

# 基于简并二能级原子系统的电磁诱导增益

韩宇宏, 车少娜, 王丹, 周海涛

山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006

**摘要** 理论和实验研究了基于简并二能级原子系统的电磁诱导增益(EIG)效应,构建了一个 N 型简并二能级系统,分析了在不同多普勒频移下信号光增益随抽运光拉比频率的变化规律。结果表明:在增大区间,增益谱一直保持线宽极窄的单峰结构;而在减小区间,增益谱产生类拉比分裂,并且呈现出对称的双峰结构。选择 Cs 原子基态和激发态角动量相同条件下的简并能级结构,实验研究了 EIG 的产生特点,并进一步分析了抽运光强度及信号光偏振对增益峰值效率的影响。

**关键词** 原子与分子物理学;电磁诱导透明;电磁诱导增益;拉比频率;简并二能级系统;多普勒频移

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0302001

## Electromagnetically Induced Gain Based on Degenerate Two-Level Atomic System

Han Yuhong, Che Shaona, Wang Dan, Zhou Haitao

School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

**Abstract** The electromagnetic induced gain (EIG) effects based on the degenerate two-level atomic system are theoretically and experimentally studied. By constructing a N-type degenerate two-level system, the variations of signal light gain with Rabi frequency of pumping light are theoretically analyzed under different Doppler shifts. The results show that, in the rising range, the gain spectrum keeps a single peak structure with a narrow linewidth; while in the decreasing range, it generates a Rabi-like splitting and exhibits a symmetrical two-peak profile. Based on the degenerate energy levels of Cs atoms in which the angular momenta of ground and excited states are same, the generation feature of EIG is experimentally investigated. Furthermore, the influences of pumping intensity and signal light polarization on the peak gain efficiency are also analyzed.

**Key words** atomic and molecular physics; electromagnetically induced transparency; electromagnetically induced gain; Rabi frequency; degenerate two-level system; Doppler frequency shift

**OCIS codes** 020.1670; 300.6240; 270.1670; 020.3690; 140.4480

## 1 引 言

光诱导原子介质产生的相干干涉包括电磁诱导透明(EIT)<sup>[1-3]</sup>、电磁诱导吸收(EIA)<sup>[4-8]</sup>、相干布居俘获(CPT)<sup>[9-11]</sup>和无粒子数反转(LWI)<sup>[12-13]</sup>等物理现象,是当前的研究热点之一。特别是 EIT 介质对弱光的无吸收正常色散效应,可以大大减小光在介质中的传播速度,从而实现信息在光与介质之间的交换和存储,在量子信息存储领域有着潜在的应用价值。通过调制相干耦合光场的数量和方向,比如

用对向入射的两束耦合场代替一束单向入射的耦合场,可以使介质的色散特性由正常转为反常, EIT 变为 EIA 效应,这不但可以实现减光速向超光速的转变<sup>[14]</sup>,同时还会产生 Bragg 反射<sup>[15]</sup>或四波混频效应<sup>[16-18]</sup>。研究发现,上述原子的相干干涉效应不但存在于  $\Lambda$  型或 V 型三能级原子结构中<sup>[19-20]</sup>,还可以在基于  $\Lambda$  型或 V 型结构的简并二能级系统中得以实现。Akulshin 等<sup>[21-22]</sup>在类简并二能级系统中,基于原子基态的塞曼子能级分裂,研究了光诱导相干现象并且观察到了 EIT 及 EIA。Ye

收稿日期: 2017-09-04; 收到修改稿日期: 2017-10-18

基金项目: 国家自然科学基金(61575112,61308121,11647119)

作者简介: 韩宇宏(1992—),女,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: 1518713119@qq.com

导师简介: 周海涛(1980—),男,博士,副教授,硕士生导师,主要从事量子光学、原子分子物理方面的研究。

E-mail: zht007@sxu.edu.cn(通信联系人)

等<sup>[23]</sup>发现,在类简并的铷原子系统中,无论是封闭还是开放的跃迁,原子基态与激发态之间都可发生 EIA 现象。

近年来,基于 LWI 的电磁诱导增益(EIG)现象引起了学者们的研究兴趣。EIG 是指在强的相干抽运场驱动下,弱探测场出现增益放大(即负吸收)的现象。在多普勒展宽的  $\Lambda$  型或 V 型三能级系统中,通过引入一束非相干抽运场,可实现 EIT 向 EIG 的转换<sup>[24-26]</sup>。而在基于原子腔耦合的系统中,仅凭单束相干抽运场,同样可以实现 LWI<sup>[27-28]</sup>;在引入两束相干抽运场的条件下,可实现内腔 EIT 的光放大<sup>[29]</sup>。基于双  $\Lambda$  型三能级系统,在单束相干抽运场驱动下,通过增大介质的粒子数密度和抽运强度,不但可以实现弱信号光的增益放大,还可产生相位共轭的 Stokes 或 Anti-Stokes 场,从而在远失谐条件下制备出大频差的关联光子对<sup>[30-31]</sup>。以上研究都是在三能级原子系统下进行的,Mukherjee 等<sup>[32]</sup>则在分子系统中,基于 N 型简并结构,理论分析并实验研究了基于 LWI 的 EIG 效应,但该效应在原子系统中鲜有报道。

本文基于开放的 N 型简并二能级原子系统模型,理论分析了在单束相干抽运场作用下产生 EIG 的特点,并基于热的 Cs 原子介质,在基态和激发态角动量相同的条件下进行了实验验证。

## 2 理论模型及数值模拟

考虑图 1 所示的 N 型简并二能级原子系统,其中能级  $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  为简并的基态能级,能级  $|2\rangle$  和  $|4\rangle$  为简并的激发态能级。一束频率为  $\omega_p$  的强抽运光以  $\pi$  偏振同时作用于能级  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  与  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  的跃迁;一束频率为  $\omega_s$  的弱探测光与抽运光偏振垂直,因此可看作是左旋圆偏光 L 和右旋圆偏光 R 的叠加,并分别作用于能级  $|4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  和  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  的跃迁。在相互作用绘景和旋波近似下,系统的哈密顿量表示为

$$H = \hbar\Delta_p\sigma_{22} + \hbar(\Delta_p - \Delta_s)\sigma_{33} + \hbar(2\Delta_p - \Delta_s)\sigma_{44} - \hbar(\Omega_p\sigma_{21} + \Omega_p^*\sigma_{12} + \Omega_s\sigma_{41} + \Omega_s^*\sigma_{14} + \Omega_p\sigma_{43} + \Omega_p^*\sigma_{34} + \Omega_s\sigma_{23} + \Omega_s^*\sigma_{32}), \quad (1)$$

式中  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21} = \omega_p - \omega_{43}$ ,  $\Delta_s = \omega_s - \omega_{23} = \omega_s - \omega_{41}$  分别为抽运光与探测光的频率失谐; $\omega_p$ 、 $\omega_s$  分别为抽运光与探测光的圆频率; $\Omega_p$ 、 $\Omega_s$  分别为抽运光和探测光的拉比频率; $\Omega_p^*$ 、 $\Omega_s^*$  分别为抽运光和探测光的共轭拉比频率; $\hbar$  为约化普朗克常量。系统的约化密度矩阵主方程表示为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \gamma_{21}l_{12}^{21}\rho + \gamma_{23}l_{32}^{23}\rho + \gamma_{41}l_{14}^{41}\rho + \gamma_{43}l_{34}^{43}\rho, \quad (2)$$

式中  $\gamma_{21}$ 、 $\gamma_{23}$  分别为激发态  $|2\rangle$  到基态  $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  的自发衰减率, $\gamma_{41}$ 、 $\gamma_{43}$  分别为激发态  $|4\rangle$  到基态  $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  的自发衰减率, $\rho$  为系统总的态密度算符, $\dot{\rho}$  为态密度算符随时间的一阶导数, $l_{ij}^{ji}$  ( $i=1,3;j=2,4$ ) 为原子态  $|i\rangle$  与态  $|j\rangle$  之间的相干转移率。

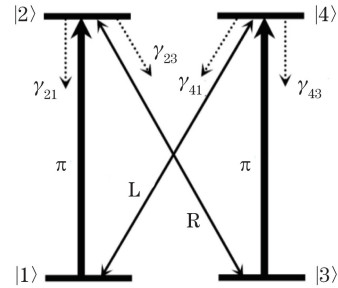


图 1 N 型简并二能级系统的示意图

Fig. 1 Schematic of N-type degenerate two-level system

原子布居数的转移表示为

$$l_{ij}^{ji}\rho = \frac{1}{2}(2\sigma_{ij}\rho\sigma_{ji} - \sigma_{ji}\sigma_{ij}\rho - \rho\sigma_{ji}\sigma_{ij}), \quad (3)$$

式中  $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$  为原子极化算符 ( $i \neq j$ ) 和布居数算符 ( $i = j$ )。

系统的约化密度矩阵元方程为

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \gamma_{21}\rho_{22} + \gamma_{41}\rho_{44} + i\Omega_p^*\rho_{21} - i\Omega_p\rho_{12} + i\Omega_s^*\rho_{41} - i\Omega_s\rho_{14} \\ \dot{\rho}_{22} &= -(\gamma_{21} + \gamma_{23})\rho_{22} + i\Omega_p\rho_{12} - i\Omega_p^*\rho_{21} + i\Omega_s\rho_{32} - i\Omega_s^*\rho_{23} \\ \dot{\rho}_{33} &= \gamma_{23}\rho_{22} + \gamma_{43}\rho_{44} + i\Omega_s^*\rho_{23} - i\Omega_s\rho_{32} + i\Omega_p^*\rho_{43} - i\Omega_p\rho_{34} \\ \dot{\rho}_{44} &= -(\gamma_{43} + \gamma_{41})\rho_{44} + i\Omega_s\rho_{14} - i\Omega_s^*\rho_{41} + i\Omega_p\rho_{34} - i\Omega_p^*\rho_{43} \\ \dot{\rho}_{12} &= -\Gamma_{12}\rho_{12} - i\Omega_p^*\rho_{11} + i\Omega_p\rho_{22} - i\Omega_s^*\rho_{13} + i\Omega_s\rho_{42} \\ \dot{\rho}_{34} &= -\Gamma_{13}\rho_{34} - i\Omega_s^*\rho_{31} + i\Omega_s\rho_{24} - i\Omega_p^*\rho_{33} + i\Omega_p\rho_{44} \\ \dot{\rho}_{13} &= \Gamma_{14}\rho_{13} + i\Omega_p^*\rho_{23} - i\Omega_s\rho_{12} - i\Omega_p\rho_{14} + i\Omega_s^*\rho_{43} \\ \dot{\rho}_{14} &= -\Gamma_{23}\rho_{14} - i\Omega_s^*\rho_{11} + i\Omega_p\rho_{24} - i\Omega_p^*\rho_{13} + i\Omega_s\rho_{44} \\ \dot{\rho}_{23} &= -\Gamma_{24}\rho_{23} + i\Omega_p\rho_{13} - i\Omega_s\rho_{22} + i\Omega_s\rho_{33} - i\Omega_p\rho_{24} \\ \dot{\rho}_{24} &= -\Gamma_{34}\rho_{24} + i\Omega_p\rho_{14} - i\Omega_s^*\rho_{21} + i\Omega_s\rho_{34} - i\Omega_p^*\rho_{23} \end{aligned} \right. , \quad (4)$$

式中  $\rho_{ij} (i, j=1, 2, 3, 4)$  为任意两态之间的态密度元算符,  $\dot{\rho}_{ij}$  为态密度元算符随时间的一阶导数, 原子布居数满足  $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$ , 其他参数分别为

$$\begin{cases} \Gamma_{12} = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23}) - i\Delta_p \\ \Gamma_{13} = \frac{1}{2}(\gamma_{43} + \gamma_{41}) - i\Delta_p \\ \Gamma_{14} = i(\Delta_p - \Delta_s) \\ \Gamma_{23} = \frac{1}{2}(\gamma_{43} + \gamma_{41}) - i(2\Delta_p - \Delta_s) \\ \Gamma_{24} = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23}) + i\Delta_s \\ \Gamma_{34} = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23} + \gamma_{41} + \gamma_{43}) - i(\Delta_p - \Delta_s) \end{cases} \quad (5)$$

由于介质对探测光的 L 和 R 成分的作用效果相同, 因此只计算  $\rho_{23}$  (或  $\rho_{14}$ ) 即可。假设初始状态下原子均匀布居在两个基态上, 并且探测光强度很弱, 忽略其高阶项, 则通过对(4)式求导, 可获得各项的定态解, 从而求得  $\rho_{23}$  的解析表达式为

$$\begin{aligned} \rho_{23} = & -\frac{i\Omega_p^2\Omega_s}{2\Gamma_{13}\Gamma_{12}D_4} - \frac{i\Omega_p^2\Omega_s}{2\Gamma_{13}\Gamma_{14}D_4} + \frac{D_3}{\Gamma_{13}\Gamma_{14}D_4} - \\ & \frac{i\Omega_p^2\Omega_s}{2\Gamma_{13}\Gamma_{43}D_4} + i\frac{\Omega_s}{2D_4} - \frac{i\Omega_p^2\Omega_s}{2\Gamma_{24}\Gamma_{14}D_4} + \\ & \frac{D_3}{\Gamma_{24}\Gamma_{14}D_4} - \frac{i\Omega_p^2\Omega_s}{2\Gamma_{24}\Gamma_{21}D_4} - \frac{i\Omega_p^2\Omega_s}{2\Gamma_{24}\Gamma_{34}D_4}, \quad (6) \end{aligned}$$

式中

$$\begin{cases} D_1 = \Gamma_{24} + \frac{\Omega_p^2 + \Omega_p^2 \frac{\Gamma_{24}}{\Gamma_{13}}}{\Gamma_{14}} \\ D_2 = \Omega_p^2 \left( i\Omega_p^* + i\Omega_p^* \frac{\Gamma_{24}}{\Gamma_{13}} \right) \frac{i\Omega_p}{D_1} \\ D_3 = \Omega_p^2 \left( i\Omega_p^* + i\Omega_p^* \frac{\Gamma_{24}}{\Gamma_{13}} \right) \left( \frac{\Omega_p\Omega_s^*}{2\Gamma_{14}D_1} + \frac{\Omega_p\Omega_s^*}{2\Gamma_{21}D_1} + \frac{\Omega_s\Omega_p}{2\Gamma_{34}D_1} \right) \\ D_4 = \Gamma_{23} + \frac{\Omega_p^2}{\Gamma_{13}} + \frac{D_2}{\Gamma_{13}\Gamma_{14}} + \frac{D_2}{\Gamma_{24}\Gamma_{14}} + \frac{\Omega_p^2}{\Gamma_{24}} \end{cases} \quad (7)$$

因此, 在不考虑原子无规则运动引起的多普勒展宽效应下, 得到介质对左旋探测光的极化率<sup>[33]</sup>  $\chi_0$  表示为

$$\chi_0 = \frac{2N_0\mu^2}{\epsilon_0\hbar\Omega_s}\rho_{23}, \quad (8)$$

式中  $N_0$  为原子速度为 0 时的原子数密度,  $\mu$  为偶极矩阵元,  $\epsilon_0$  为真空介电常数。而  $\chi_0$  的实部和虚部分别表征介质对信号光的色散大小和吸收强度。

图 2 所示为不同的抽运光拉比频率条件下, 信号光穿过介质的透射率曲线, 即介质对信号光的吸收曲线。可以看出, 在无抽运光作用时 ( $\Omega_p = 0$ ), 系统简化为纯二能级原子结构, 因此在原子共振频率中心, 介质对信号光产生很强的共振跃迁吸收, 如图 2 黑色曲线所示。当加入强度很小的抽运光时, 在单、双光子的共振中心 ( $\Delta_s = \Delta_p = 0$ ) 产生了 EIT, 并且随着抽运光拉比频率  $\Omega_p$  的增大, EIT 快速转变为 EIG。当  $\Omega_p = 0.68$  MHz 时, 信号光依然表现为 EIT, 其透射率约为 0.8, 如图 2 红色曲线所示。当  $\Omega_p = 0.69$  MHz 时, EIG 已经产生, 其透射率约为 1.35, 并且其增益峰依然保持线宽极窄的单峰结构, 如图 2 蓝色曲线所示。图 2 中信号光的拉比频率设定为  $\Omega_s = 0.5$  MHz。

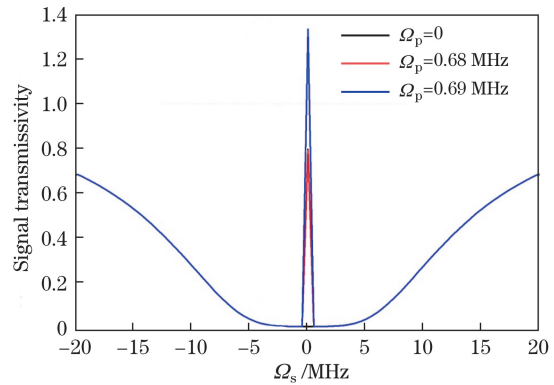


图 2 不同抽运光拉比频率下信号光的透射谱  
Fig. 2 Signal transmission spectra under different Rabi frequencies of pumping light

在实际的热原子气室中, 考虑到原子运动引起的多普勒频移效应, (5) 式中的  $\Delta_p$  改写为  $\Delta'_p = \Delta_p - \delta_D$ ,  $\Delta_s$  改写为  $\Delta'_s = \Delta_s - \delta_D$ , 其中  $\delta_D = \omega v/c$  为多普勒频移项 ( $\omega$  为圆频率,  $v$  为原子速度,  $c$  为光速)。因此很容易计算得到任意速度  $v$  下的密度算符  $\rho_{23}(v)$ , 而此时的粒子数密度为  $N_v = \frac{N_0 \exp(-v^2/u^2)}{u\sqrt{\pi}} dv$ , 其中  $u$  为原子的均方根速度, 其大小取决于热原子气室的温度  $T$ 。考虑多普勒频移的极化率可表示为

$$\chi(\delta_D) = \chi_v = \frac{2N_v\mu^2}{\epsilon_0\hbar\Omega_s}\rho_{23}(v). \quad (9)$$

定义介质的多普勒展宽为  $\Delta_D = 2\omega u\sqrt{\ln 2}/c$ , 考虑原子速度及多普勒展宽的影响, 可得介质对探测光的平均极化率  $\chi$  为

$$\langle \chi \rangle_D = \frac{1}{\Delta_D\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\delta_D) \exp[-(\delta_D/\Delta_D)^2] d\delta_D. \quad (10)$$

图 3 比较了在原子共振频率中心,在不同原子速度引起的多普勒频移条件下,信号光的增益峰幅度随抽运光拉比频率的变化趋势。在无多普勒频移时( $\delta_D=0$ ),信号光的增益峰幅度随 $\Omega_p$ 的增大先呈线性急剧增大,当 $\Omega_p=1.8$  MHz时,增益幅度达到最大(约为 80),此后先快速后缓慢呈类指数式下降,如图 3 黑色曲线所示。而在考虑多普勒宽度时,信号光的增益峰幅度随 $\Omega_p$ 的增大虽整体仍然呈先增大后减小的变化趋势,但随着 $\delta_D$ 的增大,增益峰幅度增大和减小的趋势明显变缓,最大的增益峰幅度也逐渐减小,并且其对应的 $\Omega_p$ 也逐渐增大。当 $\delta_D=70$  MHz时,在 $\Omega_p=10.2$  MHz时产生最大增益幅度,增益峰幅度约为 53,如图 3 红色曲线所示。而当 $\delta_D=140$  MHz时,在 $\Omega_p=20$  MHz条件下才达到最大增益幅度,并且增益峰幅度减小至 35 左右,如图 3 蓝色曲线所示。当多普勒频移增大至 $\delta_D=280$  MHz时,增益峰幅度随 $\Omega_p$ 的增大更加缓慢,且当 $\Omega_p=42$  MHz时才达到最大增益幅度,增益峰幅度在 20 左右达到饱和,如图 3 灰色曲线所示。产生该结果的原因是,在总原子数一定的条件下,随着原子运动的加剧,多普勒频移也相应增大,导致最大增益峰幅度对应的 $\Omega_p$ 也产生一定的 Stark 移动,同时满足增益条件的有效原子数减少,导致最大增益幅度变小。

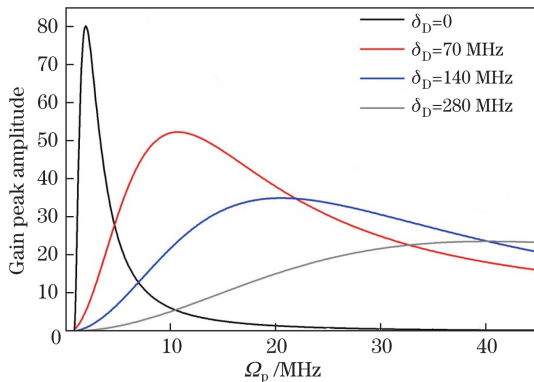


图 3 在不同的多普勒宽度条件下,信号光的增益峰幅度随抽运光拉比频率的变化

Fig. 3 Gain peak amplitude of signal light versus Rabi frequency of pumping light under different Doppler widths

从图 3 可以看出,当原子介质的速度很小即多普勒频移很小时,信号光的增益峰幅度随 $\Omega_p$ 的增大呈现明显先增大后减小的变化趋势,但在增大和减小两个阶段,增益谱的线形及线宽却呈现出不同的变化趋势。在不考虑多普勒频移条件( $\delta_D=0$ )下,列举了三组分别在增大和减小区间,信号光在相同增益幅度下谱线形随频率失谐的变化,如图 4 所示。

在增大区间,信号光的增益随着 $\Omega_p$ 快速增大的同时,依然保持线宽很窄的单峰结构,且线宽均为 0.5 MHz左右,如图 4(a1)~(a3)所示。而当增益达到饱和并进入减小区间后,随着增益的减小,谱线宽逐渐变宽。当 $\Omega_p=4.9$  MHz时,增益由最大减小至 25 左右,其谱线宽增大至约 4 MHz,如图 4(b3)所示。当 $\Omega_p=7.06$  MHz时,增益减小至 12 左右,线宽却增大至约 7.5 MHz,如图 4(b2)所示。而当 $\Omega_p$ 增大至大于原子的自发衰减率 $2\gamma$ 时,随着增益幅度的减小,增益谱逐渐产生类拉比分裂,两个增益峰对称地远离原子共振中心,且随着 $\Omega_p$ 的增大,劈裂越明显。当 $\Omega_p=20$  MHz时,在偏离原子的共振中心 $\Delta_s = \pm 40$  MHz处,产生两个对称的增益峰,且其峰值增益减小至 1.5 左右,如图 4(b1)所示。此时增益谱产生劈裂,主要是由于在不考虑多普勒频移及展宽影响时,较小的抽运拉比频率导致信号光增益达到饱和,并在 $\Omega_p$ 进一步增大时,原子缀饰态产生明显的 Autler-Townes 分裂,且分裂间隔逐渐增大,导致增益谱由单峰结构变成对称的双峰分布<sup>[34]</sup>。

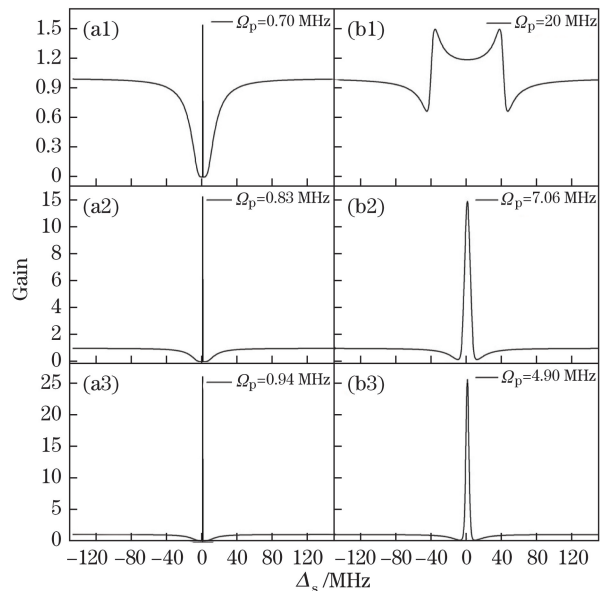


图 4 不考虑多普勒频移( $\delta_D=0$ )时,不同抽运光拉比频率下的信号光增益谱。(a1)  $\Omega_p=0.70$  MHz;

(a2)  $\Omega_p=0.83$  MHz; (a3)  $\Omega_p=0.94$  MHz;

(b1)  $\Omega_p=20$  MHz; (b2)  $\Omega_p=7.06$  MHz;

(b3)  $\Omega_p=4.9$  MHz

Fig. 4 Gain profiles of signal light under different Rabi frequencies of pumping light when Doppler shift ( $\delta_D=0$ ) is not considered. (a1)  $\Omega_p=0.70$  MHz; (a2)  $\Omega_p=0.83$  MHz;

(a3)  $\Omega_p=0.94$  MHz; (b1)  $\Omega_p=20$  MHz;

(b2)  $\Omega_p=7.06$  MHz; (b3)  $\Omega_p=4.9$  MHz

而当考虑原子的多普勒频移效应时,如图 3 所



示,随着  $\delta_D$  的增大,信号光峰值增益的最大幅度相应减小,且其所对应的  $\Omega_p$  也相应增大。但在增大区间,除了其吸收背景变宽外,在原子的共振频率中心,增益谱依然保持线宽较窄的单峰结构。而在减小区间,需更大的  $\Omega_p$  增益才能产生类拉比分裂。在考虑多普勒频移及展宽效应的条件下 ( $\delta_D = 280$  MHz),相同峰值下增益增大和减小区间的增益谱如图 5 所示。如图 5(a) 所示,当  $\Omega_p = 10$  MHz 时,正好处于增益增大区间,增益大小约为 6.8,而其线宽约为 0.9 MHz。而当  $\Omega_p = 150$  MHz 时,刚好对应减小区间的相同增益处,但增益谱显著拓宽,同时产生类拉比分裂,且单个类拉比增益峰的线宽增至约 8 MHz,如图 5(b) 所示。

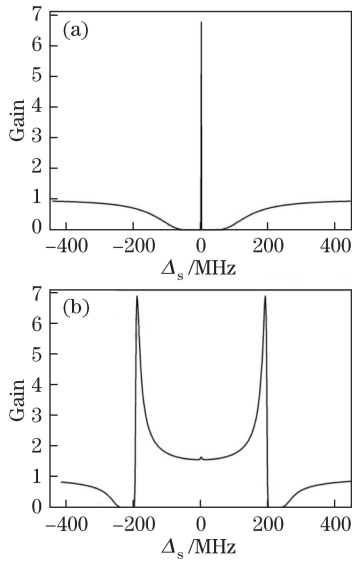


图 5 考虑多普勒频移及展宽效应时信号光增益谱的线形变化。(a)  $\Omega_p = 10$  MHz; (b)  $\Omega_p = 150$  MHz  
Fig. 5 Gain profile variation of signal light when Doppler shift and broadening effects are included.  
(a)  $\Omega_p = 10$  MHz; (b)  $\Omega_p = 150$  MHz

### 3 实验测量及结果

根据上述理论分析,选择  $^{133}\text{Cs}$  原子 D1 线的超精细能级为研究对象,并分别选取基态  $6^2S_{1/2}$ ,  $F_g = 4$  和第一激发态  $6^2P_{1/2}$ ,  $F_e = 4$  作为该系统的两个跃迁能级,其中 S、P 分别表示原子基态和激发态,  $F$  表示对应态的总角动量。实验研究了基于热原子介质的 EIG 效应。两台波长为 894.5 nm、频率可连续调谐的光栅反馈半导体激光器出射的光,经单模光纤整形后分别作为信号光和抽运光。图 6 所示为实验装置的示意图,抽运光以水平偏振(蓝色直线表示)通过一偏振分光棱镜(PBS)后,穿过 Cs 原

子气室中心,并从另一个 PBS 透射出,利用一光垃圾桶(block)收集,其频率锁定在  $F_g = 4 \leftrightarrow F_e = 4$  的跃迁中心;信号光通过一平面反射镜(M)反射,相对抽运光以微小角度穿过 Cs 泡,并从另一平面镜反射进入探测器(PD),通过控制信号光激光器上的扫描电压,信号光的频率在原子共振中心处连续变化。在信号光的入射光路上插入四分之一波片,定义其快轴方向与入射线偏光偏振方向的夹角为  $\alpha$ ,因此通过改变  $\alpha$  角,可实现信号光的偏振从竖直线偏  $\rightarrow$  左旋圆偏光  $\rightarrow$  竖直线偏  $\rightarrow$  右旋圆偏光  $\rightarrow$  竖直线偏的连续变化。Cs 泡内壁长 50 mm,双端镀 895 nm 增透模,有效地减少了 Cs 泡对光场的线性损耗,紧贴 Cs 泡侧壁处先固定一热敏电阻,用于探测其温度,然后用三层箔包裹,用以屏蔽外界磁场的影响,屏蔽筒外侧再均匀缠绕电加热带,用于控制 Cs 泡的温度。信号光和抽运光光斑的有效直径分别为 0.60 mm 和 1.20 mm,两束光之间的夹角约为  $0.3^\circ$ 。

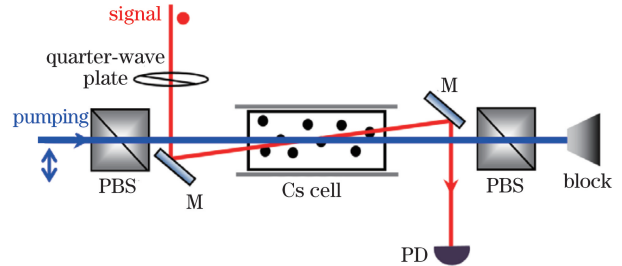


图 6 实验装置示意图  
Fig. 6 Schematic of experimental setup

经 PD 探测得到归一化的信号光透射谱,如图 7 所示,其中  $P_s$  为信号光入射 Cs 原子气室的入射功率,且  $P_s = 50 \mu\text{W}$ ,Cs 原子气室的温度为  $95^\circ\text{C}$ 。可以看出,当抽运功率较小时 ( $P_p = 10$  mW),在单、双光子共振中心 ( $\Delta_s = \Delta_p = 0$ ) 产生的是 EIT 峰,如图 7(a) 所示。随着抽运功率的增大,EIT 峰的强度也逐渐增大,EIT 变为 EIG,正如图 3、5 所示,在增益增大区间,EIG 峰依然保持线宽较窄的单峰结构,当  $P_p = 70$  mW 时,信号光的增益达到饱和,约为 19,如图 7(b) 所示,而其线宽由 EIT 时的 1 MHz 增大至约 1.8 MHz,如图 7 中的插图所示。

图 8(a) 所示为信号光增益峰幅度随抽运功率的变化趋势。当 Cs 泡的温度较大时,即 Cs 泡内原子数密度较大时,原子运动速度加剧,引起的多普勒频移及展宽效应更加显著,因此得到与图 3 中曲线相似的变化趋势。然而,受限于激光器功率,没有测到增益随抽运光功率增大而减小的区间,故实验上并没有观察到增益谱产生的类拉比分裂现象。在固

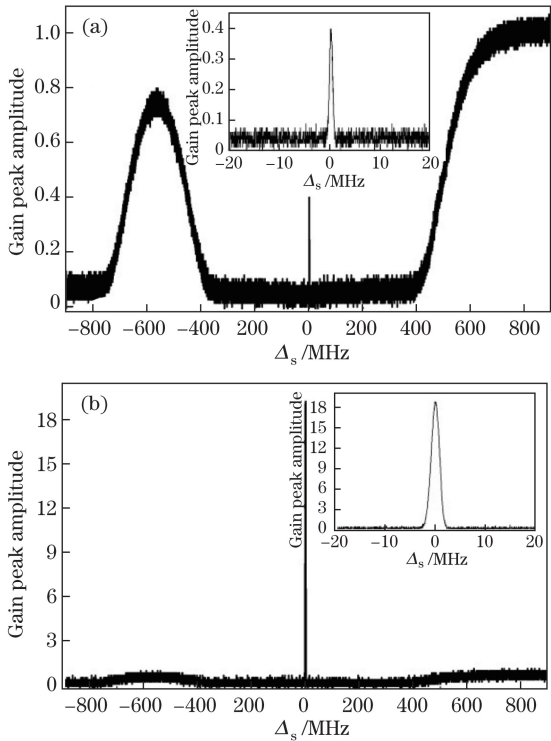


图 7 当  $P_s=50 \mu\text{W}$ ,  $\Delta_p=0$ ,  $T=95 \text{ }^\circ\text{C}$  时,不同抽运光功率下测得的信号光增益峰幅度。(a)  $P_p=10 \text{ mW}$ ; (b)  $P_p=70 \text{ mW}$   
 Fig. 7 Experimentally measured gain peak amplitudes of signal light under different pumping powers when  $P_s=50 \mu\text{W}$ ,  $\Delta_p=0$ , and  $T=95 \text{ }^\circ\text{C}$ . (a)  $P_p=10 \text{ mW}$ ; (b)  $P_p=70 \text{ mW}$

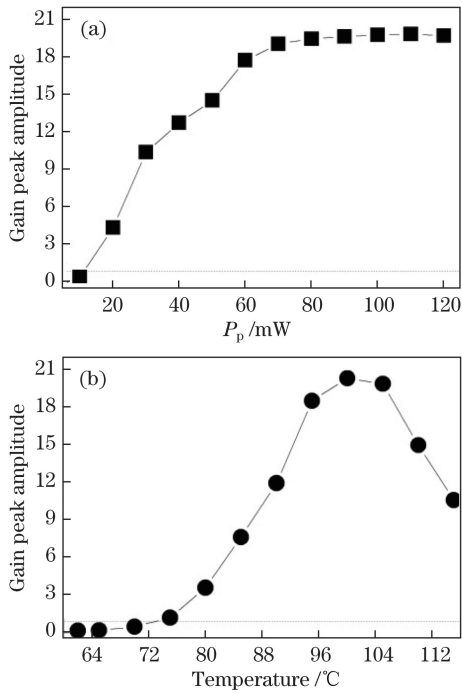


图 8 信号光增益峰幅度随不同参量的变化趋势。  
 (a)抽运功率;(b)温度

Fig. 8 Gain peak amplitude of signal light with different parameters. (a) Pumping power; (b) temperature

定信号光和抽运场功率的条件下,测量了信号光的增益幅度随  $Cs$  温度增大的饱和效应,如图 8(b) 所示。当  $Cs$  泡的温度小于  $75 \text{ }^\circ\text{C}$  时,在双光子共振中心,信号光透射表现为 EIT 现象;当温度等于  $75 \text{ }^\circ\text{C}$  时,增益产生,并随着温度增大近似呈线性增大;当温度等于  $95 \text{ }^\circ\text{C}$  时,增益接近饱和,并经过近  $10 \text{ }^\circ\text{C}$  左右的饱和和区间后,增益随温度又近似呈线性减小。增益减小主要是由于温度增大,原子之间碰撞剧烈,基于基态相干的非线性效率减小,同时高温高粒子数密度的原子介质对抽运光产生的自聚焦效应分散了主导受激辐射的抽运能量。

为了进一步验证图 1 实验能级系统中左、右旋信号光的等效性,比较了不同的信号光偏振状态对 EIG 效率的影响,如图 9 所示。抽运光的偏振始终为水平偏振,当信号光初始为竖直偏振时,将四分之一波片的快轴旋转  $180^\circ$ ,发现信号光的增益峰幅度呈周期性正弦变化。当信号光和抽运光的偏振严格垂直时( $\alpha=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ ),产生 EIG 的效率最大;而当信号光的偏振分别为左旋( $\alpha=45^\circ$ )或右旋( $\alpha=135^\circ$ )圆偏光时,EIG 效率最小,如图 9 中的黑色圆形所示。这是因为,只有当信号光与抽运光的偏振严格垂直时,若定义抽运光为  $\pi$  偏光,信号光可以等效为 L 和 R 圆偏光两部分,二者均能产生 EIG 效应,并在探测时叠加增强;而当信号光为 L 或 R 圆偏光时,其可看作两束  $\pi/2$  相位差的相互垂直的线偏光,其中与抽运光偏振相同的那部分光不能产生 EIG 效应,因此此时的增益幅度最小。当信号光初始为水平偏振(与抽运光偏振相同)时,则在  $\alpha=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  时,无 EIG 效应产生;而在右旋( $\alpha=45^\circ$ )和左旋( $\alpha=135^\circ$ )条件下,EIG 效率最大,如图 9 中灰色圆环所示。

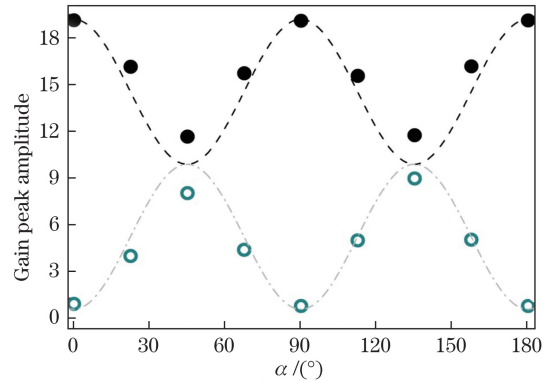


图 9 信号光的偏振状态对增益峰幅度的影响  
 Fig. 9 Influence of signal light polarization state on gain peak amplitude

## 4 结 论

理论上讨论了 N 型简并二能级原子系统中的 EIG 现象,分析比较了在不同多普勒频移的条件下,信号光增益随抽运强度的变化规律,同时比较了增益谱的线形分别在上升和下降区间的变化特点,得出以下结论。随着抽运光强度的增大,信号光的增益呈现先增大后减小的变化趋势,并且多普勒频移越大,信号光达到最大增益所需的抽运能量越大,同时绝对增益减小。在增益增大区间,增益谱线形一直保持窄线宽的单峰结构;而在减小区间,当抽运光的拉比频率增大至一定程度时,增益谱发生类拉比分裂,产生两个对称分布的增益峰。选择 Cs 原子的简并二能级跃迁系统,实验上观察到了 EIG 现象,并进一步比较了抽运强度、Cs 泡温度及信号光偏振对增益峰值效率的影响。这些结论丰富了原子相干效应的研究内容,对进一步开展简并能级系统下孪生光束的制备及量子噪声特性的研究提供了理论和实验基础,并对开展基于 N 形原子-腔耦合系统的光放大特性、多波混频效应及多通道量子态操控等应用研究具有一定的参考价值。

## 参 考 文 献

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 64(10): 1107-1110.
- [2] Boller K-J, Imamoglu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(20): 2593-2596.
- [3] Gea-Banacloche J, Li Y Q, Jin S Z, *et al.* Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: theory and experiment[J]. *Physical Review A*, 1995, 51(1): 576-584.
- [4] Alzetta G, Moi L, Orriols G. Nonabsorption hyperfine resonances in a sodium vapor irradiated by a multimode dye-laser[J]. *II Nuovo Cimento B*, 1979, 52(2): 209-218.
- [5] Taichenachev A V, Tumaikin A M, Yudin V I. Electromagnetically induced absorption in a four-state system[J]. *Physical Review A*, 1999, 61(1): 011802.
- [6] Andreeva C, Cartaleva S, Dancheva Y. Coherent spectroscopy of degenerate two-level systems in Cs[J]. *Physical Review A*, 2002, 66(1): 012502.
- [7] Kim S K, Moon H S, Kim K, *et al.* Observation of electromagnetically induced absorption in open systems regardless of angular momentum[J]. *Physical Review A*, 2003, 68(6): 063813.
- [8] Goren C, Wilson-Gordon A D, Rosenbluh M, *et al.* Electromagnetically induced absorption due to transfer of coherence and to transfer of population[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(3): 033807.
- [9] Arimondo E V. Coherent population trapping in laser spectroscopy[J]. *Progress in Optics*, 1996, 35(5): 257-354.
- [10] Gray H R, Whitley R M, Stroud C R. Coherent trapping of atomic populations[J]. *Optics Letters*, 1978, 3(6): 218-220.
- [11] Arimondo E, Orriols G. Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping[J]. *Lettere Al Nuovo Cimento*, 1976, 17(10): 333-338.
- [12] Harris S E. Lasers without inversion: interference of lifetime-broadened resonances[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 62(9): 1033-1036.
- [13] Scully M O, Zhu S Y, Gavrielides A. Degenerate quantum-beat laser: lasing without inversion and inversion without lasing[J]. *Physical Review Letters*, 1989, 62(24): 2813-2816.
- [14] Jiang Q C, Zhang Y, Wang D, *et al.* Superluminal reflection and transmission of light pulses via resonant four-wave mixing in cesium vapor[J]. *Optics Express*, 2016, 24(21): 24451-24459.
- [15] Brown A W, Xiao M. All-optical switching and routing based on an electromagnetically induced absorption grating[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(7): 699-701.
- [16] Zhang J X, Zhou H T, Wang D W, *et al.* Enhanced reflection via phase compensation from anomalous dispersion in atomic vapor[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(5): 053841.
- [17] Miao Y Z, Chen X M, Ren Z Y, *et al.* Influence of temperature, power and polarization characteristics on four wave mixing signal in electromagnetically induced transparency window[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(3): 0319001.  
苗一珠,程雪梅,任兆玉,等.电磁诱导透明窗口中温度、功率及偏振特性对四波混频信号的影响[J].*光学学报*, 2011, 31(3): 0319001.
- [18] Wang L, Jing J T. Theoretical research on optimization of signal-noise ratio based on cascaded four-wave mixing system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(7): 0719001.  
王丽,荆杰泰.基于级联四波混频系统实现信噪比优化的理论研究[J].*光学学报*, 2017, 37(7): 0719001.
- [19] Ji M Y, Duan Y F, Niu Y P, *et al.* Cavity ringdown spectroscopy based on V-type electromagnetically induced transparency[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(11): 1127001.

- 吉慕尧, 段亚凡, 钮月萍, 等. 基于 V 型电磁诱导透明效应的腔衰荡光谱研究 [J]. 光学学报, 2016, 36(11): 1127001.
- [20] Cong H L, Ren X Z. Exact solution for quantum properties of the binomial states field interacting with the  $\Lambda$ -type atom [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(2): 0227001.  
丛红璐, 任学藻. 精确求解与  $\Lambda$  型原子作用二项式光场的量子特性 [J]. 光学学报, 2017, 37(2): 0227001.
- [21] Akulshin A M, Barreiro S, Lezama A. Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasi-degenerate levels in Rb vapor [J]. Physical Review A, 1998, 57(4): 2996-3002.
- [22] Lezama A, Barreiro S, Lipsich A, *et al.* Coherent two-field spectroscopy of degenerate two-level systems [J]. Physical Review A, 1999, 61(1): 013801.
- [23] Ye C Y, Zibrov A S, Rostovtsev Y V, *et al.* Electromagnetically induced absorption in quasi-degenerate two-level Doppler broadened atomic system [J]. Journal of Modern Optics, 2003, 50(15): 2605-2613.
- [24] Boon J R, Zekou E, McGloin D, *et al.* Prediction of inversionless gain in a mismatched Doppler-broadened medium [J]. Physical Review A, 1998, 58(3): 2560-2566.
- [25] Boon J R, Zekou E, Fulton D J, *et al.* Experimental observation of a coherently induced transparency on a blue probe in a Doppler-broadened mismatched V-type system [J]. Physical Review A, 1998, 57(2): 1323-1328.
- [26] Shepherd S, Fulton D J, Dunn M H. Wavelength dependence of coherently induced transparency in a Doppler-broadened cascade medium [J]. Physical Review A, 1996, 54(6): 5394-5399.
- [27] Wu H, Xiao M, Gea-Banacloche J. Evidence of lasing without inversion in a hot rubidium vapor under electromagnetically-induced-transparency conditions [J]. Physical Review A, 2008, 78(4): 041802.
- [28] Yang J, Wang H K, Zhu Y, *et al.* Output characteristics of multistage alkali vapor laser amplifiers [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(9): 0914003.  
杨静, 王韩奎, 朱雨, 等. 多级碱金属蒸气激光放大器的输出特性 [J]. 光学学报, 2017, 37(9): 0914003.
- [29] Sheng J T, Xiao M. Amplification of the intracavity dark-state field by a four-wave mixing process [J]. Laser Physics Letters, 2013, 10(5): 055402.
- [30] McCormick C F, Boyer V, Arimondo E, *et al.* Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor [J]. Optics Letters, 2007, 32(2): 178-180.
- [31] Guo M J, Zhou H T, Wang D, *et al.* Experimental investigation of high-frequency-difference twin beams in hot cesium atoms [J]. Physical Review A, 2014, 89(3): 033813.
- [32] Mukherjee N, Kumar C N. Electromagnetically induced gain in molecular systems [J]. Physical Review A, 2009, 80(6): 063830.
- [33] Goren C, Wilson-Gordon A D, Rosenbluh M, *et al.* Switching from positive to negative dispersion in transparent degenerate and near-degenerate systems [J]. Physical Review A, 2003, 68(4): 043818.
- [34] Narducci L M, Doss H M, Ru P, *et al.* A simple model of a laser without inversion [J]. Optics Communications, 1991, 81(6): 379-384.