

微波场作用下三能级原子系统的无反转光放大

杨丽君 马腾 孙克家 冯晓敏

Amplification without population inversion in tree-level system driven by an additional microwave field

Yang Li-Jun Ma Teng Sun Ke-Jia Feng Xiao-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 064205 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.064205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Rb⁸⁷ 冷原子电磁感应透明吸收曲线不对称性的分析

Analysis on the absorption curve asymmetry of electromagnetically induced transparency in Rb⁸⁷ cold atoms

物理学报.2015, 64(3): 034206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034206>

芯片原子钟相干布居囚禁谱线特性研究

Study on characteristics of coherent population trapping spectral line for chip-scale atomic clock

物理学报.2015, 64(3): 034207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034207>

二维电磁感应光子带隙的动态生成与调控

Dynamic generation and manipulation of electromagnetically induced 2D photonic band-gaps

物理学报.2014, 63(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.224203>

一维冷原子晶格中相干诱导三光子带隙

Tunable three photonic band-gaps coherently induced in one-dimensional cold atomic lattices

物理学报.2014, 63(3): 034209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.034209>

四能级双V型原子系统中考虑自发辐射相干的无粒子数反转激光

Lasing without inversion with considering spontaneously generated coherence

物理学报.2013, 62(16): 164207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.164207>

微波场作用下三能级原子系统的无反转光放大*

杨丽君† 马腾 孙克家 冯晓敏

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2014年6月16日收到; 2014年10月29日收到修改稿)

研究了外加微波场作用下三能级原子系统的无粒子数反转放大特性. 通过求解系统的密度矩阵方程得到其探测吸收谱. 结果表明, 介质对探测场的吸收呈现多峰结构, 并且在强微波驱动场的作用下, 特定范围内出现了明显的负吸收(即光放大). 进一步定量分析各能级粒子数布居随作用场强度的变化, 揭示出该三能级原子系统呈现无粒子数反转光放大的规律. 最后, 采用缀饰态理论对探测吸收特性做出了准确的解释.

关键词: 量子相干性, 微波场, 无反转放大, 三能级原子系统

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Nn

DOI: 10.7498/aps.64.064205

1 引言

对各种量子相干效应的研究是实现量子计算、量子存储以及量子信息科学应用的理论基础. 具有耦合-探测结构的 Λ -型三能级原子系统是研究量子相干的典型系统, 它由一个激发态能级和两个同属基态精细结构的低能级构成. 由于两个低能级同属基态能级的精细结构, 有很强的相干性, 使得粒子在不同跃迁路径之间相干叠加而呈现出各种量子相干效应, 例如, 电磁诱导透明(EIT)、电磁诱导吸收(EIA)等^[1,2].

显然, Λ -型三能级系统的量子相干特性取决于两个低能级之间的相干性, 若在两低能级之间引入微波驱动场来扰动其相干项, 形成闭合三能级原子系统, 必将导致系统呈现更加丰富的量子相干效应. 基于此考虑, 我们采用外加微波场作用于金刚石中氮-空穴缺陷中心(NV中心)的自旋精细能级之间, 对闭合三能级的EIT特性进行了系统的研究. 实验观察到了多窗口EIT, 并利用缀饰态理论对多窗口EIT的形成机理和变化规律做出了准确的解释^[3,4]. 但是, 随着研究的进一步深入, 我们发现^[5]: 增加耦合场和微波驱动场的作用场强度, 探

测吸收谱中的EIT窗口由吸收线型过渡为色散线型; 而且在某些波段出现了明显的负吸收(即光放大)现象. 本文通过理论研究和数值模拟, 深入分析该系统的探测吸收谱及粒子布居随作用场强度的变化规律, 给出无粒子数反转光放大(amplification without inversion, AWI)的产生条件, 为无反转放大激光的相关的实验研究提供理论指导.

近年来, 对各种能级系统的无粒子数反转光放大的研究引起了广泛的关注^[6-11]. Zhu^[12,13]研究了闭合V型三能级系统的无反转放大特性, 分别在裸态和缀饰态表象下分析了AWI形成的条件. 人们在开放的三能级原子系统以及多能级系统中, 也得到了无反转放大激光特性与作用场的性质以及能级系统参量之间的关系^[14-16]. Kocharovskaya^[17,18]分析了 Λ -型三能级系统中AWI的产生机理以及双色光学场抽运的双 Λ -型系统的AWI特性. 本文则重点讨论微波场对闭合三能级系统AWI特性的影响. 微波场相对于光学场便于准确控制, 因此, 研究结果具有重要的实际价值. 文献^[19]讨论了该系统在共振点处的探测吸收和色散特性, 只给出了该特殊点无反转放大激光的产生与作用场相位的关系. 本文则通过求解系统

* 河北省自然科学基金项目(批准号: A2012201039)和河北省教育厅重点项目(批准号: ZD20131029)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ylj@hbu.edu.cn

密度矩阵方程的稳态解, 分析了系统的探测吸收谱以及各能级粒子布居随作用场强度的变化关系, 得到了该原子系统呈现无粒子数反转光放大的频率范围随作用场强度的变化规律.

2 系统模型与理论分析

Wei 和 Manson^[4] 利用外加微波场作用于金刚石中氮-空穴缺陷中心 (NV 中心) 的自旋精细能级, 实验研究了微波场作用下的闭合三能级系统的电磁诱导透明特性, 观测到了 EIT 的劈裂. 我们也对该系统的 EIT 特性进行了理论研究, 给出了 EIT 劈裂的规律与外加作用场的性质之间的定量关系, 揭示了多窗口 EIT 形成的物理机理^[4]. 但是, 这些前期的实验和理论研究主要局限于弱耦合场条件下探测场的吸收特性, 而本文则采用强耦合场和微波驱动场作用, 重点讨论该三能级原子系统形成无粒子数反转光放大的条件和规律.

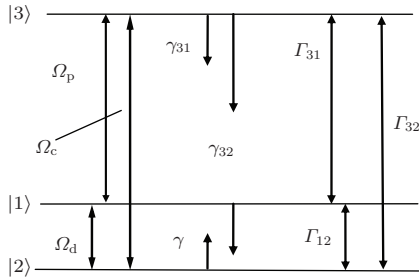


图 1 微波场驱动的闭合三能级原子系统

外加微波驱动场作用的闭合三能级系统如图 1 所示. 其中, |1> 和 |2> 能级同属原子基态能级的精细结构, |3> 为激发态能级. 频率为 ω_c 的耦合场共振作用于 |2> \rightarrow |3> 能级之间, 探测场 ω_p 作用于 |1> \rightarrow |3> 的能级跃迁之间形成具有耦合-探测结构的 Λ -型三能级系统. 再引入微波驱动场激发磁偶极跃迁共振作用于 |1> \rightarrow |2> 能级之间, 则构成本文所讨论的闭合的三能级系统. 系统的探测吸收谱通过弱探测场扫描 |1> \rightarrow |3> 跃迁获得. 设耦合场、探测场和微波驱动场的拉比频率分别为

$$\Omega_c = \frac{\mu E_c}{2\hbar}, \quad \Omega_p = \frac{\mu E_p}{2\hbar} \quad \text{和} \quad \Omega_d = \frac{\mu B_d}{2\hbar};$$

能级系统的参量表示如下: Γ_{ij} 为能级 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 跃迁的粒子数衰减速率. 设激发态到基态各能级的粒子数衰减速率相等: $\Gamma_{31} = \Gamma_{32}$, 并归一化为 $\Gamma_3 = \Gamma_{31} + \Gamma_{32} = 1$, 在计算中所有参量均以

Γ 为单位取相对值. 由于 |1>、|2> 能级同属于基态精细结构能级, 它们之间的粒子数衰减很小, $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 10^{-4}$. γ_{ij} 则为 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 之间的相干失相速率, 因此有

$$\begin{aligned} \gamma_{31} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{12}), \\ \gamma_{32} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{21}), \\ \gamma_{21} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{12}). \end{aligned}$$

在偶极近似和旋转波近似条件下, 场与原子系统相互作用的哈密顿量可写为

$$V(t) = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & \Omega_d e^{i\omega_d t} & \Omega_p e^{i\omega_p t} \\ \Omega_d e^{-i\omega_d t} & 0 & \Omega_c e^{i\omega_c t} \\ \Omega_p e^{-i\omega_p t} & \Omega_c e^{-i\omega_c t} & 0 \end{bmatrix}. \quad (1)$$

依此建立系统的密度矩阵运动方程组:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{31} e^{-i\delta t} - \rho_{13} e^{i\delta t}) + i\frac{\Omega_d}{2}(\rho_{21} - \rho_{12}) \\ &\quad + \Gamma(\rho_{22} - \rho_{11}) + \Gamma_{31}\rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{22} &= i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) - i\frac{\Omega_d}{2}(\rho_{21} - \rho_{12}) \\ &\quad - \Gamma(\rho_{22} - \rho_{11}) + \Gamma_{32}\rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{33} &= -i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{31} e^{-i\delta t} - \rho_{13} e^{i\delta t}) \\ &\quad - i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) - (\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{32} &= -d_{32}\rho_{32} + i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{12} e^{i\delta t} - i\frac{\Omega_d}{2}\rho_{31} \\ &\quad - i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}), \\ \dot{\rho}_{31} &= -d_{31}\rho_{31} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{21} - i\frac{\Omega_d}{2}\rho_{32} - i\frac{\Omega_p}{2} \\ &\quad \times e^{i\delta t}(\rho_{33} - \rho_{11}), \\ \dot{\rho}_{21} &= -d_{21}\rho_{21} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{31} - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{23} e^{i\delta t} \\ &\quad - i\frac{\Omega_d}{2}(\rho_{22} - \rho_{11}), \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} &= 1, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, ω_{ij} 表示能级 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 之间的跃迁频率; d_{ij} 为复失谐: $d_{32} = i\Delta_c + \gamma_{32}$, $d_{21} = i\Delta_d + \gamma_{21}$, $d_{31} = i(\omega_{31} - \omega_c - \omega_d) + \gamma_{31}$; $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$, $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$, $\Delta_d = \omega_{21} - \omega_d$ 分别为耦合场、探测场和微波驱动场与对应能级跃迁之间的频率失谐量, 令 $\delta = \omega_c + \omega_d - \omega_p = \Delta_p - \Delta_c - \Delta_d$.

由于使用弱探测场进行探测, 采用微扰法求解密度矩阵方程 (2) 的稳态解. 其非对角矩阵元

ρ_{31} 的虚部和实部分别反映探测场的吸收和色散特性, 对角矩阵元 ρ_{jj} 对应 $|j\rangle$ 能级的粒子布居, 由 $W_{31} = \rho_{33} - \rho_{11}$ 可以给出探测能级之间的粒子数分布规律. 本文对不同条件下系统的探测吸收谱以及探测能级之间的粒子数分布进行了分析, 由此给出该系统呈现无粒子数反转光放大输出的光谱规律. 由于包含时间项, 该密度矩阵方程的求解过程十分复杂, 详细步骤参见文献 [4].

3 结果与讨论

3.1 探测吸收谱的变化规律

在闭合三能级系统中, 若微波驱动场的强度为零, 则构成具有耦合-探测结构的 Λ -型三能级系统. 我们知道, 该系统在强耦合场作用下的探测吸收谱为 Alter-Town (A-T) 双峰, 而在弱耦合场条件下, 由于量子相干作用使得探测吸收谱呈现为 EIT. 此时, 引入微波驱动场的作用形成闭合三能级系统, 其探测吸收谱中的 EIT 会劈裂而形成多个 EIT 窗口. 图 2 给出了探测场的吸收特性由 A-T 双峰到 EIT, 再到多窗口 EIT 的变化规律. 其中, 曲线 a-c 对应微波驱动场 $\Omega_d = 0$, 耦合场的拉比频率分别为 $\Omega_c = 2, 1$ 和 0.2 时的探测吸收曲线. 可以看出,

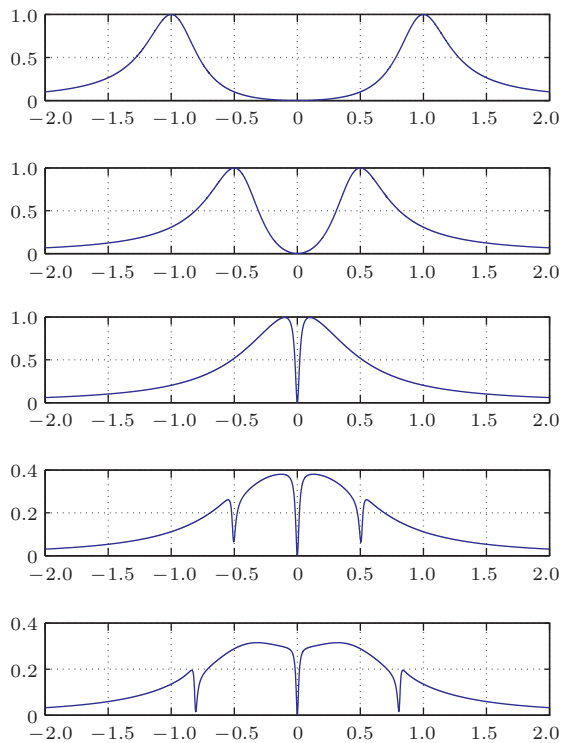


图2 三能级系统的探测吸收谱

强耦合场作用下系统的探测吸收谱为 Alter-Town 双峰, 且双峰的间距等于耦合场的拉比频率; 减小耦合场的作用强度双峰不断靠近, 当耦合场的拉比频率小于吸收峰的展宽 Γ 时, 双峰重叠, 在重叠区域内由于量子相干导致干涉相消, 使得探测谱呈现为 EIT. EIT 的光谱线宽取决于耦合场的作用强度. 图 2(d) 和 (e) 是加入微波驱动场作用的闭合三能级系统的探测吸收曲线, 其中 $\Omega_c = 0.2, \Omega_d = 1, 1.5$. 显然, 微波场的加入导致原来的 EIT 劈裂为三个 EIT 窗口. 进一步分析表明, 中心的 EIT 窗口始终位于探测场共振频率处, 而两侧的 EIT 到中心 EIT 的间隔恰等于微波驱动场的拉比频率; EIT 的光谱线宽仍取决于耦合场的强度.

3.2 探测场的光放大特性

在闭合三能级系统中, 由于耦合场和微波驱动场存在公共的作用能级, 当两场均为强场时, 它们之间的相互作用会导致系统呈现出新的量子相干效应——探测光在一定的频率范围内出现负吸收即光放大现象.

图 3 给出了探测场放大特性随 Ω_d, Ω_c 的变化规律. 其中, 图 (a), (b), (c), (d) 对应参数分别为: $\Omega_d = 1.5, \Omega_c = 0.2, 1.0, 1.5$ 和 2 的情况. 可以看出, 系统对探测场呈现负吸收的频率范围与耦合场、微波驱动场的相对强度有关. 图 3(a), (b) 表明, 在 $\Omega_d > \Omega_c$ 的条件下, 增大微波驱动场的强度, 两侧的 EIT 窗口逐渐变成色散线型并在此位置出现负吸收, 即探测场呈现为光放大 (图 3(a) 所示). 随着耦合场强度增大, 负吸收的频率范围展宽 (图 3(b) 所示), 负吸收的强度增加; 当 $\Omega_c = \Omega_d$ 时 (图 3(c) 所示), 探测场在其共振频率附近也出现了负吸收, 负吸收的频率范围同样随耦合场拉比频率的增大而增加, 但在共振频率处始终保持零吸收 (即透明). 进一步增加耦合场的强度, 当 $\Omega_d < \Omega_c$ 时, 两侧位于微波驱动场拉比频率位置的负吸收减弱恢复为 EIT, 探测场的光放大只出现在共振频率附近 (图 3(d) 所示). 总之, 在强耦合场与微波驱动场的作用下, 探测场在多个频率区域呈现出了明显的放大, 光放大的频率位置由微波驱动场的拉比频率决定 Ω_d ; 且探测场放大的频率范围则取决于耦合场的作用强度 Ω_c .

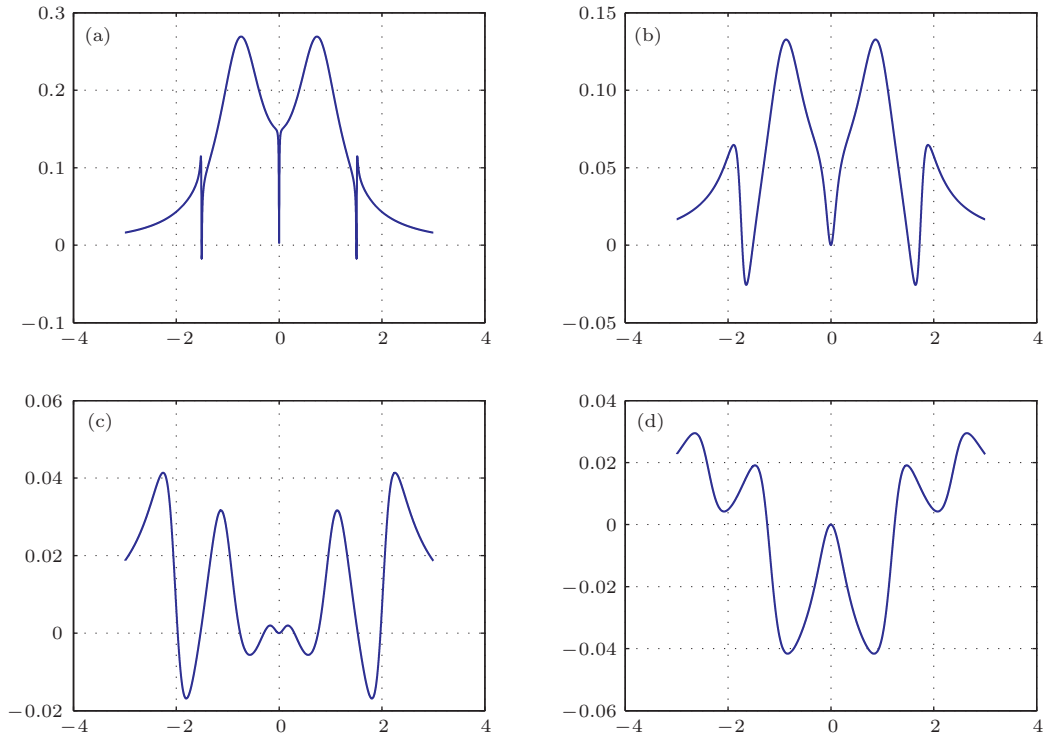


图3 三能级系统的吸收随作用场强度的变化 其中, $\Omega_d = 1.5$; (a), (b), (c), (d) 曲线对应的耦合场拉比频率分别为: $\Omega_c = 0.2, 1.0, 1.5, 2$

3.3 无粒子数反转放大的产生条件

我们进一步给出 $|1\rangle-|3\rangle$ 能级之间的粒子布居 $W_{31} = \rho_{33} - \rho_{11}$ 随探测场变化, 与对应的探测场吸

收曲线进行比较, 可以得出该原子系统呈现无粒子数反转光放大的条件.

如图4所示, 左侧的子图(a), (b)和(c)分别对应于耦合场的拉比频率 $\Omega_c = 2$, 驱动场的拉比频率

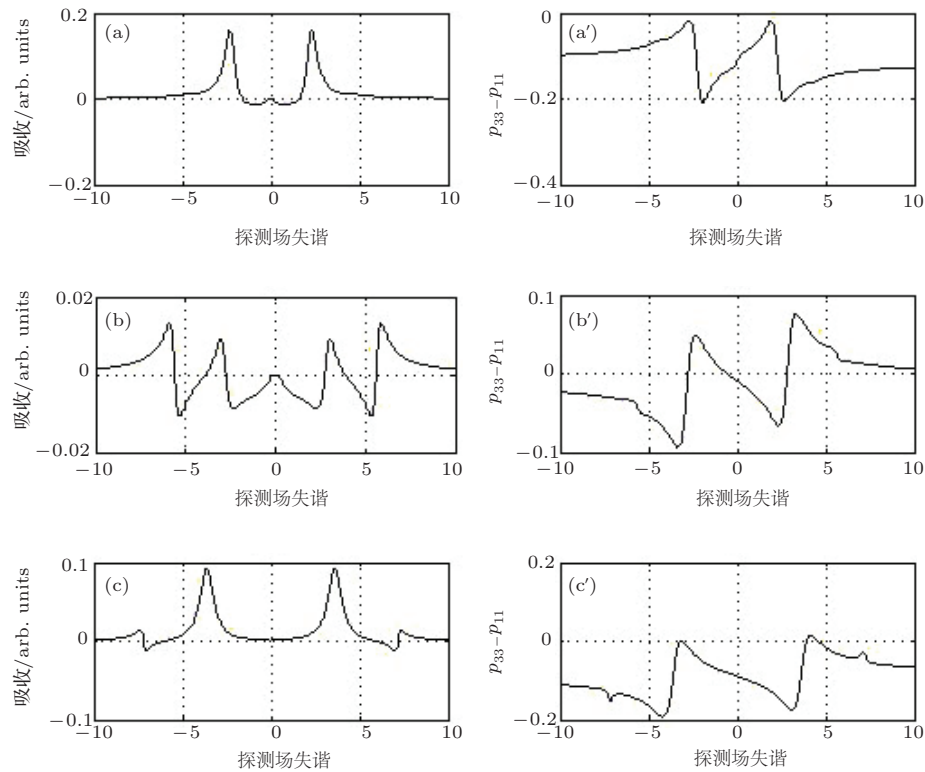


图4 探测吸收与探测能级间粒子布居的关系 其中, 各种子图对应的耦合场的强度 $\Omega_c = 2$, 微波驱动场的拉比频率分别为 (a) 和 (a') $\Omega_d = 1$; (b) 和 (b') $\Omega_d = 2$; (c) 和 (c') $\Omega_d = 3$

$\Omega_d = 1.0, 2.0, 3.0$ 时的探测吸收谱. 右侧的子图 (a'), (b'), (c') 则是同样条件下的探测能级间的粒子数之差 $W_{31} = \rho_{33} - \rho_{11}$ 随探测频率的变化曲线. 在 $\Omega_d < \Omega_c$ 的条件下, 对比图 4(a) 与图 4(a') 我们可以观察到探测场的负吸收只出现在其共振频率附近, 但在整个探测范围内粒子数之差始终有 $W_{31} = \rho_{33} - \rho_{11} < 0$, 即 $|1\rangle, |3\rangle$ 能级之间没有出现粒子数的反转, 因此, 在共振频率附近探测场实现了无粒子数反转光放. 同理, 当 $\Omega_c < \Omega_d$ 时, 图 4(c') 表明在整个探测范围内 $|1\rangle, |3\rangle$ 能级之间没有出现粒子数的反转 ($W_{13} < 0$). 因此, 图 4(c) 中两侧位于微波驱动场拉比频率的探测场的负吸收, 也对应无粒子数反转光放大. 其对称地出现在探测共振频率两侧, 到共振点的频率间隔恰等于微波驱动场的拉比频率, 无反转放大的频率范围由耦合场的强度决定. 在 $\Omega_c = \Omega_d$ 的情况下 (如图 4(b) 与图 3(b) 所示), $|1\rangle, |3\rangle$ 能级之间的粒子布居随探测频率周期性反转, 虽然探测吸收在多个区域出现光放大, 但只在某些频段出现的放大为无反转放大, 无反转放大的频率区域随探测场频率失谐量交替出现.

综上所述, 在外加微波场作用下的闭合三能级原子系统中, 强耦合场与微波驱动场的共同作用, 导致探测场在多个频率范围呈现出无粒子数反转光放大. 通过调节微波驱动场和耦合场的作用强度, 可以定量地控制探测场实现无反转光放大的频率位置和频率范围. 该研究结果对相关实验研究和

无反转激光的研制具有参考价值.

参考文献

- [1] Harris S E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1033
- [2] Lezama A, Barreiro S, Akulshin A M 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4732
- [3] Wei C, Manson N B 1999 *Phys. Rev. A* **60** 2540
- [4] Wilson E A, Manson N B, Wei C, Li J Y 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063813
- [5] Yang L J, Zhao M, Zhang L S, Feng X M, Li X L, Wei C J 2010 *Chin. Phys. B* **19** 084204
- [6] Yu P S, Liu J C, Wang C K, Gel' mukhanov F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 013812
- [7] Kilin S Y, Kapale T K, Scully M O 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 173601
- [8] Bai Y F, Guo H, Sun H, Han D G, Liu C, Chen X Z 2004 *Phys. Rev. A* **69** 043814
- [9] Cardimona D A, Huang D H 2002 *Phys. Rev. A* **65** 033828
- [10] Imamoglu A, Field E, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 1154
- [11] Agarwal G S 1991 *Phys. Rev. A* **44** R28
- [12] Zhu Y F 1993 *Phys. Rev. A* **47** 495
- [13] Zhu Y F 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2742
- [14] Xu W H, Wu J H, Gao J Y 2007 *Chin. Phys.* **16** 0441
- [15] Zhu S Y, Dang D Z, Gao J Y 1997 *Phys. Rev. A* **55** 1339
- [16] Liang Y, Jia K N, Liu Z B, Tong D M, Fan X J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184702 (in Chinese) [梁颖, 贾克宁, 刘中波, 仝殿民, 樊锡君 2012 物理学报 **61** 184702]
- [17] Kocharovskaya O, Mandel P 1990 *Phys. Rev. A* **42** 523
- [18] Kocharovskaya O 1992 *Phys. Rep.* **219** 175
- [19] Li A 2012 *Chin. J. Lumin.* **33** 433 (in Chinese) [李昂 2012 发光学报 **33** 433]

Amplification without population inversion in tree-level system driven by an additional microwave field *

Yang Li-Jun[†] Ma Teng Sun Ke-Jia Feng Xiao-Min

(College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

(Received 16 June 2014; revised manuscript received 29 October 2014)

Abstract

In this paper, we investigate the spectrum properties of the lasing without population inversion in a three-level atomic system under an action of an externally applied microwave field. The probed absorption spectrum is obtained by solving the density matrix equation of this system. The results show that the absorption profile has a multi-peak structure, and exhibits obviously negative absorption (light amplification) in a specific range under the action of strong microwave field. The characteristic of the light amplification without population inversion according to the three level atomic system is demonstrated by the quantitative analysis of populations related to the probe levels.

Keywords: quantum coherence, microwave, amplification without population inversion, three-level atomic system

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Nn

DOI: [10.7498/aps.64.064205](https://doi.org/10.7498/aps.64.064205)

* Project supported by the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. A2012201039) and the Research Foundation from Ministry of Education of Hebei Province, China (Grant No. ZD20131029).

† Corresponding author. E-mail: ylj@hbu.edu.cn