

缓冲气体原子汽室中电磁诱导透明现象的实验研究

肖长顺,武晋泽,刘晋宏,刘超,张俊香*

(1. 山西大学 光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室,山西 太原 030006;

2. 极端光学协同创新中心,山西 太原 030006)

摘要:基于铯原子基态的超精细能级与激发态的两个超精细能级构成的 V 型三能级系统,对不同温度下铯原子汽室内的 EIT 效应与缓冲气体分压之间的依赖关系进行了实验研究,得出由 dephasing 诱导干涉的物理机制是受激辐射与自发辐射的竞争。

关键词:电磁诱导透明;缓冲气体;V 型能级;dephasing

中图分类号:O431 **文献标志码:**A **文章编号:**0253-2395(2016)03-0001-05

Experimental Investigation of the Relationship Between Buffer Gas and Electromagnetically Induced Transparency in Cesium Atomic Vapor

XIAO Changshun, WU Jinze, LIU Jinhong, LIU Chao, ZHANG Junxiang*

(1. State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices,

Institute of Opto-electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

2. Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China)

Abstract: We experimentally research the relationship between EIT effect and buffer gas pressure at different temperatures in cesium atomic vapor in V-type three-level system based on a hyperfine level of the ground state and the two hyperfine levels of the excited state. It indicates that the physics behind the dephasing-induced control of interference is the competing between stimulated emission and spontaneous emission.

Key words: electromagnetically induced transparency; buffer gas; V-type level; dephasing

0 引言

量子干涉效应是量子光学领域中的一个重要方向。光与原子相互作用可以产生电磁诱导透明(EIT)^[1-3]、相干布居俘获(CPT)^[4]、无反转激光(LWI)^[5-7]。EIT 因其潜在的应用已经成为关键的技术,比如应用在光的减慢^[8]、光储存^[9]、量子信息处理^[10]和光学二极管^[11]。

在三能级 EIT 模型中,我们可以利用缀饰态理论分析产生 EIT 的本质。Yong Sun^[12]小组在理论上研究了 Λ 型三能级下,失相对 EIT 效应的影响。分析 EIT 和 AT 分裂,发现当耦合场的拉比频率与衰减速率在同一量级时,量子干涉不容忽视^[13-15]。当拉比频率远远大于衰减速率时,吸收光谱的两个峰明显分开,在文献^[16]中,作者在耦合场的拉比频率远远大于衰减率的条件下,给出了光与原子相互作用的密度矩阵方程,

* 收稿日期:2015-12-23;修回日期:2016-03-01

基金项目:国家自然科学基金(11574188;11274210);国家重点基础研究发展计划(2010CB923102);国家自然科学基金优秀团队计划(61121064)

作者简介:肖长顺(1991-),男,山西朔州人,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究,E-mail: xiao_changshun@163.com * 通信作者:张俊香(ZHANG Junxiang),E-mail: junxiang@sxu.edu.cn

从方程中得出,如果忽略失相因子,较低能级耦合到高能态出现相干相长,较高能级耦合到高能态出现相干相消。本文就是利用缀饰态理论,对三能级原子的相干效应进行研究。

近年来,把缓冲气体充入到原子汽室中进行相干效应的研究已经成为热门话题。比如,1997年,S. Brandt 等人^[17]利用在铯原子汽室中充入了缓冲气体 Ne,把相干暗共振的谱线减小到 42Hz。2010年,Ulrich Krohn 小组^[18]利用 cascade-system,在 Rb 原子汽室中充入 6 Torr 的 Ne 作为缓冲气体,实现了 Rb 原子的谱线加宽。2015年,Yong Sun^[12]等人理论上计算了 Λ -type 三能级的 EIT,得出 dephasing 是影响 EIT 效应的关键因素,并且利用 Microwave Network Analyzer 进行了实验模拟。在 V-type 系统中,研究 dephasing rate 对 EIT 的影响文献少见。基于此,本文在 V-type 三能级系统中,理论分析了 EIT 的产生过程,并且在原子汽室系统中进行实验。利用充有缓冲气体的铯原子汽室作为 EIT 介质,研究探针场经过原子介质的透射谱线:通过改变缓冲气体的分压以及铯原子汽室的温度,操控光与原子相互作用体系中碰撞引起的 dephasing 对于干涉效应的影响,进一步研究影响 EIT 效应的因素。

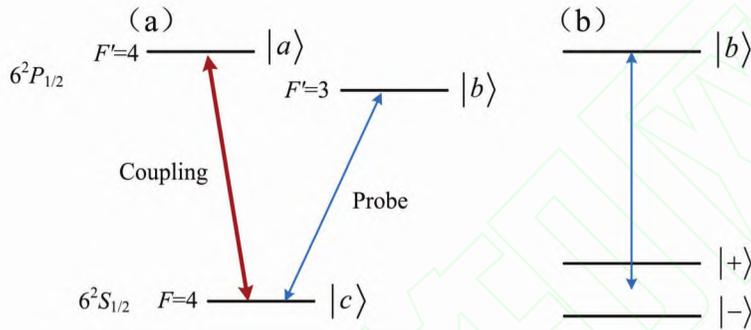


Fig. 1 (a) three-level system, (b) dressed state

图 1 (a) 三能级结构图 (b) 缀饰态

1 理论模型

考虑一个 V 型三能级系统,能级结构如图 1 所示, $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 是激发态, $|c\rangle$ 是基态。耦合场作用在 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 上,拉比频率为 Ω 。探针场作用在 $|c\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 上,拉比频率为 Ω_p ($\Omega_p \ll \Omega$)。介质对探针场的线性极化率为 $\chi \propto \rho_{bc} / \Omega_p$,极化率的虚部代表探针场的吸收。 $|c\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 的相干性可以表示为^[16]:

$$\rho_{bc} = i\Omega_p^* \frac{(\gamma_{ac}\Gamma_{ac} + 2|\Omega|^2)(i\delta + \gamma_{ac}|\Omega|^2)}{[(i\delta + \Gamma_{bc})(i\delta + \Gamma_{ab}) + |\Omega|^2](\gamma_{ac}\Gamma_{ac} + 4|\Omega|^2)} \quad (1)$$

其中, γ_{ij} , Γ_{ij} ($i > j$) 分别代表 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 的布居数衰减率以及退相干衰减率, δ 代表探针场的失谐,耦合场与跃迁能级 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 共振。 ρ_{bc} 是密度矩阵的矩阵元,代表能级 $|c\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 的相干性。

在缀饰态中, $|\pm\rangle = (|c\rangle \pm |a\rangle) / \sqrt{2}$,密度矩阵运动方程可以表示为:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{b+} &= [i(-\delta - \Omega) - X]\rho_{b+} - Y\rho_{b-} + i\Omega_p^*(\rho_{++} + \rho_{+-} - \rho_{bb}) / \sqrt{2} \\ \dot{\rho}_{b-} &= [i(-\delta + \Omega) - X]\rho_{b-} - Y\rho_{b+} + i\Omega_p^*(\rho_{--} + \rho_{-+} - \rho_{bb}) / \sqrt{2} \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $X = (\Gamma_{bc} + \Gamma_{ab}) / 2$, $Y = (\Gamma_{bc} - \Gamma_{ab}) / 2$,只考虑探针场的一阶形式,我们可以得到 $\rho_{bb}^{(0)} = 0$,

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{2}\rho_{b-}^{(1)}}{i\Omega_p^*} &= \frac{[i(-\delta - \Omega) - X]\left(\frac{1}{2} + \rho_{++}^{(0)}\right) + Y\left(\frac{1}{2} + \rho_{+-}^{(0)}\right)}{Y^2 - [i(-\delta + \Omega) - X][i(-\delta - \Omega) - X]} \\ \frac{\sqrt{2}\rho_{b+}^{(1)}}{i\Omega_p^*} &= \frac{[i(-\delta + \Omega) - X]\left(\frac{1}{2} + \rho_{--}^{(0)}\right) + Y\left(\frac{1}{2} + \rho_{-+}^{(0)}\right)}{Y^2 - [i(-\delta - \Omega) - X][i(-\delta + \Omega) - X]} \end{aligned} \quad (3)$$

其中, $\rho_{++}^{(0)} = \rho_{--}^{(0)} = 1/2$ 。吸收谱为 $\rho_{ab} / (i\Omega_p) = (\rho_{b-}^{(1)} + \rho_{b+}^{(1)}) / (i\sqrt{2}\Omega_p)$ 。

在 V 型能短一些级中,缀饰态的零阶相干密度矩阵表示为

$$\rho_{+-}^{(0)} = \frac{\Gamma_{ac}\gamma_{ac}/2}{\gamma_{ac}\Gamma_{ac} + 4|\Omega|^2} + i \frac{(\Omega^* + \Omega)\gamma_{ac}/2}{\gamma_{ac}\Gamma_{ac} + 4|\Omega|^2} \quad (4)$$

$$\Gamma_{ab} = \frac{(\gamma_{ac} + \gamma_{bc})}{2} + \gamma_a^{(d)} + \gamma_b^{(d)}, \Gamma_{bc} = \frac{\gamma_{bc}}{2} + \gamma_b^{(d)} \quad (5)$$

其中, $\gamma_a^{(d)}$ 表示跃迁能级 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 的 dephasing rate, $\gamma_b^{(d)}$ 表示跃迁能级 $|b\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 的 dephasing rate。从方程(2)中可以看到, 当 $Y=0$ 时, ρ_{b+} 和 ρ_{b-} 没有关联, 即不存在干涉, 吸收谱为两个相互独立的洛伦兹背景, X 是吸收谱的线宽。对于 V 型的 EIT 能级结构, Y 永远小于零。因此, Y 不等于零代表 $|b\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ 和 $|b\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ 两个跃迁通道之间存在干涉。从方程(5)中, 得出 $Y/X = -[(\gamma_{ac}/2 + \gamma_a^{(d)})]/[\gamma_{bc} + \gamma_{ac}/2 + 2\gamma_b^{(d)} + \gamma_a^{(d)}] < 0$, 在 $\rho_{+}^{(0)}$ 可以忽略的情况下, 干涉是相长干涉, 在 $\rho_{-}^{(0)}$ 不能被忽略时, 产生破坏性干涉。这里, 我们只考虑相长干涉的情况。利用方程(1)选取合适的参数, 模拟出从没有干涉到相长干涉的过程(见图 2)。对于参数的选取, 通过分析可以得知, 介质对探针场的吸收与 Y/X 的值有关, 因此对 X 的取值不做严格要求, 为了简便, 选取 $X=1$ 。根据方程(5)及 Y 的表达式, 可知, 参数 Y 依赖衰减率, 其单位是 Hz, 代表吸收谱的相干性, 因此, 从能级 $|b\rangle$ 到 $|+\rangle$ 和从能级 $|b\rangle$ 到 $|-\rangle$ 跃迁, 只有受激吸收是不能形成一对干涉路径, 也就是没有干涉效应。干涉路径必须存在自发辐射, 才能产生干涉效应。即: $|b\rangle \rightarrow |+\rangle$ 和 $|b\rangle \rightarrow |-\rangle$ 是受激吸收, $|+\rangle \rightarrow |b\rangle$ 和 $|-\rangle \rightarrow |b\rangle$ 是自发辐射。受激吸收和自发辐射共同产生 EIT 效应。

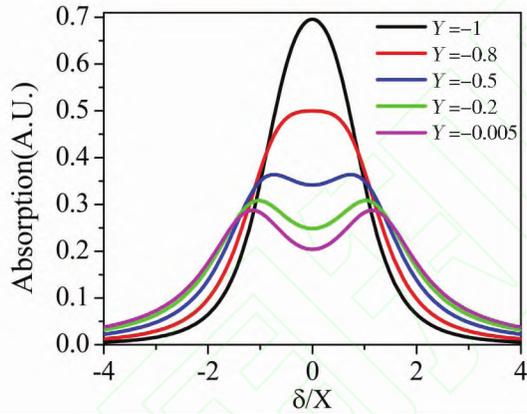


Fig. 2 (Color online) Absorption spectra of V scheme, constructive interference in absorption when coherence between dressed states is negligible, $\gamma_{ac}=0.02$, $\gamma_b^{(d)}=0$, $\Omega=1.2$, black curve: $\gamma_{bc}=0$, $\gamma_a^{(d)}=1.99$, red curve: $\gamma_{bc}=0.4$, $\gamma_a^{(d)}=1.59$, blue curve: $\gamma_{bc}=1$, $\gamma_a^{(d)}=0.99$, green curve: $\gamma_{bc}=1.6$, $\gamma_a^{(d)}=0.39$, magenta curve: $\gamma_{bc}=1.99$, $\gamma_a^{(d)}=0$

图 2 V 型能级结构的吸收谱

2 实验装置(图 3)

我们用两台光栅外腔反馈半导体激光器(ECDL)分别作为探针场和耦合场, 波长均为 895 nm, 分别经过半波片和偏振分束器(PBS)同向进入铯原子汽室。其中, 探测场的偏振为垂直偏振, 耦合场的偏振为水平偏

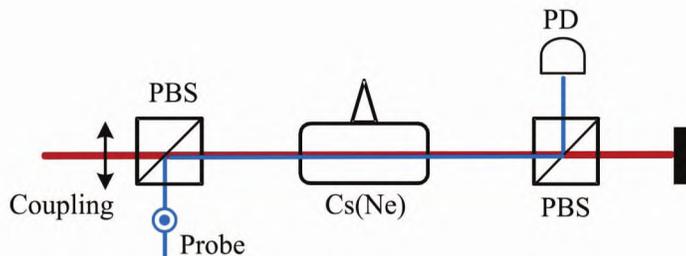


Fig. 3 (Color online) Experimental setup. PBS: polarizing beam splitter; PD: photodetector

图 3 实验装置图. PBS: 偏振分光棱镜; PD: 光电探测器

振。两个半波片分别用来调节探针场和耦合场的入射光强, 探针场的透过信号被探测器(PD)探测。实验中, 采用了两种铯原子汽室, 一种是普通铯原子汽室(即没有充缓冲气体的), 另一种是充有缓冲气体的铯原子汽室, 均在加热的条件下, 比较探针场通过原子汽室后的透射谱。

实验能级选取为 ^{133}Cs 原子的 D1 线(图 1 所示),将耦合场频率锁在 $6^2\text{S}_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2\text{P}_{1/2}, F'=4$ 的跃迁线上,探针场频率在 $6^2\text{S}_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2\text{P}_{1/2}, F'=3$ 的跃迁线附近扫描。

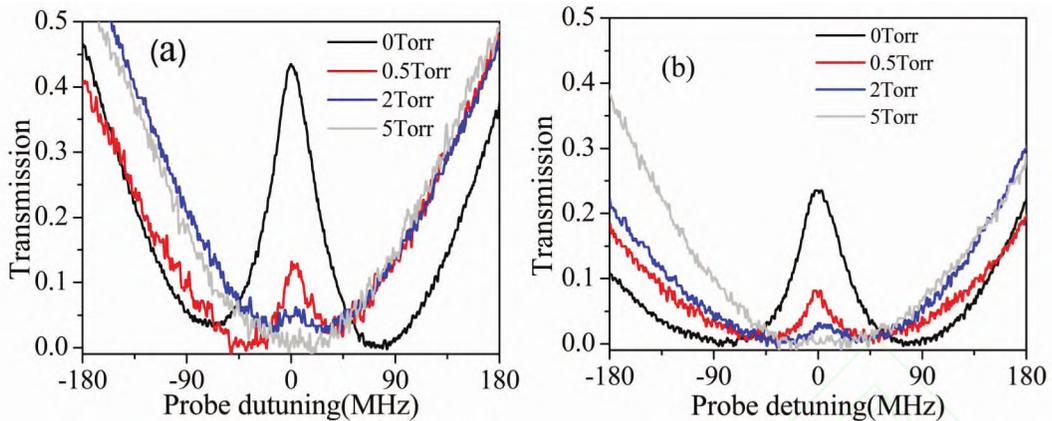


Fig. 4 (Color online) Transmission spectrums of the different pressure of the buffer gas Ne in the Cs cell. experimental parameters: Optical powers $P_c=2.05$ mW, and $P_p=93.3$ μW .

Cell length of the Cs cell is 80 mm. (a) the temperature of the Cs cell $T=30^\circ\text{C}$ (b) the temperature of the Cs cell $T=50^\circ\text{C}$

实验参数:耦合场功率 $P_c=2.05$ mW, 探针场功率 $P_p=93.3$ μW ,

铯原子汽室长度 $L=80$ mm。图(a)加热温度 $T=30^\circ\text{C}$, 图(b)加热温度 $T=50^\circ\text{C}$

图 4 不同分压下的探针场的透射谱

3 实验结果与分析

实验中,我们选取缓冲气体(Ne)的分压(缓冲气体的压强)分别为 0, 0.5, 2, 5 Torr 4 种铯原子汽室,均在加热的条件下,让探针场和耦合场同向通过铯原子汽室,用探测器探测透射信号,如图 4 所示。

Cs 原子与缓冲气体 Ne 原子的运动碰撞引起的 dephasing rate $\gamma^{(d)}$ 的表达式如下^[18]

$$\gamma^{(d)} = \frac{p}{k_B T} \sigma_k \bar{v} \quad (6)$$

其中, k_B 是玻尔兹曼常数, p 是缓冲气体的压强(分压), T 是铯原子汽室的温度, σ_k 是 Cs 原子与 Ne 原子的散射横截面积, \bar{v} 是 Cs 原子与 Ne 原子的平均相对速度。从(6)式中,可以看出,随着缓冲气体分压的增大, dephasing rate 在增大。

实验中,我们选取的缓冲气体的压强均小于大气压强,在同一加热温度下,随着缓冲气体的压强增大, dephasing rate 增大,吸收增强, EIT 效应减弱。在分压相等的情况下,随着原子汽室的温度升高,从实验数据中可以看出, EIT 效应在减弱,这是因为温度升高, Cs 原子与 Cs 原子之间的碰撞增强,导致布居数衰减率增大,介质对光的吸收增强, EIT 效应减弱。

4 总结

本文基于 V-type 三能级模型,利用暗态的理论分析了 EIT 的形成:自发辐射和受激吸收共同作用,使得探针场的吸收减弱,形成透明窗口,并且实验上在铯原子汽室中充入不同分压的缓冲气体和改变热原子的温度来分析 EIT 的效应。研究结果表明,在同一温度下,相比纯净的铯原子汽室,充有缓冲气体的原子汽室内的原子相干特性效应会变得不明显,且缓冲气体分压越大, EIT 效应越不明显。这是由于随着缓冲气体分压的增大,原子与缓冲气体的碰撞加剧,原子的扩散速率及原子与汽室壁的碰撞减弱,使得激发态的布居数衰减速率减弱同时退相干速率增大,抑制了自发辐射,增强了受激辐射,增强吸收,导致 EIT 效应减弱。

参考文献:

- [1] Bollor K J, Imamolu A, Harris S E. Observation of Electromagnetically Induced Transparency[J]. *Phys Rev Lett*, 1991, 66: 2593-2596. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2593>.

- [2] Lukin M D, Imamoglu A. Controlling Photons Using Electromagnetically Induced Transparency[J]. *Nature*, 2001, **413**: 273-276. DOI:10.1038/35095000.
- [3] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media[J]. *Rev Mod Phys*, 2005, **77**: 633-673. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.77.633>.
- [4] Aromondo E, Orriols G. Nonabsorbing Atomic Coherences by Coherent Two-photon Transitions in a Three-level Optical Pumping[J]. *Nuovo Cimento Lett*, 1976, **17**: 333-338. DOI:10.1007/BF02746514.
- [5] Scully M O, Zhu S Y, Gavrielides A. Degenerate Quantum-beat Laser: Lasing Without Inversion and Inversion Without Lasing[J]. *Phys Rev Lett*, 1989, **62**: 2813-2816. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.2813>.
- [6] Harris S E. Lasers Without Inversion: Interference of Lifetime-broadened Resonances[J]. *Phys Rev Lett*, 1989, **62**: 1033-1036. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.1033>.
- [7] Scully M O, Fleischhauer M. Lasers Without Inversion[J]. *Science*, 1994, **263**: 337-338. DOI:10.1126/science.263.5145.337.
- [8] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, et al. Light Speed Reduction to 17 Metres Per Second in an Ultracold Atomic Gas[J]. *Nature*, 1999, **397**: 594-598. DOI: 10/1038/17561.
- [9] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, et al. Storage of Light in Atomic Vapor[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**: 783-786. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.783.
- [10] Yang X, Zhou Y, Xiao M. Entangler Via Electromagnetically Induced Transparency with an Atomic Ensemble[J]. *Sci Rep*, 2013, **3**: 3479. DOI:10.1038/srep03479.
- [11] Wang D W, et al. Optical Diode Made from a Moving Photonic Crystal[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, **110**: 093901. DOI:10.1103/PhysRevLett.110.093901.
- [12] Sun Yong, Yang Yaping, Chen Hong. Dephasing-Induced Control of Interference Nature in Three-Level Electromagnetically Induced Transparency Systems[J]. *Sci Rep*, 2015, **10**: 1038. DOI:10.1038/srep16370.
- [13] Anisimov P M, Dowling J P, Sanders B C. Objectively Discerning Autler-Townes Splitting from Electromagnetically Induced Transparency[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, **107**: 163604. DOI:10.1103/PhysRevLett.107.163604.
- [14] Giner L, et al. Experimental Investigation of the Transition between Autler-Townes Splitting and Electromagnetically-induced transparency Models[J]. *Phys Rev A*, 2013, **87**: 013823. DOI:10.1103/PhysRevA.87.013823.
- [15] Abi-Salloum T Y. Electromagnetically Induced Transparency and Autler-Townes Splitting: Two Similar but Distinct Phenomena in Two Categories of Three-level Atomic Systems[J]. *Phys Rev A*, 2010, **81**: 053836. DOI:10.1103/PhysRevA.81.053836.
- [16] Agarwal G S. Nature of the Quantum Interference in Electromagnetic-field-induced Control of Absorption[J]. *Phys Rev A*, 1997, **55**: 2467-2470. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.55.2467>
- [17] Brandt S, Nagel A, Wynands R, et al. Buffer-gas-induced Linewidth Reduction of Coherent Dark Resonances to Below 50 Hz[J]. *Phys Rev A*, 1997, **56**: R1063. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.56.R1063>.
- [18] Armen Sargsyan, David Sarkisyan. Effect of Buffer Gas on an Electromagnetically Induced Transparency in a Ladder System using Thermal Rubidium Vapor[J]. *Phys Rev A*, 2010, **82**: 045806. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.045806>.