

相干耦合场作用下介质色散和吸收的改变*

徐 谷 周善钰 王育竹

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

提要 对 V 型三能级原子系统在相干耦合场作用下的吸收和色散特性进行了研究, 由原子密度矩阵方程计算出原子相干生成于下两能级时介质极化强度振幅的实部和虚部, 讨论了不同耦合场强度和不同非相干泵浦速率对原子系统吸收和色散的影响。

关键词 相干耦合, 吸收-色散, 稳定态

1 引 言

通常的吸收-色散关系表明, 介质具有较高的折射系数时, 总是伴随着很强的吸收。然而, 如果在一个三能级系统中利用相干场和非相干过程建立起原子相干或产生量子干涉效应, 结果就不一样了。在这种情况下, 介质的线性极化率的表示式中, 除了通常的正比于粒子数差的项外, 还存在一个额外项, 这个额外项对线性极化率的贡献改变了介质的折射和吸收特性; 导致出现无吸收折射系数增强现象^[1,2]。对一个 V 型三能级系统, Scully 和 Zhu^[3] 提出的一种方法可以在近共振频率处获得高折射系数而吸收消失。其基本原理是利用一个强相干场耦合上两能级, 适当选择频率失谐、能级衰减、泵浦速率以及耦合场强度, 可以实现在极化强度的虚部为零时其实部值仍保持较大。如果强耦合场存在于下两能级时, Tan^[4~6] 预言这样的系统有可能出现光放大而无粒子数反转。本文对此情形下的介质的折射和吸收特性进行了研究, 发现原子相干生成于下两能级与生成于上两能级原子系统有不同的色散和吸收特性。对于原子相干生成于下两能级的 V 型系统, 在适当的条件下, 有可能由于折射系数的迅速变化而出现光在介质中的群速度减慢的现象。

2 物理模型

V 型三能级原子系统能级如图 1 所示。其中 γ_2, γ_3 是能级 $|2\rangle - |1\rangle$ 和能级 $|3\rangle - |1\rangle$ 的衰减几率, 能级 $|2\rangle - |3\rangle$ 间的跃迁是偶极禁戒的, λ_2, λ_3 是能级 $|1\rangle - |2\rangle$ 和能级 $|1\rangle - |3\rangle$ 的非相干泵浦速率, ω_s, ω_c 分别表示探测场和用于产生原子相干的外场频率。用 g 和 G 表示探测场和外场与原子之间的耦合系数, $g = d_{13}E_s, G = d_{12}E_c$, 其中 E_s, E_c 分别代表探测场和产生原子相干的外场振幅, d_{13}, d_{12} 是原子耦极跃迁矩阵元。整个系统的密度矩阵运动方程在旋转坐标系

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1995 年 1 月 12 日; 收到修改稿日期: 1995 年 6 月 14 日

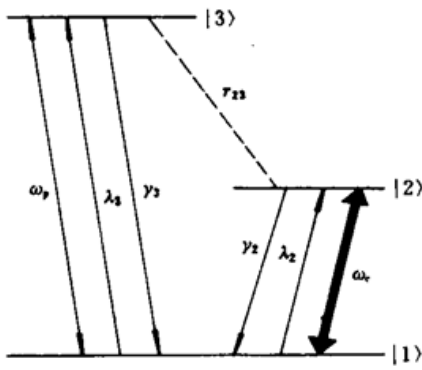


Fig. 1 Energy-level diagram for the analysis

ω_p, ω_c are the frequencies of the probe light and the coherent coupling field respectively;

γ_2, γ_3 represent incoherent pumping rates;

λ_2, λ_3 are spontaneous rates

下可写为

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_2 \rho_{22} + \gamma_3 \rho_{33} - (\lambda_2 + \lambda_3) \rho_{11} + ig \rho_{13} - ig^* \rho_{31} + iG \rho_{12} - iG^* \rho_{21} \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\gamma_2 \rho_{22} + \lambda_2 \rho_{11} + iG \rho_{21} - iG^* \rho_{12} \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -\gamma_3 \rho_{33} + \lambda_3 \rho_{11} + ig \rho_{31} - ig^* \rho_{13} \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -(\tau_{21} + i\Delta_2) \rho_{21} + iG(\rho_{22} - \rho_{11}) + ig^* \rho_{23} \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -(\tau_{31} + i\Delta_3) \rho_{31} + ig(\rho_{33} - \rho_{11}) + iG^* \rho_{32} \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -(\tau_{23} + i\Delta) \rho_{23} - ig \rho_{21} + iG^* \rho_{13} \quad (6)$$

式中

$$\Delta_2 = \omega_{21} - \omega_c, \quad \Delta_3 = \omega_{31} - \omega_p, \quad \Delta = \Delta_3 - \Delta_2 = \omega_{32} + \omega_c - \omega_p,$$

$$\tau_{21} = (\gamma_2 + \lambda_2)/2, \quad \tau_{31} = (\gamma_3 + \lambda_3)/2, \quad \tau_{23} = (\gamma_2 + \gamma_3 + \lambda_2 + \lambda_3)/2$$

设原子的数密度为 N , 对一个近共振的探测场, 其复极化强度振幅由下式给出

$$\bar{p} = Nd_{31}^* \rho_{31} \quad (7)$$

考虑弱探测场情况, 原子系统的色散-吸收特性由复极化强度中 E 的线性项决定, 故方程(1), (2), (3) 和(4) 中含 g 的项可约去。在稳定态条件下, 由(4) 式有

$$\rho_{21} = \frac{iG}{\tau_{21} + i\Delta_2} (\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (8)$$

将(8)式代入方程(1), (2), (3)得

$$\rho_{11} = \frac{\gamma_3(\gamma_2 + X)}{\gamma_2\gamma_3 + \gamma_3\lambda_2 + \gamma_2\lambda_3 + X(\lambda_3 + 2\gamma_3)} \quad (9)$$

$$\rho_{22} = \frac{\gamma_3(\lambda_2 + X)}{\gamma_2\gamma_3 + \gamma_3\lambda_2 + \gamma_2\lambda_3 + X(\lambda_3 + 2\gamma_3)} \quad (10)$$

$$\rho_{33} = \frac{\lambda_3(\gamma_2 + X)}{\gamma_2\gamma_3 + \gamma_3\lambda_2 + \gamma_2\lambda_3 + X(\lambda_3 + 2\gamma_3)} \quad (11)$$

式中

$$X = \frac{2\tau_{21}|G|^2}{\tau_{21}^2 + \Delta_2^2} \quad (12)$$

由(5)式有

$$\rho_{31} = \frac{i}{\tau_{31} + i\Delta_3} [g(\rho_{33} - \rho_{11}) + G^* \rho_{32}]$$

将(6)式代入, 并利用(8)式可得

$$\rho_{31} = igYY_1[(\rho_{33} - \rho_{11}) - |G|^2 Y_2 Y_3 (\rho_{22} - \rho_{11})] \quad (13)$$

其中

$$Y_1 = \frac{1}{r_{31}^2 + \Delta_3^2}, \quad Y_2 = \frac{1}{r_{21}^2 + \Delta_2^2}, \quad Y_3 = \frac{1}{r_{23}^2 + \Delta^2}, \quad Y = \frac{1}{1 + Y_1 Y_3 |G|^2}$$

复极化强度 $\bar{P} = \text{Re}\bar{P} + i\text{Im}\bar{P}$ 的实部和虚部描写原子系统的色散和吸收特性。将(7)式具体化得

$$\text{Re}\bar{P} = N|d_{31}|^2 E_r \left[(\rho_{33} - \rho_{11}) \frac{\Delta_3 Z_1 - r_{31} Z_2}{Y_2 (Z_1^2 + Z_2^2)} - |G|^2 (\rho_{22} - \rho_{11}) \frac{Z_1 Z_3 + Z_2 Z_4}{Y_1 Y_2 Y_3 (Z_1^2 + Z_2^2)} \right] \quad (14)$$

$$\text{Im}\bar{P} = N|d_{31}|^2 E_r \left[(\rho_{33} - \rho_{11}) \frac{r_{31} Z_1 + \Delta_3 Z_2}{Y_2 (Z_1^2 + Z_2^2)} + |G|^2 (\rho_{22} - \rho_{11}) \frac{Z_1 Z_5 + Z_2 Z_6}{Y_1 Y_2 Y_3 (Z_1^2 + Z_2^2)} \right] \quad (15)$$

式中

$$Z_1 = 1 + |G|^2 \frac{r_{21} r_{23} - \Delta_1 \Delta_3}{Y_2 Y_3}$$

$$Z_2 = |G|^2 \frac{r_{23} \Delta_3 + r_{31} \Delta}{Y_2 Y_3}$$

$$Z_3 = -r_{31} r_{23} \Delta_2 - r_{31} r_{21} \Delta - r_{21} r_{31} \Delta_3$$

$$Z_4 = -r_{23} \Delta_2 \Delta_3 - r_{21} \Delta_3 \Delta + r_{21} r_{31} r_{23} - r_{31} \Delta_2 \Delta$$

$$Z_5 = r_{21} r_{31} r_{23} - r_{31} \Delta_2 \Delta - r_{23} \Delta_2 \Delta - r_{21} \Delta_3 \Delta$$

$$Z_6 = r_{21} r_{23} \Delta - \Delta_3 \Delta_2 \Delta + r_{21} r_{31} \Delta$$

从(14)和(15)两式无法直接分析在耦合相干场作用下介质吸收和色散特性的改变。下面利用数值解的方法讨论耦合场强度和非相干泵浦速率等外界条件对原子系统的影响。

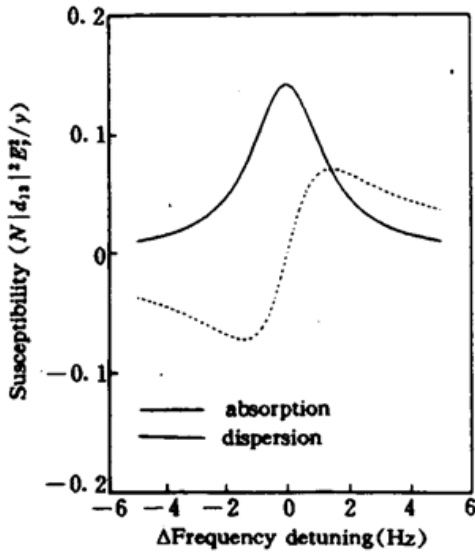


Fig. 2 Dispersion and absorption of an effective two-level system. Solid line and dashed line represent the imaginary and real parts of polarization respectively

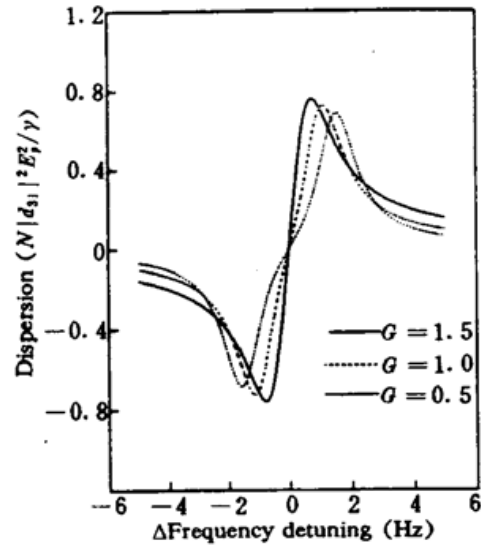


Fig. 3 Dispersion versus detuning Δ when $\Delta_2 = 0$. Coupling coefficient $G = 0.5, 1.0$ and 1.5 respectively. The other parameters are $\gamma_2 = 1, \gamma_3 = 0.8$ and $\lambda_2 = \lambda_3 = 0.5$

3 结果与讨论

3.1 $G = 0$ 图2给出相干耦合场等于零时的吸收-色散曲线。这实际上是一个有效二能级原子系统情形。由图可知，高的折射系数总是伴随较大的吸收。

3.2 $G \neq 0$ 光在介质中的折射系数与原子极化的关系是

$$n^2 - 1 = \frac{1}{\epsilon_0 E_p} \text{Re} \bar{P}$$

通常情况下,上式可近似为

$$n - 1 \simeq \frac{1}{2 \epsilon_0 E_p} \bar{P}$$

由于折射系数的大小正比于 $\text{Re} \bar{P}$,而色散的大小是由折射系数的变化

$$\frac{d \text{Re} \bar{P}}{d \omega_p} \propto \frac{d n}{d \omega_p}$$

决定的。因此,色散曲线上的各点纵坐标的大小代表在该探测场频率下介质的折射系数,曲线的斜率则代表介质的色散特性。图 3 给出不同相干耦合条件下原子系统的色散曲线。显然随着耦合场强度增加,曲线斜率明显增大,而折射系数的增强是很小的,这是因为在强场条件下, $\text{Re} \bar{P} \propto |G|^{-2}$,增加相干耦合场强度对折射系数增强效应贡献不大。但色散增大现象可以导致光在这种介质中的群速度减慢,由关系

$$V_{\text{group}} = \frac{c}{n(\omega_p) + (dn/d\omega_p)\omega_p}$$

可知,当 $dn/d\omega_p$ 增大时, V_p 减小,即光学延迟现象。利用这种现象有可能生成新的光学材料。

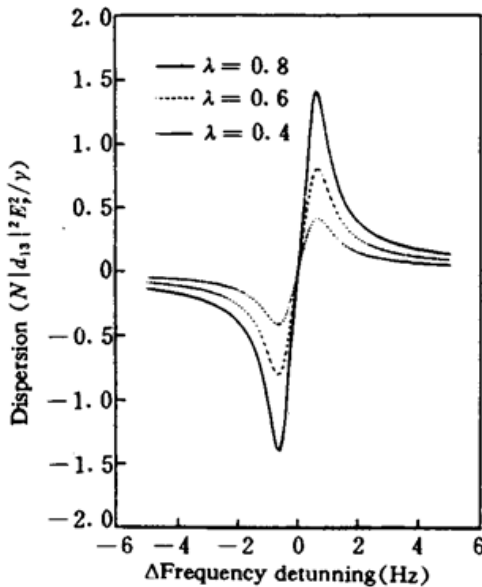


Fig. 4 Dispersion versus detuning Δ . $\lambda_2 = \lambda_3 = 0.8, 0.6$ and 0.4 respectively. $G = 1$ and the other parameters are the same as in Fig. 3

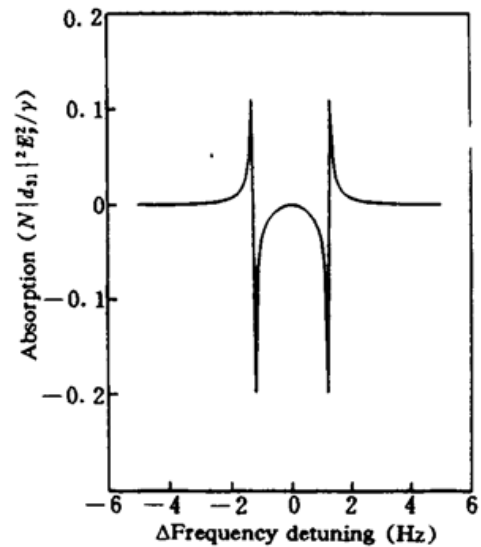


Fig. 5 Absorption versus detuning Δ under the condition of $\gamma_2 = 1, \gamma_3 = 0.8, \lambda_2 = \lambda_3 = 0.5, G = 1$ and $\Delta_2 = 0$

若保持相干耦合场强度不变,而改变非相干泵浦速率。图 4 显示不同泵浦速率的色散曲线。与图 3 不同之处在于,在这种条件下,色散曲线的斜率变化不大而曲线的峰值明显增大。这说明非相干泵浦速率是介质折射增强的主要因素。即在相干耦合场作用下的 V 型三能级系统中,采用非相干泵浦,让一部分原子处在激发态上(仍保持 $\rho_{33} - \rho_{11} < 0, \rho_{22} - \rho_{11} < 0$)可以大大改变介质的折射系数。图 5 是相应的吸收曲线,这个系统在粒子数无反转条件下的吸收和光放大特性在参考文献[3]中进行了较详细的讨论。这里我们注意到,在相干生成于上两能级的情形下,无吸收出现在探测场的近共振频率处,只有当非相干泵浦等于零时才出现共振无吸

收现象。而在相干生成于下两能级的系统中,非相干泵浦不为零时,仍出现这种现象。除此之外,由图 5 可知,这个系统在近共振处的吸收很小,适当选择非相干泵浦速率,在较大的相干场强度范围内都可以获得高折射低吸收的介质。

4 结 论

本文对 V 型三能级原子系统在相干耦合场作用下的色散和吸收特性的研究结果表明,原子相干生成于下两能级和生成于上两能级介质的色散-吸收特性是不同的。当原子相干生成于下两能级时,相干耦合场强度的改变主要影响介质的色散特性,而折射系数增强主要来自于非相干泵浦率的贡献。这样的原子系统没有出现无吸收折射增强现象,但在较大的相干场范围内可获得高折射低吸收的介质。适当地选择外场耦合强度,有可能由于折射系数的迅速变化而出现光在介质中的群速度减慢的现象。

参 考 文 献

- 1 M. Fleischhauer, C. H. Keite, M. O. Scully *et al.*. Resonantly enhanced refractive index without absorption via atomic coherence. *Phys. Rev. A*, 1992, 46 : 1468
- 2 Z. F. Luo, Z. Z. Xu. Absorption and dispersion in a medium with electromagnetically induced interference. *Phys. Lett. A*, 1992, 171 : 81
- 3 M. O. Scully, S. Y. Zhu. Ultra-large index of refraction via quantum interference. *Opt. Commun.*, 1992, 87 : 134
- 4 Weihan Tan, Weping Lu, Robert G. Harrison. Laser without inversion in a V system due to trapping of modified atomic states. *Phys. Rev. A*, 1992, 46 : 3613
- 5 Y. F. Zhu, M. Xiao. Comment on 《Lasing without inversion in a V system due to trapping of modified atomic states》. *Phys. Rev. A*, 1994, 49 : 2203
- 6 Weihan Tan, Weiping Lu, Robert G. Harrison. Reply to comment on 《Laser without inversion in a V system due to trapping of modified atomic states》. *Phys. Rev. A*, 1994, 49 : 3134

Change of Dispersion and Absorption in a Medium Via a Coherent Coupling Field

Xu Gu Zhou Shanyu Wang Yuzhu

(Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Academia Sinica, Shanghai 201800)

Abstract Characters of dispersion and absorption in a V-type atom system interacting with a coherent coupling field are investigated. The real and imaginary parts of the polarization are calculated by density matrix equations when atomic coherence between the two lower levels occurs. The influence of different coupling field intensities as well as various rates of incoherent pumping on atomic absorption and dispersion is also considered.

Key words three-level system, coherent coupling, dispersion-absorption