

外场引起的原子相干与无反转激光： V型系统

罗 振 飞 徐 至 展

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800

1992年3月18日收到

利用密度矩阵方法在裸态和缀饰态中研究了在外场引起原子相干的V型寿命自加宽能级系统中产生无反转激光的条件。发现适当选择抽运概率,该系统可以产生无反转激光。

PACC: 4250

无反转激光是近年提出的一种新型激光机制^[1-3]。其实质是量子干涉效应,即利用相干或非相干的外部过程^[4-6]产生的原子相干。由于它可以在通常难于达到粒子数反转的超短波长能级间产生激光,因此受到了高度重视并可望在超短波长区(如X射线区)得到应用。

在超短波长上产生普通激光的问题之一是激光上能级的自发辐射很强,因而使激光器的噪声增大。这是因为自发辐射系数与受激辐射系数之比正比于辐射频率的立方,波长越短,自发辐射越强。无反转激光的实现可以克服这一缺点,它能够大大抑制自发辐射噪声^[2,7],使产生的激光具有很窄的线宽^[7]。

最近, Imamoğlu 等人^[3]提出一种Λ型的寿命自加宽能级系统,其量子干涉效应由外场产生,且缀饰态生成于上能级。如果能级间的自发辐射概率和从下能级非相干抽运到上能级的概率分别满足一定的条件,该系统可以实现无反转激光。Agarwal^[8]在缀饰态中分析了该模型增益的起源,并指出探测场得以放大的关键是缀饰态相干使得增益加强。在本文中将在裸态和缀饰态中研究V型的寿命自加宽能级系统,分析其产生无反转激光

的条件。之所以研究这种能级系统,是因为该系统具有明显的优越性。即(从下面分析中可见)只要适当地选择抽运概率,使其满足一定的条件,就可在该系统产生无反转激光,而不存在对能级本身特性(自发辐射概率)的要求。

考虑图1所示的V型能级系统,其中原子的相干由外场在下能级产生。 r_1 和 r_3 分别为能级|1>和|3>到能级|2>

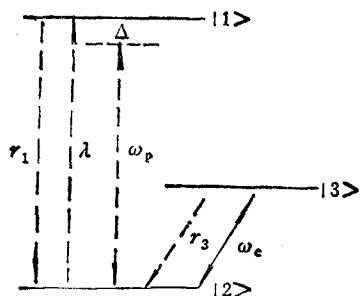


图1 V型寿命自加宽能级系统

的自发辐射概率, λ 是从能级|2>到能级|1>的非相干抽运概率(例如通过碰撞激发)。

ω_p 和 ω_c 分别为弱探测场和引起相干的外场频率, $\Delta = \omega_{12} - \omega_p$ 为 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 跃迁与探测场间的频率失谐。

首先在裸态中进行分析。原子密度矩阵运动方程可写为

$$\dot{\rho}_{12} = -[(r_1 + \lambda) + i\Delta]\rho_{12} - iG\rho_{13} + ig(\rho_{22} - \rho_{11}), \quad (1a)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -[(r_1 + r_3) + i\Delta]\rho_{13} - iG\rho_{12} + ig\rho_{23}, \quad (1b)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -2\lambda\rho_{22} + 2r_1\rho_{11} + 2r_3\rho_{33} + iG(\rho_{32} - \rho_{23}) + ig(\rho_{12} - \rho_{21}), \quad (1c)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -2r_3\rho_{33} + iG(\rho_{23} - \rho_{32}), \quad (1d)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -(r_3 + \lambda)\rho_{23} + iG(\rho_{33} - \rho_{22}) + ig\rho_{13}, \quad (1e)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -(r_3 + \lambda)\rho_{32} + iG(\rho_{22} - \rho_{33}) + ig\rho_{31}, \quad (1f)$$

式中 g 和 G 分别为弱探测场和外场与原子的耦合系数 ($2g$ 和 $2G$ 为拉比频率), 为方便起见取为正实数。假定探测场很弱, 可在除 $\dot{\rho}_{12}$ 和 $\dot{\rho}_{13}$ 以外的方程中略去含 g 的项。分析方程组 (1) 的稳定态 ($\dot{\rho} = 0$) 解。由方程 (1c)–(1f), 并利用 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$, 可得

$$\rho_{23} = -\rho_{32} = \frac{iG(\rho_{33} - \rho_{22})}{\lambda + r_3}, \quad (2)$$

$$\rho_{11} = \frac{[G^2 + r_3(\lambda + r_3)]\lambda}{Z_1}, \quad \rho_{22} = \frac{[G^2 + r_3(\lambda + r_3)]r_1}{Z_1}, \quad \rho_{33} = \frac{G^2 r_1}{Z_1}, \quad (3)$$

式中 $Z_1 = G^2(\lambda + 2r_1) + r_3(\lambda + r_1)(\lambda + r_3)$ 。利用 (2), (3) 两式, 从方程 (1a) 和 (1b) 得

$$\begin{aligned} \rho_{12} = & \frac{g}{Z_1[(Z_2 - \Delta^2)^2 + (2r_1 + r_3 + \lambda)^2\Delta^2]} \\ & \times \{[Z_3(\Delta^2 - Z_2)\Delta - (G^2 r_1 r_3 - Z_3(r_1 + r_3))(2r_1 + r_3 + \lambda)\Delta] \\ & + i[Z_3(2r_1 + r_3 + \lambda)\Delta^2 - (G^2 r_1 r_3 - Z_3(r_1 + r_3))(Z_2 - \Delta^2)]\}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $Z_2 = G^2 + r_1^2 + r_1 r_3 + r_1 \lambda + r_3 \lambda$, $Z_3 = (G^2 + r_1^2 + r_3 \lambda)(r_1 - \lambda)$ 。

考虑共振情形 ($\Delta = 0$)。由 (3), (4) 两式, 无反转条件 $\rho_{11} - \rho_{22} - \rho_{33} < 0$ 和光放大(增益)条件 $\text{Im}P(\omega_p) = \text{Im}d_{21}\rho_{12} < 0$ 分别要求

$$G^2(\lambda - 2r_1) + r_3(\lambda - r_1)(\lambda + r_3) < 0, \quad (5)$$

$$-G^2 r_1 r_3 + (r_1 - \lambda)(G^2 + r_1^2 + r_3 \lambda)(r_1 + r_3) < 0. \quad (6)$$

(5), (6) 两式可改写成如下形式:

$$\left[1 - \frac{G^2 r_3}{(G^2 + r_1^2 + r_3 \lambda)(r_1 + r_3)}\right] r_1 < \lambda < \left[1 + \frac{G^2}{G^2 + r_1^2 + r_3 \lambda}\right] r_1. \quad (7)$$

显然, 对任意的 r_1 和 r_3 (只要 $r_1 \neq 0$), 总可以选择非相干抽运概率 λ , 使不等式 (7) 两边同时满足。若 λ 满足第二个不等式, 则没有粒子数反转; 若第一个不等式成立, 弱探测场可以得到放大。在外场很强的情况下 ($G \gg r_1, r_3, \lambda$), 无反转激光产生的条件 (7) 式可简化为

$$r_1^2/(r_1 + r_3) < \lambda < 2r_1. \quad (8)$$

如果撤消外场, 即 $G = 0$, 则能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 间的相干不存在, 此时系统不能实现无反转激光。事实上, 由 (3), (4) 两式有

$$\rho_{11} - \rho_{22} \propto \lambda - r_1, \quad \text{Im} P(\omega_p) \propto r_1 - \lambda.$$

因此,无反转条件和增益条件总是不能同时满足。这点亦可从(7)式明显看出。由此看到,正是由于外场引起了原子相干,才使得系统能够同时满足无反转和增益条件。

为了更清楚地分析原子的相干对增益的影响,可以变换到缀饰态中讨论。对图1所示系统,缀饰态定义为

$$|0\rangle = |1\rangle, \quad |\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|3\rangle \pm |2\rangle). \quad (9)$$

在缀饰态中的原子密度矩阵运动方程可从(1)式得到

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{0\pm} = & \left(\mp iG - r_1 - \frac{r_3 + \lambda}{2} - i\Delta \right) \rho_{0\pm} + \frac{\lambda - r_3}{2} \rho_{0\mp} \\ & \pm \frac{ig}{\sqrt{2}} (\rho_{\pm\pm} - \rho_{00} - \rho_{\mp\mp}), \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{\pm\pm} = & \left(-\frac{\lambda}{2} \right) (\rho_{++} + \rho_{--}) \mp \frac{r_3 + \lambda}{2} (\rho_{++} - \rho_{--}) \\ & + r_1 \rho_{00} + \frac{\lambda}{2} (\rho_{+-} + \rho_{-+}), \end{aligned} \quad (10b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{\pm\mp} = & \left(\pm iG - \frac{\lambda}{2} - r_1 \right) (\rho_{+-} + \rho_{-+}) + \left(iG \mp \frac{r_3 + \lambda}{2} \right) (\rho_{+-} - \rho_{-+}) \\ & - r_1 \rho_{00} + \left(\frac{\lambda}{2} - r_3 \right) (\rho_{++} + \rho_{--}). \end{aligned} \quad (10c)$$

为简便起见,讨论外场很强的共振情形。此时方程组(10a)–(10c)在稳定态的解只需保留其主要项,并可写为

$$\rho_{+-} = -\rho_{-+} = \frac{1}{2iG} \left[\left(r_3 - \frac{\lambda}{2} \right) + \left(r_1 - r_3 + \frac{\lambda}{2} \right) \rho_{00} \right], \quad (11a)$$

$$\rho_{00} = \frac{\lambda}{\lambda + 2r_1}, \quad \rho_{++} = \rho_{--} = \frac{r_1}{\lambda + 2r_1}, \quad (11b)$$

$$\begin{aligned} \rho_{0\pm} = & \frac{ig}{\sqrt{2}G^2} \left[\pm \frac{\lambda - r_3}{2} (\rho_{00} - \rho_{\mp\mp} + \rho_{\pm\mp}) \right. \\ & \left. + (\rho_{00} - \rho_{\pm\pm} + \rho_{\mp\mp}) \left(iG \mp \left(r_1 + \frac{r_3 + \lambda}{2} \right) \right) \right]. \end{aligned} \quad (11c)$$

由(11b)式可知,无反转条件 $\rho_{00} - \rho_{++} - \rho_{--} < 0$ 要求 $\lambda < 2r_1$ 。增益条件为

$$\begin{aligned} \text{Im} d_{21} \rho_{12} = & \frac{d_{21}}{\sqrt{2}} \text{Im}(\rho_{0+} - \rho_{0-}) \\ = & \frac{d_{21}}{\sqrt{2}} \frac{g}{\sqrt{2}G^2} [(r_1 + r_3)(\rho_{++} + \rho_{--} - 2\rho_{00}) + \text{Im}G(\rho_{+-} - \rho_{-+})] \\ = & \frac{d_{21}}{\sqrt{2}} \frac{g}{\sqrt{2}G^2} \left[\frac{(r_1 + r_3)2(r_1 - \lambda)}{\lambda + 2r_1} - \frac{2r_1 r_3}{\lambda + 2r_1} \right] \\ = & \frac{d_{21}}{\sqrt{2}} \frac{g}{\sqrt{2}G^2} \cdot 2 \frac{r_1^2 - r_1 \lambda - r_3 \lambda}{\lambda + 2r_1} < 0, \end{aligned} \quad (12)$$

即要求 $\lambda > r_1^2/(r_1 + r_3)$.

在(12)式中,如果忽略缀饰态中的相干效应,则光放大要求 $\lambda > r_1$,即回到前面讨论过的 $G=0$ 的情况.从(12)式可以清楚地观察到外场引起的原子相干效应.在极化虚部中,缀饰态相干项 $\text{Im}G(\rho_{+-} - \rho_{-+})$ 贡献一负量 $-2r_1r_3/(\lambda + 2r_1)$,它的存在使得增益加强.

接着,将所考虑的V型寿命自加宽能级系统与 Imamoğlu 等人^[3]和 Agarwal^[8]的Λ型寿命自加宽能级系统作一简单比较.在Λ型系统中,无反转激光的实现除了对抽运概率的要求外,还要求能级本身的自发辐射概率满足一定的条件.在本文考虑的V型系统中,只要适当选择抽运概率,使之满足不等式(7),就可实现无反转激光.因此,图1所示的V型系统比文献[3,8]的Λ型系统在产生无反转激光上具有明显的优越性.

最后,可以注意到,如果抽运概率 λ 不能满足增益条件,即如果 $\text{Im}P(\omega_p) > 0$,介质将对探测场存在吸收.这时,由于外场引起的相干在 $\text{Im}P(\omega_p)$ 中贡献一负量,原子相干效应将导致吸收减少.这一外场引起的介质对探测场吸收减少的现象^[9]已在最近的 Pb 原子实验中^[10]观察到.

- [1] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1033.
- [2] M. O. Scully, S. Y. Zhu and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2813.
- [3] A. Imamoğlu, J. E. Field and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 1154.
- [4] G. S. Agarwal, S. Ravi and J. Cooper, *Phys. Rev.*, **A41**(1990), 4721; 4727.
- [5] E. E. Fill, M. O. Scully and S. Y. Zhu, *Opt. Comm.*, **77**(1990), 36.
- [6] M. Fleischhauer, C. H. Keitel M. O. Scully and C. Su, *Opt. Comm.*, **87**(1992), 10.
- [7] G. S. Agarwal, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 980.
- [8] G. S. Agarwal, *Phys. Rev.*, **A44**(1991), R28.
- [9] S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoğlu, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1107.
- [10] J. E. Field K. H. Halm and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 3062.

EXTERNAL-FIELD-INDUCED COHERENCE AND LASING WITHOUT INVERSION: THE V-TYPE SYSTEM

LUO ZHEN-FEI XU ZHI-ZHAN

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800

(Received 18 March 1992)

ABSTRACT

The conditions for realizing lasing without inversion are investigated via density matrix method in bare and dressed states in the V-type closed lifetime-broadened system where atomic coherence is induced by an external electromagnetic field. It is shown that a proper choice of pumping rate may lead to the realization of lasing without inversion.

PACC: 4250