

稳态 V 型和 Λ 型无粒子数反转激光 增益的比较研究

常增光¹⁾ 刘建成²⁾ 闫珂柱¹⁾†

1) 曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

2) 德州学院物理系, 德州 253022)

(2007 年 9 月 3 日收到, 2008 年 4 月 18 日收到修改稿)

在相应参量取值相同的情况下, 利用数值模拟的方法对比研究了封闭的 V 型和 Λ 型原子系统稳态增益随相干光场失谐量的变化规律. 研究发现, 这两种系统的稳态探测激光增益随探测激光场失谐量的变化曲线具有相似的形状, 但数值上存在差异. 这一现象与两种系统的原子相干性与粒子数分布的特点直接相关. 另外, 还发现驱动激光失谐及由于自发辐射诱导相干导致的原子相干性的增强能显著影响探测激光增益.

关键词: 无粒子数反转激光, 失谐, 原子相干性, 粒子数分布

PACC: 4250, 0365

1. 引言

到目前为止, 已有大量的无粒子数反转激光 (lasing without inversion, 简记为 LWI) 原子系统模型和理论被提出^[1-13], 并且也有不少关于 LWI 的理论得到了实验上的证实^[14-16]. 在这些研究中使用的系统模型分别是 V 型和 Λ 型两种常用与基本的 LWI 三能级原子系统模型 (以下简称 V 型和 Λ 型系统). V 型和 Λ 型系统可根据结构分为两类, 一类是系统中三个能级均不为近简并能级的原子系统^[1-8], 另一类是系统中三个能级有两个能级为近简并能级的原子系统^[9-13]. 第二类系统的理论机制更为微妙一些, 它涉及到利用非相干过程, 例如自发发射产生相干. 研究表明, 由于真空辐射场的作用两个近简并能级存在一个相干项, 这个相干项能够改变介质的稳态回应并能显著地改变近简并能级的吸收与发射谱线, 这种自发辐射诱导相干 (spontaneously generated coherence, 简记为 SGC) 对系统的吸收与发射谱线的影响近年来已受到广泛关注^[9-13].

尽管关于 V 型和 Λ 型系统的稳态探测激光增益已有较多的研究, 但这两种系统的稳态探测激光增益的对比研究在现有文献中未见涉及. 本文在封

闭的 V 型和 Λ 型系统相应的参量取值相同的情况下, 利用数值模拟的方法对这两种系统的稳态探测激光增益随探测激光失谐量的变化规律进行了对比研究. 结果发现它们既存在非常相似的一面, 又存在差异较大的一面. 这一发现有助于了解 V 型和 Λ 型系统探测激光增益规律的异同. 研究表明, V 型和 Λ 型系统探测激光增益规律的异同与两种系统的原子相干性和粒子数分布的特点直接相关. 另外, 还发现驱动激光失谐及由于自发辐射诱导相干导致的原子相干性的增强能显著影响稳态探测激光增益.

2. 系统模型与密度算符运动方程

V 型和 Λ 型系统模型如图 1 所示, 对于两系统的相应参量我们不加区别地采用了同一符号表示. 图 1(a) 中, 能级 |1> 为基态, 能级 |2> 与 |3> 为两激发态, 2Ω 和 $2g$ 分别为相干的强驱动激光场 (频率 ω_c) 与弱探测激光场 (频率 ω_p) 的 Rabi 频率, $\Delta_c = \omega_{21} - \omega_c$ 和 $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$ 分别是它们的失谐量, 其中 ω_{21} 和 ω_{31} 分别是能级 |2> 和能级 |3> 到能级 |1> 的跃迁频率, $2\gamma_{21}$ 和 $2\gamma_{31}$ 为自发衰减率, Λ 为抽运率, 能级 |2> 与 |3> 之间是偶极跃迁禁戒的. 图 1(b) 中, 能级 |1> 与 |2> 为两基态, 能级 |3> 为激发态, 2Ω 和 $2g$ 分

† E-mail: yankezhu@126.com

别为相干的强驱动激光场(频率 ω_c)与弱探测激光场(频率 ω_p)的 Rabi 频率 $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ 和 $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$ 分别是它们的失谐量,其中 ω_{32} 和 ω_{31} 分别是能级 |3> 到能级 |2> 和 |1> 的跃迁频率 $2\gamma_{32}$ 和 $2\gamma_{31}$ 为自发衰减率, Λ 为抽运率,能级 |2> 与 |1> 之间是偶极跃迁禁戒的.

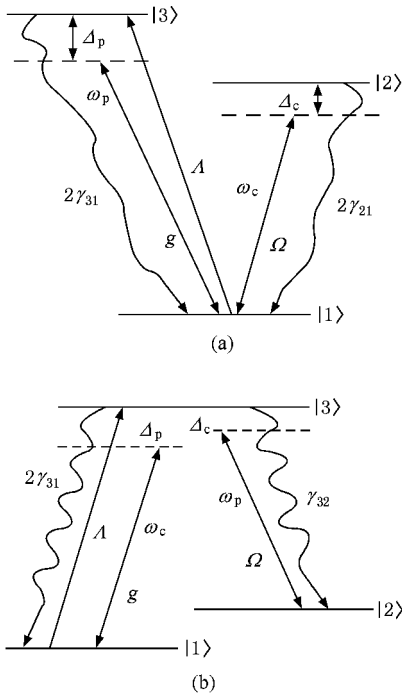


图 1 系统模型 (a) V 型三能级原子系统 (b) Λ 型三能级原子系统

如果图 1(a) 中的能级 |2> 和 |3> 与图 1(b) 中的能级 |1> 和 |2> 为非近简并能级时,不需要考虑 SGC 的影响,这样的系统我们称为非近简并能级系统.相反,如果图 1(a) 中的能级 |2> 和 |3> 与图 1(b) 中能级 |1> 和 |2> 为近简并能级时,就要考虑 SGC 的影响,这样的系统我们称为近简并能级系统.

若系统为非近简并能级系统时,在电偶极与旋转波近似下图 1 所示 V 型和 Λ 型系统的密度算符运动方程可分别通过系统的哈密顿量求解得到,在此我们直接引用了文献 [7, 8] 中的结果. V 型系统密度算符的运动方程为^[7]

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{22} &= -2\gamma_{21}\rho_{22} + i\Omega(\rho_{12} - \rho_{21}), \\ \dot{\rho}_{33} &= \Lambda(\rho_{11} - \rho_{33}) - 2\gamma_{31}\rho_{33} \\ &\quad + ig(\rho_{13} - \rho_{31}), \\ \dot{\rho}_{12} &= -(\Lambda/2 + \gamma_{21} + i\Delta_c)\rho_{12} \\ &\quad + i\Omega(\rho_{22} - \rho_{11}) + ig\rho_{32},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{13} &= -(\Lambda + \gamma_{31} + i\Delta_p)\rho_{13} \\ &\quad + i\Omega\rho_{23} + ig(\rho_{33} - \rho_{11}), \\ \dot{\rho}_{23} &= -(\Lambda/2 + \gamma_{21} + \gamma_{31} + i(\Delta_p - \Delta_c))\rho_{23} \\ &\quad + i\Omega\rho_{13} - ig\rho_{21}.\end{aligned}\quad (1)$$

文献 [7] 同时还给出了方程 (1) 的复共轭方程. 由于系统的封闭性, 存在关系

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1.$$

Λ 型系统密度算符的运动方程为^[8]

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{11} &= 2\gamma_{31}\rho_{33} - \Lambda(\rho_{11} - \rho_{33}) \\ &\quad + ig(\rho_{31} - \rho_{13}), \\ \dot{\rho}_{22} &= 2\gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega(\rho_{32} - \rho_{23}), \\ \dot{\rho}_{12} &= -(\Lambda/2 + i(\Delta_p - \Delta_c))\rho_{12} \\ &\quad - i\Omega\rho_{13} + ig\rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{13} &= -(\Lambda + \gamma_{31} + \gamma_{32} + i\Delta_p)\rho_{13} - i\Omega\rho_{12} \\ &\quad + ig(\rho_{33} - \rho_{11}), \\ \dot{\rho}_{23} &= -(\Lambda/2 + \gamma_{31} + \gamma_{32} + i\Delta_c)\rho_{23} \\ &\quad + i\Omega(\rho_{33} - \rho_{22}) - ig\rho_{21}.\end{aligned}\quad (2)$$

文献 [8] 同时还给出了方程 (2) 的复共轭方程. 由于系统的封闭性, 存在关系

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1.$$

若系统为近简并能级系统时,图 1 所示 V 型和 Λ 型系统的密度算符运动方程分别为在方程 (1), (2) 的基础上加上相应的 SGC 项而得到的方程,在此我们直接引用了文献 [10, 11] 中的结果. V 型系统密度算符的运动方程为^[10]

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{22} &= -2\gamma_{21}\rho_{22} + i\Omega(\rho_{12} - \rho_{21}) \\ &\quad - \eta\sqrt{\gamma_{21}\gamma_{31}}(\rho_{23} + \rho_{32}), \\ \dot{\rho}_{33} &= \Lambda(\rho_{11} - \rho_{33}) - 2\gamma_{31}\rho_{33} \\ &\quad + ig(\rho_{13} - \rho_{31}) \\ &\quad - \eta\sqrt{\gamma_{21}\gamma_{31}}(\rho_{23} + \rho_{32}), \\ \dot{\rho}_{12} &= -(\Lambda/2 + \gamma_{21} + i\Delta_c)\rho_{12} + i\Omega(\rho_{22} - \rho_{11}) \\ &\quad + ig\rho_{32} - \eta\sqrt{\gamma_{21}\gamma_{31}}\rho_{13}, \\ \dot{\rho}_{13} &= -(\Lambda + \gamma_{31} + i\Delta_p)\rho_{13} + i\Omega\rho_{23} \\ &\quad + ig(\rho_{33} - \rho_{11}) - \eta\sqrt{\gamma_{21}\gamma_{31}}\rho_{12}, \\ \dot{\rho}_{23} &= -(\Lambda/2 + \gamma_{21} + \gamma_{31} + i(\Delta_p - \Delta_c))\rho_{23} \\ &\quad + i\Omega\rho_{13} - ig\rho_{21} - \eta\sqrt{\gamma_{21}\gamma_{31}}(\rho_{22} + \rho_{33}).\end{aligned}\quad (3)$$

文献 [10] 同时还给出了方程 (3) 的复共轭方程. 由于系统的封闭性, 存在关系

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1.$$

Λ 型系统密度算符的运动方程为^[11]

$$\dot{\rho}_{11} = 2\gamma_{11}\rho_{33} - \Lambda(\rho_{11} - \rho_{33}) + ig(\rho_{31} - \rho_{13}),$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{22} &= 2\gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega(\rho_{32} - \rho_{23}), \\ \dot{\rho}_{12} &= -(\Lambda/2 + i(\Delta_p - \Delta_c))\rho_{12} \\ &\quad - i\Omega\rho_{13} + ig\rho_{32} + 2\eta\sqrt{\gamma_{31}\gamma_{32}}\rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{13} &= -(\Lambda + \gamma_{31} + \gamma_{32} + i\Delta_p)\rho_{13} \\ &\quad - i\Omega\rho_{12} + ig(\rho_{33} - \rho_{11}), \\ \dot{\rho}_{23} &= -(\Lambda/2 + \gamma_{31} + \gamma_{32} + i\Delta_c)\rho_{23} \\ &\quad + i\Omega(\rho_{33} - \rho_{22}) - ig\rho_{21}.\end{aligned}\quad (4)$$

文献 [11] 同时还给出了方程 (4) 的复共轭方程. 由于系统的封闭性, 存在关系

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1.$$

方程 (3) (4) 中的 $\eta\sqrt{\gamma_{21}\gamma_{31}}\rho_{ij}$ 和 $\eta\sqrt{\gamma_{31}\gamma_{32}}\rho_{ij}$ 项为 SGC 导致的原子相干项, 其中

$$\eta = \eta_0 \cos\theta.$$

在以方程 (1)–(4) 描述的系统中, 如果 $\text{Im}(\rho_{13}) > 0$, 则为增益, 即探测激光被放大, 如果 $\text{Im}(\rho_{13}) < 0$ 则为吸收, 即探测激光被削弱. 只有对于近简并能级系统 SGC 影响才是显著的, 这时 $\eta_0 = 1$. 对于非近简并能级系统高频振荡将导致 SGC 影响消失, 这时 $\eta_0 = 0$. 为了计算上的简便, 取 Ω 和 g 的值为实数.

3. 计算与分析

3.1. 驱动激光共振

3.1.1. 非近简并能级系统

由方程 (1) (2) 可得稳态时 V 型和 Λ 型系统密度算符 ρ_{13} 的表达式. 对于 V 型系统,

$$\rho_{13} = [i\Omega\rho_{23} + ig(\rho_{33} - \rho_{11})](\Lambda + \gamma_{31} + i\Delta_p), \quad (5)$$

对于 Λ 型系统,

$$\rho_{13} = [i\Omega\rho_{21} + ig(\rho_{33} - \rho_{11})](\Lambda + \gamma_{21} + \gamma_{31} + i\Delta_p). \quad (6)$$

由 (5) (6) 式可知, V 型和 Λ 型系统探测激光增益可视为由原子相干项和粒子数差项两种组分构成, 这两个系统的原子相干项和粒子数差项分别对应于两个系统的原子相干性和粒子数分布. V 型和 Λ 型系统相应参量以 γ_{31} 为单位并取相同值, 即 $\Omega = 20\gamma_{31}$, $g = 0.01\gamma_{31}$, $\Lambda = 4\gamma_{31}$, $\gamma_{21} = 2\gamma_{31}$ (V 型), $\gamma_{32} = 2\gamma_{31}$ (Λ 型). 因驱动激光共振, 故 $\Delta_c = 0$. 由方程 (1) (2) 及其复共轭方程并考虑到系统的封闭性, 在稳态下求解可得 V 型与 Λ 型系统探测激光增益与探测激

光失谐量的关系, 如图 2(a) 所示. 利用上述求解结果结合 (5) (6) 式可得 V 型和 Λ 型系统探测激光增益组分与探测激光失谐量的关系, 如图 2(b) 所示.

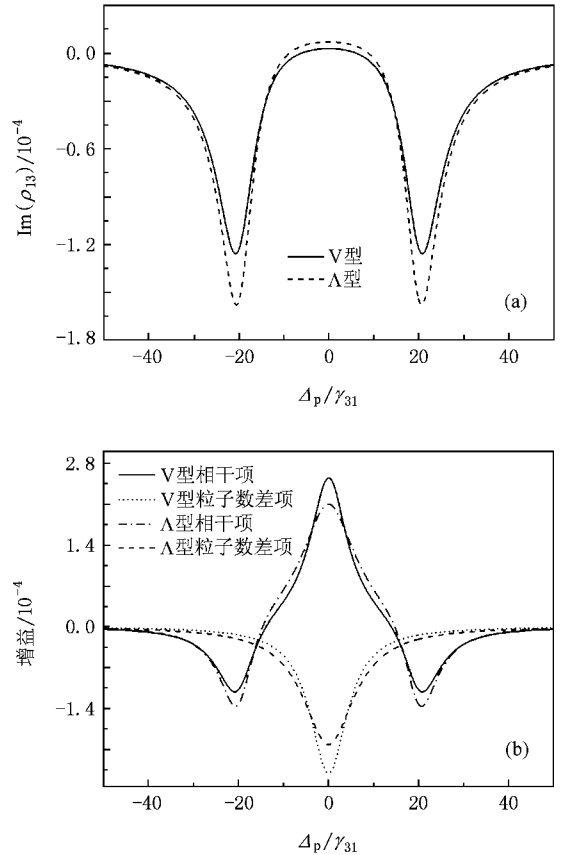


图 2 $\Delta_c = 0$ 时 V 型和 Λ 型非近简并能级系统增益及其组分与探测激光失谐量的关系 (a) 探测激光增益曲线 (b) 探测激光增益组分曲线

由图 2(a) 可以看出, V 型和 Λ 型系统的探测激光增益曲线在形状上非常相似, 但在数值上有所不同. 在零失谐附近 Λ 型系统的增益大于 V 型系统的增益. 由图 2(b) 可以看出: V 型和 Λ 型系统探测激光增益来源于它们的原子相干性, 粒子数差项则对应探测激光吸收. V 型和 Λ 型系统的原子相干性对应的增益作用强度与粒子数分布对应的吸收作用强度非常相近, 由于抵消作用使得两系统探测激光增益取得一较小值. V 型和 Λ 型系统探测激光增益的异同来源于两系统相干性与粒子数分布的异同.

3.1.2. 近简并能级系统

分别由方程 (3) (4) 可得稳态时 V 型和 Λ 型系统密度算符 ρ_{13} 的表达式. 对于 V 型系统,

$$\begin{aligned}\rho_{13} &= [(i\Omega\rho_{23} - \eta\sqrt{\gamma_{21}\gamma_{31}}\rho_{12}) \\ &\quad + ig(\rho_{33} - \rho_{11})](\Lambda + \gamma_{31} + i\Delta_p).\end{aligned}\quad (7)$$

对于 Λ 型系统,

$$\rho_{13} = [i\Omega\rho_{21} + ig(\rho_{33} - \rho_{11})](\Delta + \gamma_{21} + \gamma_{31} + i\Delta_p). \quad (8)$$

由(7)(8)式可知,V型和 Λ 型系统探测激光增益可视为由原子相干项和粒子数差项两种组分构成,这两个系统的原子相干项和粒子数差项分别对应于两个系统的原子相干性和粒子数分布.取 $\eta_0 = 1$, $\theta = 3\pi/4$,则 $\eta = \eta_0 \cos\theta = -\sqrt{2}/2$,其余参数取值与上述非近简并能级系统相同,由方程(3)(4)及其复共轭方程并考虑到系统的封闭性,在稳态下求解可得V型和 Λ 型系统探测激光增益与探测激光失谐量的关系,如图3(a)所示.利用上述计算结果结合(7)(8)式可得V型和 Λ 型系统探测激光增益组分与探测激光失谐量的关系,如图3(b)所示.

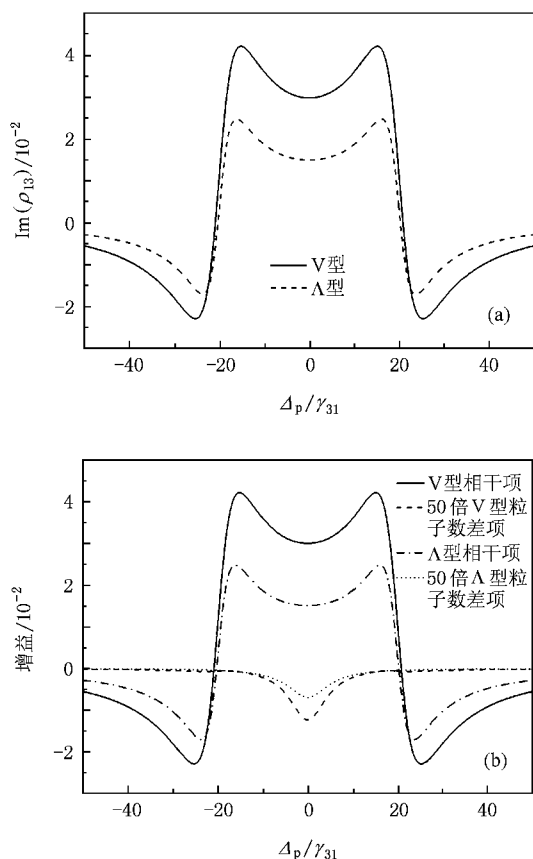


图3 $\Delta_c = 0$ 时V型和 Λ 型近简并能级系统增益及其组分与探测激光失谐量的关系 (a)探测激光增益曲线 (b)探测激光增益组分曲线

由图3(a)可以看出,V型和 Λ 型系统的探测激光增益曲线具有相似形状,但数值大小有明显不同,在探测激光零失谐附近V型系统的增益明显大于 Λ 型系统的增益.由图3(b)可以看出:V型和 Λ 型系

统探测激光增益来源于它们的原子相干性,粒子数差项则对应探测激光吸收.V型和 Λ 型系统原子相干性的增益作用远大于粒子数分布的吸收作用,使得两系统探测激光增益取得一较大值.V型和 Λ 型系统探测激光增益的异同来源于两系统相干性和粒子数分布的异同.

对比图3(a)与图2(a)可以看出,近简并能级V型和 Λ 型系统增益远大于非近简并能级V型和 Λ 型系统增益,且增益曲线形状有较大差异.比较图3(b)与图2(b)可以看出,V型和 Λ 型系统原子相干项曲线各有较显著的变化而粒子数差项几乎没有变化.因此,正是由于SGC的影响近简并能级V型和 Λ 型系统的原子相干性均大大增强,从而使得两系统的增益曲线形状显著改变及增益显著增加.

3.2. 驱动激光失谐量 $\Delta_c = 40\gamma_{31}$

3.2.1. 非近简并能级系统

除 Δ_c 外其余参量取值与驱动激光共振时相同.由方程(1)(2)及其复共轭方程在稳态下求解并考虑到系统的封闭性,可得V型和 Λ 型原子系统探测激光增益与探测激光失谐量的关系,如图4(a)所示.利用上述的计算结果结合(5)(6)式可得V型和 Λ 型系统探测激光增益组分与探测激光失谐量的关系,如图4(b)所示.

由图4(a)可以看出,在驱动激光有较大失谐时V型和 Λ 型系统的探测激光增益曲线具有相似的形状,但在数值上具有明显差别,在探测激光失谐量为47.5附近 Λ 型系统增益明显大于V型系统增益.比较图4(a)与图2(a)可知,对于非近简并能级系统驱动激光有一正的较大失谐能显著提高探测激光增益,但相应的增益区域及探测激光频率值减小.由图4(b)可以看出:V型和 Λ 型系统探测激光增益来源于它们的原子相干性,粒子数差项则对应探测激光吸收.在V型和 Λ 型系统的增益区,粒子数分布的吸收作用较小,从而不再强烈抵消原子相干性的增益作用,这使得两系统探测激光增益大大增加.V型和 Λ 型系统探测激光增益的异同来源于两系统相干性和粒子数分布的异同.

3.2.2. 近简并能级系统

除 Δ_c 外其余参数值与驱动激光共振时相同,由方程(3)(4)及其复共轭方程并考虑到系统的封闭性,在稳态下求解可得V型和 Λ 型系统探测激光增益与探测激光失谐量的关系,如图5(a)所示.利

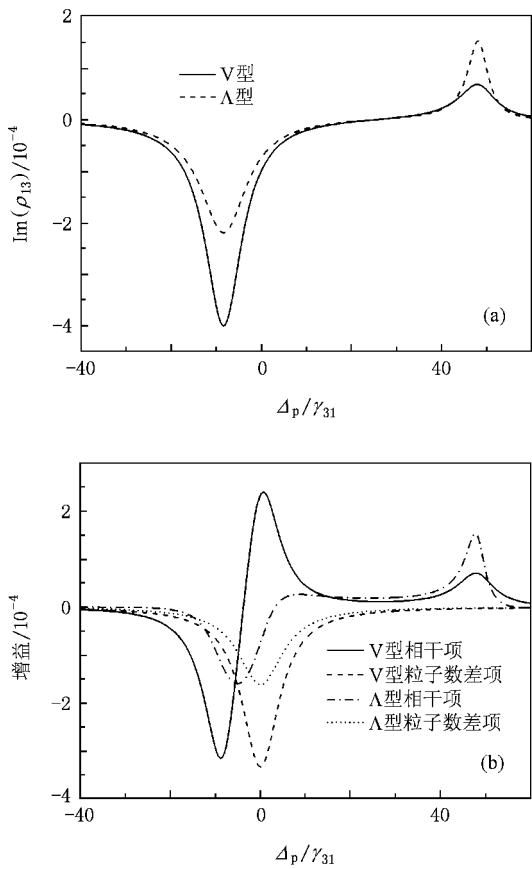


图 4 $\Delta_c = 40\gamma_{31}$ 时 V 型和 Λ 型非近简并能级系统增益及其组分与探测激光失谐量的关系 (a) 探测激光增益曲线 (b) 探测激光增益组分曲线

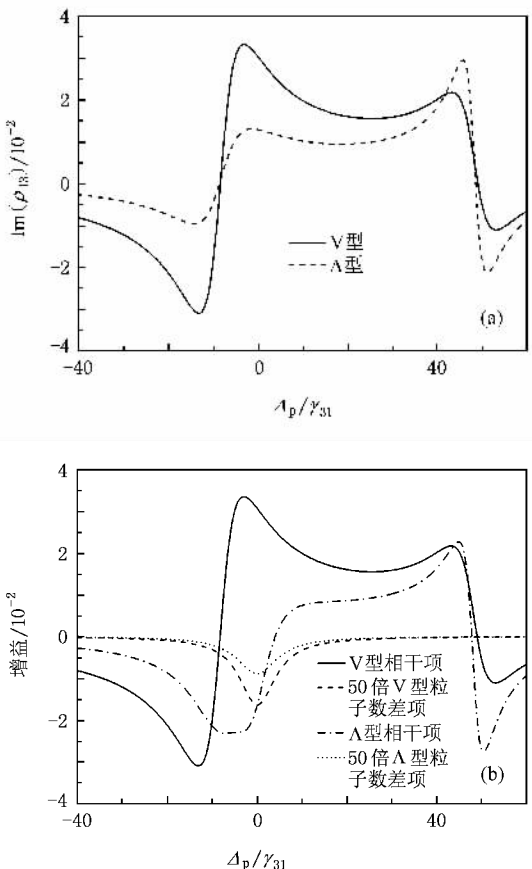


图 5 $\Delta_c = 40\gamma_{31}$ 时 V 型和 Λ 型近简并能级系统增益及其组分与探测激光失谐量的关系 (a) 探测激光增益曲线 (b) 探测激光增益组分曲线

用上述计算结果并结合(7)(8)式,可得 V 型和 Λ 型系统探测激光增益组分与探测激光失谐量的关系,如图 5(b)所示。

由图 5(a)可以看出,V 型和 Λ 型系统的探测激光增益曲线具有相似的形状,但在数值上具有明显差别,在探测激光失谐量为 47.5 附近 Λ 型系统具有大于 V 型系统的增益峰值,在该峰值的左侧区域 V 型系统增益大于 Λ 型系统增益.比较图 5(a)与图 3(a)可知,对于近简并能级系统驱动激光有正的较大失谐减小了探测激光增益且相应探测激光频率值减小.由图 5(b)可以看出:V 型和 Λ 型系统探测激光增益来源于它们的原子相干性,粒子数差项则对应探测激光吸收,V 型和 Λ 型系统原子相干性的增益作用远大于粒子数分布的吸收作用,使得两系统探测激光增益取得较大值.V 型和 Λ 型系统探测激光增益的异同来源于两系统相干性和粒子数分布的异同。

比较图 5(a)与图 4(a)可以看出,近简并能级 V

型和 Λ 型系统的增益远大于非近简并能级 V 型和 Λ 型系统的增益,且增益曲线形状有较大差别.比较图 5(b)与图 4(b)可知,V 型与 Λ 型系统原子相干项曲线各有较显著的变化而粒子数差项则只有很微小的变化.因此,我们认为正是由于 SGC 的影响,两系统的原子相干性均大大加强,从而两系统的探测激光增益曲线形状显著改变、增益显著增加。

4. 结 论

本文主要利用数值模拟的方法在相应的参量取值相同的情况下,对比研究了 V 型和 Λ 型系统的稳态探测激光增益随相干光场失谐量的变化规律.研究表明,这两个系统的稳态探测激光增益随相干光场失谐量的变化曲线具有相似的形状,但数值上存在差异.这个特点与两系统的原子相干性和粒子数分布的特点直接相关.同时还发现,驱动激光失谐能显著影响探测激光增益,SGC 导致的原子相干

性的增强能显著提高探测激光增益. 虽然本文的研究是在 V 型和 Λ 型原子系统的相应参量取值相同这样一种理想的情况下进行的, 但我们认为, 得出的结论仍有助于了解 V 型和 Λ 型系统的稳态探测激

光增益随相干光场失谐量变化规律的异同及 LWI 产生的机制. 对于实际原子系统 LWI 的研究, V 型和 Λ 型系统相应参量取值不一定相同, 这时就应该考虑对本文中的相应参量取值作修改.

- [1] Harris S E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1033
- [2] Scully M O, Zhu S Y, Gavrielides A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
- [3] Kocharovskaya O, Li R D, Mandel P 1990 *Opt. Commun.* **77** 215
- [4] Ahufinger V, Mompert J, Corbalan R 1999 *Phys. Rev. A* **60** 614
- [5] Agarwal G S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 980
- [6] Fan X J, Tian S F, Li J, Liu J, Bai C J 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1719 (in Chinese) [樊锡君、田淑芬、李 健、刘 杰、白成杰 2000 物理学报 **49** 1719]
- [7] Zhu Y F 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2742
- [8] Zhu Y F 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4568
- [9] Zhou P, Swain S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2500
- [10] Bai Y F, Guo H, Sun H, Han D G, Liu C, Chen X Z 2004 *Phys. Rev. A* **69** 043814
- [11] Wu J H, Gao J Y 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063807
- [12] Kocharovskaya O, Mtsko A B, Rostovtsev Y 2001 *Phys. Rev. A* **65** 013803
- [13] Kozlov V V, Rostovtsev Y, Scully M O 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063829
- [14] Fry E S, Li X F, Nikonov D, Padmabandu G G, Scully M O, Smith A V, Tittel F K, Wang C, Wilkinson S R, Zhu S Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3235
- [15] Zibrov A S, Lukin M D, Nikonov D E, Hollberg L, Scully M O, Velichansky V L, Robinson H G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1499
- [16] Padmabandu G G, Welch G R, Shubin I N, Fry E S, Nikonov D E, Lukin M D, Scully M O 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2053

The comparison of steady-state gain of V-type and Λ -type atomic systems of lasing without inversion

Chang Zeng-Guang¹⁾ Liu Jian-Cheng²⁾ Yan Ke-Zhu^{1)†}

¹⁾ College of Physics and Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, China

²⁾ Department of Physics, Dezhou College, Dezhou 253022, China

(Received 3 September 2007 ; revised manuscript received 18 April 2008)

Abstract

In this paper we study the dependence of steady-state gain of a closed V-type atomic system and a closed Λ -type atomic system of lasing without inversion on the detuning of the coherence lasers under the condition that the corresponding parameters of the two atomic systems are equal. By the way of numerical simulation and comparison, we find that the curves of probe-laser gain of the two atomic systems versus the detuning of probe-laser have similar shapes but their values are different, which are related to the characteristics of atomic coherence and population distribution of the two atomic systems directly. In addition, we find that the driving laser detuning and the additional atomic coherence caused by spontaneously generated coherence can exert a great influence upon the probe-laser gain.

Keywords : lasing without inversion, detuning, atomic-coherence, population distribution

PACC : 4250, 0365