



2014 届硕士学位论文

原子在狭小空间中的相干效应研究

作者姓名	黄静波
指导教师	张俊香 教授
学科专业	原子与分子物理
研究方向	量子光学
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室 山西大学光电研究所
学习年限	2011 年 9 月至 2014 年 6 月

二〇一四年六月

山西大学
2014 届硕士学位论文

原子在狭小空间中的相干效应研究

作者姓名	黄静波
指导教师	张俊香 教授
学科专业	原子与分子物理
研究方向	量子光学
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室 山西大学光电研究所
学习年限	2011 年 9 月至 2014 年 6 月

二〇一四年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2014

Quantum Coherence of Atoms in Compact Space

Student Name	Jing-bo Huang
Supervisor	Prof. Jun-xiang Zhang
Major	Atomic and Molecular Physics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics Shanxi University
Research Duration	2011.09-2014.06

June, 2014

目 录

中 文 摘 要.....	I
ABSTRACT	III
第一章 绪 论	1
1.1 引言	1
1.2 几种原子相干效应	2
1.2.1 相干布局俘获	2
1.2.2 电磁诱导透明	4
1.2.3 电磁诱导吸收和超光速	10
1.2.5 驻波电磁诱导吸收	12
1.3 本论文主要内容	13
第二章 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟	15
2.1 引言	15
2.2 理论分析	16
2.3 实验测量光通过二能级原子系统后的吸收特性	20
2.4 理论拟合实验结果	21
2.5 小结	25
第三章 原子处于狭小汽室空间下的相干效应研究	27
3.1 引言	27
3.2 驻波调制下的三种相干效应	28
3.2.1 电磁诱导光栅	28
3.2.2 四波混频	29
3.2.3 电磁诱导光子带隙	31
3.3 实验所用理论模型	33
3.4 实验装置	35
3.5 实验结果与理论模拟	36
3.6 小结	38
第四章 总结与展望	39
参考文献	41
攻读学位期间取得的研究成果	49

致 谢	51
个人简历及联系方式	53
承 诺 书	55
学位论文使用授权声明	57

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 Introduction	1
1.2 Several atomic coherence effects	2
1.2.1 Coherent population trapping	2
1.2.2 Electromagnetically induced transparency	4
1.2.3 Electromagnetically induced absorption	10
1.2.5 Electromagnetically induced absorption in a standing wave	12
1.3 Main contents	13
Chapter 2 Experimental measurements and accurate simulation of optical thickness of the Cesium atom vapor	15
2.1 Introduction	15
2.2 Theoretical analysis	16
2.3 Experiment by measuring light absorption properties of two-level atomic system	20
2.4 Theoretical simulations and experimental results	21
2.5 Summary	25
Chapter 3 Quantum coherences of atoms in compact spaces	27
3.1 Introduction	27
3.2 Three coherent modulation effects under standing wave	28
3.2.1 Electromagnetically induced grating	28
3.2.2 Four wave mixing	29
3.2.3 Electromagnetically induced photonic bandgap	31
3.3 Theoretical models used in the experiments	33
3.4 Experimental device	35
3.5 The experimental results and theoretical simulations	36
3.6 Summary	38
Chapter 4 Conclusion and outlook	39

References	41
Publications	49
Acknowledgement	51
Personal profiles	53
Letter of commitment	55
Authorization statement	57

中文摘要

在光与原子作用研究中，原子相干效应一直是人们持续关注的热点。电磁诱导透明（EIT）是一种重要的原子相干效应，发展至今获得了非常成熟的研究，已经成为实验上一种重要的技术手段。EIT效应的实现是用一束较强的行波场与一束较弱的探针场作用，满足双光子共振的条件下，原子介质对探针场表现出不吸收的透明效果。当我们用驻波场代替行波场时，原子基态之间的暗态变为亮态，导致介质对探针场的透明效果变为强吸收效果，这种强吸收就是电磁诱导吸收（EIA）。目前关于这种驻波场驱动下的原子相干效应主要有三种解释：电磁诱导光栅，四波混频理论和电磁诱导光子带隙结构。驻波场具有空间分布的特点，在其作用下，介质的吸收特性，折射率，色散等都表现出空间调制的特点，同时具有很高的操控度。因此驻波场调制的原子相干效应研究具有非常大的研究价值。

本文首先对相干布局俘获，电磁诱导透明，电磁诱导吸收等几种原子相干效应的物理实质，发展历程，以及研究现状做了简单介绍。我们知道，在原子相干效应的研究中，光学厚度是一个非常重要的参量，它的准确性关系到实验的精度。因此我们提出了一种基于比尔法则的光学厚度计算方法，并对原子的吸收特性进行了测量，实验结果与理论模拟十分吻合，这有助于我们在实验上进行更精确的相干效应研究。在驻波调制原子相干效应研究中，热原子系统相对冷原子系统搭建方便，但是由于原子热运动的存在，多普勒效应影响原子系统中能带结构的建立。因此我们考虑将原子处于“受限”的空间下，改善其多普勒背景。首先我们给出相应的理论模型，通过理论模拟得到不同多普勒背景下的周期性吸收调制与原子相干效应的关系。实验上，我们对原子分别处于狭小的汽室空间和常规汽室空间下，探针场的多普勒宽度，驻波调制下的吸收特性进行了分析，并进行相应的理论模拟，表明在狭小空间的原子，其EIA效应变弱，EIT效应变强，尤其是透明度提高，这一特性对应于介质可以获得更好的周期性吸收调制，对我们在热原子系统中研究光子晶体，改善能带结构，都有着很大的帮助。

关键词：原子相干效应；光学厚度；狭小汽室空间；多普勒背景；周期性吸收调制

ABSTRACT

Atomic coherence effect has been one continuous attention in the research between light and atoms. EIT is an important atomic coherence effect, which has been received very mature research so far, and has become an important technical means. EIT effect is achieved with a bunch of strong traveling wave field and a bunch of weak probe field, and in the two-photon resonance condition, atom media exhibit transparency effect to the probe field. When we use the standing wave field instead of the traveling wave field, dark state between the ground states becomes bright state, which cause the medium to the effect of the probe field from transparent becomes strong absorption. This strong absorption is called EIA. Currently there are three main explanations about atomic coherence effect under the standing wave driving: Electromagnetically induced grating, Four wave mixing theory and Electromagnetic induction photonic bandgap. Absorption characteristics, the refractive index and the dispersion of atom medium modulating by standing wave field, which has the characteristics of spatial distribution, can exhibits the characteristics of the spatial modulation and a a high degree of regulation. So the research of atomic coherence effects modulated by standing wave field has a very large research value.

The dissertation firstly gives a brief introduction of the physical nature, development process, research status about several atomic coherence effects, such as: CPT, EIT, EIA, et, al. We know that in the study of atomic coherence effects, the optical thickness is a very important parameter. Its accuracy is related to the accuracy of the experiment. So we propose a calculation method of the optical thickness based on the Beer's Law, and measured the atomic absorption characteristics. The experimental results agree well with theoretical simulations. This can help us to do more precise study of

coherence effects in experiments. In the research of atomic coherence effects in the standing wave modulation, hot atom system is relatively easy to build than cold atoms system. However, due to the presence of thermal motion, the Doppler Effects affect the building of atomic energy band structure, so we consider to place the atom in a "limited" space to improve the doppler background. First, we give the corresponding theoretical model, simulated the relationship between the periodic absorption and the atomic coherence effect at different doppler backgrounds. Then, we experimentally analysis the doppler width of the probe field, and the absorption characteristics in a small atomic room space and conventional room space, respectively, which Correspond the theoretical simulations well. It is show that when the atom is palced in a small room space, the effect of EIA becomes weak and the effect of EIT becomes stron, especially the transparency. This corresponds to the medium can get better periodicity characteristic of the absorption modulator, and is helpful for us to improve energy band structure in hot atom systems.

Key words: Atomic coherence; Optical thickness; Small room space; Doppler background; Periodic absorption modulation

第一章 绪 论

1.1 引言

上世纪末，人们对光的本质已经有了重新的认识：光是一种电磁波，具有波粒二象性；光子传播速度远远大于电子，相互之间作用力非常小。进入 21 世纪，伴随着量子理论的发展以及信息化时代的到来，人们试图用光子代替电子进行信息传递，实现通讯手段。量子信息科学就是在此背景下兴起的交叉学科，包含量子光学，量子电子学，量子信息论，激光技术，计算机科学，生物光子学，半导体物理等等，具有丰富的研究内容，在科研，民用，军事等方面具有很大的应用前景。传统的通信科学以电子作为信息载体，芯片材料和技术受到经典物理的限制，无法满足人们对更高效，更安全信息的渴求。相比之下，量子信息涉及量子光源制备，量子存储，量子计算等方面，具有保密性强，信息容量大，信息速率快的特点。近些年来量子信息领域发展迅速，无论是理论还是实践都获得了重大突破，例如，以相干光作为信息载体，原子作为量子节点，通过量子相干实现信息存储，传递。因此，光与原子相互作用在量子信息中显得至关重要。

原子相干效应是基于光与原子的相互作用，一直是量子科研领域的研究热点。我们知道，对于一个没有外加相干场作用的原子系统而言，描述该系统的密度矩阵的非对角元为零，这时原子能级之间没有关联，即不存在原子相干，原子处于混合态。用相干光场激发原子，相互作用下，系统的哈密顿量发生改变，密度矩阵的非对角元出现非零项，代表原子处于相干叠加态，参与跃迁的能级之间产生关联，即存在原子相干。随着激光器的问世，相干光场通过原子介质后可以实现原子的光学性质的改变和调控，并伴随出现很多量子现象：相干布局俘获（CPT）^[1,2]，无粒子数反转放大(LWI)^[3,4]，电磁诱导透明（EIT）^[5-9]，电磁诱导吸收^[10-12]，光通过介质实现超光速减光速^[13-15]，量子关联以及量子纠缠^[16-18]，量子噪声^[19-21]，量子存储^[22,23]，全光开关^[24,25]等。这些现象对量子通信，量子计算机等领域产生了巨大的影响，并为量子信息的进一步实现提供了理论和技术的支持。

1.2 几种原子相干效应

1.2.1 相干布局俘获

1961年,美国国家标准局 Fano 通过对自离化共振态激发到连续态的通道与直接由基态激发到连续态的通道研究,提出了 Fano 效应^[26],指出跃迁的光通道之间存在相互耦合,这些相干干涉引起通道之间的跃迁几率发生变化,导致光谱失真。Fano 效应的提出,使人们开始关注通道干涉理论,并提出相干布局俘获(CPT)的概念。1976年, Arimondo 和 Orriols 首次在钠原子光抽运的实验中实现了相干布局俘获,他们用多模激光激发钠原子,发现当激光模式间隔对应钠原子的精细能级分裂时,能级间的自发辐射荧光消失^[1]。这一现象是由于跃迁通道之间的破坏性干涉导致原子处于相干叠加态,被俘获在基态上,无法跃迁至激发态,因此抑制了自发辐射荧光的产生。对于二能级系统,相干演化的结果体现在粒子数布局转移。推广到三能级系统,会出现很多新现象比如 Autler-Townes 分裂,暗态, EIT 等等。

为了更清晰的认识 CPT 过程,我们以 Λ 型三能级系统为例,通过简单的推导给出 CPT 的理论解释。

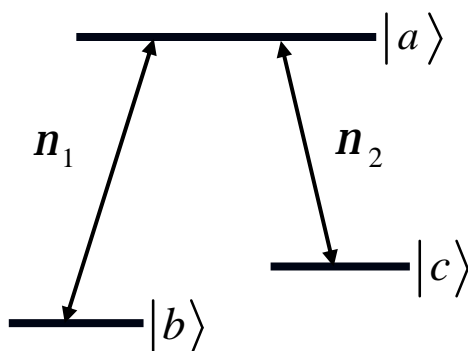


图 1.1 Λ 型三能级原子结构示意图。

如上图所示, $|a\rangle$ 代表激发态, $|b\rangle$, $|c\rangle$ 代表 2 个基态, n_1 和 n_2 代表两束入射光场的频率, 分别作用在 $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 与 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 上, 这里假设 2 个基态只与激发态 $|a\rangle$ 耦合, 且 $|b\rangle$, $|c\rangle$ 之间的跃迁偶极禁戒。

首先给出系统总哈密顿量:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I \quad (1.1)$$

\hat{H}_0 是非微扰项，代表系统自由哈密顿量：

$$\begin{aligned}\hat{H}_0 &= (|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b| + |c\rangle\langle c|)H_0(|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b| + |c\rangle\langle c|) \\ &= \mathbf{h}\omega_a |a\rangle\langle a| + \mathbf{h}\omega_b |b\rangle\langle b| + \mathbf{h}\omega_c |c\rangle\langle c|\end{aligned}$$

这里用到了完备集条件： $|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b| + |c\rangle\langle c| = 1$ (1.2)

\hat{H}_I 代表辐射场与原子相互作用的哈密顿量，考虑旋波近似有：

$$\begin{aligned}\hat{H}_I &= -exE(t) \\ &= -e(|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b| + |c\rangle\langle c|)x(|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b| + |c\rangle\langle c|)E(t) \\ &= -\frac{\mathbf{h}}{2}(\Omega_{R1}e^{-i\Phi_1}e^{-in_1t}|a\rangle\langle b| + \Omega_{R2}e^{-i\Phi_2}e^{-in_2t}|a\rangle\langle c|) + H.c.\end{aligned}$$
 (1.3)

其中，偶极矩阵元 $\wp_{ab} = \wp_{ba}^* = e\langle a|r|b\rangle$, $\wp_{ba} = |\wp_{ba}|e^{i\Phi}$ ， Φ 是偶极矩阵元的相位。

Ω_R 是拉比频率： $\Omega_R = \frac{|\wp_{ba}|e}{\mathbf{h}}$ (1.4)

这里假设两束作用光场强度相同，偶极近似下，辐射光场表示为：

$$E(t) = e \cos vt = e \frac{e^{-ivt} + e^{ivt}}{2} \quad (1.5)$$

三能级原子的波函数写成量子态的叠加：

$$|y(t)\rangle = c_a(t)e^{-i\omega_a t}|a\rangle + c_b(t)e^{-i\omega_b t}|b\rangle + c_c(t)e^{-i\omega_c t}|c\rangle \quad (1.6)$$

$c_a(t), c_b(t), c_c(t)$ 分别代表相应能级的跃迁几率幅。

由薛定谔方程： $i\mathbf{h}\dot{|y\rangle} = \hat{H}|y\rangle$ (1.7)

可得：

$$\dot{c}_a = \frac{i}{2}(\Omega_{R1}e^{-i\Phi_1}c_b + \Omega_{R2}e^{-i\Phi_2}c_c) \quad (1.8)$$

$$\dot{c}_b = \frac{i}{2}\Omega_{R1}e^{-i\Phi_1}c_a \quad (1.9)$$

$$\dot{c}_c = \frac{i}{2}\Omega_{R2}e^{-i\Phi_2}c_a \quad (1.10)$$

这里，我们假设两束光场分别与 $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$, $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 共振，即 $\omega_{ab} = \nu_1$, $\omega_{ac} = \nu_2$ 。

我们假设 $t=0$ 时，原子布居在两个基态上，

$$|y(0)\rangle = \cos(q/2)|b\rangle + \sin(q/2)e^{-iy}|c\rangle \quad (1.11)$$

将此条件代入 (1.8) - (1.10) 中，得到：

$$c_a(t) = \frac{i \sin(\Omega/2)}{\Omega} [\Omega_{R1} e^{-i\Phi_1} \cos(q/2) + \Omega_{R2} e^{-i(\Phi_2+y)} \sin(q/2)] \quad (1.12)$$

$$c_b(t) = \frac{1}{\Omega^2} \left\{ [\Omega_{R2}^2 + \Omega_{R1}^2 \cos(\Omega t/2)] \cos(q/2) - 2\Omega_{R1}\Omega_{R2} e^{i(\Phi_1-\Phi_2-y)} \sin^2(\Omega t/4) \sin(q/2) \right\} \quad (1.13)$$

$$c_c(t) = \frac{1}{\Omega^2} \left\{ -2\Omega_{R1}\Omega_{R2} e^{i(\Phi_1-\Phi_2)} \sin^2(\Omega t/4) \cos(q/2) + [\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2 \cos(\Omega t/2)] e^{-iy} \sin(q/2) \right\} \quad (1.14)$$

上式中， $\Omega = (\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2)^{1/2}$

在这里，我们假设两光场的拉比频率相同且位相相干：

$$\Omega_{R1} = \Omega_{R2}, \quad q = p/2, \quad \Phi_1 - \Phi_2 - y = \pm p \quad (1.15)$$

代入(1.12)-(1.14)中，得到：

$$c_a(t) = 0, \quad c_b(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad c_c(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-iy} \quad (1.16)$$

由 (1.16) 式的结果可以看到，随着时间演化，激发态没有原子布局，而原子始终处于基态的相干叠加态，又称暗态，对于共振光场视而不见，不会改变光场性质。

相干布局俘获为 EIT 的制备提供了基础，在一些实验的暗态制备中，起着非常重要的作用，在诸如原子钟^[27-29]，高灵敏度磁强计^[30]等方面应用广泛。

1.2.2 电磁诱导透明

色散反映介质折射率随光波频率或者真空中的波长而变化，是研究光与原子相互作用的一个重要性质，一束共振光场通过二能级原子系统时，光场被强烈吸收并伴随着色散，原子介质同时具有较大的折射率。而在实验中我们希望在利用原子介质大折射率的同时，光场能有低损耗，强色散的特性，这就是电磁诱导透明现象(EIT)现象。结合了 FANO 效应和相干布局俘获，EIT 的概念最早由 Kocharovskaya 小组^[3]在 1988 年以及 Harris 小组^[4]在 1989 年分别提出。1991 年，Harris 小组用脉冲光作为相干入射光场，通过铯原子，首次在实验上实现了 EIT^[7]。随后，他们又在铅原子气

体中观察并分析了 EIT 现象^[8], 1995 年, M.XIAO 小组在铷原子汽室中观察到了 EIT 现象^[9]并利用 Mach-Zehnder 干涉仪测量了 EIT 介质的色散曲线^[31]。这些工作使得 EIT 的研究内容得到极大的丰富, 掀起了 EIT 研究的热潮。

CPT 是一种“光谱”现象, 在光学薄介质中, 仅涉及入射光场对原子态的改变。相比之下, EIT 是特定于光场性质和原子状态都会被改变的光学厚介质现象^[6]。实验上实现 EIT, 耦合场的拉比频率需要远远大于探针场的拉比频率, 强光场引起的相干效应使得原子都被布局在一个基态上。用缀饰态理论可以很好的解释这一现象:

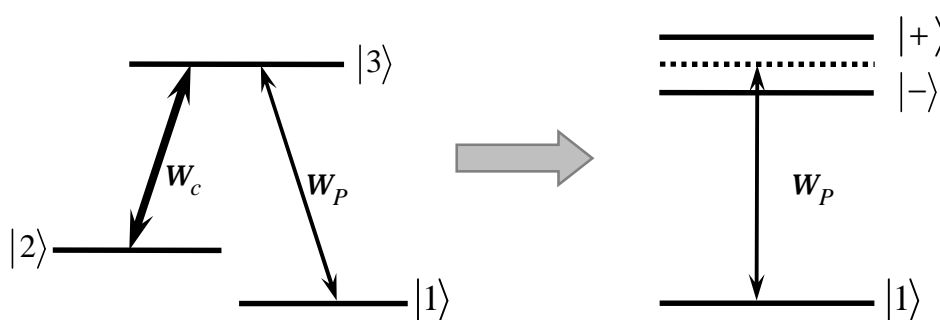


图 1.2 Λ 型三能级原子系统的缀饰态图。 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 分别是两个缀饰态。

图 1.2 所示是一个 Λ 型三能级原子系统, $|3\rangle$ 代表原子激发态, $|1\rangle$, $|2\rangle$ 分别代表基态。一束强光 w_c 作用在态 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 之间, 弱光 w_p 作为探针场作用在态 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 之间。由于强耦合场的作用, 激发态 $|3\rangle$ 被缀饰分裂为一对缀饰态能级 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$, 两缀饰态等间距的分布在 $|3\rangle$ 的两侧, 当我们在共振频率附近扫描探针场时, 跃迁通道 $|1\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ 与 $|1\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ 之间发生相消干涉, 使得满足共振跃迁的探针光不被吸收, 吸收系数几乎为零, 实现“透明”效果, 这就是电磁诱导透明的物理解释。

根据光场与原子能级系统耦合方式的不同, 在三能级原子系统对 EIT 的研究主要分为三种类型: Λ 型, V 型和阶梯型结构。同上面 CPT 一样, 我们以 Λ 型三能级原子系统为例, 给出 EIT 的定量分析。

图 1.3 给出能级结构图, 探针光频率为 w_p 作用于跃迁能级 $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 上; 耦合光频率为 w_c 作用于跃迁能级 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 上; 两束光的拉比频率分别是 Ω_p 和 Ω_c , 且要求

Ω_p 远小于 Ω_c ； $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 和 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 的自发辐射率用 g_b ， g_c 来表示。两基态 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间的跃迁偶极禁戒。

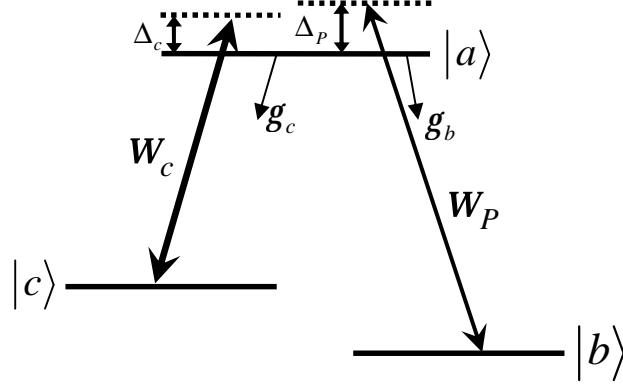


图 1.3 光与 Λ 型三能级原子相互作用原理图。

系统总哈密顿量表示为：

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I \quad (1.17)$$

在这里， \hat{H}_0 是系统自由哈密顿量， \hat{H}_I 是相互作用哈密顿量：

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \quad (1.18)$$

$$\hat{H}_I = -\frac{\hbar}{2}(\Omega_p e^{-i\omega_p t} |a\rangle\langle b| + \Omega_c e^{-i\omega_c t} |a\rangle\langle c|) + H.c. \quad (1.19)$$

利用原子密度算符满足的 Liouville 方程^[32]

$$\dot{\mathbf{R}} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \mathbf{r}] \quad (1.20)$$

可以得到密度算符的运动方程组，各矩阵元表示为：

$$\dot{\mathbf{R}}_{aa} = -g_a \mathbf{r}_{aa} + \frac{i}{2}(\Omega_p e^{-i\omega_p t} \mathbf{r}_{ba} - \Omega_p^* e^{i\omega_p t} \mathbf{r}_{ab}) + \frac{i}{2}(\Omega_c e^{-i\omega_c t} \mathbf{r}_{ca} - \Omega_c^* e^{i\omega_c t} \mathbf{r}_{ac})$$

$$\dot{\mathbf{R}}_{bb} = g_b \mathbf{r}_{aa} - \frac{i}{2}(\Omega_p e^{-i\omega_p t} \mathbf{r}_{ba} - \Omega_p^* e^{i\omega_p t} \mathbf{r}_{ab})$$

$$\begin{aligned}
 \dot{\mathbf{r}}_{cc} &= \mathbf{g}_c \mathbf{r}_{aa} - \frac{i}{2} (\Omega_c e^{-i\omega_c t} \mathbf{r}_{ca} - \Omega_c^* e^{i\omega_c t} \mathbf{r}_{ac}) \\
 \dot{\mathbf{r}}_{ab} &= -(i\omega_{ab} + \mathbf{g}_{ab}) \mathbf{r}_{ab} + \frac{i}{2} \Omega_p e^{-i\omega_p t} (\mathbf{r}_{bb} - \mathbf{r}_{aa}) + \frac{i}{2} \Omega_c e^{-i\omega_c t} \mathbf{r}_{cb} \\
 \dot{\mathbf{r}}_{ac} &= -(i\omega_{ac} + \mathbf{g}_{ac}) \mathbf{r}_{ac} - \frac{i}{2} \Omega_c e^{-i\omega_c t} (\mathbf{r}_{aa} - \mathbf{r}_{cc}) + \frac{i}{2} \Omega_p e^{-i\omega_p t} \mathbf{r}_{bc} \\
 \dot{\mathbf{r}}_{cb} &= -(i\omega_{cb} + \mathbf{g}_{cb}) \mathbf{r}_{cb} + \frac{i}{2} \Omega_c^* e^{i\omega_c t} \mathbf{r}_{ab} - \frac{i}{2} \Omega_p e^{-i\omega_p t} \mathbf{r}_{ca}
 \end{aligned} \tag{1.21}$$

上式中, $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 与 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 间的能级间隔分别 $\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$ 和 $\omega_{ac} = \omega_a - \omega_c$ 来表示; \mathbf{g}_{ij} 是对应偶极矩阵非对角元 r_{ij} 的衰减率; $\mathbf{g}_a = \mathbf{g}_b + \mathbf{g}_c$ 是激发态 $|a\rangle$ 的总自发辐射衰减率。这里需要对密度矩阵元做慢变振幅近似处理, 即:

$$\mathbf{r}_{ab} = \mathbf{r}_{ab}^{(0)} e^{-i\omega_p t}, \quad \mathbf{r}_{ac} = \mathbf{r}_{ac}^{(0)} e^{-i\omega_c t}, \quad \mathbf{r}_{cb} = \mathbf{r}_{cb}^{(0)} e^{-i(\omega_p - \omega_c)t}, \quad \mathbf{r}_{aa} = \mathbf{r}_{aa}^{(0)}, \quad \mathbf{r}_{bb} = \mathbf{r}_{bb}^{(0)}, \quad \mathbf{r}_{cc} = \mathbf{r}_{cc}^{(0)},$$

代入(1.21)得到:

$$\begin{aligned}
 \dot{\mathbf{r}}_{aa} &= -\mathbf{g}_a \tilde{\mathbf{r}}_{aa} + \frac{i}{2} (\Omega_p \tilde{\mathbf{r}}_{ba} - \Omega_p^* \tilde{\mathbf{r}}_{ab}) + \frac{i}{2} (\Omega_c \tilde{\mathbf{r}}_{ca} - \Omega_c^* \tilde{\mathbf{r}}_{ac}) \\
 \dot{\mathbf{r}}_{bb} &= \mathbf{g}_b \mathbf{r}_{aa}^{(0)} - \frac{i}{2} (\Omega_p \mathbf{r}_{ba}^{(0)} - \Omega_p^* \mathbf{r}_{ab}^{(0)}) \\
 \dot{\mathbf{r}}_{cc} &= \mathbf{g}_c \mathbf{r}_{aa}^{(0)} - \frac{i}{2} (\Omega_c \mathbf{r}_{ca}^{(0)} - \Omega_c^* \mathbf{r}_{ac}^{(0)}) \\
 \dot{\mathbf{r}}_{ab} &= (i\Delta_p - \mathbf{g}_{ab}) \mathbf{r}_{ab}^{(0)} + \frac{i}{2} \Omega_p (\mathbf{r}_{bb}^{(0)} - \mathbf{r}_{aa}^{(0)}) + \frac{i}{2} \Omega_c \mathbf{r}_{cb}^{(0)} \\
 \dot{\mathbf{r}}_{ac} &= (i\Delta_c - \mathbf{g}_{ac}) \mathbf{r}_{ac}^{(0)} - \frac{i}{2} \Omega_c (\mathbf{r}_{aa}^{(0)} - \mathbf{r}_{cc}^{(0)}) + \frac{i}{2} \Omega_p \mathbf{r}_{bc}^{(0)} \\
 \dot{\mathbf{r}}_{cb} &= (i(\Delta_p - \Delta_c) - \mathbf{g}_{cb}) \mathbf{r}_{cb}^{(0)} + \frac{i}{2} \Omega_c^* \mathbf{r}_{ab}^{(0)} - \frac{i}{2} \Omega_p \mathbf{r}_{ca}^{(0)}
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

其中, $\Delta_p = \omega_p - \omega_{ab}$, $\Delta_c = \omega_p - \omega_{ac}$ 分别代表探测光和耦合光相对各跃迁能级的频率失谐。由于 Ω_p 远远小于 Ω_c , 探测光的吸收和色散性质取决于一阶项 $\mathbf{r}_{ab}^{(1)}$, 因此我们仅对 Ω_p 进行一阶项展开, 保留 Ω_c 的各阶项。这里我们需要得到密度矩阵的稳态解, 而稳态情况下, 由于耦合场的强泵浦作用, 有如下近似:

$$\mathbf{r}_{bb}^{(0)} = 1, \quad \mathbf{r}_{aa}^{(0)} = \mathbf{r}_{cc}^{(0)} = \mathbf{r}_{ca}^{(0)} = 0 \tag{1.23}$$

由(1.23)表示原子基本都被布局到基态 $|b\rangle$ 上,而在其它态上没有布居。利用此条件可以求得稳态情况下:

$$\rho_{ab}^{(1)} = \frac{\frac{i}{2}\Omega_p}{g_{ab} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{g_{cb} - i(\Delta_p - \Delta_c)}} \quad (1.24)$$

辐射场与二能级原子系统相互作用,有如下极化关系:

$$P = \frac{1}{2}e_0 E[ce^{-int} + c.c.] = \wp_{eg} \rho_{eg} e^{-int} + c.c. \quad (1.25)$$

可以得到光场的极化率 c 的表达式为:

$$c = \frac{2N|\wp_{eg}|^2 \tilde{r}_{eg}}{e_0 \hbar \Omega} \quad (1.26)$$

其中, e, g 分别代表激发态与基态。

式(1.26)反映了极化率与密度矩阵元之间的关系,因此我们可以得到 EIT 过程探测光的极化率表达式:

$$c = \frac{iN|\wp_{ab}|^2}{\hbar e_0} \frac{1}{g_{ab} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{g_{cb} - i(\Delta_p - \Delta_c)}} \quad (1.27)$$

这里, N 代表原子数密度, \wp_{ab} 代表探测光对应 $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 之间的跃迁偶极矩。

辐射场与原子相互作用过程中,共振光通过原子介质的线性响应由一阶极化率 c 决定,极化率表达为 $c = c' + c''$,其实部 c' 决定光场的色散性质,虚部 c'' 反映光场通过介质后的吸收情况,将(1.27)展开得到:

$$c' = \frac{N|\wp_{ab}|^2}{\hbar e_0 Z} \left\{ (\Delta_p - \Delta_c) \left[g_{ab} g_{cb} + \frac{|\Omega_c|^2}{4} - \Delta_p (\Delta_p - \Delta_c) \right] - g_{cb} [g_{ab} (\Delta_p - \Delta_c) + g_{cb} \Delta_p] \right\}$$

$$c'' = \frac{N|\wp_{ab}|^2}{\hbar e_0 Z} \left\{ g_{cb} \left[g_{ab} g_{cb} + \frac{|\Omega_c|^2}{4} - \Delta_p (\Delta_p - \Delta_c) \right] + (\Delta_p - \Delta_c) [g_{ab} (\Delta_p - \Delta_c) + g_{cb} \Delta_p] \right\}$$

$$Z = [g_{ab}g_{cb} + \frac{|\Omega_c|^2}{4} - \Delta_p(\Delta_p - \Delta_c)]^2 + [g_{ab}(\Delta_p - \Delta_c) + g_{cb}\Delta_p]^2 \quad (1.28)$$

我们对 c' ， c'' 进行拟合，就可以得到探测光的色散与吸收随频率变化的曲线，如图 1.4 所示。

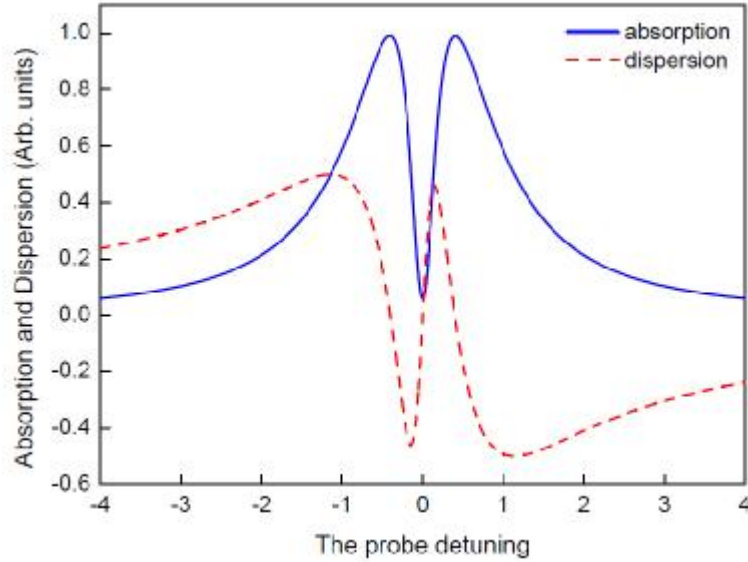


图 1.4 Λ 型三能级 EIT 中探针光的吸收和色散随频率失谐的曲线。拟合过程用到的参数为

$$g_{ab} = 1, g_{cb} = 1, \Omega_c = 0.8。$$

上图中，蓝色实线代表探针光的吸收情况，红色虚线代表探针光的色散。可以看出在失谐为零处，也就是共振频率附近原本应该被强烈吸收的探针光，吸收为零；同时共振中心的色散为零，共振中心附近表现出极强的正常色散。这正体现了 EIT 的重要意义：在诱导透明介质中，非线性极化率在 EIT 窗口区域内得到极大的增强并伴随着陡峭的色散，弱光条件下能产生极大的非线性。这使得 EIT 效应成为一种重要的技术手段，在电磁诱导聚焦^[33]，克尔效应^[34]，四波混频等领域都有着广泛的应用。此外，利用共振中心附近的正常色散实现对光脉冲群速度的降低^[35]，这就是通常意义上说的光减速。在 EIT 介质中对光脉冲进行信息存储也是当下研究热点^[36]。

随着理论与实验的不断发展，单个 EIT 窗口已经不能满足实验的需求，双透明甚至多透明窗口的研究也越来越多，通过不同的条件参数来实现对透明窗口的控制，

使得探针光在不同频率处都能表现出非线性效应。另外，EIT 介质的研究也从最早的热原子发展到冷原子，半导体，固体材料^[37]中，通过选择不同结构的材料能获得更大的极化率和非线性效应，这使得电磁诱导透明在应用方面有着更为实际的价值。

1.2.3 电磁诱导吸收和超光速

光与原子相互作用过程中产生的非线性效应一直是人们关注的话题。电磁诱导透明的发现对光学领域有着革命性的意义，根据原子相干效应的两面性，EIT 的产生基于相消干涉，那么应该会有一种基于相长干涉的现象与之对应，这就是电磁诱导吸收（EIA）。尽管国内外对 EIT 的认识研究已经相当成熟，但是关于 EIA 的研究还在起步阶段。目前对 EIA 的研究和解释主要集中在简并二能级，N 型四能级，以及 Λ 型三能级原子系统中。

最早电磁诱导吸收的命名是 Bergmannk 等人^[38]，他们在实验上用脉冲光与 NO 气体相互作用后，发现了吸收曲线上存在一个与 EIT 透明窗口相反的窄吸收峰。随后，Akulshin 等人^[39]在实验上观察到了 EIA 现象，并对简并二能级中进行了研究，实现 EIA 必须满足以下三个基本条件：(1) $F_e = F_g + 1$ ， F_e 和 F_g 分别代表 Zeeman 分裂后，激发态和基态的总角动量；(2) 基态 $|g\rangle$ 到激发态 $|e\rangle$ 之间的跃迁是封闭的，粒子数不被布局到别的能级上；(3) 基态必须是简并的，即 $F_g > 0$ 。但是关于 EIA 的物理本质并不清晰。2003 年，Failache 等人将缓冲气体 Ne 加入铷原子汽室中，在 Hanle 构型下对共振吸收情况进行研究^[40]，发现当激发态的相干性由于碰撞受到衰减时，EIA 的吸收受到抑制。同年，C. Goren 又提出了由粒子布居数转移诱导产生的 EIA 机制^[41]。S. K. Kim 等人的实验结果提出了反常 EIA 的存在^[42]。2004 年，Liu C P 等人对 EIT 和 EIA 现象进行了理论研究，在一个 Λ 型三能级原子系统中，通过改变耦合场与探针场的位相差，可以实现 EIT 与 EIA 的相互转换^[43]。建设性干涉和破坏性干涉分别产生 EIA 与 EIT 现象。2010 年，H. S. Chou 和 J. Evers 用缀饰态理论完美解释了多光子跃迁通道之间存在的建设性干涉导致反常 EIA 的产生^[44]。

对于光与介质作用而言，介质折射率随着波长增加而减小的性质，叫做正常色散，即 $dn/dl < 0$ ；介质折射率随着波长增加而增加的性质，叫做反常色散，即： $dn/dl > 0$ 。实际当中，我们使用的光并非严格意义上的单色光模，而是由很多不同频率的光场叠加而成，当光与介质作用时，色散区域内不同频率的光在介质中的传

播速度不同，那么叠加的光场表现为群速度发生改变，因此，可以实现光群速度的减速超速。EIT 的发现为光减速提供了条件，透明窗口处表现的正常色散导致探针光的群速度低于光速传播，即减光速。同理可以知道 EIA 与 EIT 有着正好相反的性质，在电磁诱导吸收窗口处表现为强烈的反常色散，使得通过介质的脉冲光群速度高于光速传播，即实现超光速。

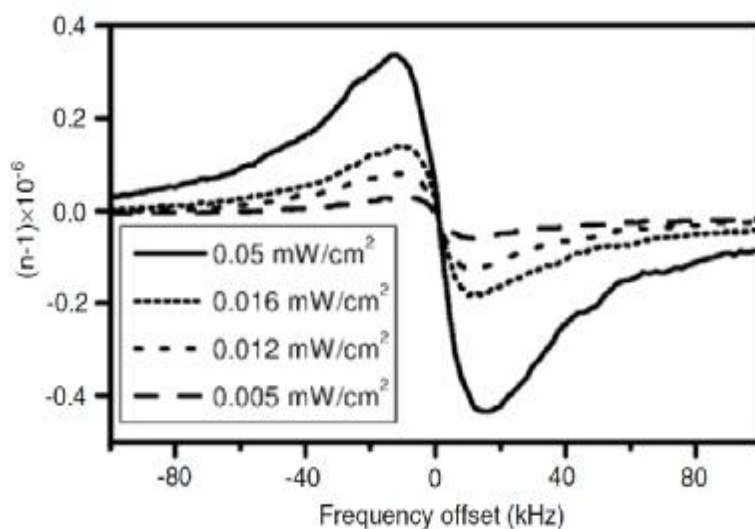


图 1.5 不同驱动场功率下，电磁诱导吸收窗口对应不同的反常色散。

1999 年，Akulshin 小组在实验上观察到 EIA 现象，并通过改变不同实验参数对反常色散进行研究，如图 1.5。他们发现在最大反常色散处的负群速度为 $V_g = -c/23000$ ^[45]。这开启了在电磁诱导吸收下研究超光速的热潮。Akulshin 等人在 Cs 原子汽室中使脉冲光的群速度达到 $-0.00028c$ ；在冷铷原子中，Kang Hoonsoo 等人选择双 Λ 型四能级结构，得到分别为 $-0.0004c$ 和 $0.0003c$ 的光群速度控制^[46]。

直到目前相比 EIT 技术的成熟和广泛应用，EIA 正在被人们不断发展探究中，表现出了极大地潜在价值。EIA 的反常色散在超光速以及光存储领域有着非常重要的作用，同时，也为很多非线性效应的研究提供了新的研究思路 and 方向。

1.2.5 驻波电磁诱导吸收

在辐射场与原子相互作用过程中，我们用两束耦合场相对入射形成的驻波场来代替单独入射的耦合场，探针场可以再驻波耦合场的作用下通过介质时吸收增强，这种现象被称为增强吸收，也称为驻波电磁诱导吸收。由于驻波场对原子相干过程的调制作用，我们通过前后驻波耦合场的强度比例，可以实现探针光的诱导透明与诱导吸收之间的调控。

2011年，In-Ho Bae 小组对驻波作用下的电磁诱导吸收和透明进行了详细研究。在铷原子的 Λ 型三能级系统中，选择能级为 87R_b 的D1线 $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$ ，利用两束相对入射的耦合场形成驻波场，实现了正常色散与反常色散的转换^[47]。

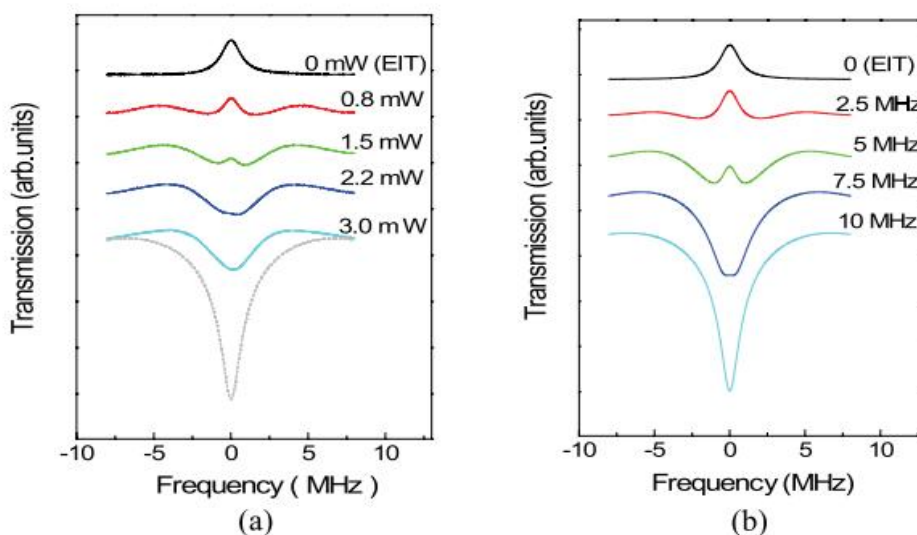


图 1.6 驻波耦合场作用下，探针脉冲光的透射谱线。左边(a)为实验结果，右边(b)为理论模拟。实验所用前向耦合场功率为 3mW，后向耦合场功率由 0mW 不断增加到 3mW。

从图 1.6 我们可以看到引入后向场后，探针光的诱导透明（EIT）转变为诱导吸收（EIA），不断增大后向耦合场的功率，EIT 现象越来越不明显，而 EIA 现象越来越明显。图 1.6(b)是理论模拟的结果，与实验得到的结果相一致。该小组同时对探针光脉冲的群速度也进行了测量，如图 1.7，正常色散下测量到的群速度为 $0.004c$ ，反常色散下测量到的群速度为 $-0.002c$ 。

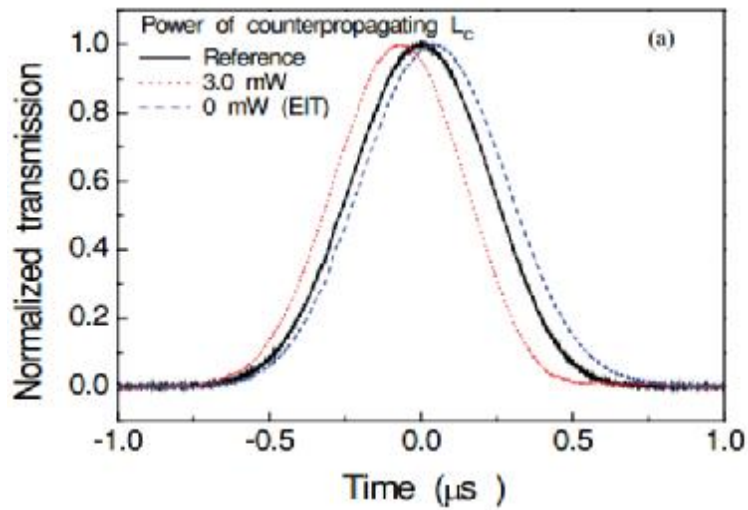


图 1.7 驻波场作用下，光减速到超光速的改变，探针脉冲光的群速度由 $0.004c$ 变为 $-0.002c$ 。

最近几年，对这种驻波调制相干作用的研究越来越多，尤其是非线性领域，例如，在驻波场的空间调制下探针光被反射或衍射，产生新的光场，对这束新光场进行研究我们可以很多有趣的光学现象和有用的光学信息。具体内容我们会在第三章详细介绍。

1.3 本论文主要内容

本论文主要内容是对原子处于狭小汽室空间中的相干效应进行了分析研究，论文结构安排如下：

第一章，我们重点介绍了几种常见的原子相干效应，相干布局俘获，电磁诱导透明，电磁诱导吸收等等。

第二章中我们对量子相干实验中的光学厚度进行了精确的分析测量。比尔法则由于其局限性，在高精度的量子实验中无法提供更准确的光学厚度，因此我们从理论上对比尔法则进行了修正，并与实验得到的结果吻合，对不同参数条件下的光学厚度进行了分析。

第三章也是本论文的主要部分，对原子处于狭小汽室空间的相干效应进行了研究。首先我们详细分析了驻波调制下相干效应的三种解释，在这些效应研究中，热原子由于多普勒效应，获得的能带结构并不理想。原子处于受限空间时，可以减少多普勒效应对原子汽室中能带结构建立的影响。因此我们对原子处于狭小汽室空间与常规汽室空间下，探针场的多普勒宽度，驻波调制的吸收信号进行了实验分析与理论模拟。表明在狭小空间下的原子，其 EIA 效应较弱，EIT 较强这一特性对应于介质可获得更好的周期性吸收调制，这一特性可用于改善原子汽室中的光子晶体特性。

第二章 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟

2.1 引言

在光与原子相互作用过程中，光学厚度是一个重要的参数，它反应了光与介质的作用程度。光在通过介质过程中被吸收或散射的比例即是光学厚度，不同频率的光在同一介质中的光学厚度都不相同。人们在研究应用中，常常把光学厚度作为光与介质作用的一个重要指标，在诸如大气物理学，微波探测，天体物理学，原子物理学等领域有着广泛的应用。大气学中的光学厚度用来表征气溶胶微粒的混杂程度，在大气学领域有着非常重要的意义。在国内外对大气环境或空气质量检测研究中，光学厚度始终作为一个研究重点被人们持续关注^[48-51]。随着科学技术的发展和应用，大气光学厚度的测量已经有了很多丰富的手段，比如，遥感测量，激光雷达，星载微波辐射计^[52]等等。

在原子相干效应研究实验中，对光与原子相互作用的参数要求越来越高。光学厚度作为一个表征介质透明度的物理量，其精确性对科学研究有着十分重要的意义。相关理论表明，假如光与冷原子系统作用的光学厚度大于 100，那么量子存储的效率可以将近 100%^[53]。光减速实验中，要使脉冲光的带宽延时积超过 3，那么光学厚度必须大于 60^[54]。此外在热原子系统中，光学厚度也有着很明显的的作用。比如，2011 年，J.X Zhang 等人在四波混频过程中，将铯原子汽室的温度提高，当光学厚度大于 25 时，四波混频的信号效率可以提升到 40%以上^[55]。大的光学厚度意味着光与原子相互作用的程度较大，因此在有关量子领域的研究中有着很多应用，例如非线性折射率增强，自旋压缩，四波混频，单光子开关，光子晶体^[56,57]等等。

比尔法则描述介质对光的吸收程度，它的适用范围非常之广，辐射场与吸光物质（气体，液体，固体，分子，原子等等）的作用都可以用比尔法则来描述。光通过一定厚度的介质后，一部分光能被介质吸收，使得透射出的光强变弱。介质的厚度与浓度越大，光与介质作用程度越大，透射光强度就越小。一般情况下，一束辐射场与原子汽室相互作用后，我们可以测量其透射谱线通过比尔法则就能得到相应的光学厚度。但是，并不是在所有情况下得到的光学厚度都是准确的，在入射场较弱且原子汽室的温度较高时，通过原子汽室的光在共振频率附近都被吸收，对应的

透射率为零，用比尔法则已经不能得到准确的光学厚度^[58]。另外，光强，共振能级，温度，以及偏振等等对光学厚度的测量都有很大影响，因此通常意义的测量已经不能满足人们的需求，需要一种新的测量方法。本章中，我们首先从理论上考虑不同光强和偏振的光与原子作用的情况，选择铯原子 D1 线，用速率方程求得原子在各 Zeeman 子能级和超精细能级上的粒子数密度，进而可以得到光通过原子汽室后的吸收系数，通过拟合出相应的透射谱线并与实验结果对应我们就可以得到所需要的光学厚度。

2.2 理论分析

我们用一束辐射场通过原子汽室，原子汽室的长度为 L ，辐射场相对共振跃迁频率失谐为 Δ ，光场与原子作用后的透射情况可以用比尔法则表示^[59]：

$$I(\Delta, L) = I(\Delta, 0) \exp[-t(\Delta)] = I(\Delta, 0) \exp[-a(\Delta)L] \quad (2.1)$$

这里， $I(\Delta, 0)$ 为光场进入原子汽室前的入射光强， $I(\Delta, L)$ 表示通过原子汽室后的透射光强， $a(\Delta)$ 是吸收系数， $t(\Delta)$ 代表光学厚度。

由 $t(\Delta) = a(\Delta)L$ 可以知道，吸收系数 $a(\Delta)$ 与光学厚度 $t(\Delta)$ 有着直接的线性关系，我们很容易得到吸收系数的表达式^[59]：

$$a(\Delta) = \frac{3I^2}{2p} \frac{N_a - N_b}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.2)$$

其中 I 代表光的波长， Γ 表示激发态到基态的自发衰减率， $N = N_a + N_b$ 代表总的原子数密度， N_a 和 N_b 代表基态和激发态的粒子数密度，。

从(2.1)式和(2.2)式可以看出，得到原子系统的光学厚度 $t(w)$ 的关键在于求得基态和激发态的粒子数密度 N_a 和 N_b 。在这里，我们先介绍下光学布洛赫方程，它用来描述光与简单二能级原子相互作用的布局数情况：

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{bb} &= -i\frac{\Omega}{2}(\rho_{ab} - \rho_{ba}) - \Gamma r_{bb}, \\
\dot{\rho}_{ba} &= i\Delta\rho_{ba} + i\frac{\Omega}{2}(r_{bb} - r_{aa}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{ba}, \\
\dot{\rho}_{ab} &= -i\Delta\rho_{ab} - i\frac{\Omega}{2}(r_{bb} - r_{aa}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{ab}, \\
\dot{\rho}_{aa} &= i\frac{\Omega}{2}(\rho_{ab} - \rho_{ba}) + \Gamma r_{bb},
\end{aligned} \tag{2.3}$$

其中， $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 分别表示二能级的基态和激发态。 r_{aa} 和 r_{bb} 分别表示原子处于基态和激发态的几率， ρ_{ab} 和 ρ_{ba} 是取慢变近似后的相干项， Ω 是光的拉比频率，光场相对跃迁频率失谐为 $\Delta = \omega - \omega_{ab}$ 。由于自发辐射的原因，激发态的布居数以衰减率 Γ 衰减，而相干性则以衰减率 $\Gamma/2$ 衰减。

实际上随着时间的演化， ρ_{ab} 和 ρ_{ba} 要比 r_{aa} 和 r_{bb} 更快地到达稳态^[49,51]。作为近似，我们可以将(2.3)式中 $\dot{\rho}_{ba}$ 和 $\dot{\rho}_{ab}$ 取为零，化简后得到

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{bb} &= \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{r_{aa} - r_{bb}}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} - \Gamma r_{bb} \\
\dot{\rho}_{aa} &= -\frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{r_{aa} - r_{bb}}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} + \Gamma r_{bb}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

由于原子的热运动，运动速度引起的原子相对光场的频率发生变化，多普勒效应使得频率失谐变为 $\Delta + kv$ ，(2.4)式进一步写为：

$$\dot{\rho}_{bb} = \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{r_{aa} - r_{bb}}{1 + 4(\Delta + kv)^2/\Gamma^2} - \Gamma r_{bb}, \tag{2.5}$$

$$\dot{\rho}_{aa} = -\frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{r_{aa} - r_{bb}}{1 + 4(\Delta + kv)^2/\Gamma^2} + \Gamma r_{bb}, \tag{2.6}$$

其中 k 为波数， v 为原子的运动速度。(2.5)式和(2.6)式右边都由相同的三项合成，他们分别代表的物理意义是：第一项含有 r_{aa} ，表示由于原子对光的吸收而导致的上能态布居数的增加和下能态布居数的减少；第二项表示由于受激辐射而导致的上能态布居数的减少和下能态布居数的增加；最后一项表示由于自发辐射而导致的上能态布居数的减少和下能态布居数的增加。

对于一个理想的二能级系统我们可以用上面的布洛赫方程得到粒子数密度，进而得到吸收系数，但是在实际实验当中，很少存在理想的二能级系统，大部分的原

子系统能级存在简并。此处我们以 Cs 原子为例，图 2.1 (a) 给出 ^{133}Cs D1 线的简并能级结构图。图中我们可以看到，D1 线基态 $6^2\text{S}_{1/2}$ 能级超精细分裂为 $F=3$ 和 $F=4$ 两个能级；激发态 $6^2\text{P}_{1/2}$ 超精细分裂为 $F'=3$ 和 $F'=4$ ，每个能级对应不同的 Zeeman 子能级，总的 Zeeman 子能级为 32。 m_F 和 m'_F 分别代表基态和激发态磁量子数。简并能级下，基态与激发态之间的跃迁有三种情况： p 跃迁， s^+ 跃迁和 s^- 跃迁，他们分别对应的跃迁通道为： $m_F \leftrightarrow m'_F = m_F$ ， $m_F \leftrightarrow m'_F = m_F + 1$ 以及 $m_F \leftrightarrow m'_F = m_F - 1$ ，图 (b) 给出了光的偏振方向和量子化轴 (QA) 的指向图，入射的光偏振不同，对应的跃迁通道也不同。

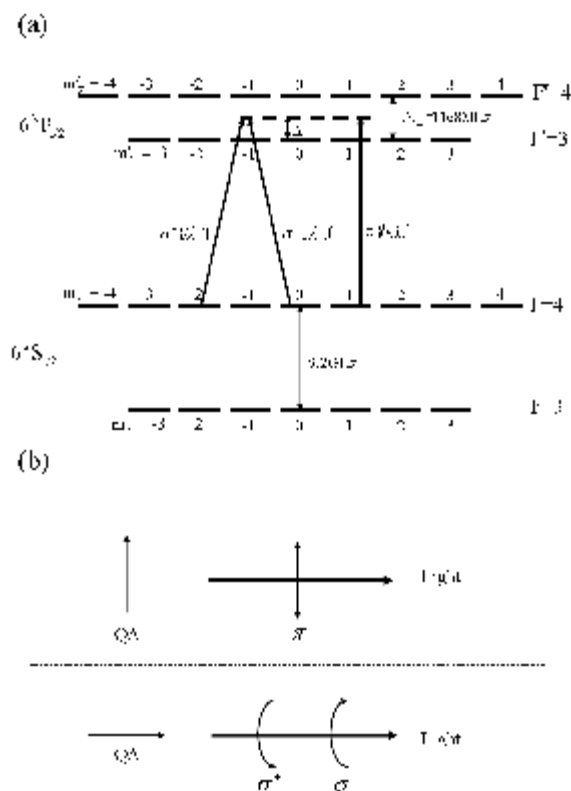


图 2.1 (a) ^{133}Cs D1 线能级结构图；(b) 量子化轴与光偏振的关系。

由上面分析我们知道，在满足跃迁选择定则的前提下，每一个跃迁通道的跃迁都可以被看做是一个简单的二能级系统，那么光场与简并二能级系统的作用可以看做是所有跃迁通道的作用叠加，因此，光场通过原子介质后的吸收系数变为：

$$a(\Delta) = \frac{3I^2}{2p} \sum_{F'=F-1}^{F'+1} \sum_{m_F=-F}^{m_F=F} \frac{N_{F,m_F} - N'_{F',m_F+q}}{1+4(\Delta'/\Gamma)^2} \quad (2.7)$$

上式中， N_{F,m_F} 和 N'_{F',m'_F} 分别代表简并能级下，基态和激发态上各 Zeeman 子能级上的粒子数密度，并且满足：

$$\sum_{F'=F-1}^{F'+1} \sum_{m_F=-F}^{m_F=F} N_{F,m_F} + N'_{F',m'_F} = N, \quad q=0, \pm 1. \quad (2.8)$$

$q=0, \pm 1$ 分别对应光的偏振为 p 偏振， s^+ 偏振和 s^- 偏振。

到此我们可以看到吸收系数有了更为详细的表达，我们借助文献[60]，得到更进一步的结果：

$$a(\Delta, t) = \frac{3I^2}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} dv f_D(v) N \sum_{F'=F-1}^{F'+1} \sum_{m_F=-F}^F R_{F',m_F}^{F',m_F+q} \frac{P_{F,m_F} - Q_{F',m_F+q}}{1+4((\Delta'+kv)/\Gamma)^2} \quad (2.9)$$

$$f_D(v) = \frac{1}{\sqrt{pu}} e^{-\left(\frac{v}{u}\right)^2} \quad (2.10)$$

$$u = \sqrt{2k_B T/m} \quad (2.11)$$

其中， P_{F,m_F} 和 Q_{F',m'_F} 分别代表粒子处于基态和激发态上各 Zeeman 子能级的概率。 $f_D(v)$ 是 Maxwell 速度分布函数， u 代表原子运动的最概然速率。

考虑到光与原子汽室作用时原子的热运动，不同速度的原子通过光束横截面所用的时间不同，与光作用的程度和吸收情况都不同，实际中我们得到的透射谱线是大量原子吸收情况的统计平均。因此我们需要考虑加入一个权重函数 $H(t)$ 反映真实的吸收情况，文献[60]给出了原子穿过横截面为 $2a$ 的光束所用时间的几率分布为：

$$H(t) = \frac{1}{t} \left(-1 + \frac{\sqrt{p}}{2h} (1+2h^2) e^{-h^2} \operatorname{erfi}(h) \right) \quad (2.13)$$

这里， $h = 2a/(ut)$ 。

结合(2.9)和(2.13)我们可以给出光通过原子汽室后的平均吸收系数：

$$\bar{a}(\Delta) = \int_0^{\infty} a(\Delta, t) H(t) dt \quad (2.14)$$

前面我们给出：

$$t(\Delta) = \bar{a}(\Delta)L \quad (2.15)$$

综上，就可以给出光学厚度最后的结果。在这一小节中，我们主要给出的是理论分析和构思，具体的计算过程在这里不做详述。下面我们给出在铯原子汽室中的实验测量并与理论拟合对比。

2.3 实验测量光通过二能级原子系统后的吸收特性

这里我们从实验上对光通过二能级原子系统后的吸收特性进行研究，首先介绍实验装置，如图 2.2 所示，所用激光器是一个光栅外腔半导体激光器 (ECDL)，它具有频率稳定，窄线宽，可调谐的特点，但是从其出射的光斑需要经过光纤整形为圆斑。半波片 $\lambda/2$ 和偏振分束棱镜 PBS 的组合可以用来调节光的功率和偏振，与半波片的作用不同，这里加入的四分之一波片的作用是将通过 PBS 后的线偏振光 (p 光) 转变为左旋偏振光 (s^+ 光) 和右旋偏振光 (s^- 光)。当去掉四分之一波片时，与原子进行作用的就是线偏振光。加入四分之一波片后，与原子进行作用的就是左 (右) 旋光。

实验中选择的 Cs 原子汽室长度为 7.5cm，两个透射窗口镀有减反膜，目的是为了减少光的线性损耗。另外，铯原子汽室可以进行加热处理，方便我们在不同参数条件下进行分析。ECDL 出射的光频率在 Cs 原子 D1 线 $F=3 \rightarrow F'=3,4$ 附近扫描，直径为 1mm 的光斑经过 Cs 原子汽室后被探测器探测，我们从示波器上就可以得到所需要的透射谱线。

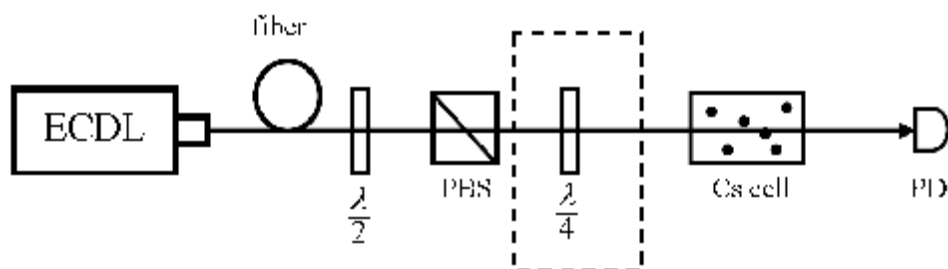


图 2.2 实验装置示意图。光栅外腔半导体激光器(ECDL)出射的光经过整形光纤(fiber), 波片棱镜系统($\lambda/2$, $\lambda/4$, PBS)对光强和偏振进行控制, 再与 Cs 原子相互作用后被探测器(PD)接收。

2.4 理论拟合实验结果

在前面的分析中我们知道, 不同偏振, 不同温度以及光强不同, 对光与原子的透射特性都会有影响, 因此我们需要固定参量。在该实验中我们首先选择入射光功率为 $1.412 \mu\text{W}$, 对于不同温度下的透射谱线进行研究。然后固定温度, 在 $T=50^\circ$ 的情况下, 改变入射光功率得到不同的透射曲线。其中每次的固定参量情况下我们都通过加入四分之一波片得到 π 和 s^+ 光两种透射谱 (原子对 s^- 光的吸收情况和 s^+ 相同)。

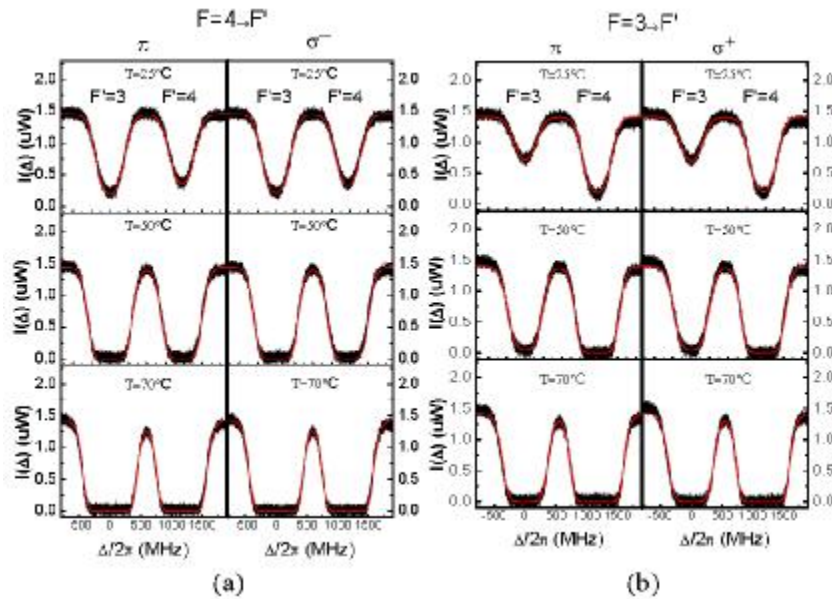


图 2.3 入射光功率相同, 铯原子汽室温度不同时, 实验与理论拟合对比。(a) 频率扫描在 $F = 4 \rightarrow F' = 3,4$ 附近 (b) $F = 3 \rightarrow F' = 3,4$ 。理论拟合所用到的其他参数为 $\Omega = 0.32\Gamma$,

$$\Gamma = 2p \times 4.6\text{MHz}; T=25^\circ\text{C}, N=4.2 \times 10^{16}\text{m}^{-3}; T=50^\circ\text{C}, N=2.2 \times 10^{17}\text{m}^{-3};$$

$$T=75^\circ\text{C}, N=0.6 \times 10^{18}\text{m}^{-3}。$$

图 2.3 给出了入射光功率在 $1.412 \mu\text{W}$ 时的透射谱线, 图中的三种情况分别对应铯原子汽室的温度为 25°C , 50°C , 75°C , 实验测量的结果为黑线, 理论拟合的结果

为红线，可以看到实验与理论几乎完全一致。(a) (b) 两图都给出了 π 偏振和 s^+ 偏振的透射谱线，(a) 图中入射光场的频率在 $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4$ 附近扫描，(b) 图中入射光场的频率在 $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ 附近扫描。

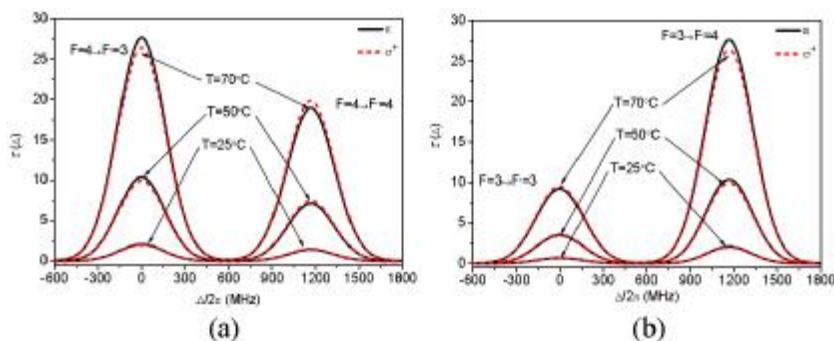


图 2.4 与实验对比后，通过理论模拟得到光学厚度曲线。(a) 频率扫描在 $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4$ 附近 (b) $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ 。其他参数选择与图 2.4 相同。

根据上面的理论计算以及得到的实验结果，我们可以得到在三种不同温度下光与原子系统作用的光学厚度 $t(\Delta)$ 。如图 2.4，黑色实线和红色虚线分别代表 π 偏振光与 s^+ 偏振光作用下得到的光学厚度曲线，(a) 图为的光场的频率在 $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4$ 附近扫描后的透射谱，(b) 图中入射光场的频率在 $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ 附近扫描后的透射谱。从图中我们可以清楚地看到温度对光学厚度影响很大， T 增大引起原子热运动增大，与光场直接作用的粒子数密度增加，直接导致 $t(\Delta)$ 的增加。另外处于原子共振跃迁中心频率处的光学厚度要比其他失谐处的光学厚度大，在共振跃迁频率处，不同偏振光在相同条件下的光学厚度也略有差别。因此，这里我们选择在原子跃迁中心频率处对各参数条件下的光学厚度进行数值统计^[58]，如表 2.1 所示。

表 2.1 温度不同，偏振不同时原子跃迁中心频率处的光学厚度 t

$F \rightarrow F'$	$T=25^\circ\text{C}$		$T=50^\circ\text{C}$		$T=70^\circ\text{C}$	
	s^+	p	s^+	p	s^+	p
$3 \rightarrow 3$	0.71	0.68	3.59	3.47	9.54	9.22
$3 \rightarrow 4$	1.96	2.05	9.94	10.39	26.44	27.63

4 → 3	1.96	2.05	9.94	10.39	26.44	27.63
4 → 4	1.47	1.4	7.45	7.12	19.8	18.9

从上表中可以更为直观的看出光学厚度的大小对比，温度对光学厚度的影响依然是最明显的因素。相比之下，在其他条件相同时，光场偏振对光学厚度的影响并不是很明显。在 $T=70^{\circ}$ ， p 偏振的入射光扫描在 $4 \rightarrow 3$ 或者 $3 \rightarrow 4$ 上时，与原子系统作用的光学厚度最大，达到 27.63；而在 $T=25^{\circ}$ ， p 偏振的入射光扫描在 $3 \rightarrow 3$ 上，与原子系统作用的光学厚度最小为 0.68。

接下来我们固定温度参数，选择 $T=50^{\circ}$ ，在入射光功率分别为 $0.404 \mu\text{W}$ ， $1.412 \mu\text{W}$ 以及 $4.04 \mu\text{W}$ 的情况下测量透射曲线。如图 2.5，与图 2.3 相同，实验测量的结果为黑线，理论拟合的结果为红线，两者十分吻合。图 2.6 是通过理论计算得到的光学厚度 $t(\Delta)$ ，可以看到铯原子系统的光学厚度随着光强增加而不断减小，处于原子共振跃迁中心频率处的光学厚度要比其他失谐处的光学厚度大，不同偏振光在共振跃迁频率处的光学厚度也不一样。光强对光学厚度的影响主要体现在二能级原子系统的布局数上，光强很弱时，处于基态的布局数相对很大，原子对于光的吸收能力很强，但是当增大光强时候，基态布局数不断减小，原子对光的吸收能力也减弱。这就直接导致了光强增大引起光学厚度减小。

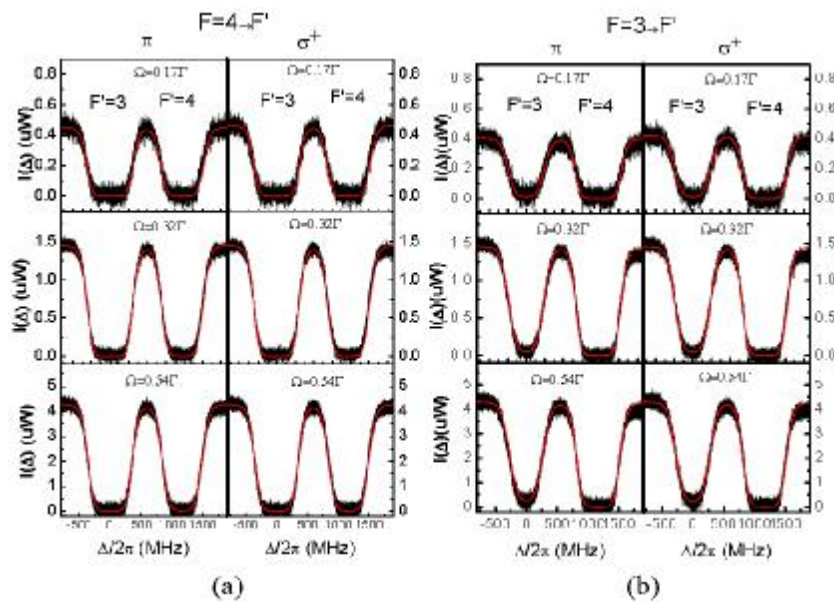


图 2.5 铯原子汽室温度相同，入射光功率不同时，实验与理论拟合对比。(a) 频率扫描在 $F=4 \rightarrow F'=3,4$ 附近 (b) $F=3 \rightarrow F'=3,4$ 。理论拟合所用到的其他参数为

$\Gamma = 2p \times 4.6\text{MHz}$, $N = 2.2 \times 10^{17}\text{m}^{-3}$. $P_\lambda = 0.404\mu\text{w}, \Omega = 0.17\Gamma$; $P_\lambda = 1.412\mu\text{w}, \Omega = 0.32\Gamma$;
 $P_\lambda = 4.04\mu\text{w}, \Omega = 0.54\Gamma$.

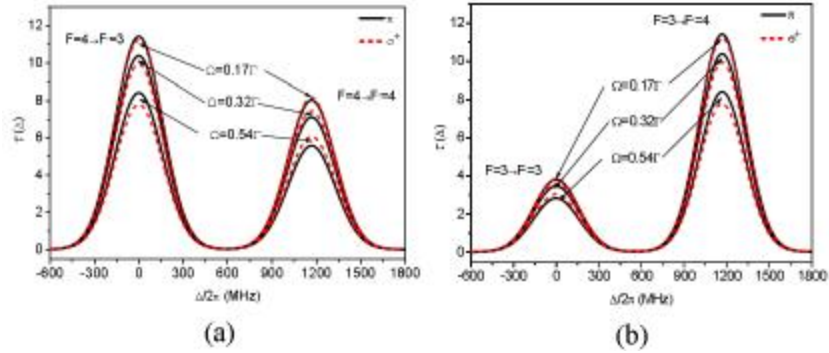


图 2.6 与实验对比后，通过理论模拟得到光学厚度曲线。(a) 频率扫描在 $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4$ 附近 (b) $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ 。其他参数选择与图 2.6 相同。

同之前一样，我们选择在原子跃迁中心频率处对各参数条件下的光学厚度进行数值统计，给出直观对比^[58]。如表 2.2 所示。

表 2.2 光强不同，偏振不同时原子跃迁中心频率处的光学厚度 t 。

$F \rightarrow F'$	$\Omega = 0.17\Gamma$		$\Omega = 0.32\Gamma$		$\Omega = 0.54\Gamma$	
	s^+	p	s^+	p	s^+	p
$3 \rightarrow 3$	3.86	3.81	3.59	3.47	3.04	2.83
$3 \rightarrow 4$	11.23	11.43	9.94	10.39	7.8	8.42
$4 \rightarrow 3$	11.23	11.43	9.94	10.39	7.8	8.42
$4 \rightarrow 4$	8.17	8.03	7.45	7.12	6.07	5.59

可以看到在 $\Omega = 0.17\Gamma$ 时， p 偏振的入射光扫描在 $4 \rightarrow 3$ 或者 $3 \rightarrow 4$ 上时，与原子系统作用的光学厚度最大，达到 11.43；而在 $\Omega = 0.54\Gamma$ ， p 偏振的入射光扫描在 $3 \rightarrow 3$ 上，与原子系统作用的光学厚度最小为 2.83。在简并二能级系统中由于 p 和 s^+ 的跃迁路径与跃迁强度都不同，导致不同偏振光作用下对应 Zeeman 子能级的粒子布局数

都会有差异，原子对光的吸收也会有不同，因此表中 p 偏振和 s^+ 偏振对应的光学厚度都有差别，这种情况在光强增大时尤为明显。

2.5 小结

比尔法则由于其局限性，在很多条件下无法得到精确的光学厚度。在本章中我们从理论上分析了计算光学厚度的方法，在考虑了光强，偏振以及原子的自发辐射，受激吸收，受激辐射的情况下，对比尔法则做出一定的修正，并给出光学厚度更为准确的表达。而在实验上我们分别控制温度，光强，偏振参量，实验得到的透射结果与理论拟合十分吻合，在此基础上我们还得到了各条件下光学厚度的精确值并发现：光学厚度的大小与粒子数密度关系密切，温度升高，引起粒子数密度增大，光学厚度变大；光强增大，基态粒子数密度变小直接导致光学厚度减小。

第三章 原子处于狭小汽室空间的相干效应研究

3.1 引言

原子相干效应的研究是量子光学领域的一个重要课题，是实现量子通信网络中信息交换的有效途径之一。近年来，光与原子相互作用产生的电磁诱导透明（EIT）效应^[5]引起人们的持续关注，比如：用于加强非线性作用的激光冷却^[61]；原子频率参考^[62]；基于 EIT 介质中的信息存储^[63,64]以及四波混频的研究^[65]，等等。而驻波场驱动下的原子相干效应具有非常大的研究价值，是原子相干领域的研究热点。在驻波的空间调制下，介质的吸收，折射率，色散等也具有空间调制的特点，表现出更高的操控度。

在一个具有多普勒背景的三能级原子系统中，通常用一束较强的行波场与较弱探针场作用，满足双光子共振时，基态之间形成暗态，对探针光产生诱导透明效果。当用驻波场代替行波场时，暗态转变为亮态，对探针光的透明转变为强吸收，这种强吸收被称为电磁诱导吸收（EIA）^[66]，同时产生一束新的光场^[67-69]。目前对这一过程有三种解释。一种是驻波场在介质内形成电磁诱导光栅的理论研究^[70]，当探针光与光栅条纹方向垂直（平行）时，探针光被光栅反射（衍射），形成新的反射（衍射）信号。这种非线性过程也可以理解为三阶非线性效应引起的四波混频现象，满足相位匹配时，产生的新的共轭光场。此外，还有一种认识是基于光子晶体效应产生的禁带理论。光子晶体也称为光子带隙结构，原子介质在周期性驻波场作用下对穿过其中的探测场的折射率具有空间周期调制，因而形成类似于光子晶体的周期性结构特性。

实验上热原子系统相对冷原子系统结构简单，容易得到较高的反射效率，但是考虑到原子的热运动，多普勒效应导致获得的带隙结构并不明显。我们知道，当原子处于狭小受限空间时，热运动受到影响，原子吸收谱的多普勒背景会发生改变，受限空间下的原子相干效应研究可用于减少多普勒效应对原子汽室中能带结构建立的影响。在本章中，我们首先对三种相干效应进行了分析，然后比较了原子在处于狭小空间汽室中与普通汽室空间中时，探针场的多普勒宽度，在驻波调制下的吸收信号，并进行相应的理论模拟。通过研究表明，在狭小汽室中的原子可以改善多普勒效应的影响，为进一步开展原子汽室中光子晶体相关特性研究奠定了基础。

3.2 驻波调制下的三种相干效应

3.2.1 电磁诱导光栅

在光学领域我们知道，光栅是具有周期性的空间结构或光学性能（折射率，透射率等）的衍射屏，对光表现为干涉或衍射行为。按照其种类可以分为透射光栅，反射光栅，正弦光栅，多维光栅等等。

两束相同的光场在自由空间中发生干涉，形成明暗相间的干涉条纹，亮纹处干涉相长，暗纹处干涉相消。当我们将光学介质放置于干涉条纹处时，亮纹处的介质中的基态原子被激发到激发态，而暗纹处的介质中的原子并不发生变化，这样明暗相间的条纹引起介质中原子布局数也相间变化，这就是布局数光栅。1998年，肖敏等人提出用两束频率为 ω_c 的耦合场以一定角度入射在EIT原子介质中发生干涉，形成驻波，此时将频率为 ω_p 的探针场垂直入射，在亮纹处实现EIT效应，暗纹处耦合场很弱，表现为原子对探针场的吸收，原子介质对通过的探针场折射率发生周期性调制，探针场通过介质表现为衍射现象，他们把这种光栅叫做电磁诱导光栅^[71]。

这种新型光栅的发现得到了国内外学者的广泛关注，在冷原子系统中，很多实验小组都观测到了光栅产生的衍射信号^[72,73]。近些年来，对于EIG的特性研究也越来越多，人们已经不仅限于对衍射信号的研究，当探针光与光栅方向垂直时，探针光被Bragg反射，可以获得反射信号。

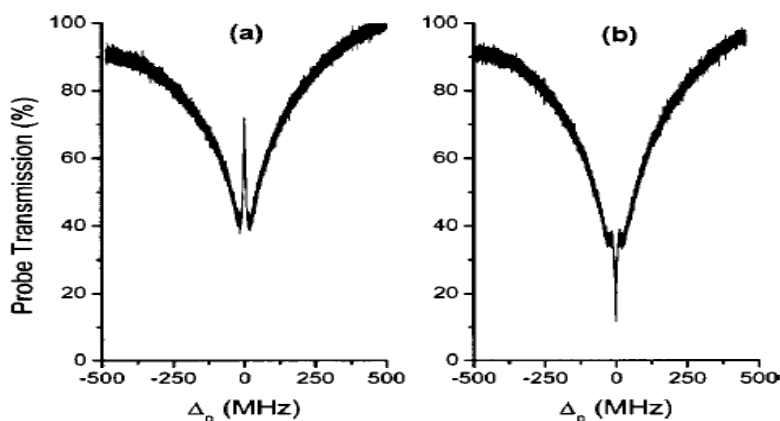


图 3.1 探针场的透射率与频率失谐的关系。(a) 去掉后向耦合场；(b) 加入后向耦合场。

2005年, M.XIAO 等人在三能级的热 Rb 原子系统内利用 EIG 特性, 实验上得到了效率约为 7% 的 Bragg 反射信号^[74], 如图 3.1 是探针场的透射率与频率失谐的关系图。在去掉后向耦合场时, 探针场的透射表现为 EIT, 加入后向耦合场时, 透射表现为 EIA 现象, 此时驻波调制下探针场的透射非常小, 几乎接近 0, 而探针场的反射效率在共振处并非最大, 这是因为原子对共振的反射信号同样存在吸收。通过透射与反射的特性的分析, 可以实现一种新型的全光开关, 如图 3.2。这项工作对于量子通信领域有着十分重要的意义。

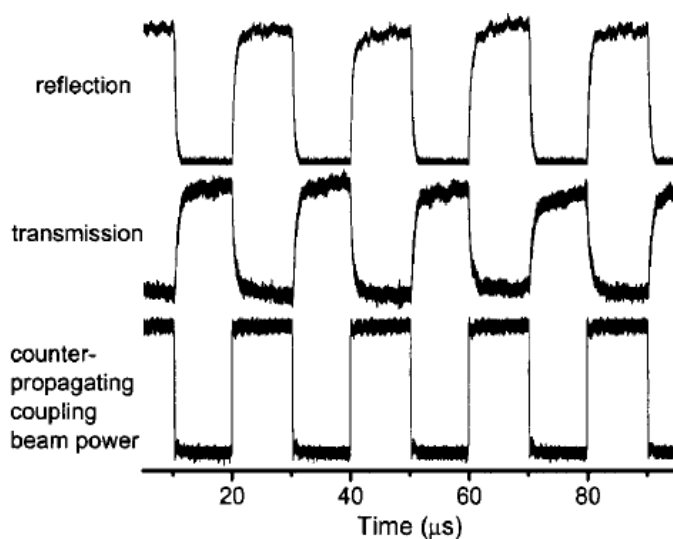


图 3.2 后向耦合场控制下的反射与透射信号。

3.2.2 四波混频

在激光器问世之前, 人们对光与介质作用的研究大部分集中在弱光领域。1929 年克尔效应的发现为非线性光学的研究拉开了序幕, 随后激光器的出现使得人们开始关注强光作用下, 介质的光学性质改变引起新奇的光学现象, 这就是非线性光学。光与介质作用的非线性效应主要反应在介质的极化响应上, 高阶极化率的产生导致很多有趣的现象, 众所周知的非线性效应有: 二次谐波, 倍频过程, 四波混频, 光折变现象, 瞬态相干等等。这里我们主要探讨四波混频过程。

四波混频是一种重要的非线性效应，在量子关联，量子信息，量子成像等领域都有着十分丰富的研究内容。顾名思义，四波混频是由三束辐射场在满足相位匹配的条件下，相互作用产生一束新的辐射场，它主要由非线性介质的三阶极化率 $\mathbf{c}^{(3)}$ 决定，是一种三阶非线性效应。物理上，单个辐射场与介质的极化作用可以用电偶极子的模型描述，我们简单介绍下这一混频过程：第一束光波与电介质的相互作用，介质发生极化振荡，电偶极子的衰减使得这一过程最终辐射出与光场频率相同但是相位不同的光子。这就是通常我们所说的 Rayleigh 散射。（由于相位引起的相消干涉，在透射谱线上表现为光场被介质吸收）；接下来第二束光场加入后，在引起介质极化的同时与第一束光场发生干涉，产生和频，差频信号；引入第三束光场后同样发生介质极化，极化场与之前的光场形成拍频现象，与和频和差频的拍频结果导致了第四束光场的形成。

在实验上，四波混频的形成对光场功率有一定要求。参与作用的三束光场要求两束强光场，我们叫做泵浦光（pump 光），另外一束弱光为探针光（probe 光），三束光在介质中进行混频作用形成新的光场，称为共轭光（conjugate 光），它与探针场的相位共轭。在四波混频过程中，泵浦光的强度基本不发生改变，而探针光和共轭光在作用后都会获得增益效果，并且彼此之间存在很强的关联。在四波混频过程中，四束光场之间遵循能量守恒与动量守恒：

$$\Delta w = 2w_{pump} - w_{probe} - w_{con} = 0 \quad (3.1)$$

$$\Delta \mathbf{k} = 2\mathbf{k}_{pump} - \mathbf{k}_{probe} - \mathbf{k}_{con} = 0 \quad (3.2)$$

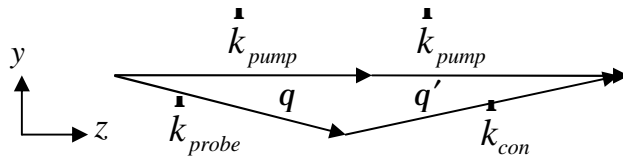


图 3.3 四波混频过程的光场矢量满足相位匹配。

(3.2) 式要求四束光场满足相位匹配，如图 3.3，pump 场和 probe 场的夹角 q 很小，大约为几个毫弧度。相位关系体现在新产生光场具有明显的方向性。 $\Delta \mathbf{k} \neq 0$ 时相位失配，我们可以通过对作用光场或者介质的选择实现四波混频，但是在相位失

配严重的情况下，四波混频被完全破坏； $\Delta \mathbf{k} = 0$ 为相位匹配，该条件下产生的信号光场最大，对四波混频过程十分关键。在实际中相位匹配的方式非常丰富，可以根据不同的实验条件以及泵浦光的传播方向确定。

四波混频一直是非线性领域的研究热点。2004 年，Hoonsoo Kang 等人在冷原子系统中观测到了反射效率为 10% 的四波混频信号^[75]。2011 年，我们小组在一个多普勒背景下的三能级铯原子中选择不同的相位匹配角 q ，对四波混频过程的反射信号进行了研究，图 3.4 给出了实验能级和装置图。这次实验获得了反射效率为 60% 的相干辐射场^[76]，并用色散补偿相位匹配的理论成功解释了实验结果，有助于实现全光控制的多通道量子开关。

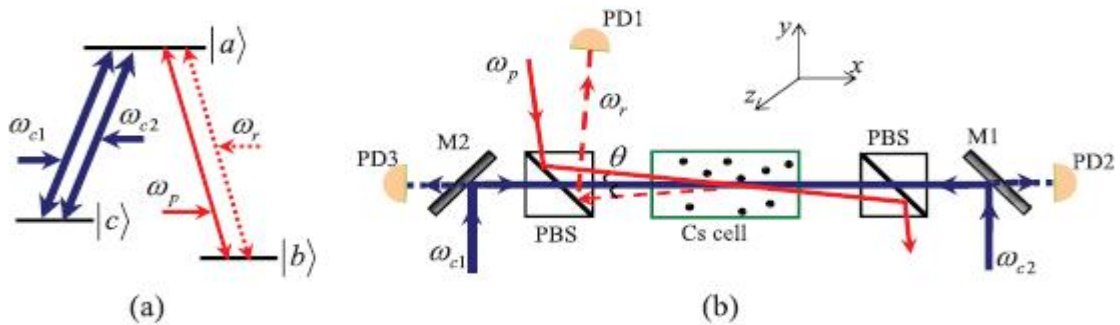


图 3.4 (a) 实验能级图；(b) 实验装置图。

3.2.3 电磁诱导光子带隙

在固体物理学中，能带理论是研究电子运动的重要理论，晶体中存在的周期性势场形成了能带结构并决定其导电能力。半导体中的价带和导带之间存在电子禁带，利用禁带结构我们可以实现对电子流的控制。对于电磁波而言，在介电常数周期性空间分布的介质中也存在这种“能带结构”，这种介质就是光子晶体，形成的能带结构就是光子带隙（PBG）。由于 PBG 的存在，频率处于某一范围的电磁波在某些方向上禁止传播，在某些方向上可以传播，实现了对电磁波的控制。按照空间周期性分布，光子晶体分为一维，二维，三维光子晶体。由于其独特的光学性质，光子晶体被应用于新型光学器件的研制，比如全反射镜，光子晶体激光器，光子晶体发光二极管等等方面。

光子晶体有着丰富的研究内容和巨大应用前景，因此它的制备一直是人们研究的热点，天然存在的光子晶体非常少见，更多的研究集中在材料介质中实现光子晶体结构。在原子相干效应的研究中，驻波场调制下的 EIT 介质具有空间分布的折射率，这为原子介质中制备光子晶体提供了方向，目前国内外很多实验小组都在做这一方面的工作，重点是在原子介质中实现光子带隙。

最早开始这一研究方案的是 Lukin 等人，他们在 2002 年提出了在周期调制的 EIT 介质中形成一维光子带隙结构的理论^[77]，在一个四能级 N 型原子系统中发现，当控制场变为空间分布的驻波场时，介质对探针场的非线性折射率同时具有空间分布，某一频率范围的探针场无法在介质中传播并被反射，如图 3.5 所示，反射效率表明在 EIT 共振频率附近形成了 PBG，就是电磁诱导光子带隙。

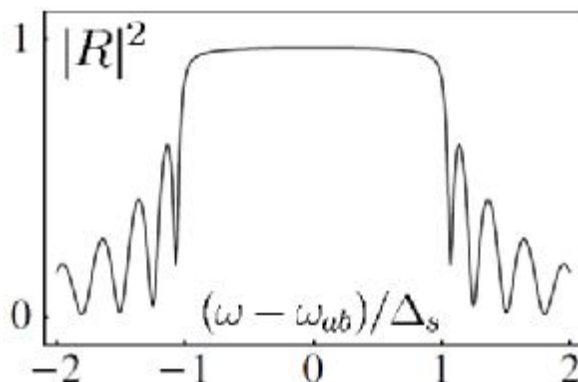


图 3.5 EIT 共振频率附近的反射效率

随后，利用量子相干效应对光子带隙进行调控成为人们关注的热点研究，相关实验与理论也越来越多。2006 年，Atoni 等人通过改变前后耦合场的强度，在非完美驻波的作用下得到了非常完美的光子带隙，这一理论工作实现了电磁诱导 PBG 的可调谐性^[78]。2011 年，Alexander Schilke 等人在实验上对冷原子系统中的探针场入射角度和光斑进行优化，得到的反射信号约为 80% 以及较为明显的能带结构^[79]。2010 年，D.W.Li 等人在三能级热铯原子系统中利用两束相对入射的行波场形成驻波，对探针光的透射进行了研究，考虑多普勒展宽影响，用傅里叶变换求解了密度矩阵，得到的理论拟合与实验结果表明，在前后行波场功率相同的情况下在热原子系统中

可以实现 PBG^[80]。2011 年，我们小组在热铯原子汽室中，得到双光子失谐的下的反射效率，初步观察到了能带结构^[81]。在此基础上，2013 年 D.W.Li 等人，通过控制前后驻波场的频率变化，在三能级的热铯原子汽室中实现了“移动”的光子能带，如图 3.6。我们知道，静止的光子晶体对于同一束探针场无论从前后入射效果都是一样，但是移动光子晶体时，多普勒效应导致前后入射的探针场相对频率发生变化，在光子晶体内入射效果也不同。而该实验用光学手段实现了“移动”效果，该装置对前后入射的探针场起到光学二极管的作用^[82]。

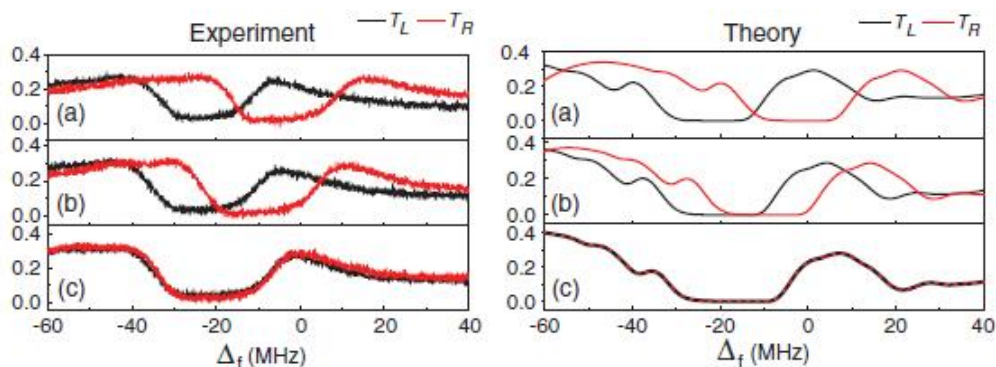


图 3.6 探针场透射率与频率失谐的关系。左图为实验结果，右图为理论模拟，图中黑线代表探针场从左边入射，红线代表探针场从右边入射，(a) (b) (c) 分别对应前后驻波场不同失谐的情况。

3.3 实验所用理论模型

目前国内外对驻波场调制下非线性效应的研究主要的集中在三能级原子系统中，在这里我们考虑一个经典模型。图 3.7 所示给出能级结构图，在一个 Λ 型三能级原子中，激发态为 $|a\rangle$ ，基态分别为 $|b\rangle, |c\rangle$ 。 w_{ab} 和 w_{ac} 分别代表能级 $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ 和 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 的跃迁频率。两基态 $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ 之间的跃迁偶极禁戒。频率为 w_p 的探针场沿 Z 方向传播，作用在能级 $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ 上，相对跃迁能级的失谐量为 $\Delta p = w_p - w_{ab}$ ，光场表示为 $E_p(z, t) = \frac{1}{2} E_p \exp[-i w_p t + i k_p z] + c.c.$ 。两束频率为 w_c 的耦合场相对入射，在探

针场的传播的方向上形成驻波。耦合场作用在能级 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 上，与跃迁能级共振，即 $w_c = w_{ac}$ 。前向耦合场表示为 $E_1(z, t) = \frac{1}{2} E_1 \exp[-i w_c t + i k_c z] + c.c.$ ，后向耦合场表示为 $E_2(z, t) = \frac{1}{2} E_2 \exp[-i w_c t - i k_c z] + c.c.$ 。

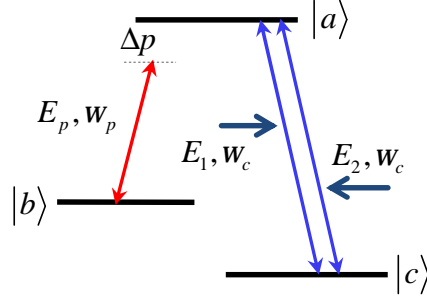


图 3.7 Λ 型三能级结构图。

根据光与原子相互作用的半经典理论，在旋波近似和偶极近似下，系统相互作用的哈密顿量可以表示为^[83]：

$$H_I = -\mathbf{h}\Delta_p (|b\rangle\langle b| + |c\rangle\langle c|) - \mathbf{h}[(\Omega_1 e^{i k_c z} + \Omega_2 e^{-i k_c z}) |a\rangle\langle c| + g e^{i k_p z} |a\rangle\langle b| + H.c.] \quad (3.3)$$

其中 $g = \frac{m_{ab} E_p}{2\mathbf{h}}$, $\Omega_1 = \frac{m_{ac} E_1}{2\mathbf{h}}$, $\Omega_2 = \frac{m_{ac} E_2}{2\mathbf{h}}$ 分别代表两束耦合场的拉比频率， m_{ab} , m_{ac}

为偶极矩阵元。

我们考虑系统的弛豫过程，密度矩阵 $r(v, z, t)$ 的时间演化方程表示为^[84,85]：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z}\right) r = -\frac{i}{\mathbf{h}} [H_I, r] + Rr \quad (3.4)$$

v 代表原子沿 Z 方向的速度， R 是 Liouville 算符， Rr 代表原子间相互作用引起的弛豫过程。

我们将密度矩阵元展开得到：

$$r_{ab} = e^{i k_p z} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} s_{ab}(n) e^{2n i k_c z}, r_{bc} = e^{-i k_p z} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} s_{bc}(n) e^{-(2n-1) i k_c z} \quad (3.5)$$

在热原子系统中，我们需要考虑由原子运动引起的多普勒展宽。因此，对 $s_{ab}(n)$ 的积分必须考虑所有原子的速度贡献：

$$\Phi_{ab}(\Delta_p, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s_{ab}(n) f(v) e^{2nik_c z} dv \quad (3.6)$$

$$f(v) = \frac{\exp(-v^2 / v_p^2)}{v_p \sqrt{p}} \text{ 是麦克斯韦速度分布, } v_p = \sqrt{2kT/M} = \sqrt{2RT/M} \text{ 是最可几}$$

速率。

通过计算^[83,86,87]，可以得到探针场的极化率和折射率：

$$c(\Delta_p, z) = 3p \left(\frac{I_p}{2p} \right)^3 \frac{g_{ab} \Phi_{ab}(\Delta_p, z)}{g} N_0 \quad (3.7)$$

$$n(\Delta_p, z) = \sqrt{1 + c(\Delta_p, z)} \quad (3.8)$$

其中， N_0 代表原子数密度， I_p 为探针光的频率。

3.4 实验装置

我们用光栅外腔半导体激光器(ECDL)产生的光作为探针场；钛宝石激光器 (Ti:sapphire) 出射的光作为耦合场，经过半波片与偏振分束棱镜 (PBS) 后分为前向耦合场与后向耦合场， $\lambda/2$ 波片和 PBS 用来控制前后场的强度比例。前后耦合场相对入射在铯原子汽室中形成驻波，探针场与前向耦合场同向入射，探针场的透射信号被探测器 (PD) 探测。其中，探针场水平偏振，耦合场垂直偏振。实验在室温下进行，我们采用两种不同的铯原子汽室，分别是铯原子处于狭小汽室空间和常规汽室空间的情况，比较探针光通过原子汽室后的透射谱。

能级选取为 ^{133}Cs 原子的 D1 线 (图 3.8)，我们将耦合场频率锁定在 D1 线 $6^2 S_{1/2}, F=3 \rightarrow 6^2 P_{1/2}, F'=4$ 的跃迁线上，探针场频率在 $6^2 S_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2 P_{1/2}, F'=4$ 的跃迁线附近扫描。

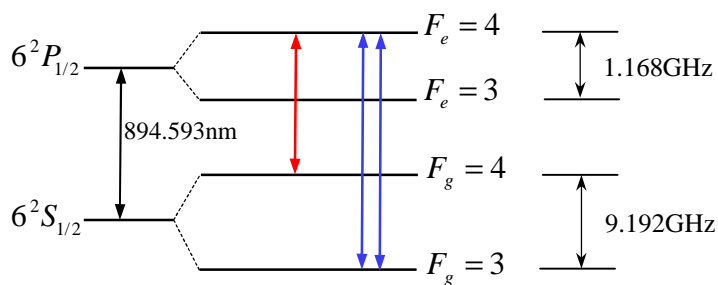


图 3.8 实验能级图

3.5 实验结果与理论模拟

我们首先挡住前向和后向耦合场，让探针光分别通过两种铯原子汽室，用探测器 PD 探测透射信号。图 3.9 所示为归一化后的二能级吸收谱线，红色曲线代表原子处于非狭小空间汽室下，多普勒背景半高宽度为 391M；蓝色曲线对应狭小空间的情况，多普勒背景半高宽度为 313M。可以看到，当原子处于狭小空间时，二能级吸收谱的多普勒背景宽度变小。

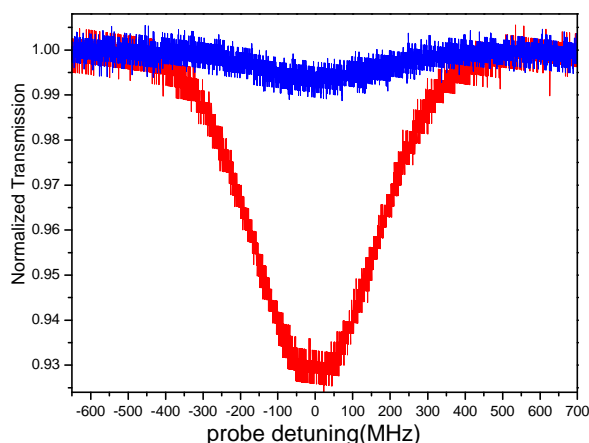


图 3.9 归一化后二能级多普勒背景图。红色曲线对应非狭小空间的情况，蓝色曲线对应狭小空间的情况。

利用(3.7)和 (3.8)式我们模拟不同多普勒背景情况下探针光折射率的空间分布，如图 3.10。图中红色曲线是多普勒宽度为 400M 时的曲线，蓝色曲线是多普勒宽度为 300M 时的曲线，可以看到，多普勒宽度变小导致探针场的折射率空间调制增大。

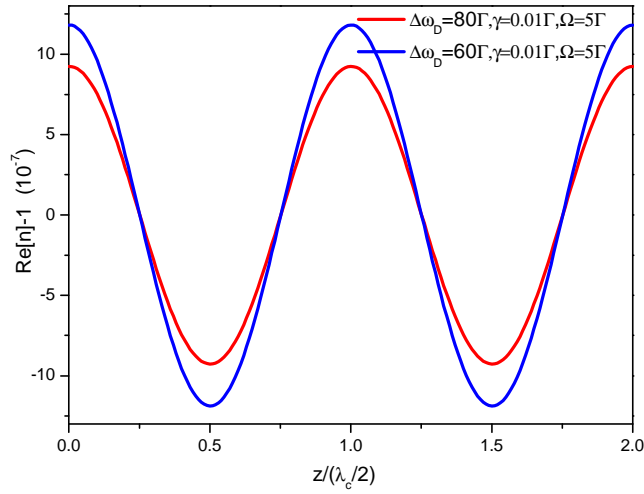


图 3.10 不同多普勒背景下折射率的空间分布。拟合所用参数： $\Gamma = 2\pi \times 4.6 \text{ MHz}$ ；
 $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ ， $N = 4.2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 。

我们加入前向和后向耦合场后，改变探针场与前后耦合场的功率，使透射谱线的 EIA 现象最明显。图 3.11(a)中的红色曲线和蓝色曲线分别代表原子处于非狭小空间与狭小空间下，通过透射谱得到的吸收系数。从图中可以看到，狭小空间下，原子对探针光的吸收减弱，EIA 现象变得不明显。3.11(b)是理论拟合的吸收曲线，可以看到，理论模拟与实验现象比较吻合。

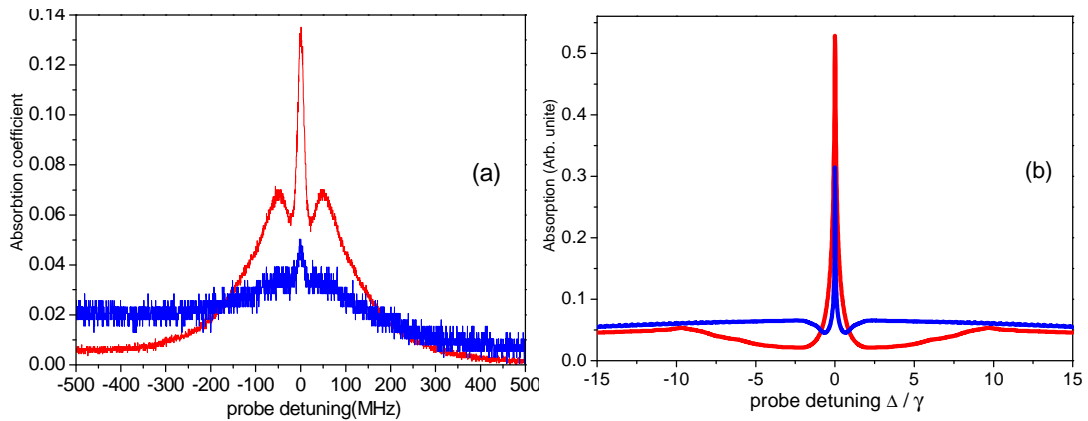


图 3.11 加入前后耦合场后，探针光经过两种不同原子汽室的吸收系数。(a)是实验得到的吸收系数；(b)是理论拟合的吸收曲线。 $\Gamma = 2\pi \times 4.6 \text{ MHz}$ ； $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ ， $N = 4.2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 。

图 3.12 是在相同的功率下，去掉后向耦合场，只加入前向耦合场后，探测到的探针场的透射曲线。红色曲线和蓝色曲线分别代表非狭小空间与狭小空间下的 EIT 透射谱。从图中我们可以看到，原子处于狭小汽室空间下，EIT 现象的透明度得到了提高。

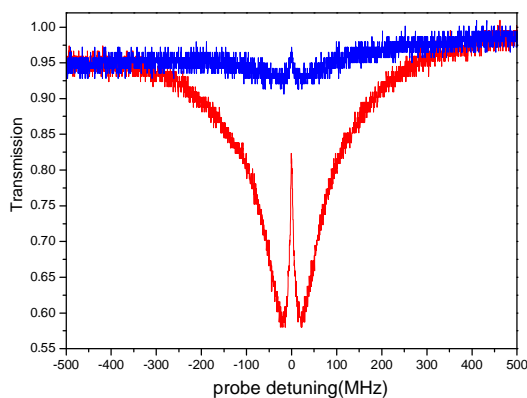


图 3.12 只加入前向耦合场，探针光经过两种不同原子汽室后的透射谱。 $\Gamma=2\pi\times 4.6$ MHz; $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $N=4.2\times 10^{16}\text{ m}^{-3}$ 。

3.6 小结

研究表明在狭小空间下，原子吸收谱线的多普勒宽度变小。在驻波场作用下，多普勒宽度变小引起探针光折射率的空间调制增强，我们知道，光子晶体的形成受介质内的折射率的空间分布影响，因此，这种多普勒效应的减弱，对应于介质可获得更好的周期性吸收调制，有利于我们在热原子介质中得到更好的光子晶体效应，对研究光子晶体有着重要的意义。

在上述基础上，我们从实验与理论上，研究比较了原子处于狭小汽室空间与非狭小汽室空间下探针光的透射谱。在受限空间下，EIA 现象变得不明显，介质对探针光的吸收减弱，同时 EIT 现象更明显，尤其是透明度的提高，这对我们在 EIT 介质中获得更高的光子带隙有很大帮助。下一步我们希望对狭小空间下的反射信号进行研究，在热原子系统中获得较为明显的能带结构效应。

第四章 总结与展望

本文主要对原子处于狭小汽室空间下原子相干效应进行了研究。第一章介绍了几种常见的原子相干效应的物理实质，发展历史和研究现状。第二章中，由于比尔法则的局限性，在对其修正的基础上，我们理论上提出了一种新的光学厚度计算方法，实验测量了光通过铯原子二能级原子系统的吸收谱线，与理论拟合十分吻合，并在不同偏振，温度，光强的条件下得到精确的光学厚度值，进行了分析，这项工作对我们在实验上进行精确的原子相干效应研究十分有帮助。第三章也是本论文的主要部分，首先我们分析了三种驻波调制的相干效应: **EIG**, **FWM**, **PBG**。在这些相关研究中，热原子系统相对冷原子系统实验构建简单，而且可以获得较高的反射信号，但是由于多普勒效应，实验获得的能带结构并不明显。因此，我们考虑将原子处于狭小的汽室空间中。理论模拟给出了在不同多普勒背景下，介质的折射率空间分布。实验上对两种不同的原子汽室空间情况下，探针场的吸收特性进行了对比。我们发现，原子处于狭小汽室空间时，其多普勒宽度变小，对应介质中驻波调制作用增强，并且，探针场通过介质后的吸收减弱，**EIA** 效应降低，但是去掉后向耦合场后，**EIT** 效应增强，尤其是透明度，明显提高。从这些效应中我们可以看到，原子处于狭小空间下有助于改善多普勒背景，可以改善热原子中光子晶体的相关特性。

驻波调制的原子相干效应具有潜在的研究价值，近些年逐渐成为热点领域，它具有空间调制的特点，还有高度的操控度。光子晶体的研究已经扩展到原子介质中，因此下一步我们希望对原子处于狭小汽室空间下的反射信号进行分析研究，在热原子系统中获得更好的光子晶体效应。这对于未来新型光器件，光开关的开发，以及光量子存储都有着重要意义。

参 考 文 献

- [1] E. Arimondo and G. Orriols, Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping, *Nuovo Cimento Lett.*, 1976, 17, 333-338.
- [2] E. Arimondo, Coherent population trapping in laser spectroscopy, *Progress in Optics*, 1996, 35, 257-354.
- [3] O. Kocharovskaya and Y. I. Khanin, Coherent amplification of an ultrashort pulse in a three-level medium without a population inversion, *Jetp Lett.*, 1988, 48, 630-634.
- [4] S. E. Harris, Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances, *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62, 1033-1036.
- [5] S. E. Harris, Electromagnetically induced transparency, *Phys. Today*, 1997, 50, 36-42.
- [6] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media, *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77, 633-673.
- [7] K. J. Boller, A. Imamolu, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2593-2596.
- [8] J. E. Field, K. H. Hahn, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency in collisionally broadened lead vapor, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67, 3062.
- [9] J. Gea-Banacloche, Y. Q. Li, S. Jin, and M. Xiao, Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment, *Phys. Rev. A*, 1995, 51, 576-584.
- [10] A. Lezama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin, Electromagnetically induced absorption, *Phys. Rev. A*, 1999, 59, 4732-4735.
- [11] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Electromagnetically induced absorption in a four-state system, *Phys. Rev. A*, 1999, 61, 011802(R).
- [12] E. Tilchin, A. D. Wilson-Gordon, Effects of thermal motion on electromagnetically induced absorption, *Phys. Rev. A*, 2011, 83, 053812.

- [13] L. J. Wang, A. Kuzmich, and A. Dogariu, Gain-assisted superluminal light propagation, *Nature*, 2000, 406, 277-279.
- [14] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi, Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas, *Nature*, 1999, 397, 594-598.
- [15] A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin, and S. E. Harris, Electromagnetically induced transparency: Propagation dynamics, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 2447-2450.
- [16] C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. Van Enk and H. J. Kimble, Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles, *Nature*, 2005, 438, 828-832.
- [17] D. N. Matsukevich and A. Kuzmich, Quantum state transfer between matter and light, *Science*, 2004, 306, 663.
- [18] M. O. Scully, Enhancement of the index of refraction via quantum coherence, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67, 1855-1858.
- [19] Klaus M. Gheri, et al, Quantum noise reduction close to an optical bistable dark resonance, *Phys. Rev. A*, 1994, 50, 1871-1876.
- [20] T. Mitsui, Spontaneous Noise Spectroscopy of an Atomic Magnetic Resonance, *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84, 5292-5295.
- [21] Manabu Arikawa, Kazuhito Honda, Daisuke Akamatsu, Satoshi Nagatsuka, Keiichirou Akiba, Akira Furusawa, and Mikio Kozuma, Quantum memory of a squeezed vacuum for arbitrary frequency sidebands, *Phys. Rev. A*, 2010, 81, 021605(R).
- [22] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses, *Nature*, 2001, 409, 490-493.
- [23] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, Storage of light in atomic vapor, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86, 783-786.

-
- [24] H. Chang, H. Wu, C. Xie, and H. Wang, Controlled Shift of Optical Bistability Hysteresis Curve and Storage of Optical Signals in a Four-Level Atomic System, *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93, 213901.
- [25] A W Brown and M Xiao. All-optical switching and routing based on an electromagnetically induced absorption grating [J]. *Opt. Lett.*, 2005, 30(7): 699-701.
- [26] U. Fano, Effects of Configuration interaction on intensities and phase shifts, *Phys. Rev.*, 1961, 124, 1866-1878.
- [27] Vanier J, Godone A and Levi F, Coherent population trapping in cesium: dark lines and coherent microwave emission, *Phys. Rev. A*, 1998, 58, 2345-2358.
- [28] Kitching J et al. A microwave frequency reference based on vcsel-driven dark line resonances in Cs Vapor, *IEEE Transactions on instrumentation and measurement*, 2000, 49, 1313-1317.
- [29] Kitching J, Knappe S and Hollberg L, Miniature vapor-cell atomic-frequency references, *Appl. Phys. Lett.* 2002, 81, 553-555.
- [30] H. Lee, M. Fleischhauer, and M. O. Scully, Sensitive detection of magnetic fields including their orientation with a magnetometer based on atomic phase coherence, *Phys. Rev. A*, 1998, 58, 2587-2595.
- [31] Min Xiao, Yong-qing Li, Shao-zheng Jin, and J. Gea-Banacloche, Measurement of Dispersive Properties of Electromagnetically Induced Transparency in Rubidium Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 666–669.
- [32] M. O. Scully, M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997.
- [33] R. R. Moseley, S. Shepherd, D. J. Fulton, B. D. Sinclair, and M. H. Dunn, Spatial Consequences of Electromagnetically Induced Transparency: Observation of Electromagnetically Induced Focusing, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 670–673.

- [34] H. Schmidt, and A. Imamoglu, Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency, *Opt. Lett.*, 1996, 21, 1936–1938.
- [35] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk, Nonlinear Magneto-optics and Reduced Group Velocity of Light in Atomic Vapor with Slow Ground State Relaxation, *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83, 1767-1770.
- [36] I. E. Mazets and B. G. Matisov, Adiabatic Raman polariton in a Bose condensate, *JETP Lett.*, 1996, 64, 515-519.
- [37] Y. Zhao, C. Wu, B. S. Ham, M. K. Kim, and E. Awad, Microwave Induced Transparency in Ruby, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79, 641-644.
- [38] Kuhna, Steuerwalds, Bergmannk, Coherent population transfer in NO with pulse lasers: the consequences of hyperfine structure, Doppler broadening and electromagnetically induced absorption. *Eur Phys J D*, 1998, 1(1): 57-70.
- [39] A. Lezama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin, Electromagnetically induced absorption, *Phys. Rev. A*, 1999, 59, 4732.
- [40] H. Failache, P. Valente, G. Ban, V. Lorent, and A. Lezama, Inhibition of electromagnetically induced absorption due to excited-state decoherence in Rb vapor, *Phys. Rev. A*, 2003, 67, 043810.
- [41] C. Goren, A. D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh, and H. Friedmann, Electromagnetically induced absorption due to transfer of coherence and to transfer of population, *Phys. Rev. A*, 2003, 67, 033807.
- [42] S. K. Kim, H. S. Moon, K. Kim, and J. B. Kim, Observation of electromagnetically induced absorption in open systems regardless of angular momentum, *Phys. Rev. A*, 2003, 68, 063813.
- [43] Liu C P, Gong S Q, Fan X J, et al. Electromagnetically induced absorption via spontaneously generated coherence of a Λ system, *Opt Commun*, 2004, 231(1-6): 289-295.

-
- [44] H. S. Chou and J. Evers, Dressed-Atom Multiphoton Analysis of Anomalous Electromagnetically Induced Absorption, *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 104, 213602.
- [45] A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, Steep Anomalous Dispersion in Coherently Prepared Rb Vapor, *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83, 4277-4280.
- [46] Kang Hoonsoo, Gessler and Yifu Zhu. Superluminal and slow light propagation in cold atoms, *Phys. Rev. A*, 2004, 70: 061804(R):1-4.
- [47] Bae In-Ho and Han Seb Moon. Continuous control of light group velocity from subluminal to superluminal propagation with a standing-wave coupling field in a Rb vapor cell, *Phys. Rev. A*, 2011, 83,053806:1-5.
- [48] Li Dong, Chen WenZhong, Comparison of Remote Sensing Aerosol Optical Depth from MODIS Data with In-Situ Sky Radiometer Observations Over East China Sea, *Acta Optica Sinica*, 2010, 30 (10): 2828~2836.
- [49] Hu Fangchao, Wang Zhenhui, Zhang Bing, et al, Study on Method for Determining Atmospheric Aerosol Type Using Remote Sensing Experimental Data, *Chinese Journal of Lasers*, 2009, 36 (2): 312~317.
- [50] Wei Xiaodong, Zhang Hua, Analysis of Optical Properties of Nonspherical Dust Aerosols, *Acta Optica Sinica*, 2011, 31 (5): 0501002-1~0501002-8.
- [51] Ina Tegen, Peter Hollrig, Mian Chin, et al, Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: Estimates from model results, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* (1984–2012), 1997, 102: 23895~23915.
- [52] Q. Han, R. Welch, J. Chou, W. Rossow, et al, Validation of Satellite Retrievals of Cloud Microphysics and Liquid Water Path Using Observations from FIRE, *J. Atmos. Sci.*, 1995, 52(23): 4183~4195.
- [53] A. V. Gorshkov, A. André, M. Fleischhauer, et al, Universal Approach to Optimal Photon Storage in Atomic Media, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98(12): 123601.

- [54] Lene Vestergaard Hau, S. E. Harris, Zachary Dutton Cyrus, et al, Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas, *Nature*, 1999, 397: 594-598.
- [55] Jun-Xiang Zhang, Hai-Tao Zhou, Da-Wei Wang, et al, Enhanced reflection via phase compensation from anomalous dispersion in atomic vapor, *Phys. Rev. A*, 2011, 83(5): 053841-1~053841-7.
- [56] Vuletic V, Thompson J K, Martin J, et al, Quantum Manipulation of Ultracold Atoms, RLE Progress Report, 2005, 147, 16: 16-1~16-7.
- [57] Li Zhuoheng, Li Gang, Zhang Yuchi, et al, Generation of Raman laser for STIRAP of Cs atom, *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(1): 0102002-1~0102002-6.
- [58] 郭苗军, 武晋泽, 黄静波等, 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟. *光学学报*, 2013 (10): 7-14.
- [59] C J. Foot, *Atomic Physics*, Oxford: Oxford University Press, 2005, 137~141.
- [60] M. L. Harris, C. S. Adams, S. L. Cornish, et al, Polarization spectroscopy in rubidium and cesium, *Phys. Rev. A*, 2006, 73(6): 062509-1~062509-8.
- [61] M D Lukin, P R Hemmer, and M O Scully, Resonant Nonlinear Optics in Phase-Coherent Media, *Adv. At., Mol. Opt. Phys.*, 2000, 42: 347-386.
- [62] P R Hemmer, S Ezekiel, and C C Leiby, Jr, Stabilization of a microwave oscillator using a resonance Raman transition in a sodium beam, *Opt. Lett.*, 1983, 8(8): 440-442.
- [63] D F Phillips, A. Fleischhauer, A Mair, R L Walsworth, and M D Lukin, Storage of Light in Atomic Vapor, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86(5): 783-786.
- [64] C Liu, Z Dutton, C H Behroozi, and L V Hau, Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses, *Nature (London)*, 2001, 409: 490-493.
- [65] Julio Gea-Banacloche, Yong-qing Li, Shao-zheng Jin, and Min Xiao, Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment, *Phys. Rev.A*, 1995, 51: 576.

-
- [66] C Affolderbach, S Knappe, and R Wynands, Electromagnetically induced transparency and absorption in a standing wave, *Phys. Rev. A*, 2002, 65: 043810.
- [67] Junxiang Zhang, Hai-Tao Zhou, Da-Wei Wang, and Shi-Yao Zhu, Enhanced reflection via phase compensation from anomalous dispersion in atomic vapor, *Phys. Rev. A*, 2011, 83: 053841.
- [68] H Y Ling, Y Q Li, and M Xiao, Electromagnetically induced grating: Homogeneously broadened medium, *Phys. Rev. A*, 1998, 57: 1338-1344.
- [69] M Mitsunaga and N Imoto, Observation of an electromagnetically induced grating in cold sodium atoms, *Phys. Rev. A*, 1999, 59: 4773-4776.
- [70] M Bajcsy, A S Zibrov, and M D Lukin, Stationary pulses of light in an atomic medium, *Nature(London)*, 2003, 426:638-641.
- [71] H. R. Gray, R. M. Whitely, and C. R. Stroud, Coherent trapping of atomic population, *Opt. Lett.*, 1978, 3, 218-220.
- [72] G C Cardoso and J W R Tabosa, Electromagnetically induced gratings in a degenerate open two-level system, *Phys. Rev. A*, 2002, 65: 033803.
- [73] H Kang, G Hernandez, and Y Zhu, Nonlinear wave mixing with electromagnetically induced transparency in cold atoms, *J. Mod.Opt.*, 2005, 52(16): 2391-2399.
- [74] A W Brown and M Xiao, All-optical switching and routing based on an electromagnetically induced absorption grating, *Opt. Lett.*, 2005, 30(7): 699-701.
- [75] H Kang, G Hernandez, and Y Zhu, Resonant four-wave mixing with slow light, *Phys. Rev. A*, 2004, 70: 061804.
- [76] Hai-Tao Zhou, Da-Wei Wang, Dan Wang, Junxiang Zhang, and Shi-Yao Zhu, Efficient reflection via four-wave mixing in a Doppler-free electromagnetically induced transparency gas system, *Phys. Rev. A*, 2011, 84: 053835.
- [77] A Andre' and M D Lukin, Manipulating Light Pulses via Dynamically Controlled Photonic Band gap, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 143602.

- [78] M Artoni and G C La Rocca, Optically Tunable Photonic Stop Bands in Homogeneous Absorbing Media, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 96: 073905.
- [79] Alexander Schilke, Claus Zimmermann, Philippe W Courteille, and William Guerin, Photonic Band Gaps in One-Dimensionally Ordered Cold Atomic Vapors, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 106: 223903.
- [80] D W Li, L Zhang, Z C Zhuo, J B Kim, and X M Su, Electromagnetically induced photonic bandgap in hot Cs atoms, *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2010, 27: 690-695.
- [81] Haitao Zhou, MiaoJunGuo, Dan Wang, Jiangrui Gao and Junxiang Zhang, Angular momentum and two-photon detuning dependence of reflection spectrum on degenerate two-level systems in Cs vapour, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2011, 44: 225503.
- [82] Da-Wei Wang, Hai-Tao Zhou, Miao-Jun Guo, Jun-Xiang Zhang, Jörg Evers, and Shi-Yao Zhu, Optical Diode Made from a Moving Photonic Crystal, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110: 093901.
- [83] Shang-qi Kuang, Ren-gangWan, Peng Du, Yun Jiang, and Jin-yue Gao, Transmission and reflection of electromagnetically induced absorption grating in homogeneous atomic media, *Optics Express*, 2008, 16(20): 15455-15462.
- [84] F Silva, J Mompart, V Ahufinger, and R Corbalan, Electromagnetically induced transparency in Doppler-broadened three-level systems with resonant standing-wave drive, *Europhys. Lett.*, 2000, 51(3), 286-292.
- [85] F Silva, J Mompart, V Ahufinger, and R Corbalan, Electromagnetically induced transparency with a standing-wave drive in the frequency up-conversion regime, *Phys. Rev. A*, 2001, 64, 033802.
- [86] E Kyrölä and R Salomaa, Probe spectroscopy in an inhomogeneously broadened three-level system saturated by an intense standing wave, *Phys. Rev.A*, 1981, 23: 1874-1892.
- [87] B J Feldman and M S Feld, Laser-Induced Line-Narrowing Effects in Coupled Doppler-Broadened Transitions, *Phys. Rev. A*, 1972, 5: 899-918.

攻读学位期间取得的研究成果

黄静波, 郭苗军, 周海涛, 郜江瑞, 张俊香, 在不同原子汽室空间中原子相干特性的比较, 量子光学学报, 2014, 20 (1)。

郭苗军, 武晋泽, 黄静波, 王红丽, 周海涛, 郜江瑞, 张俊香, 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟, 光学学报, 2013 (10): 7-14。

致 谢

眨眼之间，三年的研究生生涯即将结束。不禁回首，有太多记忆留在这里，有过欢乐，有过彷徨，也有被身旁的人感动和熏陶，更多的是一种成熟的沉淀。懂得了无论是理想还是生活都要积极去面对，认真去付出。在这里要特别感谢我的导师张俊香教授，是她三年来的一次次训诫和引导，让我去掉浮躁，学会耐心，还有郜江瑞教授在科研上的指导和生活上的关心，你们的谆谆教诲都是我人生路上宝贵的财富。

衷心感谢彭堃墀院士和谢常德教授，他们不仅是科研的榜样，更像长者一样，严谨治学的态度和虚怀若谷的胸怀深深的感染着我，从他们身上我学会了严于律己，无私奉献。

衷心地感谢张靖、张天才、张宽收、王海、王军民、李永明等老师在学术知识上的倾囊传授。同时感谢电子车间、激光技术车间、机加工车间还有光电所办公室的各位老师和师傅们在工作和学习中给予的热情帮助。

衷心感谢实验室的周海涛老师，在实验技术上耐心和认真的指导。特别感谢师兄郭苗军和师姐王丹，一路走来在理论和实验方面帮助我解决了很多难题。感谢已毕业的蔡德欢同学，研究生三年中，一起分享了很多心得和感悟。感谢马荣同学，一起读研的日子里提供的热心帮助。感谢已经毕业的李中华、李媛、豆亚芳、庞秀梅同学还有实验室的姜其畅、张岩、刘超、武晋泽、王红丽、肖长顺、马志军、刘晋宏、贾爱爱同学，一起学习生活的日子里，你们让我感受到集体的温暖。

最后衷心感谢我的家人，是你们的支持和理解，让我一步步走到今天，完成学业。感谢你们陪伴我共享生命中的每一个欢乐喜悦，每一个悲痛忧伤。

黄静波

2014. 3. 10

个人简历及联系方式

个人基本信息

姓 名：黄静波

性 别：男

出生年月：1989年12月

籍 贯：山西省运城市

联系电话：13753173558

学习与受教育经历

2011.9-2014.7 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
专业：原子与分子物理

2007.9-2011.7 山西大学物理电子工程学院
专业：应用物理

承 诺 书

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是在导师指导下独立完成的，学位论文的知识产权属于山西大学。如果今后以其他单位名义发表与在读期间学位论文相关的内容，将承担法律责任。除文中已经注明引用的文献资料外，本学位论文不包括任何其他个人或集体已经发表或撰写过的成果。

作者签名：

2014 年 月 日

学位论文使用授权声明

本人完全了解山西大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关机关或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅，可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：

导师签名：

2014 年 月 日