

四能级梯形原子系统中基于原子相干的频率上转换

张 冰^{1,2,3} 张理达^{1,2} 杨昕卉³ 高锦岳^{1,2}

(¹ 吉林大学物理学院, 吉林 长春 130023; ² 教育部相干光与原子分子重点实验室, 吉林 长春 130023)
³ 牡丹江师范学院物理系, 黑龙江 牡丹江 157012

摘要 在四能级梯模型系统中通过两个连续相干场作用, 建立起基态和中间激发态之间的相干和粒子数转换。稳态条件下, 注入脉冲探测场, 通过受激拉曼作用, 获得较短波长的反斯托克斯激光信号。通过数值计算和理论分析, 得出获得最大频率转换效率的必要条件, 研究分析了两相干场的强度和探测场的脉宽、强度失谐等因素以及原子的各项参数对频率转换效率的影响。

关键词 原子相干; 频率转换; 效率; 短波长激光

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS200929s1.0026

Frequency Conversion Based on Atomic Coherence in a Four-Level Ladder Atomic System

Zhang Bing^{1,2,3} Zhang Lida^{1,2} Yang Xinhui³ Gao Jinyue^{1,2}

¹ College of Physics, Jilin University, Changchun, Jilin 130023, China

² Key Laboratory of Coherent Light, Atomic and Molecular Spectroscopy, Educational Ministry of China, Changchun, Jilin 130023, China

³ Department of Physics, Mudanjiang Teachers College, Mudanjiang, Heilongjiang 157012, China

Abstract A four-level ladder atomic system, driven by two continued fields, is considered. We show that higher coherence and population transfer can be created between the ground state and the middle excited state. The short wavelength signal can be obtained by stimulated Raman effect when the probe pulse is employed on the high excited state under steady condition. We show the condition for maximum frequency conversion efficiency by numerical simulation and theoretical analysis, and investigate the influences of the intensity of the two coherent fields, the pulsewidth, the detuning and the various parameters of the atoms on the frequency conversion efficiency.

Key words atomic coherence; frequency conversion; efficiency; short wavelength laser

1 引 言

获得紫外或更短波段的激光振荡是人们多年来一直致力于研究和解决的问题, 曾经提出了一些有效的方法和手段, 如通过强相干驱动场产生的原子相干实现无反转增益^[1~5], 非线性介质的频率转换效应等^[6~12]。最近研究表明基于相干辐射的非线性频率转换技术为获得紫外区域的短波长激光提供了强有力的工具^[10]。利用电磁感应光透明可在三能级原子系统中产生高效的拉曼散射信号, 因此制

备原子系统的电磁感应光透明^[5~7]是获得较高的频率转换效率的根本条件, 而这种技术通常是在反常时序受激拉曼绝热过程(STIRAP)^[16~22]中完成的。Lu Deng^[13,15]和 Yan Xue^[19]等已经在 Λ 型、双 Λ 型以及 \diamond 型原子系统中利用四波混频实现了有效的频率转换, 但是由于产生拉曼激光的能级通常很接近, 在这些系统中很难获得紫外区域的激光。

本文引进了一个四能级梯模型系统, 如图 1 所示。为了获得较短波长的激光, 我们的目的是在基

基金项目: 国家自然科学基金(10774059)和黑龙江省教育厅科研项目(10551321)资助课题。

作者简介: 张 冰(1968—), 女, 博士研究生, 教授, 主要从事激光物理与量子光学等方面的研究。

E-mail: zhangbingmdj@yahoo.com.cn

导师简介: 高锦岳(1940—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事量子光学与激光物理等方面的研究。

E-mail: jygao@mail.jlu.edu.cn

态 $|1\rangle$ 和最高激发态 $|4\rangle$ 之间获得拉曼散射信号, 这样必须建立起能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的相干, 从而通过受激拉曼利用探测场获得反斯托克斯场。在这样的复杂原子能级中, 我们首先面临的一个问题是如何建立能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间较稳定的相干。我们知道利用 STIRAP 实现四波混频, 要求两相干态为稳态或亚稳态, 以保证中间能级的粒子数为零。与 Λ 型和 V 型原子不同, 在我们研究的模型中, 能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 分别为基态和中间激发态, 能级 $|3\rangle$ 上的相干弛豫和退位相弛豫是不可避免的, 并且很难保证能级 $|2\rangle$ 上的粒子数为零, 也就是很难保证 STIRAP 的条件得到满足, 在这种情况下, 必须选择合适的相干场以保证频率转换的最佳化。为此, 与以往不同的是我们选择两个连续场代替从前的脉冲场作为相干场, 探测场为高斯脉冲场, 且相干场的强度远大于探测场, 以保证能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 上的粒子数分布及相干尽量不受脉冲场作用的影响。通过对数值计算的理论分析, 得出获得较高的频率转换效率相干场应满足的必要条件, 以及探测场的强度、脉宽和失谐等因素对频率转换的影响, 给出了不同原子参数下频率转换效率的变化规律。

2 原子模型与密度矩阵方程

如图 1 所示, 我们考虑一个由基态 $|1\rangle$ 、两个中间态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 以及一个高激发态 $|4\rangle$ 组成的四能级梯形模型原子系统。拉比频率为 Ω_p 的抽运场 E_p 和拉比频率为 Ω_c 的耦合场 E_c 分别作用于跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, 建立起 $|3\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的相干和粒子数转换, 当原子系统处于稳态时, 在 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间输入弱的探测脉冲场 E_s , 其拉比频率表示为 $\Omega_s = \Omega_{s0} \exp[(t-\tau)^2]$, 该脉冲将中间激发态 $|3\rangle$ 和高激发态 $|4\rangle$ 耦合, 通过受激拉曼散射产生四波混频, 从而得到拉曼散射信号 Ω_R 。这里 Ω_{s0} 是探测场脉冲的拉比频率的峰值, τ 为脉冲场的时间宽度。

在相互作用图像下, 任意一个多能级原子系统

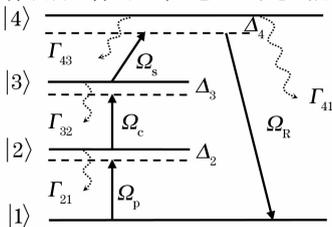


图 1 模型-能级结构图

Fig. 1 Schematic diagram of a four-level atomic system driven by two coherent fields and a pulse field

密度算符运动方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [H_1, \rho] - \frac{1}{2} \{\Gamma, \rho\}. \quad (1)$$

(1) 式中第一项代表源于相干驱动场的粒子数迁移过程和相干产生过程(可逆), 第二项代表源于自发辐射的粒子数弛豫和相干弛豫过程(不可逆)。

在电偶极近似和旋转波近似下, 本原子系统的相互作用哈密顿为

$$H_1 = \Delta_1 |2\rangle\langle 2| + (\Delta_2 + \Delta_3) |3\rangle\langle 3| + (\Delta_2 + \Delta_3 + \Delta_4) |4\rangle\langle 4| - [(\Omega_p |2\rangle\langle 1| + \Omega_c |3\rangle\langle 2| + \Omega_s |4\rangle\langle 3| + \Omega_R |4\rangle\langle 1|) + c. c.], \quad (2)$$

式中 $\Delta_2 = \omega_{21} - \omega_p$, $\Delta_3 = \omega_{32} - \omega_c$, $\Delta_4 = \omega_{43} - \omega_s$ 分别为两个相干场和探测场的频率失谐, ω_{21} , ω_{32} 和 ω_{43} 是对应原子能级间的跃迁频率。 $|i\rangle\langle j|$ 在 $i=j$ 时表示粒子数几率算符, 在 $i \neq j$ 时表示极化算符, $\Omega_p = E_p \mu_{12} / (2\hbar)$, $\Omega_c = E_c \mu_{23} / (2\hbar)$ 和 $\Omega_s = E_s \mu_{34} / (2\hbar)$ 分别是两个相干场和探测场的耦合系数即拉比频率。

将系统的哈密顿量(2)式代入(1)式中, 为计算方便, 假设 $\hbar = 1$, 得到密度矩阵运动方程组为:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= i\Omega_p^* \rho_{21} + i\Omega_R^* \rho_{41} - i\Omega_p \rho_{12} - i\Omega_R \rho_{14} + \Gamma_{21} \rho_{22} + \Gamma_{31} \rho_{33} + \Gamma_{41} \rho_{44}, \\ \dot{\rho}_{22} &= i\Omega_p \rho_{12} + i\Omega_c^* \rho_{32} - i\Omega_c \rho_{23} - i\Omega_p^* \rho_{21} - \Gamma_{21} \rho_{22} + \Gamma_{32} \rho_{33} + \Gamma_{42} \rho_{44}, \\ \dot{\rho}_{33} &= i\Omega_c \rho_{23} + i\Omega_s^* \rho_{43} - i\Omega_s \rho_{34} - i\Omega_c^* \rho_{32} - (\Gamma_{31} + \Gamma_{32}) \rho_{33} + \Gamma_{43} \rho_{44}, \\ \dot{\rho}_{44} &= i\Omega_s \rho_{34} - i\Omega_s^* \rho_{43} + i\Omega_R \rho_{14} - i\Omega_R^* \rho_{41} - (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43}) \rho_{44}, \\ \dot{\rho}_{12} &= i\Omega_p^* \rho_{22} + i\Omega_R^* \rho_{42} + i\Delta_1 \rho_{12} - i\Omega_c \rho_{13} - i\Omega_p^* \rho_{11} - \gamma_{21} \rho_{12}, \\ \dot{\rho}_{13} &= i\Omega_p^* \rho_{23} + i\Omega_R^* \rho_{43} + i(\Delta_2 + \Delta_3) \rho_{13} - i\Omega_s \rho_{14} - i\Omega_c^* \rho_{12} - \gamma_{31} \rho_{13}, \\ \dot{\rho}_{14} &= i\Omega_p^* \rho_{24} + i\Omega_R^* \rho_{44} + i(\Delta_2 + \Delta_3 + \Delta_4) \rho_{14} - i\Omega_s^* \rho_{13} - i\Omega_R^* \rho_{11} - \gamma_{41} \rho_{14}, \\ \dot{\rho}_{23} &= -i\Delta_2 \rho_{23} + i\Omega_p \rho_{13} + i\Omega_c^* \rho_{33} + i(\Delta_2 + \Delta_3) \rho_{23} - i\Omega_s \rho_{24} - i\Omega_c^* \rho_{22} - \gamma_{32} \rho_{23}, \\ \dot{\rho}_{24} &= -i\Delta_2 \rho_{24} + i\Omega_p \rho_{14} + i\Omega_c^* \rho_{34} + i(\Delta_2 + \Delta_3 + \Delta_4) \rho_{24} - i\Omega_s^* \rho_{23} - i\Omega_p^* \rho_{21} - \gamma_{42} \rho_{24}, \\ \dot{\rho}_{34} &= -i(\Delta_2 + \Delta_3) \rho_{34} + i\Omega_c \rho_{24} + i\Omega_s^* \rho_{44} + i(\Delta_2 + \Delta_3 + \Delta_4) \rho_{34} - i\Omega_s^* \rho_{33} - i\Omega_R^* \rho_{31} - \gamma_{43} \rho_{34}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1, \rho_{ij} = \rho_{ji}^*$$

(3) 式中 γ_{ij} 表示相应跃迁 $i \leftrightarrow j$ 上的相干弛豫速率, 由以下关系给出:

$$\begin{aligned} \gamma_{41} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43}), \\ \gamma_{42} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43} + \Gamma_{21}), \\ \gamma_{43} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43} + \Gamma_{31} + \Gamma_{32}), \\ \gamma_{32} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{21}), \\ \gamma_{31} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{32}), \quad \gamma_{21} = \frac{1}{2}\Gamma_{21}, \end{aligned}$$

描述激光脉冲在原子介质中的传播时的量子行为, 还需要麦克斯韦波动方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_S}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_S}{\partial t} &= i \frac{Nd_{43}^2 \omega_S}{\hbar c} \rho_{43}, \\ \frac{\partial \Omega_R}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_R}{\partial t} &= i \frac{Nd_{41}^2 \omega_R}{\hbar c} \rho_{41}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 N 为原子数密度, ϵ 为介质的介电常数, c 为真空中光速, d_{ij} 为跃迁 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 的电偶极矩。

3 数值分析与讨论

在此四能级系统中, 由于抽运场 E_p 和耦合场 E_c 的作用, 使得能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间建立起相干和粒子数转换, 由于 $|3\rangle$ 通常处于较高能级, 自发弛豫以及退位相弛豫通常较强, 为了保证相干以及粒子数转换维持较长时间, 并在弱探测脉冲作用时间内是一常数, 这里我们选择连续场作为抽运场 E_p 和耦合场 E_c , 且令两个场共振, 即 $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$ 。接下来我们要研究的是如何在这样一个模型里通过四波混频获得较大的拉曼散射信号, 也就是寻求一种实现从探测场 Ω_s 到四波混频的拉曼信号场 Ω_R 的非线性频率转换的最佳转换效率。这里我们定义从探测场 Ω_s 到四波混频的拉曼信号场 Ω_R 的频率转换效率为 $\eta = \Omega_R^2 / \Omega_s^2$ 。

3.1 相干场的强度对频率转换效率的影响

众所周知, 相干粒子数制备是实现四波混频的初始条件, 为此我们首先考虑抽运场 E_p 和耦合场 E_c 的强度对频率转换效率的影响。我们在抽运场的拉比频率分别为 $\Omega_p = 3$ MHz, 5 MHz, 8 MHz 和 15 MHz 四种情况下, 给出了探测场的频率转换效率随 Ω_c / Ω_p 的变化关系。通过图 2 可以看到, 这四条曲线几乎是重合的, 这说明频率转换效率与抽运场 Ω_p 的绝对数值关系不大, 而与 Ω_c / Ω_p 的比值相

关。它们共同的特点是, 抽运场 E_p 和耦合场 E_c 的强度相差得越多, 频率转换效率越低, 当 $\Omega_c / \Omega_p = 1$, 即抽运场和耦合场强度相等时, 转换效率达到最大。

为弄清其物理本质, 我们分析在不同的相干场作用下, 各能级粒子数分布, 以及能级 $|1\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 之间的相干。图 3 给出了当抽运场 E_p 的拉比频率 $\Omega_p = 5$ MHz, 耦合场 E_c 的拉比频率分别为 $\Omega_c = 0.2\Omega_p, 0.8\Omega_p, \Omega_p$ 和 $1.4\Omega_p$ 时, 各能级粒子数的分布情况。当系统处于稳态后, 如图 3(a), 当 $\Omega_c = 0.2\Omega_p$ 时, 由于耦合场 Ω_c 比抽运场 Ω_p 小很多, 由 Ω_p 从能级 $|1\rangle$ 抽运到 $|2\rangle$ 的粒子, 不能够及时地抽运到能级 $|3\rangle$, 使得 $|2\rangle$ 上聚集的粒子比较多, 出现 $\rho_{11} \approx \rho_{22} > \rho_{33}$, 且相干粒子数 ρ_{13} 很小, 显然在此时注入 Ω_s , 所得到的拉曼激光信号会很弱。对比图 3(b) 和图 3(c), 在图 3(b) 中, 尽管能级 $|3\rangle$ 上的粒子数很多, 甚至出现反转, 即 $\rho_{33} > \rho_{11}$, 但是与图 3(c) 相比, 能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的原子相干 ρ_{13} 较小, 从而对应于图 2 的转换效率略低; 再对比图 3(c) 和图 3(d), 图 3(d) 中描述的能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的相干 ρ_{13} 虽然略大于图 3(c) 中的情况, 但是由于稳态时, 能级 $|3\rangle$ 上的粒子数明显少于图 3(c) 中能级 $|3\rangle$ 上的粒子数, 比较图 2, 这种情况下的频率转换效率也低于图 3(c) 中的情况。通过以上数值结果的分析可知, 探测场的频率转换效率并不是单纯的依赖于能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的原子相干, 还依赖于 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的粒子数转换, 且与原子相干和粒子数转换的适当匹配相联系, 在稳态情况下, 当 $\Omega_c = \Omega_p$, 即 $\rho_{11} = \rho_{33}$ 时, 对应的频率转换效率最大。这种情况不仅在 $\Omega_p = 5$ MHz 时成立, 在其他的抽运场强度下同样成立, 因此可以说 $\Omega_c = \Omega_p$, 即 $\rho_{11} = \rho_{33}$ 是获得最大转换效率的最佳条件。

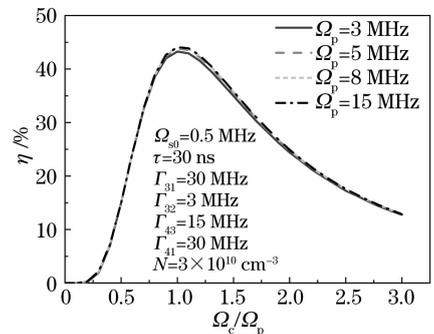


图 2 频率转换效率随耦合场拉比频率 Ω_c 的变化关系

Fig. 2 Frequency conversion efficiency as a function of the Rabi frequency Ω_c of coupling field

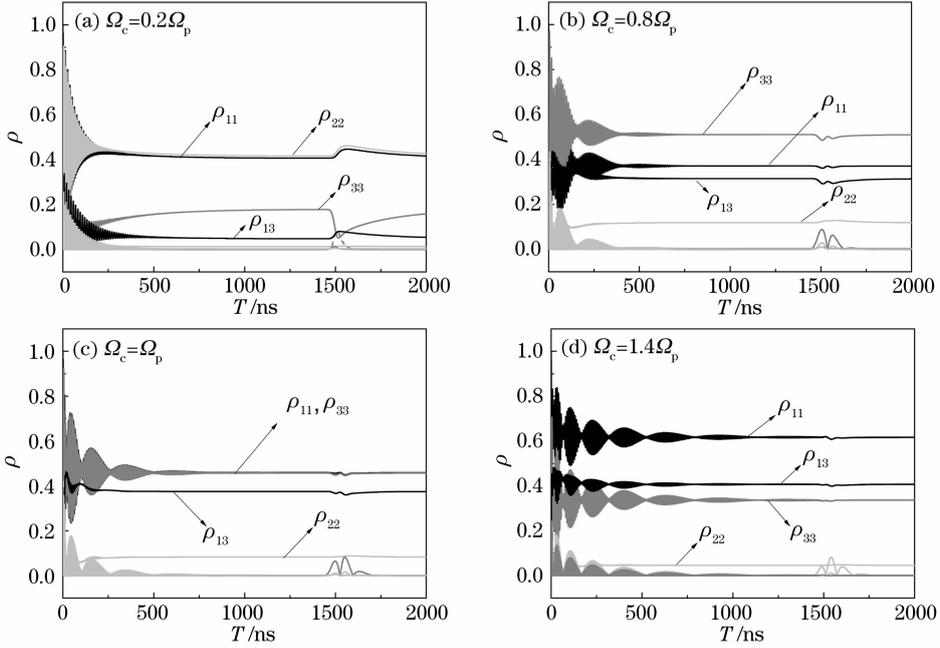


图 3 不同耦合场作用下粒子数分布随时间的变化关系。(a) $\Omega_c=0.2\Omega_p$; (b) $\Omega_c=0.8\Omega_p$; (c) $\Omega_c=\Omega_p$; (d) $\Omega_c=1.4\Omega_p$ 。
参数设置： $\Omega_p=5$ MHz,其他参数与图 2 中相同

Fig. 3 Population distribution as a function of the time under different coupling field for (a) $\Omega_c=0.2\Omega_p$; (b) $\Omega_c=0.8\Omega_p$; (c) $\Omega_c=\Omega_p$; (d) $\Omega_c=1.4\Omega_p$. The parameters are set to be $\Omega_p=5$ MHz, The other atomic parameters are the same as those in Fig. 2

3.2 探测场 Ω_s 的强度和脉宽对频率转换效率的影响

图 4(a) 给出的是不同相干场作用下频率转换效率随探测场强度的变化关系,与图 2 相似的是,当 $\Omega_c = \Omega_p$ 时,频率转换效率几乎不受相干场强度的影响,四条曲线基本是重合的,但是频率转换效率随探测场强度的变化幅度很大,这里有一个有趣的现象,频率转换效率并不是随探测场强度的增大而增大,而是随探测场的增大而减小,从图中可见,只要能级

$|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 上的相干和粒子数转移建立,注入脉冲探测场即可获得拉曼激光信号,即使探测场强度很小时。对此,我们可以这样理解,由于能级 $|3\rangle$ 是激发态,随着作用在上面的探测场拉比频率 Ω_s 的增大,能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 上的相干和各能级的粒子数分布会发生较大的变化,从上面的分析我们知道,原子相干和能级 $|3\rangle$ 上粒子数分布的在频率转换中起着重要的作用,一旦原子相干和粒子数分布遭到破坏,频率转换效率自然会随之而减小。图 4(b)描述的是频

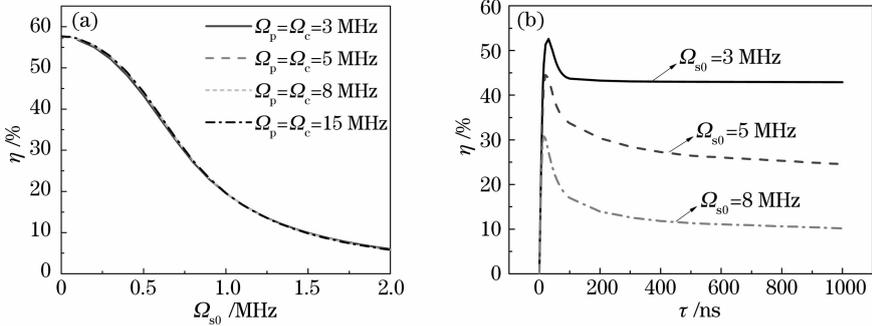


图 4 探测场的频率转换效率随探测场拉比频率及脉宽的变化。参数设置:(a)参数与图 2 中相同;(b) $\Omega_p=\Omega_c=5$ MHz,其他参数与图 2 中相同

Fig. 4 Frequency conversion efficiency as a function of the Rabi frequency Ω_{s0} of probe pulse for (a) and as a function of the width of probe pulse for (b). The parameters are set to be $\Omega_p=\Omega_c=5$ MHz in (b), the other atomic parameters are the same as those in Fig. 2

率转换效率随探测场 E_s 脉冲宽度的变化。对于不同强度的探测场,显然频率转换效率随脉冲宽度的变化情况不同,探测场强度越低,在相同脉宽条件下,频率转换效率越高。由图 4(b)可见,对应于强度较低的探测场其频率转换效率在很大范围都可以维持较高的水平,而对于强度大的探测场,只在脉宽较窄时其频率转换效率较大。对于这种现象,我们仍然可以从能量角度去分析,对于脉冲宽度较大的探测场,作用期间的平均能量也较高,使得能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 上的相干和粒子数转移被破坏,相应的频率转换效率自然降低。

3.3 探测场 Ω_s 的失谐对频率转换效率的影响

图 5 给出的是在不同探测场强度下频率转换效率随失谐 Δ_1 的变化关系,从图中我们可以看出,探测场强度较小时,在 $-100 \sim 100$ MHz 的失谐范围内,频率转换效率的值较大,同时其变化范围也较大;随着探测场强度的增大,频率转换效率的值越来越小,其变化范围也越来越小,到 $\Omega_s = 8$ MHz 时, $-100 \sim 100$ MHz 的失谐范围内,频率转换效率几乎不变。

3.4 原子参数对频率转换效率的影响

图 6 描述了原子的自发弛豫速率 Γ_{32} , Γ_{43} 和 Γ_{41} 对频率转换效率的影响。随着 Γ_{32} 的增加,获得最佳

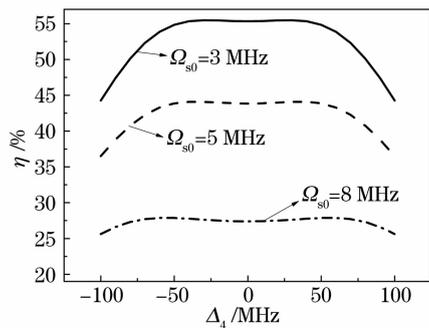


图 5 探测场的频率转换效率随探测场拉比频率及脉宽的变化。参数设置: $\Omega_p = \Omega_c = 5$ MHz, 其他参数与图 2 中相同

Fig. 5 Frequency conversion efficiency as a function of the detuning of probe pulse under different Rabi frequency of probe pulse. The parameters are set to be $\Omega_p = \Omega_c = 5$ MHz, the other atomic parameters are the same as those in Fig. 2

转换效率所必需的较大原子相干性 ρ_{31} 将遭到破坏,并且能级 $|3\rangle$ 上的粒子数 ρ_{33} 也会减少,这就导致了转换效率的降低。 Γ_{43} 的增大,导致从探测脉冲到拉曼辐射转换的减少,与此相反, Γ_{41} 增大,促进了四波混频信号的相干拉曼散射过程,使得频率转换效率得到提高。

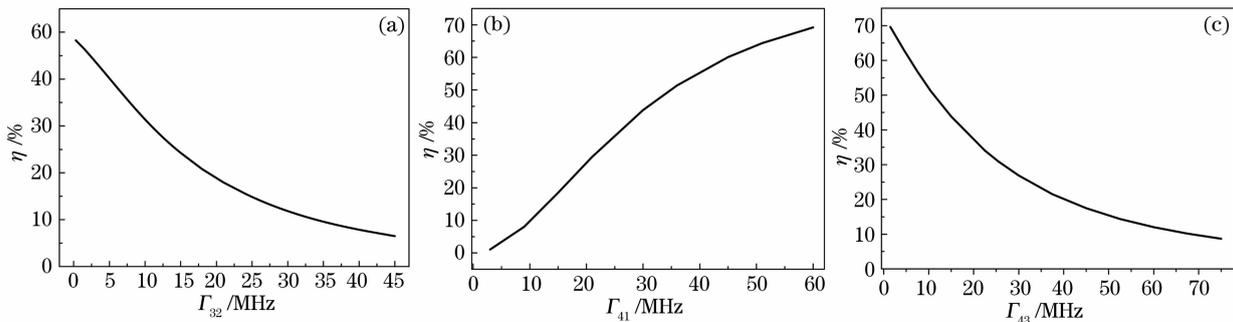


图 6 频率转换效率随原子自发弛豫速率的变化。(a), (b) 和 (c) 分别为频率转换效率随 Γ_{32} , Γ_{41} 和 Γ_{43} 的变化。参数设置: $\Omega_p = \Omega_c = 5$ MHz, $\Omega_{s0} = 0.5$ MHz, $\tau = 30$ ns, 其他参数如图 2

Fig. 6 Frequency conversion efficiency as a function of the spontaneous decay rates. (a), (b) and (c) the frequency conversion efficiency as a function of the spontaneous decay rates Γ_{32} , Γ_{41} and Γ_{43} , respectively. The parameters are set to be $\Omega_p = \Omega_c = 5$ MHz, $\Omega_{s0} = 0.5$ MHz, $\tau = 30$ ns, the other atomic parameters are the same as those in Fig. 2

4 结 论

本文研究了一个可在连续场作用下,获得基态和中间激发态之间的相干和粒子数转换,利用受激拉曼辐射,获得基态和高激发态之间的四波混频短波长信号的四能级梯形模型原子系统,分析了从弱探测脉冲获得四波混频信号最佳转换效率的必要条件,使我们

认识到在频率转换过程中起决定作用的不仅是基态和中间激发态之间的相干性,还与粒子数转换有关,且两相干能级的粒子数相等成为获得最大频率转换效率的最佳条件。在这样的系统中我们可以获得较大的频率转换效率,为利用四波混频实现短波长激光转换提供了有力的理论依据和实验方案。

参 考 文 献

- 1 O. Kocharovskaya, Ya. I. Khanin. Population trapping and coherent transillumination of a three-level medium by a periodic train of ultrashort pulses[J]. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1986, **90**: 1610~1614
- 2 S. E. Harris. Laser without inversion; Interference of lifetime-broadened resonances [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(9): 1033~1037
- 3 M. O. Scully, S. Y. Zhu, A. Gravrielides. Degenerate quantum-beat laser; lasing without inversion and inversion without lasing[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(24): 2813~2817
- 4 S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Today*, 1997, **50**(7): 36~42
- 5 L. M. Narducci, H. M. Doss, P. Ru *et al.*. A simple model of a laser without inversion [J]. *Opt. Commun.*, 1991, **81**(6): 379~384
- 6 F. Heine, E. Heumann, T. Danger *et al.*. Green upconversion continuous wave $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ laser at room temperature [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(4): 383~385
- 7 T. Chen, R. N. Zitter, R. Tao. Second-harmonic generation of nonlinear optical crystals in vacuum-ultraviolet and X-ray regions [J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(1): 706~711
- 8 Y. Li, G. Pretzler, E. E. Fill. Ne-like ion lasers in the extreme ultraviolet region [J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(5): R3433~R3435
- 9 H. Imajo, K. Hayasaka, R. Ohmukai *et al.*. High-resolution ultraviolet spectra of sympathetically-laser-cooled Cd^+ ions [J]. *Phys. Rev. A*, 1996, **53**(1): 122~125
- 10 R. Wallenstein. Keine übereinstimmungen mit seitentiteln [J]. *Laser Optoelektr.*, 1982, **3**: 29~34
- 11 M. Jain, H. Xia, G. Y. Yin *et al.*. Efficient nonlinear frequency conversion with maximal atomic coherence [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(21): 4326~4329
- 12 A. J. Merriam, S. J. Sharpe, M. Shverdin *et al.*. Efficient nonlinear frequency conversion in an all-resonant double-L system [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(23): 5308~5311
- 13 L. Deng, M. G. Payne, W. R. Garrett. Nonlinear frequency conversion with short laser pulses and maximum atomic coherence [J]. *Phys. Rev. A*, 1998, **58**(1): 707~712
- 14 M. D. Lukin, P. R. Hemmer, M. O. Scully. Resonant nonlinear optics in phase-coherent media [J]. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 2000, **42**: 347~386
- 15 L. Deng, M. G. Payne, W. R. Garrett. Four-wave mixing with short pulses and optimized atomic coherence [J]. *Phys. Rev. A*, 2001, **63**(4): 043811
- 16 K. Bergmann, H. Theuer, B. W. Shore. Coherence population transfer among quantum states atoms and molecules [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1998, **70**(3): 1003~1025
- 17 N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore *et al.*. Laser-induced population transfer by adiabatic passage technique [J]. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 2001, **52**: 763~809
- 18 N. V. Vitanov, M. Fleischhauer, B. W. Shore *et al.*. Coherent manipulation of atoms and molecules by sequential laser pulses [J]. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 2001, **46**: 55~190
- 19 Yan Xue, Gang Wang, Jinhui Wu *et al.*. Optical gain properties in a coherently prepared four-level cold atomic system [J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **75**(6): 063832
- 20 H. A. Camp, M. H. Shah, M. L. Trachy *et al.*. Numerical exploration of coherent excitation in three-level systems [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(5): 053401
- 21 L. P. Yatsenko, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov *et al.*. Steering population flow in coherently driven lossy quantum ladders [J]. *J. Chem. Phys.*, 2006, **125**(1): 014302
- 22 M. L. Almazor, O. Dulieu, M. Elbs *et al.*. How to get access to long range states of highly excited molecules [J]. *Eur. Phys. J. D*, 1999, **5**(2): 237~242