

多色控制下的非线性光学效应

郭洪菊¹ 王春芳² 龚尚庆³

¹上海出版印刷高等专科学校印刷设备工程系, 上海 200093
²上海理工大学理学院, 上海 200093
³华东理工大学理学院, 上海 200237

摘要 分析了三能级 Λ 原子系统内三色操控引起的色散转换、Kerr 非线性增强效应及三色操控对布居反转的影响。分析表明, 三色调控下多个双光子通道之间的干涉将引起多个透明窗口内的 Kerr 非线性增强和布居反转频带增宽。而三色场内两边频场的相对相位之和对色散变换、布居反转和 Kerr 非线性增强效应也起着至关重要的影响。相位之和从 0 调为 π , 将引起多个频带内色散正负转换, 从而使得慢光速向超光速转换, 引起 Kerr 非线性增强对应的频带位置改变, 并引起布居反转对应的频带进一步增宽。相位之和影响以上非线性效应的原因也得到了分析。

关键词 非线性光学; 多色控制; 色散转换; 布居反转; Kerr 非线性增强

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/LOP49.081901

Multicolor Manipulation of Nonlinear Optical Effects

Guo Hongju¹ Wang Chunfang² Gong Shangqing³

¹Department of Printing Equipment Engineering, Shanghai Publishing and Printing College, Shanghai 200093, China
²School of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China
³School of Science, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China

Abstract Trichromatic manipulation of dispersion switching, enhancement of Kerr nonlinearity and population inversion are analyzed in a three-level Λ atomic system. It is shown that, due to the interference among multiple two-photon channels, the Kerr nonlinearity is enhanced in multiple transparent windows and the frequency band corresponding to population inversion becomes wider. On the other hand, the sum of the relative phases of the sideband components of the trichromatic field plays a crucial role in the response of the medium. As the sum phase is adjusted from 0 to π , dispersion is switched from normal to anomalous in multiple frequency regimes, which corresponds to the switching from subluminal to superluminal light propagation. With the sum phase changing from 0 to π , the Kerr nonlinearity is enhanced in other different frequency regimes, and the frequency band of population inversion is further widened. The influence mechanism of the sum phase is also analyzed.

Key words nonlinear optics; multicolor manipulation; dispersion switching; population inversion; enhancement of Kerr nonlinearity

OCIS codes 190.3270; 270.1670; 160.4330

1 引言

近年来, 相干场诱导的原子相干及量子干涉效应一直受到人们的广泛关注。通过相干场驱动, 介质的吸收和色散性质^[1]会显著改变, 出现电磁感应透明, 诱导光场慢光速及超光速传播^[2,3], 甚至在同一系统中通过简单改变参数便可实现正负色散之间的转换, 从而很方便地在该介质内实现慢光速与超光速之间的转换^[4]。

收稿日期: 2012-02-09; **收到修改稿日期:** 2012-04-20; **网络出版日期:** 2012-06-15

基金项目: 上海市教育委员会优秀青年项目(slg10054)和上海市教育委员会科研创新项目(11YZ118)资助课题。

作者简介: 郭洪菊(1977—), 女, 博士, 讲师, 主要从事量子相干调控与非线性光学等方面的研究。

E-mail: guohongju@163.com

布居反转是产生激光的前提。而量子相干同样可以诱导自发辐射消逝,引起粒子数布居反转^[5]。运用自发诱导相干^[6]、改变自发辐射率^[7]等方法,在封闭的 Δ 型原子系统、V型原子系统^[8]以及梯形三能级原子系统^[9]中,布居反转均相继得以实现。除此之外,原子相干及量子干涉引起的 Kerr 非线性增强效应也成为近年来研究的热点。在原子系统内,通过引入一个额外的非共振能级,理想的电磁诱导透明遭受干扰从而产生无吸收的巨 Kerr 非线性效应^[10]。大的交叉 Kerr 非线性效应引起 π 量级的交叉相移的介质可以用作极化量子相位门^[11]。不对称双量子阱内考虑 Fano 干涉的 Kerr 非线性增强效应^[12]也得到研究。

然而,以上提到的非线性光学效应都是在理想的单频单色场驱动下产生的。只有一个单一频率的单色光只是一种理想状态,相反,考虑边频存在的近共振多色光场更接近于现实。因此,本文着重以三能级 Δ 型原子系统为例,分析携带两个对称边频成分拥有一个中心频率的三色光场驱动下的非线性光学效应。分析表明,三色调控下多个双光子通道之间的干涉将引起多个透明窗口内的 Kerr 非线性增强和布居反转边频拉比频带增宽。并且,三色场内两边频成分相对中心频率部分的相对相位之和对色散变换、布居反转和 Kerr 非线性增强效应也有着至关重要的影响。相位之和在 0 和 π 之间转换,将引起多个频带内色散正负的相应转换,从而使得慢光速与超光速相互转换,引起 Kerr 非线性增强对应的频带位置改变。相位和从 0 调为 π 会引起布居反转对应的拉比频带进一步增宽。值得注意的是,若相对相位之和保持不变,各个相对相位的独立改变对介质的响应并无影响。

2 系统结构与基本方程

图 1 所示的三能级 Δ 型原子系统由一个激发态 $|0\rangle$,一个基态 $|1\rangle$ 和一个亚稳态 $|2\rangle$ 组成,两低能级分别通过一个三色驱动场和一个单色探测场与高能级耦合。单色探测场 $\mathbf{E}_p \exp(-i\omega_p t) + c. c.$ 与 $|0\rangle - |1\rangle$ 跃迁耦合。三色驱动场 $[\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 \exp(i\delta t) + \mathbf{E}_2 \exp(-i\delta t)] \exp(-i\omega_0 t) + c. c.$ 与 $|0\rangle - |2\rangle$ 跃迁耦合。 $\mathbf{E}_i (i = 0 \sim 2, p)$ 是单色探测场和三色驱动场各频率成分场的慢变振幅, ω_0 代表驱动场的中心频率, δ 是三色场各成分间的频率失谐, ω_p 是单色探测场频率。 $\Delta_1 = \omega_{01} - \omega_p$ 和 $\Delta_2 = \omega_{02} - \omega_0$ 是光场与相互作用跃迁间的失谐。 γ_1, γ_2 是能级 $|0\rangle - |1\rangle$ 和 $|0\rangle - |2\rangle$ 的衰减速率。 $\Omega_i = \frac{\mu_{20} \cdot \mathbf{E}_i}{\hbar} (i = 0 \sim 2)$ 和 $\Omega_p = \frac{\mu_{10} \cdot \mathbf{E}_p}{\hbar}$ 代

表各场拉比频率,其中 μ_{20} 和 μ_{10} 是原子跃迁电偶极矩阵元。通常假设拉比频率 Ω_0, Ω_p 和偶极矩阵元(μ_{10} 和 μ_{20})为实数。同时令 $\Omega_j = |\Omega_j| \exp(-i\phi_j) (j = 1, 2)$,其中 $\phi_{1,2}$ 分别是三色场中边频项 $\mathbf{E}_{1,2}$ 相对于中心频率项 \mathbf{E}_0 的相对相位。定义相对相位之和为 $\Phi = \phi_1 + \phi_2$ 。考虑电偶极近似与旋波近似,密度矩阵元的运动方程为

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{00} = -(\gamma_1 + \gamma_2)\rho_{00} + \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{10} - \frac{i\Omega_p^*}{2}\rho_{01} + \frac{iG}{2}\rho_{20} - \frac{iG^*}{2}\rho_{02} \\ \dot{\rho}_{11} = \gamma_1\rho_{00} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{10} + \frac{i\Omega_p^*}{2}\rho_{01} \\ \dot{\rho}_{22} = \gamma_2\rho_{00} - \frac{iG}{2}\rho_{20} + \frac{iG^*}{2}\rho_{02} \\ \dot{\rho}_{01} = -\left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + i\Delta_1\right)\rho_{01} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{00} + \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{11} + \frac{iG}{2}\rho_{21} \\ \dot{\rho}_{02} = -\left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + i\Delta_2\right)\rho_{02} + \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{12} + \frac{iG}{2}(1 - \rho_{11} - 2\rho_{00}) \\ \dot{\rho}_{21} = i(\Delta_2 - \Delta_1)\rho_{21} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{20} + \frac{iG^*}{2}\rho_{01} \end{cases} \quad (1)$$

式中满足 $\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} = 1$ 和 $\rho_{ij}^* = \rho_{ji}$ 。这里令 $G = [\Omega_0 + \Omega_1 \exp(i\delta t) + \Omega_2 \exp(-i\delta t)]$ 和 $G^* = [\Omega_0^* +$

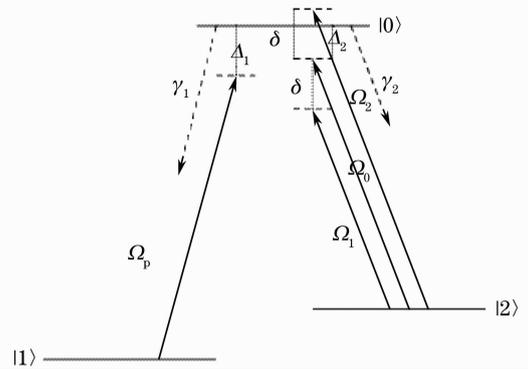


图 1 Δ 系统能级图

Fig. 1 Schematic diagram of energy levels for a Δ -system

$\Omega_1^* \exp(-i\delta t) + \Omega_2^* \exp(i\delta t)]$ 。为解(1)式,各密度矩阵元以傅里叶形式展开为

$$\rho_{jk} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{jk}^{(n)} \exp(in\delta t), \quad (j, k = 0, 1, 2) \quad (2)$$

即

$$\begin{cases} \rho_{01} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{01}^{(n)} \exp(in\delta t), & \rho_{10} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{10}^{(n)} \exp(in\delta t) \\ \rho_{02} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{02}^{(n)} \exp(in\delta t), & \rho_{20} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{20}^{(n)} \exp(in\delta t) \\ \rho_{12} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{12}^{(n)} \exp(in\delta t), & \rho_{21} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{21}^{(n)} \exp(in\delta t) \\ \rho_{00} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{00}^{(n)} \exp(in\delta t), & \rho_{11} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{11}^{(n)} \exp(in\delta t) \end{cases} \quad (3)$$

将(3)式代入(1)式,形成一个矩阵方程,解逆矩阵求稳态解^[13],得到列向量 $\mathbf{X} = (\rho_{01}^{(-N)}, \dots, \rho_{11}^{(-N)}; \dots; \rho_{01}^{(0)}, \dots, \rho_{11}^{(0)}; \dots; \rho_{01}^{(N)}, \dots, \rho_{11}^{(N)})^T$ 各元素的解。

3 布居反转

由(1)~(3)式可以看出,稳态布居反转 $\rho_{00} - \rho_{11} > 0$ 取决于原子衰减速率(γ_1, γ_2),拉比频率($\Omega_p, \Omega_0, \Omega_1, \Omega_2$)和频率失谐($\delta, \Delta_1, \Delta_2$)。所有参数以 γ_1 为单位。首先保持相位和 Φ 为 0,研究三色场对布居反转的影响。选择三色场中心频率场的拉比频率及探测场拉比频率为 $\Omega_0 = |\Omega_p| = 36.0$, 衰减速率 $\gamma_2 = 3.0$, 频率失谐 $\Delta_1 = -\Delta_2 = 20.0$ 。三色场中边频相对中心频率的失谐分别为 $\delta = 0, 5.0, 20.0$ 时,在图 2 中分别做出布居反转 $\rho_{00} - \rho_{11}$ 对边频拉比频率 $|\Omega_1| = |\Omega_2|$ 的演化。 $\delta = 0$ 对应三色场各成分共振,三色场演化为单色场,所对应的布居反转如图中曲线 *a* 所示。随着失谐 δ 从 0 增至 5.0 和 20.0,单色场转换为三色场,对应 $|\Omega_1| = |\Omega_2| = (0, 26.7)$ 范围,稳态布居反转明显逐步增加,如图中曲线 *b, c* 所示。例如在 $|\Omega_1| = |\Omega_2| = 21.1$ 位置,稳态布居 $\rho_{00} - \rho_{11}$ 对应 $\delta = 0$ 的值为 0,对应 $\delta = 5.0$ 的值为 0.035,而对应 $\delta = 20.0$ 的值为 0.058。这也说明对于失谐 $\delta = 0$,稳态布居 $\rho_{00} - \rho_{11} > 0$ 对应的范围仅为 $|\Omega_1| = |\Omega_2| = (0, 21.1)$ 。而三色场频率失谐增加为 5.0 和 20.0 时,情况大不相同。由图中曲线 *b* 可看出,对于 $\delta = 5.0$,布居反转 $\rho_{00} - \rho_{11} > 0$ 对应的边频强度范围增至 $|\Omega_1| = |\Omega_2| = (0, 34.1)$ 。显然,比较 $\delta = 0$ 的情形,失谐不为 0 时,该原子系统在更宽的边频强度范围内实现了布居反转。这一结果得益于多色相干效应。在这里值得一提的是,继续增加频率失谐 δ ,在相同的边频强度范围内,相对于 $\delta = 0$ 情形,布居反转 $\rho_{00} - \rho_{11}$ 反而会更迅速地降为 0。大的布居反转只发生在两个跃迁臂上场与跃迁间失谐反号时^[6]。与跃迁 $|0\rangle - |2\rangle$ 耦合的三色场三个频率成分和与跃迁 $|0\rangle - |1\rangle$ 耦合的单色场构成三对失谐对。在 $\delta < 20.0$ 时,3 个频率失谐对均具有反号,因此在我们考虑的边频强度范围内,布居

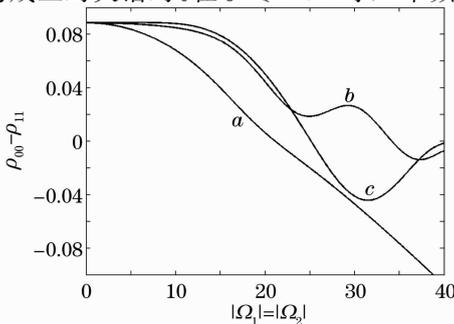


图 2 对于 $\delta=0, \delta=5.0$ 和 $\delta=20.0$ 布居反转关于边频拉比频率 $|\Omega_1| = |\Omega_2|$ 的变化曲线

Fig. 2 Population inversion versus side-band Rabi frequency $|\Omega_1| = |\Omega_2|$ with difference $\delta=0, 5.0$ and 20.0 , respectively

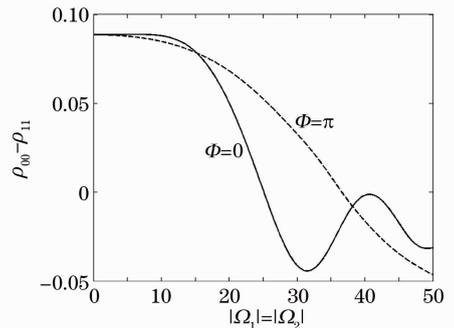


图 3 随着 $\Phi=0$ 变为 $\Phi=\pi$ 时布居反转关于边频拉比频率 $|\Omega_1| = |\Omega_2|$ 的变化曲线

Fig. 3 Population inversion versus side-band Rabi frequency $|\Omega_1| = |\Omega_2|$ with $\Phi=0$ and $\Phi=\pi$

反转均比 $\delta = 0$ 时大。而增加失谐至 $\delta > 20.0$ 时,对应于 Ω_1 的频率失谐对则具有同号,因此破坏布居反转增强效应,使得布居反转较之 $\delta = 0$ 情形更快降为0。

相对相位之和对布居反转也存在影响。对于 $\delta = 10.0$ 的情形,把相位和从原来的 $\Phi = 0$ 调节为 $\Phi = \pi$,在图3中对比两种情形下的布居反转。比较显示,相位和从0转换为 π 时, $\rho_{00} - \rho_{11}$ 在图中所示的大部分边频强度范围内有较大增强。同时布居反转 $\rho_{00} - \rho_{11} > 0$ 对应的边频拉比频率范围明显增宽。

4 Kerr非线性增强

介质的复极化率表达式为

$$P(t) = n_a \mu_{10} \rho_{01} \exp(-i\omega_p t) = n_a \mu_{10} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{01}^{(n)} \exp(in\delta t - i\omega_p t), \quad (4)$$

式中 n_a 代表原子数密度。在复极化率中以频率 ω_p 振荡的部分 $p(\omega_p)$ 可表示为

$$p(\omega_p) = n_a \mu_{10} \rho_{01}^{(0)}. \quad (5)$$

对于本系统,所选介质二阶极化不存在,而更高阶中高于三阶的项在弱探测场情形下可以忽略,于是按照

$$p(\omega_p) = \epsilon_0 (\chi^{(1)} + 3|E_p|^2 \chi^{(3)}) E_p, \quad (6)$$

把 $\rho_{01}^{(0)}$ 展开为

$$\rho_{01}^{(0)} = \chi'^{(1)} \Omega_p + \chi'^{(3)} \Omega_p^3, \quad (7)$$

式中 $\chi'^{(1)}$ 和 $\chi'^{(3)}$ 为极化系数。因此线性极化率 $\chi^{(1)}$ 和三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 分别为

$$\begin{cases} \chi^{(1)} = \frac{n_a |\mu_{10}|^2}{\hbar \epsilon_0} \chi'^{(1)} \\ \chi^{(3)} = \frac{n_a |\mu_{10}|^4}{3 \hbar^3 \epsilon_0} \chi'^{(3)}. \end{cases} \quad (8)$$

$\text{Im}[\chi'^{(1)}]$ 和 $\text{Re}[\chi'^{(1)}]$ 可以用来表示线性吸收与色散,而 $\text{Im}[\chi'^{(3)}]$ 和 $\text{Re}[\chi'^{(3)}]$ 则用来表示三阶非线性吸收与色散。

同样所有参数以 γ_1 为单位,衰减速率 $\gamma_2 = 3.0$,保持相位和 Φ 为0。弱探测场的拉比频率 $\Omega_p = 0.001 \ll \gamma_1, \gamma_2$,三色场中心频率与相互跃迁共振,即 $\Delta_2 = 0$ 。此时考察多色场耦合导致的多个双光子通道间的干涉对三阶Kerr非线性的影响。调节三色场拉比频率为 $\Omega_0 = |\Omega_1| = |\Omega_2| = 4.0$,在图4中画出三阶色散 $\text{Re}[\chi'^{(3)}]$ 和一阶吸收 $\text{Im}[\chi'^{(1)}]$ 对探测失谐 Δ_1 的变化谱,其中图4(a)对应边频失谐 $\delta = 5$,图4(b)对应 $\delta = 4$ 。当失谐 δ 与三色场各拉比频率相比较小时,三色驱动场边频远离跃迁共振,边频成分对线性及非线性极化几乎没有影响。渐渐减少失谐 δ 至 $\delta = 5$ 和 $\delta = 4$,边频部分趋于与跃迁 $|0\rangle - |1\rangle$ 共振,对于线性及非线性极化,三色场边频部分在探测场中心频率左右两边区域渐渐凸显出量子相干效应。如图4(a),(b)所示,在探测场左右边频位置分别对称出现了线性吸收峰及相应的透明窗口。当边频失谐减小到与拉比频率相当的时候,如图4(b)所

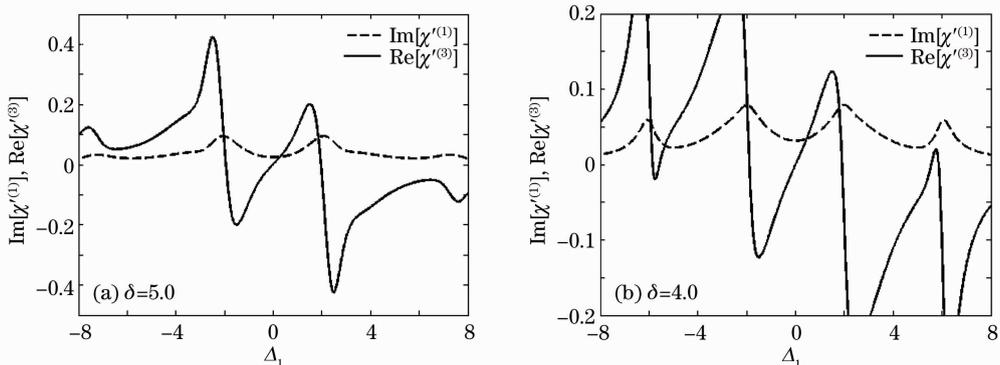


图4 $\text{Re}[\chi'^{(3)}]$ 和 $\text{Im}[\chi'^{(1)}]$ 对探测失谐 Δ_1 的变化曲线

Fig. 4 $\text{Re}[\chi'^{(3)}]$ and $\text{Im}[\chi'^{(1)}]$ versus the detuning Δ_1

示,边频吸收峰明显增强,三个透明窗口同时三个不同的频率区域出现。对于三阶效应,因图 4(a)所对应的边频失谐 δ 较大,边频量子相干效应较弱,由图可看出,此时并没有较理想的 Kerr 非线性增强。而由图 4(b)可以看到,三色驱动场的边频量子相干引起了左边及右边窗口内弱吸收下较强的三阶 Kerr 非线性增强。这对于全光开关及其他信息过程是较理想的结果。

接着考虑相位和对 Kerr 非线性的影响。图 5 画出了当相位和从原来的 $\Phi=0$ 调节为 $\Phi=\pi$ 时所对应的一阶吸收及三阶色散,其他参数保留图 4(b)对应的值。比较图 5 与图 4(b),发现线性吸收与三阶 Kerr 非线性谱对相位和的依赖性很强。相位和从 0 调节为 π 时,在图 4(b)中原来三个透明点的位置分别出现了三个吸收峰,吸收峰之间出现了两个新的透明窗口。同时在右边窗口附近出现了弱吸收下的 Kerr 非线性增强。

5 色散转换

正常色散($\partial\chi'/\partial\omega_p > 0$)到反常色散($\partial\chi'/\partial\omega_p < 0$)的转换对应超慢群速到超光速群速间的转换。接下来考察相位和对该系统色散的影响。在图 4,5 中可以看到,三色驱动场的多色相干效应对线性及非线性光学特性均有影响。于是在同样的参数下,在图 6 中做出相位和从 $\Phi=0$ 调节为 $\Phi=\pi$ 时的吸收色散谱,即 $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ 和 $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ 对探测失谐 Δ_1 的变化谱。由图 6 可以看出, $\Phi=0$ 时在三个透明窗口内分别出现了反常色散。而调节至 $\Phi=\pi$ 时,在这 3 个位置的反常色散转换为正常色散。也就是说,调节相位和可以实现正常色散到反常色散间的转换。其所对应的群速度计算在此不作赘述。

6 相位之和影响介质响应的特点及原因

以上分析了相位和对介质响应的影响。然而值得注意的是,当相位和保持不变,即 $\phi_1 + \phi_2 = C$ (常数) 时,介质的响应不依赖于各自相对相位。各自相位的改变 $\phi_1 = C - \phi$ 和 $\phi_2 = \phi$ (ϕ 是任意实数) 在 C 保持不变的情况下,对介质的一阶及三阶非线性效应均无影响。

介质响应的相位依赖性与无关性,可以通过与驱动场中心频率有关的修饰态解释。被驱动的跃迁能级谱由一系列的无限维修饰态双型组成^[14],如图 7 所示的修饰态 $|\pm, N_0\rangle, |\pm, N_0 \pm 1\rangle$ 能级图,这里 N_0 对应驱动场中心频率处的光子数。众所周知,相位依赖性通常出现在封闭环系统中,对于这里的三色驱动场情况,驱动场边频部分导致如 $|\pm, N_0 - 1\rangle \leftrightarrow |\pm, N_0 + 1\rangle$ 的两步跃迁。在修饰态表象中出现两个封闭环^[15]。于是对于每一个两步跃迁,极化由相位和 $\Phi = \phi_1 + \phi_2$ 决定,而不是由各个相

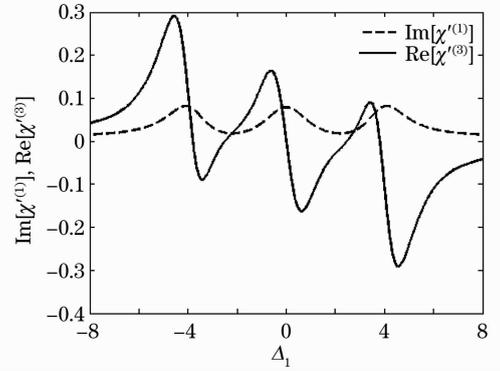


图 5 $\text{Re}[\chi^{(3)}]$ 和 $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ 对探测失谐 Δ_1 的变化曲线
Fig. 5 $\text{Re}[\chi^{(3)}]$ and $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ versus the detuning Δ_1

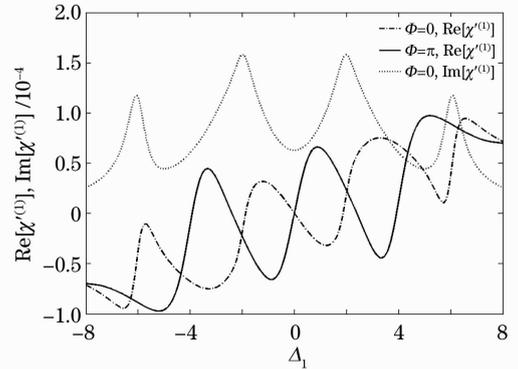


图 6 $\Phi=0$ 时 $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ 、 $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ 和 $\Phi=\pi$ 时 $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ 对探测失谐的变化曲线
Fig. 6 $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ and $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ at $\Phi=0$, and $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ (dotted dashed) at $\Phi=\pi$ versus the probe detuning

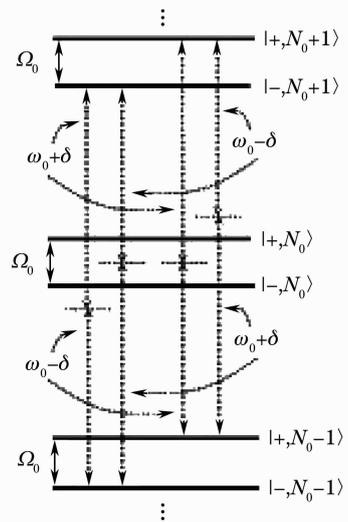


图 7 与驱动场中心频率相关的修饰态

Fig. 7 Dressed states associated with the central driving component

对相位决定。

7 结 论

基于多色量子相干效应探讨了三色场驱动下的原子系统内的非线性效应。对该系统的一阶极化和三阶极化进行分析,发现三色调控下多个双光子通道之间的干涉会诱导多个透明窗口内的 Kerr 非线性增强,布居反转所对应的边频强度范围增宽。而三色场中边频场的相对相位之和在介质的响应中也占有举足轻重的地位。

相对相位之和在 0 与 π 之间转换时,将实现多个窗口内的色散正负相互转换,从而实现慢光速与超光速转换。相位之和从 0 调为 π , Kerr 非线性增强对应的频带位置改变。相位和从 0 调为 π 还会引起布居反转对应的边频强度范围进一步增宽。

参 考 文 献

- 1 M. O. Scully, M. S. Zubairy. Quantum Optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997
- 2 M. Xiao, Y. Q. Li, S. Z. Jin *et al.*. Measurement of dispersive properties of electromagnetically induced transparency in rubidium atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(5): 666~669
- 3 Qi Yihong, Niu Yueping, Cui Ni *et al.*. Study on nonlinear propagation effects of special laser beams[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, **47**(7): 071902
祁亚红, 钮月萍, 崔妮等. 特殊激光光束的非线性传输特性研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2010, **47**(7): 071902
- 4 G. S. Agarwal, T. N. Dey, S. Menon. Knob for changing light propagation from subluminal to superluminal[J]. *Phys. Rev. A*, 2001, **64**(5): 053809
- 5 S. Y. Zhu, D. Z. Wang, J. Y. Gao. Nonlinear theory of noninversion lasers of an open three-level system[J]. *Phys. Rev. A*, 1997, **55**(2): 1339~1346
- 6 Y. P. Malakyan, R. G. Unanyan. Creation of population inversion by Fano interference in three-level cascade-type system [J]. *Opt. Commun.*, 1996, **126**(1-3): 38~44
- 7 X. M. Hu, J. S. Peng. Dynamically irreversible channels of population transfer in coherently driven Λ systems[J]. *Opt. Commun.*, 1999, **170**(4-6): 259~263
- 8 K. K. Medyri, G. A. Wilson, P. B. Sellin *et al.*. Dynamically induced irreversibility in coherently driven systems[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(26): 4311~4314
- 9 R. A. Whitley, C. R. Stroud Jr.. Double optical resonance[J]. *Phys. Rev. A*, 1976, **14**(4): 1498~1513
- 10 Y. P. Niu, S. Q. Gong, R. X. Li *et al.*. Giant Kerr nonlinearity induced by interacting dark resonances[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(24): 3371~3374
- 11 M. D. Lukin, A. Imamoglu. Nonlinear optics and quantum entanglement of ultraslow single photons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(7): 1419~1422
- 12 H. Sun, Y. P. Niu, R. X. Li *et al.*. Tuning||induced large cross-phase modulation in an asymmetric quantum well[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(17): 2475~2477
- 13 T. H. Yoon, M. S. Chung, H. W. Lee. Absorption spectra of two-level atoms interacting with a strong polychromatic pump field and an arbitrarily intense probe field[J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **60**(3): 2547~2553
- 14 C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg. Atom-Photon Interactions[M]. New York: Wiley, 1992
- 15 Z. Ficek, J. Seke, A. V. Soldatov *et al.*. Multilevel coherence effects in a two-level atom driven by a trichromatic field[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **217**(1-6): 299~309