

doi:10.3788/gzxb20144308.0819002

基于自发辐射相干控制的电磁感应透明 诱导无反转光放大效应

李晓莉^{1,2}, 孟旭东³, 吴艳华², 尚雅轩², 张连水¹

(1 河北大学 物理科学与技术学院, 河北 保定 071002)

(2 中国科学院半导体研究所, 北京 100038)

(3 河北北方学院 物理系, 河北 张家口 075000)

摘 要: 建立微波驱动基态精细结构跃迁的 Λ 型三能级系统, 研究基于自发辐射相干控制的电磁感应透明诱导无反转光放大效应. 微波场作用于基态精细结构能级之间, 产生 3 个透明窗口, 利用适当角度的自发辐射相干效应与电磁感应透明耦合, 实现透明向光放大的转化. 结果表明, 透明转化为光放大时, 激发态与基态能级之间以及两个基态能级之间均不出现粒子数反转, 但在产生光放大的过程中必须经历两个基态能级出现粒子数反转的状态. 调节微波场的频率失谐量可以改变基态能级上的粒子数分布, 有利于无反转光放大的产生.

关键词: 自发辐射相干; 微波场; 电磁感应透明; 无反转光放大; Λ 型三能级系统

中图分类号: O562.3+2

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2014)08-0819002-7

The Transformation from Electromagnetically Induced Transparency to Lasing Without Population Inversion Based on Spontaneously Generated Coherence

LI Xiao-li^{1,2}, MENG Xu-dong³, WU Yan-hua², SHANG Ya-xuan², ZHANG Lian-shui¹

(1 College of Physical science and Technology, Hebei University, Baoding, Hebei 071002, China)

(2 State Key Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

(3 Department of Physics, Hebei North University, Zhangjiakou, Hebei 075000, China)

Abstract: The transformation from electromagnetically induced transparency to amplification without inversion based on spontaneously generated coherence was studied by proposing a lambda type three-level system. Three transparency windows are observed when two ground state hyperfine levels are driven by a microwave field. The transparency shifts into amplification by using the coupling of electromagnetically induced transparency and spontaneously generated coherence with appropriate angle. The results show that there is no population inversion between the ground state and the excited state level and no population inversion between two ground state hyperfine levels when amplification is observed, but the system must go through population inversion of two ground state levels in the process of generating amplification. The populations of two ground state levels can be controlled though the adjustment of the frequency detuning of the microwave field to facilitate the generation of amplification.

Key words: Spontaneously generated coherence; Microwave field; Electromagnetically induced transparency; Amplification without inversion; Lambda type three-level system

OCIS Codes: 190.0190; 190.4180; 190.4380

基金项目: 国家自然科学基金项目(No. 10875036), 河北省高等学校科学研究项目(No. 2011114)资助

第一作者: 李晓莉(1982-), 女, 讲师, 博士研究生, 主要研究方向为非线性光学. Email: xiaolixiaoli1999@126.com

收稿日期: 2013-12-05; 录用日期: 2014-03-06

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

原子相干指采用驱动场使原子不同能级间发生相互关联,不同的跃迁通道之间产生干涉,进而改变光的吸收色散特性.与此相关的物理效应有电磁感应透明^[1-4] (Electromagnetically Induced Transparency, EIT)、电磁感应吸收^[5]、电磁诱导负折射^[6]、非线性克尔效应^[7]、光孤子^[8]等,由此产生的应用研究有光开关^[9]、量子存储^[10]、量子计算^[11]等.自发辐射引起原子从高能态到低能态的衰减而破坏由驱动场引起的能级之间的相干.但是在某些条件下,自发辐射也可以诱导原子产生相干.当原子从两个近似简并的激发态能级向同一个基态能级自发辐射,或者从同一个激发态能级向两个近似简并的基态能级自发辐射时,如果跃迁偶极矩满足一定条件,两个自发辐射通道之间会发生交叉耦合,被称为自发辐射相干^[12-16] (Spontaneously Generated Coherence, SGC).

SGC效应对量子系统的跃迁过程和粒子数分布有着显著影响.利用SGC效应能实现粒子俘获和转移,甚至得到无反转光放大^[12-16] (Amplification Without Inversion, AWI),使激光器摆脱工作物质和激光波段的严格限制,有利于紫外、X射线和(射线区域的短波激光器的开发和研制,同时能够产生传统激光不具备的高频相干辐射. Wei等实验表明在半导体材料的基态精细结构能级中外加射频控制场能实现双窗口及多窗口EIT^[17].

本文构建了存在SGC效应的微波驱动基态精细结构跃迁的 Λ 型三能级系统.通过微波场辅助SGC效应控制两基态能级上的粒子数分布.利用SGC效应与EIT耦合,打破只有上下能级粒子数反转才能实现光放大的束缚,在EIT上实现了AWI.该研究将为高分辨激光光谱和新型无反转激光器等课题提供新思路,并推动理论研究阶段的SGC效应向实验阶段发展.

1 系统建立

微波驱动基态精细结构跃迁的 Λ 型三能级系统如图1(a).其中 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 对应基态的精细结构能级,它们之间的弛豫速率 Γ 很小(10^{-3} 量级);激发态能级 $|3\rangle$ 到 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 的粒子跃迁属于自发辐射,弛豫速率分别为 Γ_{31} 和 Γ_{32} (量级为1).引入频率 ω_d 的微波场驱动基态精细结构能级 $|1\rangle \Leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁,同时引入频率为 ω_c 和 ω_p 的耦合场和探测场分别激励 $|3\rangle \Leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|3\rangle \Leftrightarrow |1\rangle$ 跃迁.三场的拉比频率分别为 $\chi_d = \frac{\boldsymbol{\varepsilon}_d \cdot \mathbf{d}_{21}}{\hbar}$, $\chi_c = \frac{\boldsymbol{\varepsilon}_c \cdot \mathbf{d}_{32}}{\hbar}$ 和 $\chi_p = \frac{\boldsymbol{\varepsilon}_p \cdot \mathbf{d}_{31}}{\hbar}$,其中 $\boldsymbol{\varepsilon}_c$ 和 $\boldsymbol{\varepsilon}_p$ 分别表示耦合场和探测场的偏振方向, \mathbf{d}_{31} 和 \mathbf{d}_{32} 表示能级 $|3\rangle$ 向 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 跃迁的偶

极矩方向.当 \mathbf{d}_{32} 和 \mathbf{d}_{31} 之间的夹角 $\theta \neq \pi/2$ 时出现SGC效应.为了简化模型,使每个场仅与一对能级间的跃迁相互作用,选择如图1(b)的偶极矩方向,满足 $\boldsymbol{\varepsilon}_p \perp \mathbf{d}_{32}$ 和 $\boldsymbol{\varepsilon}_c \perp \mathbf{d}_{31}$.

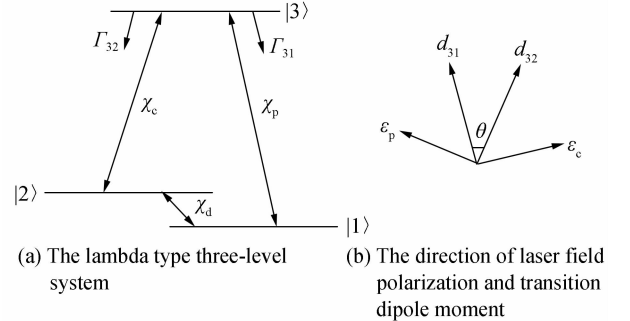


图1 能级系统模型

Fig. 1 The energy level system

在相互作用表象下,考虑偶极近似和旋转波近似,得到相互作用的哈密顿量为

$$\mathbf{H}_I = \hbar \begin{bmatrix} \delta_p - \delta_c - \delta_d & -\Omega_d^* & -\Omega_p^* \\ -\Omega_d & \delta_p - \delta_c & -\Omega_c^* \\ -\Omega_p & -\Omega_c & \delta_p + P \sqrt{\Gamma_{31} + \Gamma_{32}} \end{bmatrix}.$$

代入密度矩阵方程 $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{H}_I, \rho] - \frac{1}{2} \langle \Gamma, \rho \rangle$,式中 $\langle \Gamma, \rho \rangle = \Gamma \rho + \rho \Gamma$, $\Gamma_{mj} = \Gamma_m \delta_{mj}$, Γ_m 是能级 $|m\rangle$ 的弛豫速率.得到密度矩阵元的运动方程为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= i\Omega_p(\rho_{31} e^{i\delta} - \rho_{13} e^{-i\delta}) + i\Omega_d(\rho_{21} - \rho_{12}) + \Gamma\rho_{22} - \Gamma\rho_{11} + \Gamma_{31}\Gamma\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{22} &= i\Omega_c(\rho_{32} - \rho_{23}) - i\Omega_d(\rho_{21} - \rho_{12}) - \Gamma\rho_{22} + \Gamma\rho_{11} + \Gamma_{32}\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{33} &= -i\Omega_p(\rho_{31} e^{i\delta} - \rho_{13} e^{-i\delta}) - i\Omega_c(\rho_{32} - \rho_{23}) - (\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{32} &= i\Omega_p\rho_{12} e^{-i\delta} - i\Omega_d\rho_{31} - i\Omega_c(\rho_{33} - \rho_{22}) + (i\delta_c - \gamma_{32})\rho_{32} \\ \dot{\rho}_{31} &= i\Omega_c\rho_{21} - i\Omega_d\rho_{32} - i\Omega_p(\rho_{33} - \rho_{11}) e^{-i\delta} + (i\delta_p - \gamma_{31})\rho_{31} \\ \dot{\rho}_{21} &= i\Omega_c\rho_{31} - i\Omega_d(\rho_{22} - \rho_{11}) - i\Omega_p\rho_{23} e^{-i\delta} + (i\delta_d - \gamma_{21})\rho_{21} + P \sqrt{\Gamma_{31}\Gamma_{32}}\rho_{33} \end{aligned}$$

式中, $\Omega_c = \chi_c/2$, $\Omega_d = \chi_d/2$, $\Omega_p = \chi_p/2$, $\delta = \omega_p - \omega_c - \omega_d$, $P = \eta \cos \theta$, $\eta = \frac{\mathbf{d}_{31} \cdot \mathbf{d}_{32}}{|\mathbf{d}_{31}| |\mathbf{d}_{32}|}$.耦合场、探测场和微波场的频率失谐量分别为 $\delta_c = \omega_c - \omega_{32}$, $\delta_p = \omega_p - \omega_{31}$ 和 $\delta_d = \omega_d - \omega_{21}$. γ_{ij} 是能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的相干失相速率.为简单起见,设 $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 0.5$,其他参量均以其为单位取相对值.方程中包含的 $P \sqrt{\Gamma_{31}\Gamma_{32}}\rho_{33}$ 对应于自发辐射 $|3\rangle \Leftrightarrow |1\rangle$ 同 $|3\rangle \Leftrightarrow |2\rangle$ 的交叉耦合而产生的量子相干影响,即SGC,其中自发辐射相干因子 P 的取值范围在 $-1 \sim 1$ 之间.

密度矩阵方程中的非对角密度矩阵元 ρ_{31} 的虚部

正比于探测场的吸收系数.当探测场的拉比频率比较大时,会出现复杂的非线性效应,对最终结果产生干扰.而本文重在研究SGC对系统的影响,因此文中只考虑弱场情况.通过对探测场进行微扰处理,求得 ρ_{31} 的一级微扰解,得到 $\text{Im}[\rho_{31}^{(1)}]$ 随探测场失谐量 $\delta_p = \omega_p - \omega_{31}$ 的变化曲线,即探测吸收谱的变化规律.

2 结果和讨论

当 Λ 型三能级系统不存在SGC效应,只有耦合场和探测场与系统相互作用时,调节场参量满足双共振条件,探测吸收曲线的中心频率处出现线宽极窄的EIT.在此基础上,在两低能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间引入微波场,则EIT由原来的一个劈裂为三个,中心EIT位于探测场的共振频率处,另外两个EIT对称分列于两侧.如果将两个低能级用一对存在SGC效应的近简并精细结构能级替代,吸收谱型将发生显著变化.

2.1 探测吸收曲线随自发辐射相干因子的变化

系统中,耦合场起控制作用,它和探测场与系统保持双共振条件,通过调节耦合场的拉比频率可以控制EIT的线宽;微波场是驱动场,通过调节它的拉比频率和频率失谐量可以控制EIT的频率位置.图2是自发

辐射相干因子分别为 $P=0, P=0.2, P=0.4, P=0.6, P=0.8, P=1$ 的探测吸收谱.保持微波场拉比频率($\chi_d=0.2$)不变,调节耦合场拉比频率 $\chi_c=0.1$ (点线), $\chi_c=0.2$ (实线)和 $\chi_c=0.3$ (虚线),当SGC不存在($P=0$)时,出现对称的三EIT窗口曲线,一个EIT位于中心频率 $\delta_p=0$ 处,另两个EIT分别位于 $\delta_p=\pm 0.2$ 处,见图2(a).根据缀饰态理论,当微波场与 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 能级跃迁共振时,两侧EIT到中心EIT的频率间隔恰好等于 χ_d ,与上述结果一致.比较图2(a)中三条曲线,发现三个EIT频率位置与 χ_c 无关,其线宽与 χ_c 有关, χ_c 越大,EIT线宽越宽.当存在SGC时,三个EIT的频率位置保持不变,但是曲线整体不再保持对称,而且自发辐射相干因子 P 越大,曲线就越不对称,见图2(b)~图2(f).曲线的右侧强度下降,左侧强度上升,导致位于 $\delta_p=0.2$ 处的EIT比 $\delta_p=-0.2$ 处的EIT的最低凹陷强度低.随着 P 的增大, $\delta_p=0.2$ 处的EIT的最低凹陷强度越来越低,甚至出现图2(f)中虚线所示的AWI现象.当 P 一定时, χ_c 越大,曲线的不对称程度也越大.但是,当SGC效应达到最大($P=1$)时,在图2(f)中,只有 $\chi_c=0.3$ 时, $\delta_p=0.2$ 处的EIT转化为AWI,而 $\chi_c=0.1$ 和 0.2 时,没有出现AWI现象.

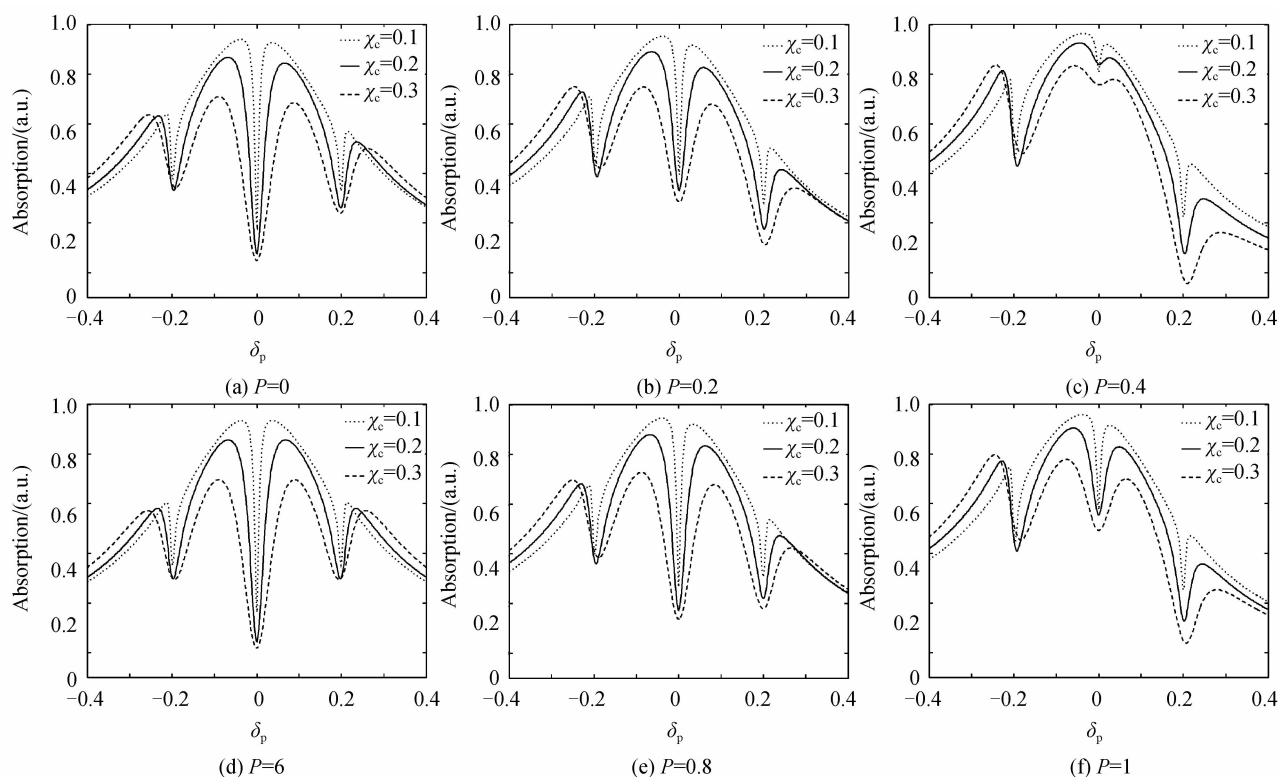


图2 微波场共振作用下的探测吸收谱

Fig. 2 Absorption spectrum under resonant microwave field

2.2 能级粒子数布居随耦合场拉比频率和自发辐射相干因子的变化

只有当耦合场拉比频率 χ_c 和自发辐射相干因子 P 满足一定条件时才会出现AWI现象.从物理机制来

看,AWI与系统能级的粒子数布居有很强的依赖关系^[18-19].文献[18]中,在 Λ 型三能级系统中引入两个共振射频场,通过调节控制基态的射频场Rabi频率大于控制激发态的射频场Rabi频率,可以改变粒子数布

居,实现 EIT 向 AWI 的转化.文献[19]指出在 Λ 型三能级系统中引入调谐耦合场,使之同时激励两个基态能级到激发态能级的跃迁,当调节这个耦合场的频率失谐量在某一特定范围时,粒子数布居发生改变,实现 EIT 向 AWI 的转化.本文则利用 SGC 效应与 Λ 型三能级系统的基态精细结构跃迁之间的耦合改变粒子数布居,实现 EIT 向 AWI 的转化.图 3 为能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的粒子数布居在不存在 SGC 效应 ($P=0$) 和 SGC 效应达到最大 ($P=1$) 时随 χ_c 的变化规律.采用的耦合场拉比频率分别为 $\chi_c=0.1, 0.2, 0.3$.由于整个系统粒子数归一,由图 3 可知,激发态能级 $|3\rangle$ 上的粒子数几乎为零,粒子基本上全部分布在基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上,激发态与基态能级之间没有出现粒子数反转.从能级 $|1\rangle$ 上的粒子数 ρ_{11} 可以看出,当不存在 SGC 效应时,粒子数不随探测频率改变,但是粒子数随 χ_c 的增大略微

下降;当 SGC 效应达到最大 ($P=1$) 时,探测频率正失谐方向的粒子数减少,负失谐方向的粒子数增加,而且 χ_c 越大,粒子数变化也越大.由图 3(b) 可知,当不存在 SGC 效应时,能级 $|2\rangle$ 上的粒子数也不随探测频率改变,而且粒子数也随着 χ_c 的增大略微下降;但是当 SGC 效应达到最大 ($P=1$) 时,能级 $|2\rangle$ 上的粒子数沿探测频率正失谐方向逐渐增加,沿负失谐方向逐渐减少, χ_c 越大,粒子数变化也越大.当不存在 SGC 效应时,粒子几乎全部被俘获在基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上,但是不同 χ_c 对能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上的粒子数布居产生不同的影响, $\chi_c=0.1$ 和 0.2 时,能级 $|1\rangle$ 上的粒子数低于能级 $|2\rangle$,而当 $\chi_c=0.3$ 时,能级 $|1\rangle$ 上的粒子数高于能级 $|2\rangle$.当考虑 SGC 效应 ($P=1$) 后,能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上的粒子数做相反的变化,前者沿探测频率正失谐方向减少,后者沿正失谐方向增加.

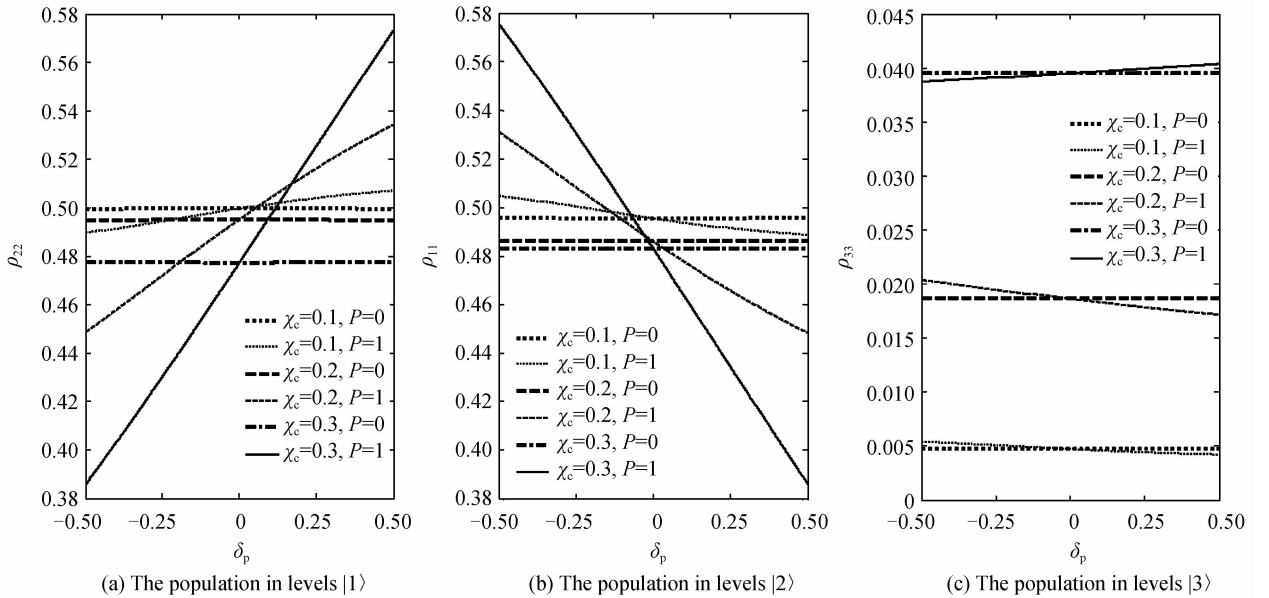


图 3 微波场共振作用下粒子数布居在不存在 SGC 效应和 SGC 效应达到最大时的变化规律

Fig. 3 The population under resonant microwave field when SGC factors are zero and the largest respectively

结合探测吸收曲线随 χ_c 和 P 的变化规律,发现当不存在 SGC 效应时,系统只出现 EIT,粒子几乎全部被俘获在基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上,激发态与基态能级之间不出现粒子数反转;将 SGC 效应施加到 EIT 上,只有 $\chi_c=0.3$ 时, $\delta_p=0.2$ 处的 EIT 转化为 AWI.而且当不考虑 SGC 只有 $\chi_c=0.3$ 时,能级 $|1\rangle$ 上的粒子数高于能级 $|2\rangle$,这说明 χ_c 足够大,使两个基态能级之间出现粒子数反转,才能为后续 EIT 和 SGC 效应的耦合产生 AWI 提供必要条件.随着 SGC 效应的引入,沿探测频率正失谐方向将能级 $|1\rangle$ 上的粒子数降下来,将能级 $|2\rangle$ 上的粒子数升上去,使两个基态能级的粒子数反转,最终在探测频率正失谐方向的 EIT 转化为 AWI.综上所述,当 EIT 转化为 AWI 时,虽然激发态与基态

能级之间没有出现粒子数反转,而且两个基态能级之间也没有出现粒子数反转,但是必须经历两个基态能级之间粒子数发生反转,才能使 EIT 和 SGC 效应耦合产生出 AWI.

2.3 微波场失谐作用下探测吸收曲线和粒子数布居的变化

通过调节微波场的频率失谐量 δ_d 也可以控制 EIT 的频率位置,并通过 SGC 效应对系统产生影响.图 4 为探测吸收曲线在不存在 SGC 效应 ($P=0$) 和 SGC 效应达到最大 ($P=1$ 或 -1) 时随 δ_d 的变化规律.其中 δ_d 分别为 $\pm 0.05, \pm 0.1, \pm 0.15$ 和 ± 0.2 , $\chi_d=0.2$, $\chi_c=0.2$.

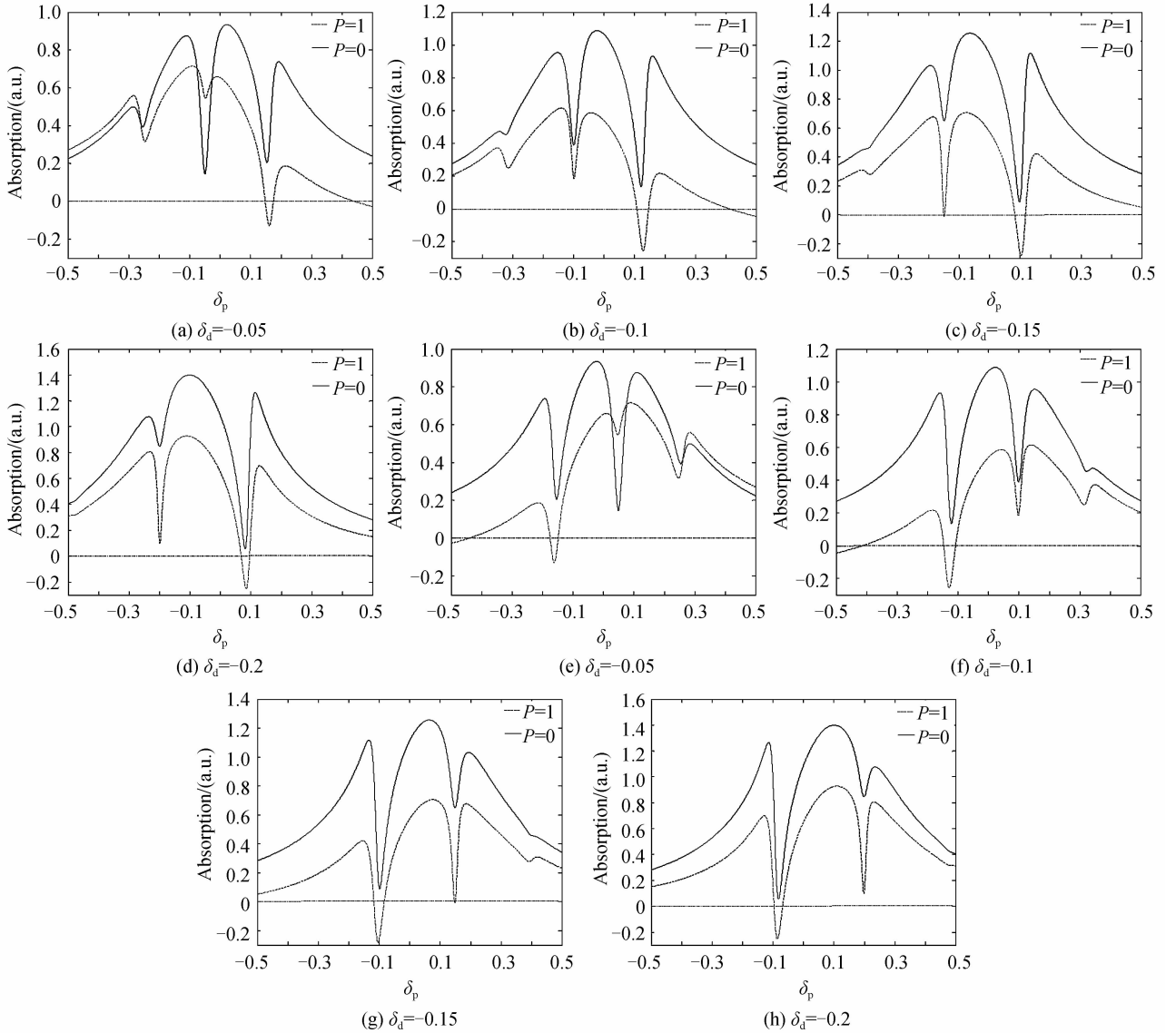


图4 微波场失谐作用下的探测吸收谱

Fig. 4 Absorption spectrum under off-resonant microwave field

根据缀饰态理论,当微波场与 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 能级不共振时,中心 EIT 窗口的频移量等于 δ_d ,两侧 EIT 窗口到中心 EIT 窗口的频率间隔等于 $\sqrt{\delta_d^2 + \chi_a^2}$,与图 4 结果完全一致.当 δ_d 为负、 $P=0$ 时,由于微波场的失谐作用,曲线整体不再保持对称,右侧 EIT 深度加深,中心和左侧 EIT 深度变浅,而且 δ_d 的绝对值越大,曲线就越不对称.为了利用透明深度较深的右侧 EIT 转化为 AWI,采用 $P=1$ 的 SGC 效应与之耦合,发现当 $\chi_c = 0.2$ 时,即使采用很小的 δ_d ,右侧 EIT 也能很容易的转化为 AWI,而且随着 δ_d 绝对值增大,AWI 放大效应也越明显.而由图 2 可知,在微波场共振 $\chi_c = 0.2$ 时,并不能使 EIT 转化为 AWI.这说明在微波场失谐作用下,产生 AWI 的条件有所降低.另外,与 SGC 效应耦合后的整个曲线强度都下降很多,随着 δ_d 的绝对值增大,中心 EIT 的深度也逐渐变深,甚至降为零.当 δ_d 取正值、 $P=0$ 时,左侧 EIT 的深度加深,中心和右侧 EIT

的深度变浅;采用 $P=-1$ 的 SGC 效应与左侧 EIT 耦合,发现当 $\chi_c = 0.2$ 时,左侧 EIT 也很容易转化为 AWI.说明无论 δ_d 取正取负,只要跟适当角度的 SGC 耦合都能产生 AWI,其物理本质相同.

图 5 给出能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的粒子数布居在不存在 SGC 效应 ($P=0$) 和 SGC 效应达到最大 ($P=-1$) 时随 δ_d (取 $\delta_d = 0.05$ 和 0.15) 的变化规律,其中 $\chi_c = 0.2$, $\chi_a = 0.2$. 系统粒子数归一,由图 5 得出能级 $|3\rangle$ 上的粒子数几乎为零,粒子几乎全部分布在能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上,说明激发态能级与基态能级之间没有出现粒子数反转.在微波场失谐作用下,当不存在 SGC 效应时,即使 $\chi_c = 0.2$ 也可以使能级 $|1\rangle$ 上的粒子数高于能级 $|2\rangle$,而在微波场共振作用下,需要更高的 χ_c 才能使能级 $|1\rangle$ 上的粒子数高于能级 $|2\rangle$. 固定 χ_c 和 χ_a 不变,发现 δ_d 越大,能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上的粒子数相差也越多.考虑 SGC 效应 ($P=-1$),能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上的粒子数做相反的变

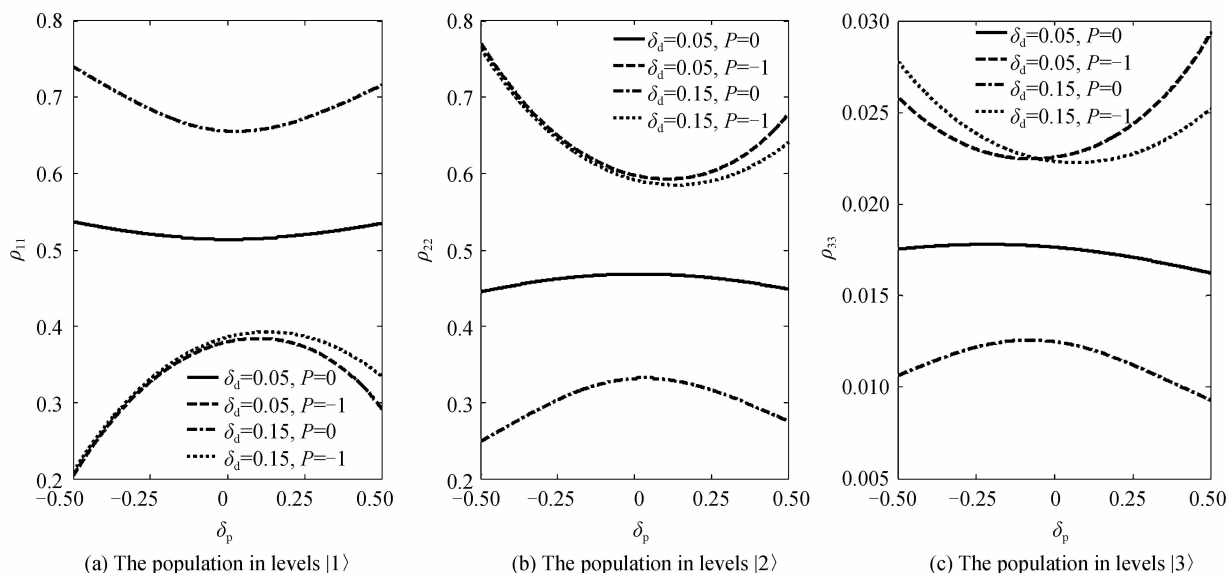


图5 微波场失谐作用下粒子数布居在不存在SGC效应和SGC效应达到最大时的变化规律

Fig. 5 The population under off-resonant microwave field when SGC factors are zero and the largest respectively

化,前者减少,后者增加,能级 $|2\rangle$ 的粒子数超过能级 $|1\rangle$ 。

当不存在SGC效应时,激发态与基态能级之间不发生粒子数反转,系统只出现EIT.由于微波场失谐作用,对 χ_c 的强度要求降低,在较小 χ_c 作用下,两个基态能级之间就可以出现粒子数反转, δ_d 越大,两个基态能级之间的粒子数相差也越大.将适当角度的SGC效应施加到EIT上,使左侧或者右侧透明深度较深的EIT和SGC效应进行耦合,能级 $|1\rangle$ 上的粒子数减少,能级 $|2\rangle$ 上的粒子数增加,两个基态能级的粒子数最终反转,使EIT转化为AWI.进一步说明本系统中由EIT诱导产生AWI时,激发态与基态能级之间以及两个基态能级之间均不出现粒子数反转,但在EIT和SGC效应耦合产生AWI的过程中必须经历两个基态能级出现粒子数反转的状态,而且反转后的粒子数相差越大,产生的AWI的放大效果越明显。

3 结论

对基于自发辐射相干控制的电磁感应透明诱导无反转光放大效应进行了理论研究.系统中基态由一对存在SGC效应的近简并精细结构能级构成.微波场驱动基态精细结构能级跃迁,将原来的单EIT劈裂为3个EIT,通过调节其拉比频率 χ_d 和频率失谐量 δ_d 可以控制EIT的频率位置.耦合场起控制作用,调节其拉比频率 χ_c 不仅可以改变EIT的线宽,而且只有当 χ_c 足够大时,才能使EIT转化为AWI.当微波场与对应能级之间存在失谐时,采用较小的 χ_c 就可以使左侧或者右侧的EIT和SGC效应耦合产生AWI,而微波场共振时,反而需要更高的 χ_c 才能产生AWI.固定 χ_c 不变, δ_d 越大,AWI的放大效应越明显.粒子数布居变化说

明本系统中由EIT诱导产生AWI时,激发态与基态能级之间以及两个基态能级之间均不出现粒子数反转,但在EIT和SGC效应耦合产生AWI的过程中必须经历两个基态能级出现粒子数反转的状态,而且反转后的粒子数相差越大,产生的AWI的放大效果越明显。

参考文献

- [1] HARRIS S E. Electromagnetically induced transparency[J]. *Physics Today*, 1997, **50**(7): 36-42.
- [2] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, **77**: 633-673.
- [3] SUN Yang, TONG Yuan-wei, XUE Chun-hua, et al. Electromagnetic diode based on nonlinear electromagnetically induced transparency in metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **103**: 091904.
- [4] YANG Xiao-yu, JIANG Yong-yuan. The influence of EIT effect with double windows on electromagnetic characteristics of quasi-Lambda-four-level atomic system [J]. *Optics Communications*, 2012, **285**(8): 2161-2165.
- [5] CHANU S R, NATARAJAN V. Narrowing of resonances in electromagnetically induced transparency and absorption using a Laguerre-Gaussian control beam[J]. *Optics Communications*, 2013, **295**: 150-154.
- [6] DUTTA S, DASTIDAR K R. Study of group velocity in the negative refractive index region in three level closed Lambda system via spontaneously generated coherence[J]. *Molecular Physics*, 2012, **110**: 431-443.
- [7] YI Xiao-hong, SUN Hui, CHEN Jin-jun, et al. Tunneling-induced enhancement of self-Kerr nonlinearity in asymmetric quantum wells[J]. *Physics Letters A*, 2013, **377**(23): 1527-1530.
- [8] SHE Yan-chao, ZHENG Xue-jun, WANG Deng-long, et al. Controllable double tunneling induced transparency and solitons formation in a quantum dot molecule [J]. *Optics Express*, 2013, **21**(14): 17392-17403.
- [9] LEE M J, CHEN Y H, WANG I C, et al. EIT-based all-optical switching and cross-phase modulation under the influence of four-wave mixing[J]. *Optics Express*, 2012, **20**

- (10): 11057-11063.
- [10] YAN Wei, WANG Tao, LI Xiao-ming, *et al.* Electromagnetically induced transparency and slow light in a Lambda-type three-level system of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells[J]. *Journal of Modern Optics*, 2012, **59**(9): 784-788.
- [11] BRANDT H E. Aspects of the Riemannian geometry of quantum computation[J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2012, **26**: 1243004.
- [12] ARGARWAL G S. Quantum optics[M]. Springer Tracts in Modern Physics, 1974: 95.
- [13] CARDIMONA D A, RAYMER M G, STROUD JR C R. Steady-state quantum interference in resonance fluorescence [J]. *Journal of Physial B*, 1982, **15**: 55-64.
- [14] IMAMOGLU A. Interference of radiatively broadened resonances[J]. *Physical Review A*, 1989, **40**: 2835.
- [15] WU Jin-hui, GAO Jin-yue. Phase and amplitude control of the inversionless gain in a microwave-driven Lambda-type atomic system[J]. *European Physical Journal D*, 2003, **23** (2): 315-319.
- [16] WU Jin-hui, GAO Jin-yue. Phase control of light amplification without inversion in a Lambda-system with spontaneously generated coherence[J]. *Physical Review A*, 2002, **65**(6): 063807.
- [17] WEI Chang-jiang, MANSON N B. Observation of the dynamic Stark effect on electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 1999, **60**(3): 2540-2546.
- [18] LI Xiao-li, SHANG Ya-xuan, SUN Jiang. Splitting of electromagnetically induced transparency window and appearing of gain due to radio frequency field [J]. *Acta Physics Sinica*, 2013, **62**(6): 064202.
李晓莉, 尚雅轩, 孙江. 射频驱动下电磁诱导透明窗口的分裂和增益的出现[J]. *物理学报*, 2013, **62**(6): 064202.
- [19] LI Xiao-li, ZHANG Lian-shui, YANG Yue, *et al.* Amplification without inversion controlled by tuned coupling field[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2011, **23** (2): 522-526.
李晓莉, 张连水, 杨悦, 等. 调谐耦合场作用下的无反转光放大[J]. *强激光与粒子束*, 2011, **23**(2): 522-526.