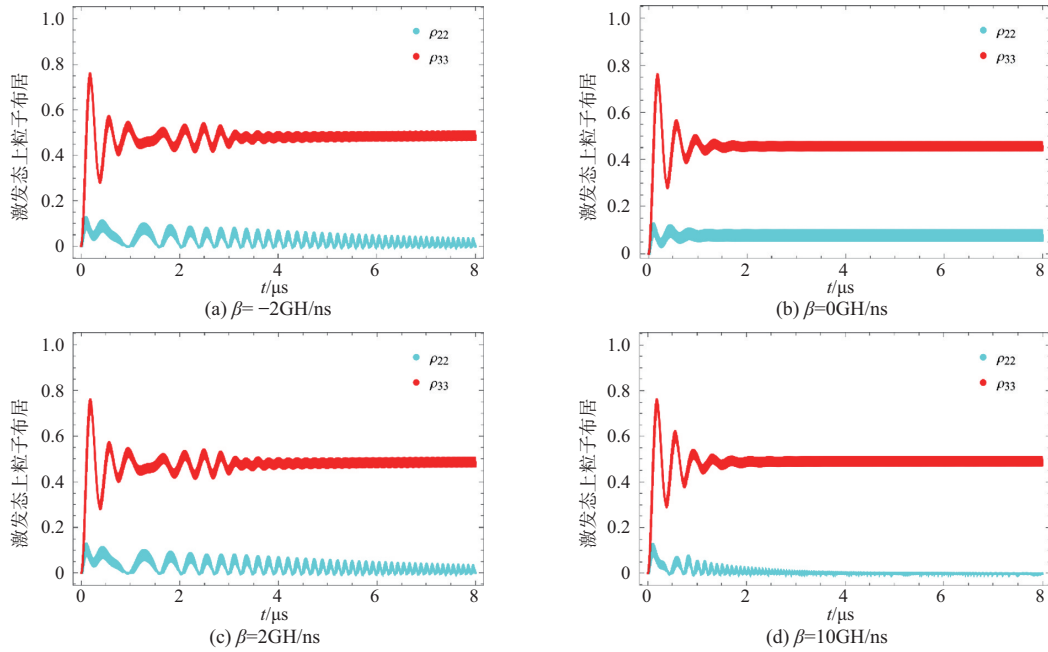
2 数值模拟与分析

考虑线性啁啾高斯脉冲串作用于 V 型三能级原子系统, 其中激发态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的粒子布居几率分别用 ρ_{22} 、 ρ_{33} 表示。假定粒子布居数在初始状态全

部位于基态, 即布居几率 $\rho_{11} = 1$ 。由于脉冲串的影响, 导致粒子布居数从基态逐渐向激发态开始积累并发生反转。直接数值积分求解相应密度矩阵方程的初始条件为 $\rho_{22}(0) = \rho_{33}(0) = \rho_{12}(0) = \rho_{13}(0) = 0$ 。计算需要的其它数据分别为弛豫速率 $T_1 = 3T_2$, $T_3 = 3T_4$, $T_2 = 0.075 \mu\text{s}$, $T_4 = 0.15 \mu\text{s}$ 。两脉冲串的初相位 $\phi_{R1} = 0$, $\phi_{R2} = 0$, 以及相互作用过程中的失谐量 $\delta_{12} = 0$, $\delta_{13} = 0$ 。高斯脉冲包络的脉冲宽度 $\tau_p = 140 \text{ fs}$, 相邻脉冲直接的间隔 $T_R = 13 \text{ ns}$, 时间步长取为 $h = 0.1 \text{ ns}$, 该计算需要耗费 5~6 min 的时间。为保证计算数据的充足, 每个脉冲序列选择 800 个脉冲进行计算。

2.1 啁啾因子 β 对相干积累及粒子布居的影响

啁啾脉冲串可在相对较低的光强下实现高效率的布居转移, 通过连续的频率梳, 有效增强或减弱粒子布居的振荡。啁啾脉冲串作用于 V 型三能级原子系统, 相当于在该原子体系中增加了一个附加失谐量, 啁啾因子 β 会影响着附加失谐量。首先令失谐量 $\delta_{12} = 0$, $\delta_{13} = 0$, 研究双共振条件下啁啾因子对粒子布居几率的影响。 $\mathbf{E}_1(t) = \epsilon_1(t) \exp(i\omega_A t) \exp(i\beta t^2)$ 是携带啁啾因子的线性高斯型脉冲串从 $|1\rangle$ 能级向 $|2\rangle$ 能级跃迁的场, 与之相对比的是从 $|1\rangle$ 能级往 $|3\rangle$ 能级跃迁的场 $\mathbf{E}_2(t) = \epsilon_2(t) \exp(i\omega_B t)$, $\mathbf{E}_2(t)$ 所携带的啁啾量为 $\beta = 0$ 。双脉冲序列的包络均选择高斯脉冲型, 在激光重复周期小于原子弛豫时间的情况下, 一序列脉冲激光入射到原子系统时, 激发态会产生粒子布居数逐渐积累现象。如图 2 (a) ~ (d) 分别展示了啁啾因子 β 为 -2 GH/ns , 0 GH/ns , 2 GH/ns , 10 GH/ns 时, 激发态 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 上的粒子布居几率 ρ_{22} 、 ρ_{33} , 以及二者粒子布居到达稳态后的振荡现象。从图 2 (a) ~ (b) 中可以直接观察得出, 布居值受到啁啾脉冲的影响, 振荡次数增加了, 并且到达稳态后的振荡持续时间发生了变化。由于该过程是在一定数量的脉冲作用下, 因此当脉冲的有效时间结束后, 啁啾量引起的 $|2\rangle$ 能态与 $|3\rangle$ 能态的布居值振荡幅度会逐渐减小, 最终趋于一个稳态值, 如图 2 (c)、(d)。将图 2 (a) 与 2 (c) 对比发现, 整个振荡过程一致的, 也就是说, 啁啾参量所带来的布居变化是与其符号无关的, 并没有影响到整个过程。因此, 为探究单脉冲序列啁啾因子对布居的调控, 取 β 为正数时逐渐增大的情况进行对比, 如图 2 (b) ~ (d) 所示。观察这几幅图发现, 没有施加啁啾时, 两个激发态布居

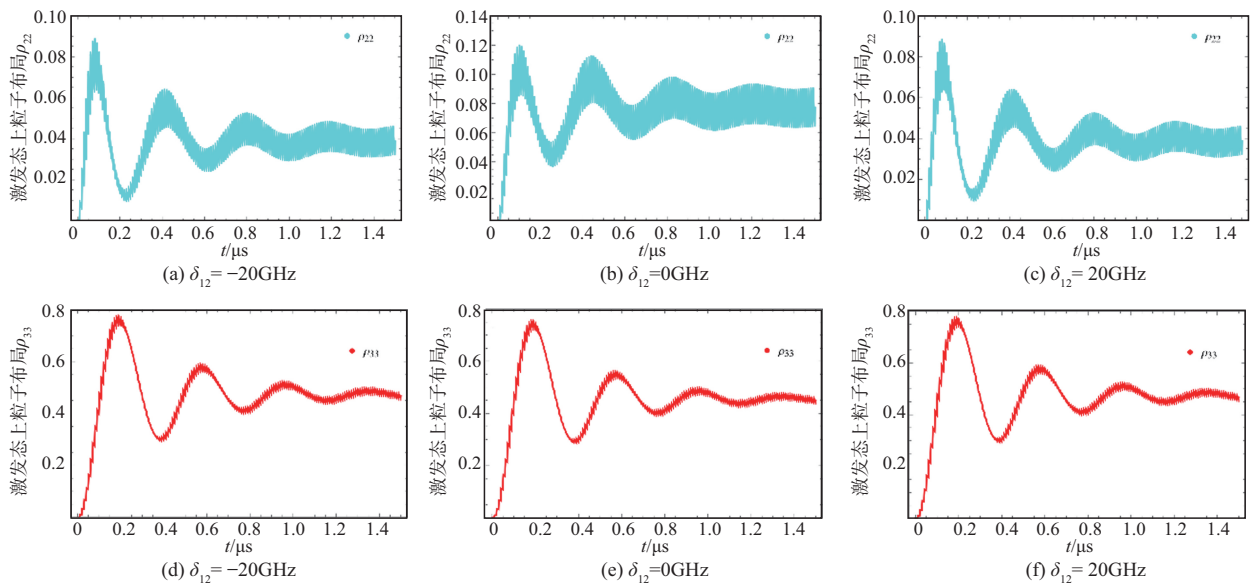
图 2 不同 β 对应激发态上的布居分布,以及到达稳态后的振荡现象

发生了很小的震荡之后就达到稳态,而向场 $E_1(t)$ 施加啁啾时,粒子布居的相干积累过程先是发生剧烈的振荡,然后趋于稳态的时间被延长,其原因是啁啾脉冲改变了的脉冲串的频率,从而对激发路径产生了干涉,使稳态的持续时间向后延迟。不断增大啁啾数,振荡的过程被缩短,且更快的到达稳态。值得注意的是, ρ_{22} 和 ρ_{33} 粒子布居在啁啾因子较大时(即图(2(d)))更早的达到了稳态,而图(2(c))中很显然未达到,这说明啁啾参数的增加使得该过程发生了变化。从另一角度讲,两个脉冲序列驱动下的跃迁过程产生了“竞争”,即啁啾因子使得 $E_1(t)$ 的驱动过程受到了抑制,进而使激发态上 ρ_{22} 和 ρ_{33} 布居振幅的间距扩大,这表

明合理的改变啁啾量能够对粒子布居的相干积累效应达到精确的调控。

2.2 探测光场 $E_1(t)$ 的两脉冲串相位相同,研究失谐量 δ_{12} 对相干积累及粒子布居的影响

通过啁啾因子和失谐量对量子路径的干涉调控,可以进一步实现高精度、高分辨率的相干布居转移,从而制备人们所需的量子态。当高斯脉冲序列的相位相同,且失谐量 $\delta_{13} = 0$,即能级从 $|3\rangle$ 到 $|1\rangle$ 的跃迁与驱动激光 $E_2(t)$ 为共振激发。在图 3 中,保持激光脉冲间隔、原子弛豫时间、啁啾因子参量一定时,改变其失谐量 δ_{12} 观察其粒子布居积累效应与积累振荡峰值变化。通过数值研究的结果表明,当失谐 $\delta_{12} = 0$ 时,粒子布居几率由于

图 3 不同失谐量 δ_{12} 对激发态上 ρ_{22} 、 ρ_{33} 粒子布居的影响

连续脉冲序列之间的相互作用，粒子开始从零往上发生积累，首次积累的最大峰值为 $\rho_{22}=0.09$ ，积累之后的粒子布居出现了整体振荡，如图 3 (b) 所示，在 $t=0\sim 1\mu\text{s}$ 之间振荡幅度尤为明显，该时间段内激发态 ρ_{22} 上出现的三次峰值分别为 0.121、0.112、0.096，可以看出，其峰值幅度依次减小，粒子布居振荡的幅度也逐渐降低，直至消失，后续的粒子布居将一直保持稳态现象，不会发生粒子数的转移。改变失谐参量 δ_{12} ，由图 3 (a) 和图 3 (b) 进行对比，可以发现 ρ_{22} 上粒子布居几率的振荡高峰的最大值发生了变化，由原来的 0.091 增加到 0.121，对应的第二次振荡高峰也发生了增加，粒子布居在稳态阶段的密集宽度也发生的变化，随着失谐 δ_{12} 的增加， ρ_{22} 粒子布居几率分布的密集宽度出现了变宽现象。从图 3 (a) 和 3 (c) 得到，其失谐量 δ_{12} 的正负与粒子布居振荡无关，只与其大小值有关。由图 3 (d)、3 (e)、3 (f) 可以看出，由于能级 $|3\rangle$ 到 $|1\rangle$ 之间的跃迁频率与激光场中心频率相同，改变其失谐量 δ_{12} ，对激发态 ρ_{33} 上的粒子布居积累效应几乎没有影响。由以上现象可知，失谐量 δ_{12} 对粒子布居的积累效应及其振荡幅度具有一定调制作用，随着失谐量的增加，其粒子布居积累的峰值会增加，粒子布居密集宽度会变宽。

2.3 驱动光场 $E_2(t)$ 的两脉冲串相位相同，研究失谐量 δ_{13} 对相干积累及粒子布居的影响

通过将激光脉冲场的中心频率与量子系统跃迁能级进行匹配时，调控其相关物理参量，就可以实现对量子态的相干操控。这一能力是实现量

子计算、量子模拟等信息处理任务的科学基础。接下来，选取两脉冲串的相位相同，并保持 $\delta_{12}=0$ ，即能级从 $|2\rangle$ 到 $|1\rangle$ 的跃迁与探测场 $E_2(t)$ 为共振激发。在图 4 中，通过数值研究的结果表明，失谐量 δ_{13} 影响激发态粒子布居 ρ_{22} 、 ρ_{33} 积累效应之后的振荡次数与峰值幅度。由图 4 (a-b) 所示，当改变失谐量 δ_{13} ，在 $t=0\sim 1.5\mu\text{s}$ 的时间刻度内，粒子布居几率在激发态 ρ_{22} 、 ρ_{33} 上第一次峰值高度为分别为 $\rho_{22}=0.125$ 、 $\rho_{33}=0.311$ 。随着失谐量的增加，即 $\delta_{13}=0$ 时， ρ_{22} 粒子布居几率的峰值高度从 0.125 减少到 0.12，且第一次与第二次峰值差距变大了。同时， ρ_{33} 粒子布居几率的峰值高度从 0.30 增加到 0.79。从图 4 (a) 与 4 (b) 的对比中，表明，失谐量的增大，会导致 ρ_{22} 上粒子布居峰值高度减少的同时，其粒子布居在 $t=0\sim 1.5\mu\text{s}$ 时间内的振荡幅度、粒子布居分布密集情况也发生显著的变化，即密度分布的密集宽度在整个脉冲串与原子相互作用过程中变得更加不均匀，也变得更宽了，其原因是脉冲序列的频率与共振频率发生了偏移，干涉路径被破坏，导致粒子布居降低了振荡幅度。而相对于 ρ_{33} 激发态随失谐量 δ_{13} 的变化，除粒子布居几率峰值的变化之外，其振荡的次数发生了减少，振荡幅度变得更大了，振荡趋于稳态的时间发生了提前。从图 4 (a) 与 4 (c)、4 (d) 与 4 (f) 可以看出，粒子布居积累效应中，不受正负失谐量的影响。以上数值模拟现象表明，原子系统与脉冲串相互作用时，满足粒子布居几率的能量守恒定律，失谐量 δ_{13} 对激发态 ρ_{22} 、 ρ_{33} 的积累与振荡幅度具有一定的影响。

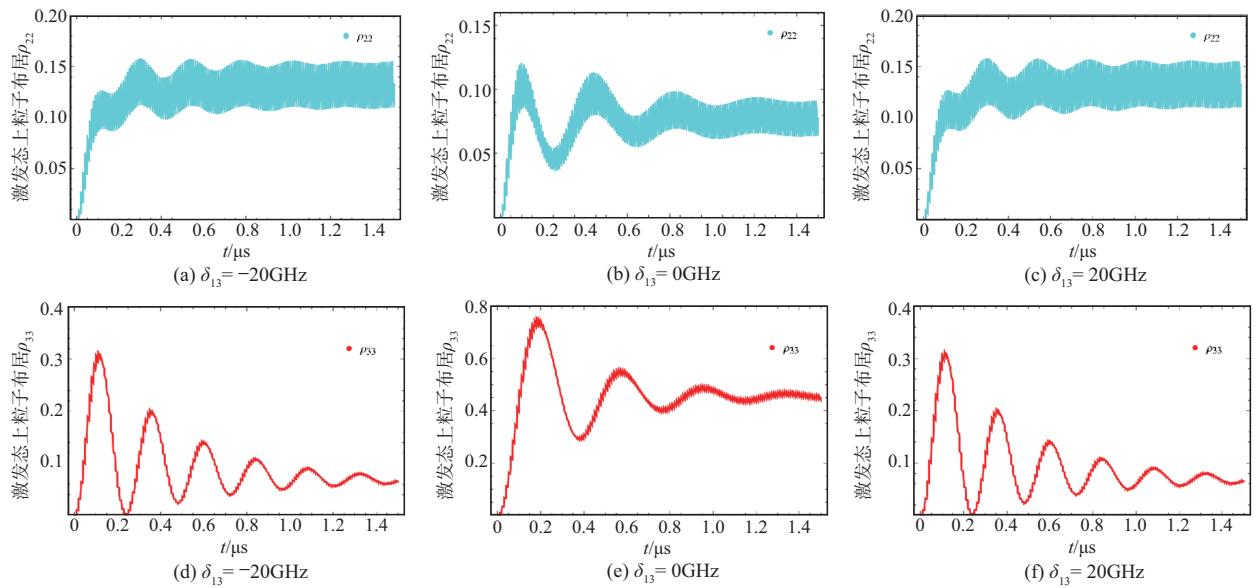


图 4 不同失谐量 δ_{13} 对激发态上 ρ_{22} 、 ρ_{33} 布居影响

3 结 论

高斯脉冲串属于周期性激发, 使该相互作用过程处于一个非平衡的动力学过程。脉冲串的间隔时间小于原子弛豫时间, 在这期间铷原子无法达到完全弛豫, 进而导致量子相干性在脉冲间累积, 同时每个脉冲都会重新触发拉比振荡, 即使粒子达到稳态, 仍会出现振荡现象。本文基于飞秒脉冲串与V型原子系统相互作用, 对粒子布居积累过程中的振荡幅度、粒子整体分布进行研究。通过采用四阶—龙格库塔法对密度矩阵元方程进行直接数值积分, 从而模拟激发态粒子布居几率随时间的变化。当脉冲序列的初相位、原子弛豫时间、激光重复周期等脉冲参量不变时, 分析了包络形式为高斯型的脉冲序列, 在啁啾量、不同跃迁能级与脉冲场之间的失谐量改变时, 研究了对粒子布居积累相干性和振荡幅度的影响。研究表明, 通过改变这些参量, 可以实现脉冲串作用下的粒子布居几率振荡次数和积累效应的相干控制, 研究结果可在激光测距、光谱分析、量子调控等方面得到应用。

参考文献:

- [1] Pan Y, Liu Y, Ma T, et al. Generation of Sub-50 fs pulses from a 50 MHz Dispersion-managed figure-9 mode-locked fiber laser[J]. *Optical Fiber Technology*, 2025, 93:104278—104278.
- [2] Xu H, Zhang L, Yao Y, et al. Filtering dynamics of an interference comb filter in a ytterbium-doped mode-locked fiber laser[J]. *Scientific Reports*, 2025, 15(1):11286—11286.
- [3] Jia L, Zhang F, Qu X. High-precision nanosecond ranging based on optical frequency comb time-stretch resampling[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2025, 186:108827—108827.
- [4] Lu C, Wu X, Wen W, et al. Discrete and parallel frequency-bin entanglement generation from quantum frequency comb[J]. *Advanced Quantum Technologies*, 2024, 8(3):2400229—2400229.
- [5] Guo Y, Zhao J, Cao L, et al. Quantum-state engineering using enhanced tripartite interactions in atom-photon-phonon hybrid systems[J]. *Chinese Physics B*, 2025, 34(2):024203—024203.
- [6] Ismael H S, Fardin K. On quantum states generated from interacting oscillators[J]. *Chinese Journal of Physics*, 2022, 79:161—172.
- [7] 张存, 王渊博, 郑欣欣, 等. 中空双曲正弦高斯光束在光折变介质中的传输特性[J]. *光学技术*, 2023, 49(04):459—462.
Zhang Cun, Wang Yuanbo, Zheng Xinxin, et al. Propagation properties of hollow sinh-Gaussian beams in photorefractive media[J]. *Optical Technique*, 2023, 49(04):459—462.
- [8] A. R G. Laser-induced molecular plasma: a medium for high-order harmonics generation of ultrashort pulses[J]. *International Journal of Molecular Sciences*, 2022, 23(14):7613—7613.
- [9] Xu L, Spielmann Ch, Poppe A, et al. Route to phase control of ultrashort light pulse[J]. *Optics Letters*, 1996, 21(24):2008—2010.
- [10] Felinto D, Bosco C A C, Acioli H L, et al. Accumulative effects in temporal coherent control[J]. *Physical Review A*, 2001, 64(6):063413.
- [11] 蔡勋明, 范梦慧. 三能级原子与少周期脉冲串作用中的相干布居捕获[J]. *光子学报*, 2013, 42(2):209—213.
Cai Xunming, Fan Menghui. Coherent population trapping of a three-level atom interacting with few cycle pulse train[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, 42(2):209—213.
- [12] Buica G. Quantum interference effects in a Λ -type atom interacting with two short laser pulse trains[J]. *The European Physical Journal*, 2014, 8(10):1—8.
- [13] Hua D N, Shuo W, Shen W Z, et al. Steering population transfer of the Na₂molecule by an ultrashort pulse train[J]. *Laser Physics*, 2018, 28(5):056001—056001.
- [14] 郭裕, 刘鹏飞, 束传存. 光学调控非对称双量子点系统的相干布居转移[J]. *光学学报*, 2022, 42(23):188—195.
Guo Yu, Liu Pengfei, Shu Chuancun. Optical control of coherent population transfer in asymmetric double quantum-dot system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(23):188—195.
- [15] Cin D P, Henriksen E N. Population transfer between degenerate continuum states via impulsive stimulated Raman scattering: application to the control of HOD photofragmentation[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics: PCCP*, 2024, 26:29846—29852.
- [16] Wang B B, Li Y, Jing H S, et al. Coherent control of the efficient ladder-type population transfer by four-color harmonic laser pulses[J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2025, 162(10):104306.
- [17] 朱清时, 史强. 激光场中的量子跃迁动力学[M]. 合肥: 安徽教育出版社, 2004:91—93.
zhu Qingshi, Shi Qiang. Quantum transition dynamics in laser field[M]. Hefei: Anhui Education Publishing House, 2004:91—93.
- [18] 石顺祥, 陈国夫, 赵卫, 等. 非线性光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003:229—242.
Shi Shunxiang, Chen Guofu, Zhao Wei, et al. Non-linear optics[M]. Xian: Xian University of Electronic Science and Technology Press, 2003:229—242.
- [19] Felinto D, Bosco C, Acioli H, et al. Coherent accumulation in two-level atoms excited by a train of ultrashort pulses[J]. *Optics Communications*, 2002, 215(2003):69—73.
- [20] 王振东, 梁变, 刘中波, 等. 飞秒啁啾 Gauss 型脉冲在稠密 Λ 型三能级原子介质中的传播[J]. *物理学报*, 2010, 59(10):7041—7049.
Wang Zhendong, Liang Bian, Liu Zhongbo, et al. Propagation of femtosecond chirped Gaussian pulse in dense three-level Λ -type atomic medium[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(10):7041—7049.
- [21] Tan X, Wang Z D, Wang L, et al. Relative carrier-envelope phase dependence of resonant propagation of two-colour femtosecond pulses in V-type atomic medium[J]. *Chinese Physics B*, 2010, 19(06):353—359.
- [22] Felinto D, Acioli L H, Vianna S S. Accumulative effects in the coherence of three-level atoms by femtosecond-laser frequency combs[J]. *Physical Review A*, 2004, 70(4):043403.