

激光与光电子学进展

双光场作用下的粒子数布居反转

张贵银^{1*}, 武晓蕊¹, 李松涛¹, 郑海明²¹华北电力大学数理系, 河北 保定 071003;²华北电力大学机械工程系, 河北 保定 071003

摘要 采用开放的梯形三能级原子模型及密度矩阵方程理论, 数值模拟了不同参数条件下, 双色双光场多光子电离过程中粒子数布居随时间的变化。发现两束激光频率失谐量均为零时, 基态、第一、第二共振态粒子数布居随时间呈现振幅减小的拉比振荡, 第一共振态布居振荡的频率是基态和第二共振态布居振荡频率的两倍, 第二共振态和基态之间可存在较大粒子数布居反转, 为实现短波长脉冲相干光输出提供了可能, 且激光拉比频率越高, 布居振荡频率及粒子数布居反转差值越大。两束激光同步作用于系统, 亦有利于粒子数布居反转。

关键词 非线性光学; 双共振多光子电离; 密度矩阵方程; 布居反转; 时间延迟

中图分类号 O433.54

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP220733

Population Inversion Under Driven of Double Laser Fields

Zhang Guiyin^{1*}, Wu Xiaorui¹, Li Songtao¹, Zheng Haiming²¹School of Mathematics and Physics, North China Electric Power University, Baoding 071003, Hebei, China;²Department of Mechanical Engineering, North China Electric Power University, Baoding 071003, Hebei, China

Abstract Based on the open trapezoidal three-energy level atomic model and density matrix equation theory, the variation of population with time during double-color and double-resonant enhanced multiphoton ionization is numerically simulated under different parameters. When the frequency detuning of two lasers is zero, the populations of the ground as well as first- and second-excited states exhibit damping Rabi oscillation with time. The oscillation frequency of the population distributed in the first-excited state is twice that in the ground and second-excited states. Large population inversion occurs between the second-excited and ground states and exhibits the possibility for the output of coherent light with short wavelengths. Furthermore, the oscillation frequency and population inversion increase with Rabi frequency. Population inversion is evident as the two lasers become synchronous.

Key words nonlinear optics; double resonance multiphoton ionization; density matrix equation; population inversion; time delay

1 引言

共振增强多光子电离(REMPI)光谱技术^[1]以其选择性好、探测灵敏度高、时间响应快、能量阈值低等诸多优点而成为分子光谱^[2-3]、分析化学^[4]、态分辨探测^[5]、光电离解离动力学^[6-7]、同位素分离^[8]等研究领域进行基础研究和应用研究非常有用的工具, 尤其是与其他技术如质谱^[9]、光电子谱^[10]、超声射流冷却^[11]、零动能光电子谱^[12]等光谱探测技术的结合应用, 使得 REMPI 的研究工作开始逐步向高精度和细结构方向

发展。REMPI技术的实际应用多以粒子的饱和激发和饱和电离为前提, 大量研究工作对不同体系的多光子电离动力学过程^[13]进行了详细研究, 以便于实际应用中确定提高激发和电离几率的方案。研究发现在一定条件下, REMPI过程中存在吸收透明现象^[14-15], 此时不利于粒子的激发和电离, 应尽量避免。文献^[16]在含时薛定谔方程理论框架下探讨了各种参数对激光共振电离效率的影响, 给出了基于窄带激光激励电离的激光共振电离质谱同位素分析的光致电离方案。

由于粒子高激发态能级比较密集, REMPI过程中

收稿日期: 2022-02-14; 修回日期: 2022-04-07; 录用日期: 2022-05-30; 网络首发日期: 2022-06-09

基金项目: 国家自然科学基金(11174078)、河北省自然科学基金(A2019502044)

通信作者: *gyzhang65@aliyun.com

通常经过多个共振态电离, 所得 REMPI 光谱结构十分复杂, 为态分辨探测及光电离解离动力学研究带来困难。为了克服该弊端, 实验发展了双色双 REMPI (DCDREMPI) 光谱技术^[17-18], 该技术采用不同频率的泵浦和探测光, 粒子首先吸收泵浦光, 共振跃迁至第一共振态, 而后吸收探测光经第二共振态而电离。与单色 REMPI 相比, DCDREMPI 一方面通过泵浦光提高了光谱跃迁的台阶, 可达到简化电离光谱结构的目的^[19-20]。另一方面, 可很大程度上降低对实验设备指标的要求。例如, 若用一束激光直接将基态粒子电离, 需要激光器的输出功率足够大, 或波长比较短; 而用两束不同频率的激光相互配合使用, 则不需要输出功率非常高的激光器就可以将基态粒子电离。DCDREMPI 光谱技术通常用于基于光谱分析的研究领域, 相关研究报道相对普通 REMPI 比较少。为了拓宽其可能的应用领域, 需对其动力学过程进行深入研究。

本文基于光和物质相互作用的密度矩阵方程理论, 对不同参数条件下, DCDREMPI 过程中各能态粒子数布居随时间的演化进行理论分析, 探讨 REMPI 技术可能的新应用。

2 双色双共振多光子电离模型

在双色双共振多光子电离过程中, 物质系统和两束不同频率的激光(泵浦和探测光)相互作用, 通过两个共振能级而电离, 该过程可用图 1 所示的四能级系统模型来描述。图中 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 和 $|i\rangle$ 分别表示基态、第一、第二共振态和电离态; 频率为 ω_1 的泵浦光诱导频率为 ω_{21} 的能级跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, 频率为 ω_2 的探测光诱导频率为 ω_{32} 的能级跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$; Γ_{21} 和 Γ_{32} 分别为

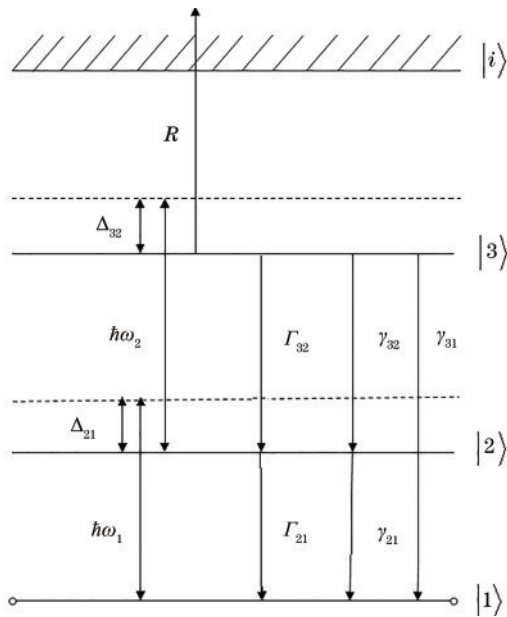


图 1 双共振多光子电离模型

Fig. 1 Double resonance multiphoton ionization model

能级 2、3 的纵向弛豫速率; γ_{21} 、 γ_{31} 和 γ_{32} 为横向弛豫速率。由在实际应用中, REMPI 技术通常在低气压条件下进行, 横向弛豫速率对能级布居的影响很小, 可以忽略。R 为粒子从第二共振能级电离的速率。 $\Delta_{21} = \omega_{21} - \omega_1$ 、 $\Delta_{32} = \omega_{32} - \omega_2$ 分别为泵浦光和探测光的频率失谐量。由密度矩阵方程理论, 在旋转波近似的条件下, 该系统与能级布居相关的密度矩阵方程组^[21]可写为

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = i \frac{\Omega_{21}}{2} (\rho_{21} - \rho_{12}) + \Gamma_{21} \rho_{22}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = i \frac{\Omega_{32}}{2} (\rho_{32} - \rho_{23}) + i \frac{\Omega_{21}}{2} (\rho_{12} - \rho_{21}) + \Gamma_{32} \rho_{33} - \Gamma_{21} \rho_{22}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = i \frac{\Omega_{32}}{2} (\rho_{23} - \rho_{32}) - \Gamma_{32} \rho_{33} - R \rho_{33}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} = d_{32} \rho_{32} - i \frac{\Omega_{32}}{2} (\rho_{33} - \rho_{22}) - i \frac{\Omega_{21}}{2} \rho_{31} - \frac{R}{2} \rho_{32}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = d_{31} \rho_{31} + i \frac{\Omega_{32}}{2} \rho_{21} - i \frac{\Omega_{21}}{2} \rho_{32} - \frac{R}{2} \rho_{31}, \quad (5)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = d_{21} \rho_{21} - i \frac{\Omega_{21}}{2} (\rho_{22} - \rho_{11}) + i \frac{\Omega_{32}}{2} \rho_{31}, \\ \rho_{ii} = 1 - \rho_{11} - \rho_{22} - \rho_{33} \end{cases} \quad (6)$$

式中: $d_{32} = i\Delta_{32} - \gamma_{32}$; $d_{31} = i\Delta_{31} - \gamma_{31}$; $d_{21} = i\Delta_{21} - \gamma_{21}$ 为复失谐量; $\Omega_{ij} = \mu_{ij} E_0 / \hbar$ 是相干场与原子系统相互作用的拉比频率; μ_{ij} 是能级 $|i\rangle$ 、 $|j\rangle$ 之间的偶极跃迁矩阵元; 密度矩阵对角矩阵元 ρ_{ii} 对应 $|i\rangle$ 能级的粒子数布居; 非对角矩阵元 ρ_{32} 的实部和虚部分别反映系统对探测场的色散和吸收特性。

3 数值模拟及分析讨论

对于脉冲激光器, 输出多为高斯型脉冲, 所以数值模拟过程中取两束激光脉冲均为高斯型脉冲, 将拉比频率表示为

$$\Omega_{ij} = \Omega_{ij0} \exp \left[- (t - t_0)^2 / (\tau_{ij}/2)^2 \right], \quad (7)$$

式中: Ω_{ij0} 为拉比频率幅值; t_0 是激光脉冲中心相对初始时刻的延迟时间; τ_{ij} 为激光的脉冲宽度。设弛豫速率 $\Gamma_{21} = \Gamma_{32} = R = 0.5$ GHz, $\gamma_{21} = \gamma_{31} = \gamma_{32} = 0.01$ GHz, 数值模拟不同激光参数情况下各能态粒子数布居的时间演化。

3.1 不同激光脉宽条件下各能态粒子数布居随时间的变化

取两束激光脉冲的延迟时间 $t_{10} = t_{20} = 10$ ns, 频率失谐量 $\Delta_{21} = \Delta_{32} = 0$, 拉比频率幅值为 $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 2$ GHz。图 2 为不同激光脉冲宽度条件下, 各能态粒子数布居随时间的变化。其中图 2(a) 和 2(b) 分别对应激光脉冲宽度 $\tau_{21} = \tau_{32} = \tau = 5$ ns 和 $\tau_{21} = \tau_{32} = \tau = 10$ ns, 曲线 (1)、(2)、(3) 和 (4) 分别表示基态、第

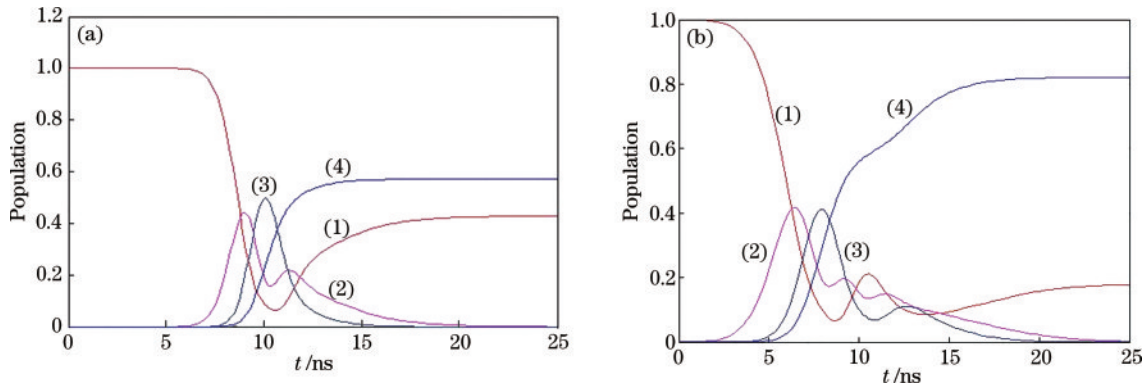


图 2 不同激光脉宽条件下各能态粒子数随时间的变化。(a) $\tau_{21} = \tau_{32} = 5 \text{ ns}$; (b) $\tau_{21} = \tau_{32} = 10 \text{ ns}$ ($t_{10} = t_{20} = 10 \text{ ns}$, $\Delta_{21} = \Delta_{32} = 0$, $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 2 \text{ GHz}$)

Fig. 2 Variation of population of each energy state with time as laser pulse duration takes different values. (a) $\tau_{21} = \tau_{32} = 5 \text{ ns}$; (b) $\tau_{21} = \tau_{32} = 10 \text{ ns}$ ($t_{10} = t_{20} = 10 \text{ ns}$, $\Delta_{21} = \Delta_{32} = 0$, $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 2 \text{ GHz}$)

一、第二共振态粒子数和电离粒子数随时间的变化。

由图 2(a)和 2(b)中曲线(1)、(2)、(3)可看出,基态、第一、第二共振态粒子数布居随时间呈拉比振荡的特征,第二共振态粒子数布居变化的初始时刻相对于第一共振态存在时间延迟;脉宽越大,拉比振荡持续的时间越长。给定激光脉宽条件下,各能态粒子数布居不仅呈现振荡行为,而且基态和第二共振态粒子数的振荡频率相等,第一共振态粒子数布居的振荡频率近似为上、下能态振荡频率的两倍;第一共振态粒子数第一次达到最大值时对应的粒子数和基态粒子数相等,之后第一共振态和基态之间出现粒子数布居反转,直至两能态粒子数再次相等,随着时间的延长,两能态之间周期性出现粒子数布居反转;当第二共振态粒子数最多时,基态和第一共振态粒子数接近最少,能级彼此之间出现粒子数布居反转,且第二共振态和基态粒子数之差达到最大,此时若诱导第二共振态的受激粒子发生受激辐射,可实现较强相干光的输出,且输出光波长小于两束激发光波长(泵浦和探测光的和频输出)。对应第二共振态粒子数取最大值时,电离粒子数曲线(4)斜率最大,即此时电离产额随时间增长速率最快。激光作用结束后,随时间延长,第一、二共振态布居粒子数逐渐减小为 0,部分粒子布居在基态,部分被电离,脉宽越大,电离粒子数也越多。

粒子数布居随时间的变化,起因于两束激光和粒子的相互作用。当激光开始作用时,基态粒子吸收泵浦光子跃迁到第一共振态,使得基态粒子数减少而第一共振态粒子数增多;布居于第一共振态的粒子再吸收探测光光子,跃迁到第二共振态,经第二共振态进一步被电离,所以随着时间的推移,各能态粒子数将依次达到最大值。第一共振态粒子数布居达最大值后,由于探测光的抽空和弛豫,粒子数布居逐渐减小;而第二共振态粒子数布居逐渐增加直至最大值,之后由于弛豫和电离过程,第二共振态粒子数减少,基态和电离粒子数增加,此时由于泵浦光的作用和第二共振态布居粒

子数的弛豫,第一共振态粒子数布居增大。由于激光脉冲为高斯型,此时激光作用较弱,使粒子数布居的拉比振荡幅值逐渐减小。激光作用结束后,随时间延长,各能态粒子数布居趋于稳定值。激光脉宽越大,激光和粒子相互作用的时间越长,各能态粒子数布居变化的时间越长,期间电离的粒子越多,电离产额越大。由于第一共振态通过两束激光与上下态关联,致使其粒子数布居的振荡频率近似为上、下态的两倍。

3.2 拉比频率对粒子数布居反转的影响

上述模拟结果显示,双光场作用下的 DCDREMPI 过程,会出现明显的粒子数布居反转,可实现泵浦、探测光的和频输出。激光脉冲宽度对布居反转无太大影响。为了观测激光强度对布居反转的影响,仍然取两束激光的延迟时间 $t_{10} = t_{20} = 10 \text{ ns}$, 频率失谐量 $\Delta_{21} = \Delta_{32} = 0$, 固定脉宽 $\tau_{21} = \tau_{32} = 10 \text{ ns}$, 拉比频率分别为 $\Omega_{210} = \Omega_{320} = 1 \text{ GHz}$ 、 $\Omega_{210} = \Omega_{320} = 3 \text{ GHz}$ 的条件下,各能态粒子数布居随时间的变化如图 3(a)和 3(b)所示。图 3 中曲线(1)、(2)、(3)和(4)分别表示基态、第一、第二共振态和电离态粒子数随时间的变化。可发现粒子数布居随时间变化的周期性特征与图 2 相似,由于激光脉宽固定,所以粒子数布居周期性变化的时间范围不变,结合图 2(b)可发现,固定激光脉宽条件下,随拉比频率的增加,粒子数布居的拉比振荡频率增大,且振荡频率始终等于拉比频率,粒子数布居反转随拉比频率的增加而增大。这是因为拉比频率越大,激光强度越大,激光光子数越多,粒子吸收和释放光子的几率增大,有更多粒子可快速吸收光子达到最大值,使得粒子数布居反转随拉比频率的增加而增大,同时粒子数布居随时间周期性变化的频率及电离粒子数增大。

3.3 脉冲延迟时间对粒子数布居的影响

令两束激光脉冲宽度 $\tau_{21} = \tau_{32} = 10 \text{ ns}$, 失谐量 $\Delta_{32} = \Delta_{21} = 0$, 拉比频率幅值 $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 2 \text{ GHz}$, 探测光相对初始时刻 $t = 0$ 的时间延迟为 $t_{20} = 10 \text{ ns}$,

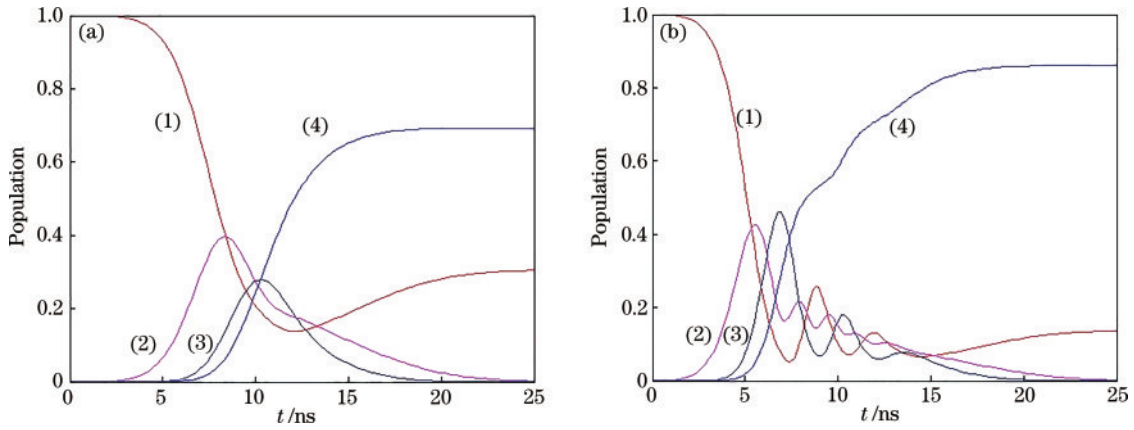


图 3 不同拉比频率条件下各能级粒子数随时间的变化。(a) $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 1 \text{ GHz}$; (b) $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 3 \text{ GHz}$ ($t_{10} = t_{20} = 10 \text{ ns}$, $\Delta_{21} = \Delta_{32} = 0$, $\tau_{21} = \tau_{32} = 10 \text{ ns}$)
 Fig. 3 Variation of population of each energy state with time as Rabi frequency takes different values. (a) $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 1 \text{ GHz}$; (b) $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 3 \text{ GHz}$ ($t_{10} = t_{20} = 10 \text{ ns}$, $\Delta_{21} = \Delta_{32} = 0$, $\tau_{21} = \tau_{32} = 10 \text{ ns}$)

不同延迟时间条件下,各能态粒子数布居随时间的变化如图 4 所示。其中图 4(a)~4(e) 分别对应泵浦光相对于初始时刻 $t=0$ 的时间延迟为 $t_{10} = 6 \text{ ns}$ 、 $t_{10} = 8 \text{ ns}$ 、 $t_{10} = 10 \text{ ns}$ 、 $t_{10} = 12 \text{ ns}$ 、 $t_{10} = 14 \text{ ns}$, 即两束激光的相对延迟时间依次为 $\Delta t = -4 \text{ ns}$ 、 $\Delta t = -2 \text{ ns}$ 、 $\Delta t = 0$ 、 $\Delta t = 2 \text{ ns}$ 、 $\Delta t = 4 \text{ ns}$, 曲线 (1)、(2)、(3) 和 (4) 仍然表示基态、第一、第二共振态和电离态粒子数随时间的变化。

由图 4(a)~4(d) 中曲线 (1)、(2)、(3) 可看出, 基态、第一、第二共振态粒子数布居随时间仍呈振荡变化的特征, 当探测光滞后于泵浦光时, 基态、第一共振态粒子数布居的振荡特征更明显, 两能态粒子数布居的振荡频率相同, 且基态和第一共振态布居粒子数随

时间的变化出现互补性, 即基态粒子数最少时, 第一共振态粒子数最多; 第二共振态和基态之间不出现明显的粒子数布居反转, 不易实现泵浦和探测光的和频输出。当探测光和泵浦光时间同步时, 第二共振态和基态之间的粒子数布居反转最明显, 电离粒子数的饱和值最大; 并且出现第一共振态粒子数的振荡频率近似为上、下能态振荡频率两倍的特点。当探测光超前于泵浦光时, 随两束脉冲光延迟时间增大, 粒子数布居反转现象及布居随时间的振荡行为逐渐减弱, 当探测光超前于泵浦光 4 ns 时, 粒子数布居的振荡行为消失, 电离率最小。

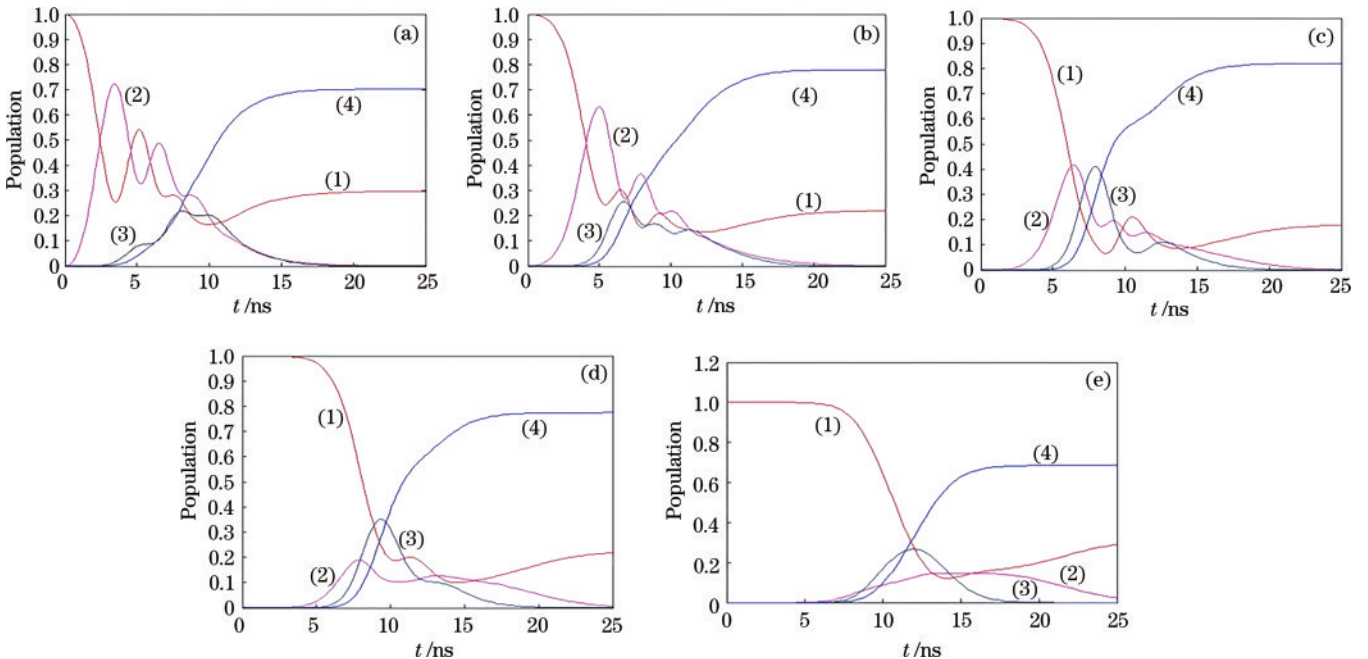


图 4 不同相对时间延迟条件下各能态粒子数随时间的变化。(a) $\Delta t = -4 \text{ ns}$; (b) $\Delta t = -2 \text{ ns}$; (c) $\Delta t = 0$; (d) $\Delta t = 2 \text{ ns}$; (e) $\Delta t = 4 \text{ ns}$ ($\Delta_{21} = \Delta_{32} = 0$, $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 2 \text{ GHz}$, $\tau_{21} = \tau_{32} = 10 \text{ ns}$)
 Fig. 4 Variation of population of each energy state with time as relative delay time takes different values. (a) $\Delta t = -4 \text{ ns}$; (b) $\Delta t = -2 \text{ ns}$; (c) $\Delta t = 0$; (d) $\Delta t = 2 \text{ ns}$; (e) $\Delta t = 4 \text{ ns}$ ($\Delta_{21} = \Delta_{32} = 0$, $\Omega_{210} = \Omega_{320} = \Omega_0 = 2 \text{ GHz}$, $\tau_{21} = \tau_{32} = 10 \text{ ns}$)

两束脉冲光的相对延迟时间对各能态粒子数布居动力学行为有很大影响。当探测光滞后于泵浦光时,基态粒子吸收泵浦光能量,跃迁至第一共振激发态,此时由于不存在探测光的抽空作用,粒子在两个能态的布居呈现二能级系统的特征。随探测光的加入及强度的增大,布居于第一共振激发态的粒子部分被激发至第二共振态,导致基态和第一激发态之间粒子数布居振荡的幅度逐渐减小,探测光作为一干扰因素,影响粒子在基态和第一激发态之间的布居,如图 4(a)、4(b)所示;当泵浦、探测光同步时,若拉比频率取最大值,可把更多粒子激发至第二共振态,此时第二共振态和基态间可形成最大粒子数布居反转,通过第二共振态的电离率最大,如图 4(c)所示;当探测光超前于泵浦光时,由于初始一段时间,布居于基态的粒子不能吸收合适频率的激发光子实现跃迁,所以激发态粒子数布居发生变化的时刻滞后于图 4(a)和 4(b)情形,如图 4(d)、4(e)所示。当探测光发生作用时,激发至第一共振态的粒子可被探测光及时抽空,所以图 4(d)、4(e)中曲线(3)的最大值大于曲线(2)的最大值;图 4(e)还显示,若探测光超前于泵浦光 4 ns,由于探测光的抽空作用,第一共振态的粒子布居增加缓慢,当第一共振态的粒子达到最大值时,探测光脉冲已结束,受激粒子不能被进一步激发到第二共振态而电离,所以电离率较低。此时激发至第一共振态的粒子只能以自发辐射的方式退激发,尽管此时泵浦光仍然发生作用,但其强度在逐渐减小,受激吸收的粒子数少于自发辐射的粒子数,所以第一共振态的粒子数缓慢减少,不再出现振荡。

由于两束激光的相对延迟对粒子数布居有很大影响,当两束激光同步时,第二共振态和基态间粒子数布居反转最明显。实际应用中,可根据对粒子数布居的要求调整两束光的延迟时间。

4 结 论

采用光和开放的三能级系统相互作用模型,通过对不同条件下,DCDREMPI过程中各能态粒子数布居随时间变化规律的数值模拟发现,粒子数布居随时间的变化与激光参数及激光延迟时间密切相关。当两束激光脉冲拉比频率较大、共振且同步作用于三能级系统时,基态、第一、第二共振态粒子数布居随时间呈现振幅减小的拉比振荡,第二共振态和基态之间可存在较大的粒子数布居反转,若诱导第二共振态的受激粒子发生向基态的受激辐射,可实现泵浦和探测光的和频相干光输出。由于泵浦和探测光周期性作用于系统,在每个作用周期内,都会对应出现粒子数布居反转差值最大的时刻,所以该和频输出为周期性的脉冲相干光。该研究结果可为实现短波长脉冲相干光输出提供参考。另外,由于激光频率、脉冲延迟、脉宽、强度对 REMPI 过程粒子数布居及电离率有极大影响,所以在

REMPI技术的实际应用中,应根据需要选取合适的激光参数。

参 考 文 献

- [1] 陆同兴, 路铁群. 激光光谱技术原理及应用[M]. 2版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2009.
Lu T X, Lu Y Q. Principle and application of laser spectroscopy[M]. 2nd ed. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2009.
- [2] Benda J, Gorfinkiel J D, Mašin Z, et al. Perturbative and nonperturbative photoionization of H₂ and H₂O using the molecular R-matrix-with-time method[J]. Physical Review A, 2020, 102(5): 052826.
- [3] Zhao S F, Liu L, Zhou X X. Multiphoton and tunneling ionization probability of atoms and molecules in an intense laser field[J]. Optics Communications, 2014, 313: 74-79.
- [4] Galea C A, Shneider M N, Gragston M, et al. Coherent microwave scattering from xenon resonance-enhanced multiphoton ionization-initiated plasma in air[J]. Journal of Applied Physics, 2020, 127(5): 053301.
- [5] Germann M, Willitsch S. Fine- and hyperfine-structure effects in molecular photoionization. II. Resonance-enhanced multiphoton ionization and hyperfine-selective generation of molecular cations[J]. The Journal of Chemical Physics, 2016, 145(4): 044315.
- [6] Stroe M C, Fifirig M. Ionization of hydrogen chloride in few-cycle intense laser pulses[J]. Optik, 2020, 202: 163661.
- [7] de Silva A H N C, Atri-Schuller D, Dubey S, et al. Using circular dichroism to control energy transfer in multiphoton ionization[J]. Physical Review Letters, 2021, 126(2): 023201.
- [8] Li A D, Imasaka T K, Uchimura T, et al. Analysis of pesticides by gas chromatography/multiphoton ionization/mass spectrometry using a femtosecond laser[J]. Analytica Chimica Acta, 2011, 701(1): 52-59.
- [9] Kösling P, Rürger C P, Schade J, et al. Vacuum laser photoionization inside the C-trap of an orbitrap mass spectrometer: resonance-enhanced multiphoton ionization high-resolution mass spectrometry[J]. Analytical Chemistry, 2021, 93(27): 9418-9427.
- [10] Müller A D, Kutscher E, Artemyev A N, et al. Photoelectron circular dichroism in the multiphoton ionization by short laser pulses. III. Photoionization of fenchone in different regimes[J]. Journal of Chemical Physics, 2020, 152(4): 044302.
- [11] Philis J G. Resonance-enhanced multiphoton ionization spectra of jet-cooled methanol and ethanol[J]. Chemical Physics Letters, 2007, 449(4/5/6): 291-295.
- [12] Harthcock C L, Zhang J, Kong W. Resonantly enhanced multiphoton ionization and zero kinetic energy photoelectron spectroscopy of benzopyrene[J]. Chemical Physics Letters, 2013, 556: 23-28.
- [13] Makdisi Y, Kokaj J, Afrousheh K, et al. Multiphoton laser ionization for energy conversion in Barium vapor[J]. Optics Communications, 2013, 290: 95-99.

- [14] Zhang G Y, Li H P, Jin Y D, et al. Investigation on the transparency of resonant absorption in the process of resonance-enhanced multiphoton ionization[J]. *Optics Communications*, 2013, 308: 43-48.
- [15] 李洪阳, 黄巍, 张玉婷, 等. 基于铋化锑太赫兹超材料可调谐的电磁感应透明[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(5): 0530002.
Li H Y, Huang W, Zhang Y T, et al. Tunable electromagnetically induced transparency based on indium antimonide terahertz metamaterial[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(5): 0530002.
- [16] 李志明, 朱凤蓉, 邓虎, 等. 激光脉冲延时方案对原子多步共振光致电离的影响[J]. *原子与分子物理学报*, 2006, 23(2): 185-191.
Li Z M, Zhu F R, Deng H, et al. The effect of laser pulse time-delayed scheme in multistep resonance photoionization of atoms[J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2006, 23(2): 185-191.
- [17] Ma X M, Zhou Y M, Li N, et al. Attosecond control of correlated electron dynamics in strong-field nonsequential double ionization by parallel two-color pulses[J]. *Optics & Laser Technology*, 2018, 108: 235-240.
- [18] Maul J, Eberhardt K, Huber G, et al. Multi-color resonance ionization of laser ablated gadolinium at high laser power[J]. *Optics Communications*, 2005, 256(4/5/6): 364-372.
- [19] Zhang G Y, Jin Y D. Theoretical analysis on the efficiency of optical-optical double-color double-resonance multiphoton ionization[J]. *Chinese Optics Letters*, 2009, 7(11): 971-974.
- [20] LaForge A C, Son S K, Mishra D, et al. Resonance-enhanced multiphoton ionization in the X-ray regime[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(21): 213202.
- [21] Fan X, Liu C, Tian S, et al. Doppler-enhanced gain in an open ladder inversionless lasing system[J]. *Journal of Modern Optics*, 2004, 51(3): 399-407.