



山西大學
Shanxi University

2014 届 博 士 学 位 论 文

铯原子系统中量子关联及
光子晶体特性的实现

作者姓名	郭苗军
指导教师	张俊香
学科专业	光学
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 光电研究所
学习年限	2010 年 9 月至 2014 年 6 月

二〇一四年六月

山西大学

2014 届博士学位论文

铯原子系统中量子关联及 光子晶体特性的实现

作者姓名	郭苗军
指导教师	张俊香
学科专业	光学
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 光电研究所
学习年限	2010 年 9 月至 2014 年 6 月

二〇一四年六月

Thesis for Doctor's degree, Shanxi University, 2014

**The Investigation of Quantum Correlation and Optical
Photonic Structure in Cesium Atomic Ensemble**

Student Name	Guo Miaojun
Supervisor	Zhang junxiang
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2010.09-2014.06

June, 2014

目 录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 电磁诱导透明 (EIT) 效应	1
1.3 电磁诱导光栅 (EIG) 与四波混频 (FWM)	4
1.3.1 电磁诱导光栅简介	4
1.3.1 光栅的类型	5
1.3.2 两束平面波的叠加	5
1.3.3 驻波场作用下的原子形成的布拉格光栅	6
1.3.4 原子作为非线性介质的四波混频	7
1.3.5 原子中四波混频的应用	10
1.4 本文的主要内容	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 理论分析光通过二能级原子系统后的吸收特性	16
2.3 实验测量光通过二能级原子系统后的吸收特性	22
2.4 理论拟合	22
2.5 小结	29
第三章 在铯原子汽室中产生高频差孪生光束的实验研究	31
3.1 引言	31
3.1.1 原子系统中拉曼四波混频的发展及应用	31
3.2 实验	33
3.2.1 实验能级与实验装置	33
3.2.2 实验结果与分析	34
3.3 理论分析	39
3.3.1 系统的有效哈密顿量	39
3.3.2 双模压缩态光场的产生	40
3.3.3 损耗对强度差压缩的影响	41

3.3.4 增益和量子关联的理论计算	43
3.4 小结.....	44
第四章 光子晶体特性在 EIT 介质中的实验实现.....	45
4.1 引言.....	45
4.2 光子晶体的带隙特性.....	46
4.3 驻波场作用下 EIT 介质的理论分析.....	49
4.3.1 与 $\tilde{\rho}_{bc}^{[n]}$ 有关的可观察物理量.....	53
4.3.2 原子运动引起的多普勒效应	54
4.4 EIT 介质中光子晶体特性的实现	56
4.5 在 EIT 介质中光学二极管功能的实现.....	58
4.6 小结.....	62
全文总结及展望	63
参 考 文 献	65
攻读学位期间取得的研究成果	77
致 谢	79
个人简况及联系方式	81
承 诺 书	83
学位论文使用授权声明	85

Contents

Chinese Abstract	I
ABSTRACT	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 Introduction.....	1
1.2 Electromagnetically induced transparency	1
1.3 Electromagnetically induced grating and four wave mixing	4
1.3.1 Electromagnetically induced grating.....	4
1.3.1 Types of grating	5
1.3.2 Superposition of Two-Plane Waves	5
1.3.3 The Bragg grating produced by the atomic medium under standing wave	6
1.3.4 Four-wave mixing in atomic system	7
1.3.5 Applications of Four-wave mixing in atomic system	10
1.4 本文的主要内容.....	13
Chapter 2 Experimental measurements and accurate simulation of the optical thickness of the cesium atom vapor	15
2.1 Introduction.....	15
2.2 Theoretical model of the absorption properties of two level atomic system... ..	16
2.3 Experimental Investigation of the absorption properties of two level atomic system.....	22
2.4 Theoretical simulation	22
2.5 Brief summary	29
Chapter 3 Experimental Investigation of High Frequency-Difference Twin Beams in Hot Cesium Atoms	31
3.1 Introduction.....	31
3.1.1 Applications of Raman Four-wave mixing in atomic system	31
3.2 Experiment.....	33
3.2.1 Energy level and experimental setup.....	33
3.2.2 Experimental results and analysis.....	34

3.3	Theory	39
3.3.1	The effective Hamiltonian of system.....	39
3.3.2	Generate two mode squeezed state light field	40
3.3.3	Optical losses during squeezing	41
3.3.4	Theoretical calculations of the gain and quantum correlation	43
3.4	Brief summary	44
Chapter 4 Experimental Investigation of the Optical Property of Photonic Crystal in Electromagnetically Induced Transparency Medium		45
4.1	Introduction.....	45
4.2	Bandgap properties of photonic crystals.....	46
4.3	Theoretical analysis of the EIT system coupled by standing wave	49
4.3.1	The physical quantities represented by $\tilde{\rho}_{bc}^{[n]}$	53
4.3.2	Doppler effect caused by atomic motion.....	54
4.4	The Bandgap properties of photonic crystals in EIT	56
4.5	An optical diode made from EIT	58
4.6	Brief summary	62
Conclusion and outlook.....		63
References		65
Research achievements		77
Acknowledgement		79
Personal profiles		81
Letter of commitment.....		83
Authorization statement		85

中文摘要

量子关联是量子通信中的重要组成部分，在确保信息安全，增大信息容量等方面具有经典信息无法比拟的优越性。而实现远距离量子通信必须借助于基于原子量子存储的量子中继器，因此，波长与原子吸收线和光通讯窗口相应的量子关联的制备、操控与应用是量子通信研究领域一直受关注的焦点研究课题之一。多年来研究最多的制备关联和纠缠光的方法是用光学参量下转换和倍频过程，所制备的纠缠光的波长一般很难与原子吸收线相匹配，也很难实现与原子发生相互作用所必须的连续可调谐机制。为此，通过原子介质直接制备量子关联和纠缠显得尤为重要。该论文围绕原子汽室中明亮孪生光束的制备，对有关原子汽室光学厚度，原子汽室中的非线性，原子汽室中的光学光子晶体效应进行了研究，包括以下四部分：

第一章 在光与原子的相关实验中，很多物理过程都是基于原子的相干效应来完成的，如光减速、光存储、非线性等；因此这一章简单介绍了电磁诱导透明效应，重点阐述了光与原子非线性相互作用过程中的重要效应——电磁诱导光栅。

第二章 光学厚度是光与原子相互作用过程中原子系统的一个重要参量，利用光与简单二能级原子相互作用的布洛赫方程，在满足跃迁选择定则的前提下，把方程推广到了真实的原子系统，然后考虑了原子的速度分布以及传输效应，精确的模拟了不同偏振和强度的光通过不同温度原子汽室的透射曲线，并通过比尔法则计算出了原子汽室的光学厚度，得出了光学厚度与光的强度和偏振、原子汽室的温度都有关系，光强越大，光学厚度越小；原子汽室温度越高，光学厚度越大。

第三章 实验研究了铯原子汽室作为非线性介质的拉曼四波混频非线性效应，测量并分析了不同长度原子汽室和不同泵浦光光强下的探针场与共轭场之间的量子关联，得到最大 2.5dB 的关联光束。建立了依赖于具体原子系统的有效哈密顿量，通过分束器模型分析了损耗对量子关联的影响。理论计算了相同参量下不同原子的增益和量子关联，揭示了铯原子汽室中获得量子关联的机制。

第四章 理论研究了驻波场作用下的电磁诱导透明介质的吸收特性，实验测量了光通过驻波场作用下的铯原子汽室的透射特性，发现其在一定的频率区域存在类似于光子晶体中光子带隙的强吸收。而且驻波场的强度在空间上的周期性分布会引起作用介质的折射率在空间上的周期性调制。因此，通过调节形成驻波场的两束光场的相对频率失谐，可以方便的对光子带隙的中心频率位置进行操控。

其中创新性的工作有

I. 实验研究了不同能级和不同温度的铯原子汽室中在不同光强和不同偏振光作用下的光学厚度，并在理论上对其进行了精确模拟。为精确标定高温下原子汽室的光学厚度提供了一种很好的方法。

II. 在铯原子汽室中利用拉曼四波混频产生了高频差的明亮孪生光束，理论上为研究在原子系统中的强度差压缩建立了依赖于具体原子系统参量的有效哈密顿量，揭示了不同原子汽室中获得不同量子关联度的关键机理。

III. 在热原子系统中利用驻波场作用下电磁诱导透明介质对一定频率区域探针场具有强吸收的特性，实现了类似于光子晶体所具有的光子带隙特性，并且可以通过调节形成驻波场两束光之间的失谐来对带隙的中心频率位置进行操控。

关键词：电磁诱导透明；电磁诱导光栅；光学厚度；量子关联；光子晶体

ABSTRACT

Quantum correlation is the most important component in the quantum communication. It has an incomparable superiority than classical information in ensuring the safety of information, increasing the information capacity, and so on. However, to realize the long-distance quantum communications, we must resort to the quantum repeater basing on the quantum storages. Hence, the related quantum correlation preparations, manipulations and applications with the wavelength atomic absorption lines and optical communications window are the highlighting researches in quantum communication domain. The methods we have studied for many years in preparation of correlation, and entangled light which are the optical parametric down conversion and frequency doubling processes. The prepared entangled light hardly match with the atomic absorption lines, and hardly realize the necessary continuously tunable which interact with atom. So it is very significant for the atomic medium to directly prepared with the quantum correlations and entanglements. This article will be central on the preparation of atomic vapor, and research the bright twin beams in atomic vapor thickness, the nonlinearity in atomic vapor and phonon crystal effect in atomic vapor, mainly include the following four parts:

The first chapter is an introduction. Many physical processes are completed by the atomic coherence effect, like slowing light, light storage, and so on. So in this chapter we will first briefly describe the effect of electromagnetically induced transparency, and then focus on the effect of electromagnetically induced grating which is another nonlinear interaction between atoms and light.

In the second chapter, the optical thickness is an important parameter in the interaction process between atoms and light, premise in meeting the transition selection rules, use the Bloch equation which interact the light and simple two level atomic system, can we popularize the equation to the real

atomic system. At last, we accurately simulate the transmission curves when the light at different intensity and polarizations through the atom vapor at different temperatures, and calculate the optical thickness of the atomic vapor. It is proved that optical thickness has a relationship with the intensity and polarization of the light and the temperature of the atomic vapor. When the light intensity is larger, the optical thickness gets smaller, and the temperature of the atomic vapor becomes higher, the optical thickness gets larger.

In the third chapter, we research on the cesium as Raman four wave mixing, we also measure and analyze the intensity-difference noise between the probe and the conjugated field under different lengths of the atomic vapor and different intensities of the pump light. We theoretically establish an effective Hamiltonian system, which depends on the specific atomic parameter. Based on the beam splitter model, we analyze the optical losses after squeezing. Theoretically calculate the gain and the noise reduction of different atoms at the same parameters, and reveal the difficulties of obtaining a large noise reduction in the Cesium atomic vapor.

In the fourth chapter, we theoretically investigate the absorption properties of the electromagnetically induced transparency medium coupled by standing wave field. Experimentally measure the transmission properties of probe light, and find that the transmission curve which is similar to the photonic band gap of photonic crystals. Periodic spatial intensity distribution of the standing wave field will make the refractive index of the medium be a periodic spatial modulation, which is also analogous to a photonic crystal. At last, we can conveniently manipulate the center frequency location of the photonic bandgap by adjusting the relative frequency detuning of the two beams of the standing wave. This is more convenient than doping the photonic crystal to change the photonic bandgap properties.

The innovative works are:

I . This experiment research on the cesium cell in different intensities

and polarizations has corresponding optical thickness under the influence of different energy levels and temperatures. This provides a good method for the accurate standardized cesium atom vapor's optical thickness under high temperatures.

II .Using the Raman four-wave mixing produced high-frequency difference bright-twin beams in cesium atoms, we theoretically established an effective Hamiltonian which depends on the specific atomic, reveal the difficulties of obtaining a large quantum correlations in a cesium atomic vapor.

III. By the strong absorption property of EIT medium coupled by standing wave, can we realize the photonic band gap properties of photonic crystals. Meanwhile, can we achieve the manipulation to the center frequency location of the photonic band gap by adjusting the relative frequency detuning of the two beams which form the standing wave.

Key words: Electromagnetically induced transparency; Electromagnetically induced grating; optical thickness; quantum correlation; Photonic Crystal

第一章 绪论

1.1 引言

随着半导体集成电路技术的不断进步,信息技术取得了飞速的发展,对人类生活和社会的发展产生了巨大的影响。然而,当芯片达到经典尺度的极限后,进一步缩小特征尺寸、提高集成度已相当困难。另外,电子作为集成电路的主要载体,当集成度过高时,电子间存在库仑力,电子间的相互影响所产生的热效应将大大降低集成电路的性能,并引起能量损耗大、信息传输慢等问题。这就是人们常说的“电子瓶颈”效应,它将制约信息技术的进一步发展。光子具有传输速度快、传输带宽大、光子间相互作用弱等优点,因此作为信息的理想载体,光子可极大地提高信息传输速度,降低能量损耗,增强抗干扰性能和保密性。

量子光学主要研究光子的量子特性及其在与物质相互作用中出现的各种效应。而激光的出现,由于其具有单色性好,亮度大,以及连续可调谐等特点,使得在确定原子和分子能级时具有更高的灵敏度和精确度。在相当长的一段时间里,科学家主要集中在光与二能级原子的相互作用,而几束光同时作用在介质上可能产生多光子跃迁和一些非线性现象,这些拓宽了非线性光谱学的研究领域。在光与原子相互作用过程中,与二能级系统相比较,光与三能级原子相互作用的非线性相互作用能够得到极大的增强,这主要是由于原子的相干效应引起的。

在光与原子相互作用的非线性过程中,原子相干效应扮演着很重要的角色。原子相干效应是当两束光作用在一个三能级原子系统时,会引起原子以一种相干叠加态的状态存在,这种状态会抑制原子介质对作用光场的吸收。基于原子的相干效应,通过理论研究和实验发现了许多有趣的量子现象,如相干布居俘获(coherent population trapping)^[1,2]、电磁诱导透明(electromagnetically induced transparency)^[3-7]、全光学开关(all optical switching)^[8]、光减速(slow light)^[9,10]和光存储(light storage)^[11,12]、四波混频(four wave mixing)^[8,13-16]、电磁诱导吸收光栅(electromagnetically induced absorption grating)^[17-21]、量子噪声抑制(quantum noise suppression)^[22]及量子纠缠(quantum entanglement)^[23-26]等。这些现象将对量子光学的发展产生革命性的影响。下面简单介绍几个典型的原子相干效应。

1.2 电磁诱导透明(EIT)效应

在这一部分，我们简单回顾一下在 Λ 型三能级结构中的 EIT^[27-30]。EIT 是一种消除原子对光场吸收的效应，尽管作用的光场与原子的跃迁中心能级是共振的。首先考虑一个简单的二能级原子系统（图 1.1），系统的 Hamiltonian 可以写为

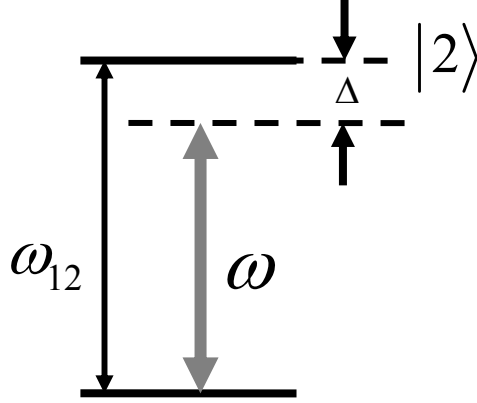


图 1.1：一束光场作用下的简单二能级原子系统。能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的间隔为 $\hbar\omega_{12}$ ，作用的光场的频率为 ω 。光场相对于原子共振频率失谐为 Δ

$$H = \hbar\omega_{12}|2\rangle\langle 2| - [|1\rangle\langle 2|\mu_{12} + c.c.] [Ee^{-i\omega t} + c.c.], \quad (1.1)$$

其中第二项的包含偶极算符（ $\mu_{12} = \langle 1|\hat{d}|2\rangle$ 是偶极矩阵元，表示光与原子作用的态之间的耦合强度）和单模电磁场，系统依赖于时间的量子态可以表示为

$$|\psi\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle, \quad (1.2)$$

在 Schrödinger 绘景下，系统随时间的演化可表示为：

$$\dot{\tilde{c}}_2 = i\Delta\tilde{c}_2 + i\Omega\tilde{c}_1, \quad (1.3)$$

$$\dot{\tilde{c}}_1 = i\Delta\tilde{c}_1 + i\Omega^*\tilde{c}_2, \quad (1.4)$$

或者等价地以有效 Hamiltonian 的形式表示为

$$H_{eff} = -\hbar \begin{bmatrix} 0 & \Omega^*(t) \\ \Omega(t) & \Delta \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

在以上计算中考虑了旋转波近似 $c_2 = \tilde{c}_2 e^{-i\omega t}$ ，忽略了快变项 $e^{i2\omega t}$ ，因为其振荡频率要比布居数的变化快的多，布居数是按照拉比频率 $\Omega = \mu E/\hbar$ 变化的。例如：

$$|c_2|^2 = \frac{1}{2} [1 + \cos(\Omega t)]. \quad (1.6)$$

EIT 是两个光场同时作用到原子时发生的现象，所以我们把研究从二能级转向三能级 Λ 型系统（图 1.2），图中所示的两个光场可以用来转移和俘获原子的布居数，最终使原子以两个基态的相干叠加态的形式存在，而激发态没有布居数存在。作用

在原子两束光场的拉比频率分别为 Ω_c (控制场) 和 Ω_s (信号场)。按照光与二能级原子相互作用同样的步骤, 系统的有效 Hamiltonian 可以写为

$$H_{eff} = -\hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_s^*(t) \\ 0 & \delta & \Omega_c^*(t) \\ \Omega_c(t) & \Omega_c(t) & \Delta_1 \end{bmatrix}, \quad (1.7)$$

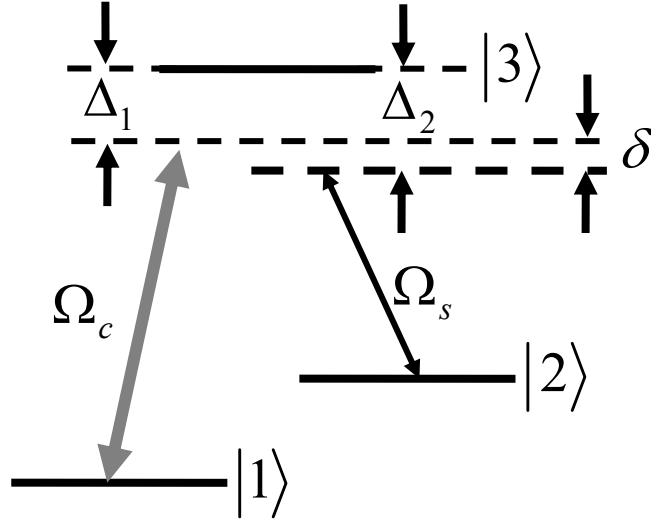


图 1.2: 三能级 Λ 型 EIT 系统。两束光分别作用在三能级原子的两个跃迁能级上, 相对于原子共振跃迁的失谐分别为 Δ_1 和 Δ_2 , 双光子失谐量为 $\delta = \Delta_1 - \Delta_2$ 。

如果我们假定双光子失谐 $\delta = 0$, 随时间变化的有效 Hamiltonian 量的本征态可以表示为

$$|a^+\rangle = \sin\theta \sin\phi |1\rangle + \cos\theta \sin\phi |2\rangle + \cos\phi |3\rangle, \quad (1.8)$$

$$|a^0\rangle = \cos\theta |1\rangle - \sin\theta |2\rangle, \quad (1.9)$$

$$|a^-\rangle = \sin\theta \cos\phi |1\rangle + \cos\theta \cos\phi |2\rangle - \sin\phi |3\rangle. \quad (1.10)$$

对应的能量本征值分别为

$$\hbar\omega^+ = \frac{1}{2}\hbar \left[\Delta + \sqrt{\Delta^2 + \Omega_s^2 + \Omega_c^2} \right],$$

$$\hbar\omega^0 = 0,$$

$$\hbar\omega^- = \frac{1}{2}\hbar \left[\Delta - \sqrt{\Delta^2 + \Omega_s^2 + \Omega_c^2} \right].$$

其中 $\tan\theta = \Omega_s/\Omega_c$ 。考虑下面的情景, 原子初始状态在 $|1\rangle$, 我们首先作用控制场 Ω_c , 能态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 被耦合起来, 本征态 $|a^+\rangle$ 和 $|a^-\rangle$ 为能态 $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ 的线性叠加态, 他们

之间的能级劈裂为 $\hbar\Omega_c$ (AC 斯塔克效应)。由于 $|a^+\rangle$ 和 $|a^-\rangle$ 都包含处于原子激发态的布居分布, 因此他们的偶极矩不为零, 会与光相互作用产生电磁辐射。对于 $|a^0\rangle$ 态, 由于不包含激发态 $|3\rangle$, 处于此态的原子偶极矩为零, 不能与光相互作用, 因此既不能产生电磁辐射, 也不会对光进行吸收。

$|a^0\rangle$ 用拉比频率来表示, 可以写为

$$|a^0\rangle = |D\rangle = \frac{\Omega_c|1\rangle - \Omega_s|2\rangle}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_s^2}}, \quad (1.11)$$

原子的态可以按照所作用的场来表示。我们看一下态 $|D\rangle$ 和激发态 $|3\rangle$ 之间的耦合情况, 可以发现 $\langle 3|H_{\text{int}}|D\rangle$ 是正比于 $\exp(i\omega_{13} + iE_1t/\hbar) - \exp(i\omega_{23} + iE_2t/\hbar)$, 如果 $\hbar\omega_{23} - \hbar\omega_{13} = E_2 - E_1$ (双光子共振), 吸收光子的概率为零。如果作用在原子上的两束光的其中一束在原子共振跃迁附近扫描, 除了 $\delta \approx 0$, 由于原子的吸收和自发辐射会有荧光出现, 在 $\delta \approx 0$ 由于荧光变暗 (没有荧光)。因此, $|D\rangle$ 也称为“暗态”, 暗态是指原子不与加在其上的光场相互作用。

在原子共振区域附近, 由于EIT效应, 原子对信号光场几乎没有吸收, 而且色散非常大^[31-33], 能够引起光群速度减慢。肖敏小组在1995年直接同时测量了EIT介质的吸收和色散曲线^[32], Harris等人1991年实验上首次观察到了光群速度减慢^[6]。Kimball等人1999年在热原子系统中把光的群速度减慢到8m/s^[9]。另外利用EIT效应可以极大的提高光与原子相互作用的非线性效应, 实验上可以观察到由驻波场作用下的冷原子介质形成的布拉格光栅衍射而产生的信号^[18, 34]。由此可见, 基于EIT的相干效应在光与原子相互作用过程中起非常重要的作用。

1.3 电磁诱导光栅 (EIG) 与四波混频 (FWM)

1.3.1 电磁诱导光栅简介

光栅是具有周期性的空间结构或光学性能 (如透射率、折射率) 的衍射屏。物体光学性质 (折射率和吸收系数) 的改变总是要经过一些外界的刺激使它脱离原来的平衡状态^[35]。例如光学介质吸收光以后会使电子从基态跃迁到激发态, 如果把光学介质放在有光束干涉图样的区域, 在亮纹的介质处于激发态, 在暗纹的介质仍然处于基态, 也就是说处在亮暗区域介质的布居数不一样, 这样就形成了一个布居数光栅

两束或多束相干光的空间叠加干涉可以使光场的能量出现空间调制分布, 这样的光场与物质相互作用也会使物质的折射率呈现空间调制分布形成一个电磁诱导光

栅。许多有趣的现象和应用都基于这种类型的光栅，例如全息存储^[36, 37]，通过全息光刻制造三维光子晶体^[38]等，光束的叠加形式决定了光栅的空间结构。

为了制造一个光栅，通常要把一束激光分为两束，然后叠加到一起进行干涉。一般为了方便，用准直过的TEM₀₀光束干涉，因为TEM₀₀光接近于理想的平面波。干涉产生的空间周期性光强或者偏振的周期性分布，会改变对放入干涉区域的物质光学特性，空间调制的光学介质特性的表现就像一个衍射光栅。

1.3.1 光栅的类型

一般来说，光学介质的复折射率可以表示为 $\tilde{n} = n' + in''$ ，其中实部 n' 代表我们通常意义上讲的折射率， n'' 表示介质的吸收。如果一些调制作用在光学介质上，引起复折射率 \tilde{n} 的周期性调制，就形成了一个光栅。用数学的形式可表示为^[38]

$$\Delta\tilde{n} = (\partial\tilde{n} / \partial X) \Delta X, \quad (1.12)$$

如果 X 为压力，形成光栅称为压力光栅， X 为温度，就称为温度光栅；如果 X 引起的调制只对 n' 起作用，形成的光栅称为相位光栅；如果 X 引起的调制只对 n'' 起作用，形成的光栅称为吸收光栅。

1.3.2 两束平面波的叠加

图1.3为两束平面波叠加的示意图。一束激光分成两束A和B，他们的波矢分别为 \mathbf{k}_A 和 \mathbf{k}_B ，电场振幅分别为 A_A 和 A_B ，光强分别为 I_A 和 I_B 。两束光A和B以角度 θ 交叉叠加在一起，会形成一个干涉图样，光栅矢量 \mathbf{q} 可表示为 $\mathbf{q} = \pm(\mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B)$ 。空间周期 $\Lambda = 2\pi/q$ ，这里 $q = |\mathbf{q}|$ 。 Λ 与波长 λ 的关系可表示为 $\Lambda = \lambda/2\sin(\theta/2)$ 。如果 θ 很小，光栅周期可近似表示为 $\Lambda = \lambda/\theta$ ($\theta \ll 1$)。

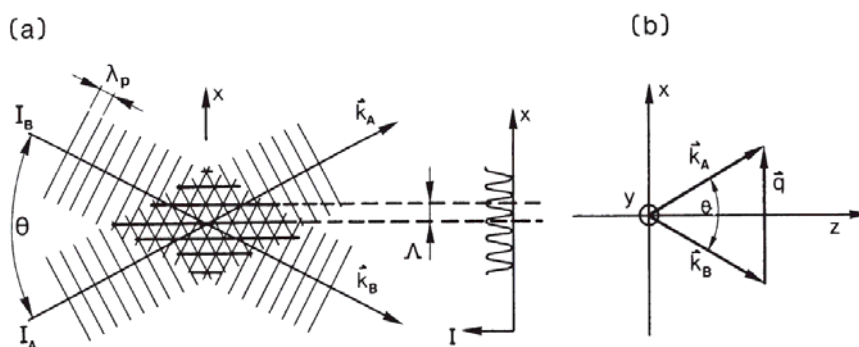


图 1.3 通过两束光的干涉产生光栅，两束光的强度分别为 I_A 和 I_B ，波矢分别为 \mathbf{k}_A 和 \mathbf{k}_B

在干涉区域的电场的幅度分布为

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_A e^{+ik_x x} + \mathbf{A}_B e^{-ik_x x}, \quad (1.13)$$

光的强度分布为

$$\begin{aligned} I &= \frac{n}{2} \varepsilon_0 c (\mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^*) = \frac{n}{2} \varepsilon_0 c (|\mathbf{A}_A|^2 + 2\mathbf{A}_A \mathbf{A}_B^* \cos 2k_x x + 2|\mathbf{A}_B|^2) \\ &= I_A + 2\Delta I \cos 2k_x x + I_B, \end{aligned} \quad (1.14)$$

其中 $\Delta I = \frac{n}{2} \varepsilon_0 c \mathbf{A}_A \mathbf{A}_B^*$ ，是强度的周期性调制，如果光学介质的光学特性依赖于光强，就可以形成一个光栅。

对于光学干涉形成的光栅来说，如果光学介质与相互作用的机制是各向同性的，引起介质的极化与电场的方向相同， ΔI 是一个非常重要的参量。但是如果叠加的两束光的偏振 $\mathbf{A}_A \perp \mathbf{A}_B$ ，此时 $\Delta I = 0$ 对于各向同性的介质将不能够形成光栅，但是对于各向异性介质来说，会引起不同于电场方向的其他方向的极化，此时 $\Delta I \neq 0$ ，也能够形成光栅。

对于偏振垂直的两束光场的叠加形成的光栅，需要用到张量的知识，计算比较复杂，详细的推导可参考^[35]，这里不再描述。

1.3.3 驻波场作用下的原子形成的布拉格光栅

2005年，肖敏小组^[39]利用图1.4 (a) 的实验装置，把一束耦合光分成两束，分别相互沿相反的方向经过铷原子汽室形成驻波，由于驻波光强在空间上呈现周期性

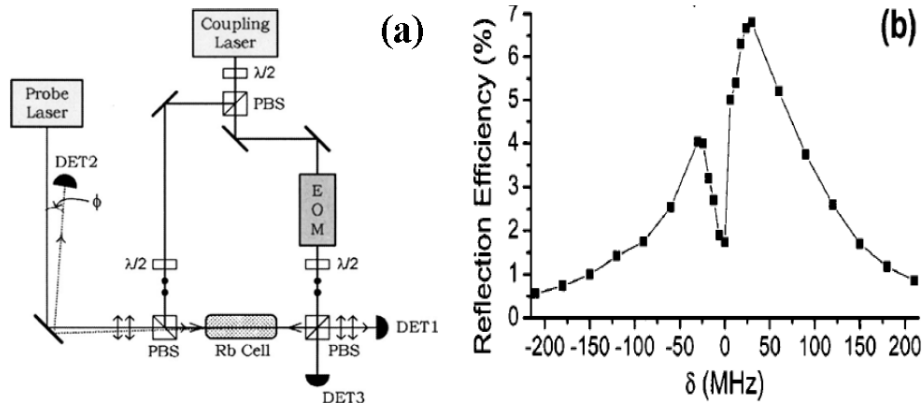


图 1.4 (a) 实验装置，(b) 实验测量的反色信号随失谐变化

的亮暗分布，使得处于驻波波幅处的原子对与的探针场形成一个三能级EIT系统，对探针光表现为透明，而波节处的原子，耦合光光强为0，对于探针光相当于是一个二能级吸收的过程。两个不同的物理过程使处于波幅和波节处原子对经过的探针光的折射率表现不一样，驻波光强分布的空间周期性调制将导致折射率的空间周期性调制，这就类似于一个光栅，会对经过的探针光布拉格反射，可以用 DET2 探测到布

拉格反射信号。从图1.4 (b) 可以看出在在比较宽的失谐范围内都有布拉格反射信号，反射信号的最大效率为7%。此外该小组还利用图1.4的装置实现了一种新型的全光开关。2011年，在驻波场作用下的铯原子汽室中，由于反常色散对四波混频相位失配补偿，使得布拉格反射效率提高到了83%^[40]。

在三能级EIT系统中，耦合光由行波场变为驻波场，探针光的透射由电磁诱导透明，变为电磁诱导吸收，色散由正常色散变为反常色散。利用其具有强吸收的特性，高锦岳小组^[41]将驻波场作用下的冷原子形成的光栅的理论模型推广到光子晶体领域，因为其具有类似于光子晶体的带隙结构；利用其色散的性质，可以使实现光速的操控，在2003年，Lukin M.D小组实验上实现了在部分驻波场作用的冷原子介质中的光脉冲静止并对其成功进行了存储^[42]。

1.3.4 原子作为非线性介质的四波混频

在四波混频过程中，如果参与作用的四束光具有相同的频率，称之为简并四波混频，反之为非简并四波混频。如果四波混频过程中的输入场与产生的信号的传播方向相反，称之为反向四波混频；如果具有相同的传播方向称之为同向四波混频。

图1.5给出了反向四波混频的三种类型其中 A_1 与 A_2 为输入的泵浦场反向共线传播， A_3 为信号场，由于找你整个四波混频过程要满足相位匹配条件，所以产生的信号 A_4 传播方向始终与 A_3 相反，而 A_4 的偏振则由其他三束场的偏振决定。

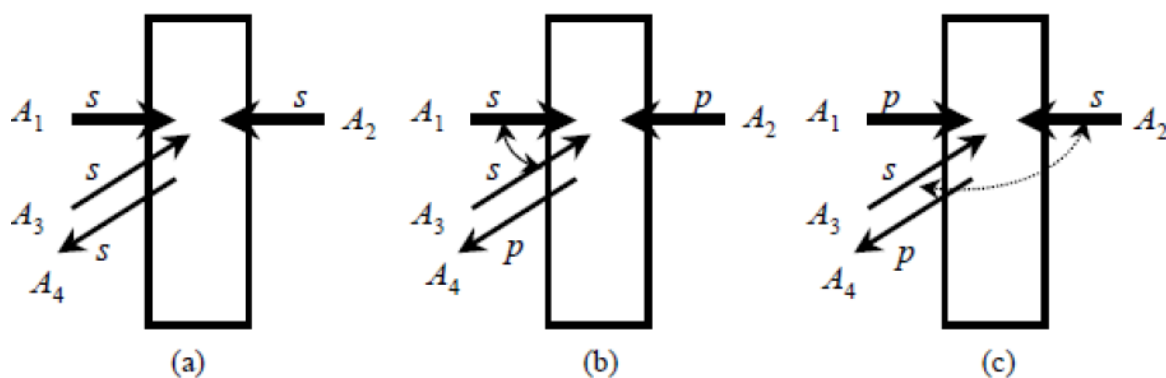


图1.5 三种类型的反向四波混频。(a) 输入光场和输出光场都为垂直偏振；(b) A_1 与 A_3 为垂直偏振，它们形成的光栅对水平偏振光 A_2 衍射，产生水平偏振信号 A_4 ；(c) A_2 与 A_3 为垂直偏振，它们形成的光栅对水平偏振光 A_1 衍射，产生水平偏振信号 A_4 。

图1.5所反映的符合一些非线性晶体四波混频过程，而基于原子的四波混频跟非

线性晶体又有所不同，例如在晶体中形成光栅的两束光的偏振必须相同，而在原子中，由于原子的相干效应，不同偏振的两束场也可以形成光栅，形成的光栅称之为相干光栅。

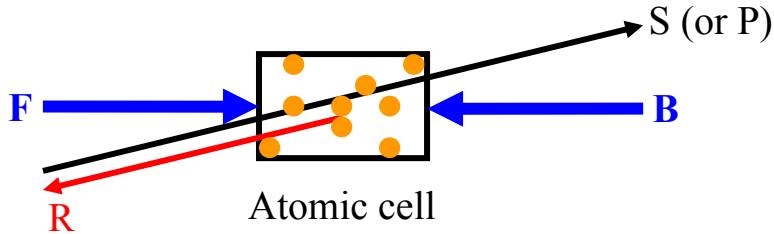


图1.6 原子介质中的相位共轭四波混频简图。F和B为向前和向后的泵浦场，S为输入的信号场，D为布拉格衍射信号

1995年，P. R. Hemmer 小组^[43]在钠原子汽室中利用如图1.6所示的相位共轭四波混频结构中得到了相对于输入信号光增益约为 50 的反射共轭场 R（图1.7右图），在这个实验中 F 与 S 的偏振方向相互垂直，作用在如图1.7左图所示的实验能级上，由于相干布局俘获或者电磁诱导透明效应，两个超精细分裂的基态会形成一个相干叠加暗态

$$|-\rangle = \frac{1}{\Omega_{SF}} [\Omega_S \exp(i\mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r}) |a\rangle - \Omega_F \exp(i\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{r}) |b\rangle], \quad (1.15)$$

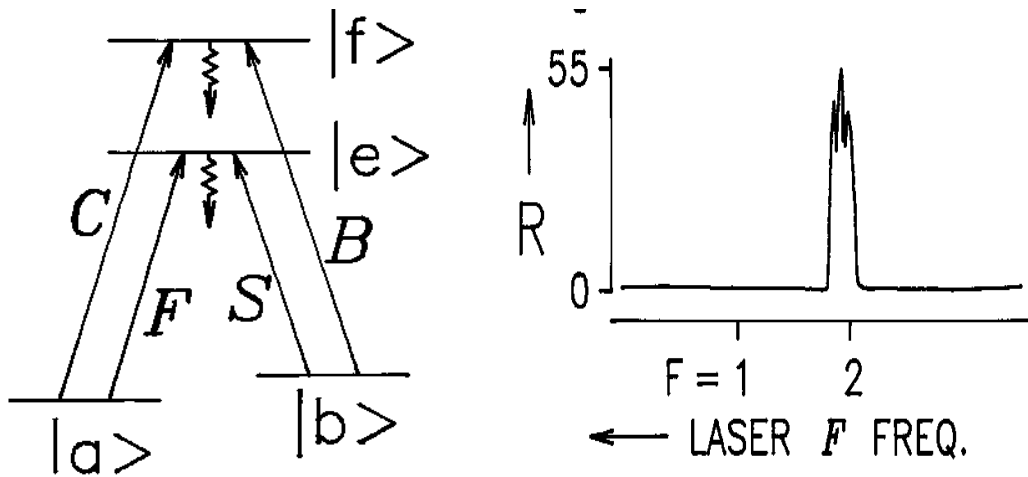


图1.7 实验能级图（左）与实验结果（右）。摘自文献[43]。

其中 Ω_S 和 Ω_F 分别为输入信号场 S 和向前泵浦场 F 的拉比频率， $\Omega_{SF} = \sqrt{\Omega_S^2 + \Omega_F^2}$ 。基态的相干性可以简单表示为

$$\rho_{ab} = \frac{\Omega_S \Omega_F^*}{\Omega_{SF}^2} \exp[i(\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_F) \cdot \mathbf{r}], \quad (1.16)$$

从式 (1.16) 可以看出, 如果 $\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_F \neq 0$, $\exp[i(\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_F) \cdot \mathbf{r}]$ 为一个空间周期函数, 相干性 ρ_{ab} 具有了周期性的空间调制, 形成了一个相干性的光栅, 对向后泵浦场 B 产生布拉格衍射, 其衍射信号用 C 表示。

如果作用能级的原子是简并的, 那么作用光的频率也是简并的, 即 $\mathbf{k}_S = \mathbf{k}_F$, 若输入信号场 S 和向前泵浦场 F 共线 $\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_F = 0$, ρ_{ab} 为一个常数, 不再具有空间周期性, 不能形成光栅, 所以在以原子为介质的简并四波混频中, S 相对于 F 以一定的小角度入射, 此时 $\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_F \neq 0$, 也可以形成相干性光栅。

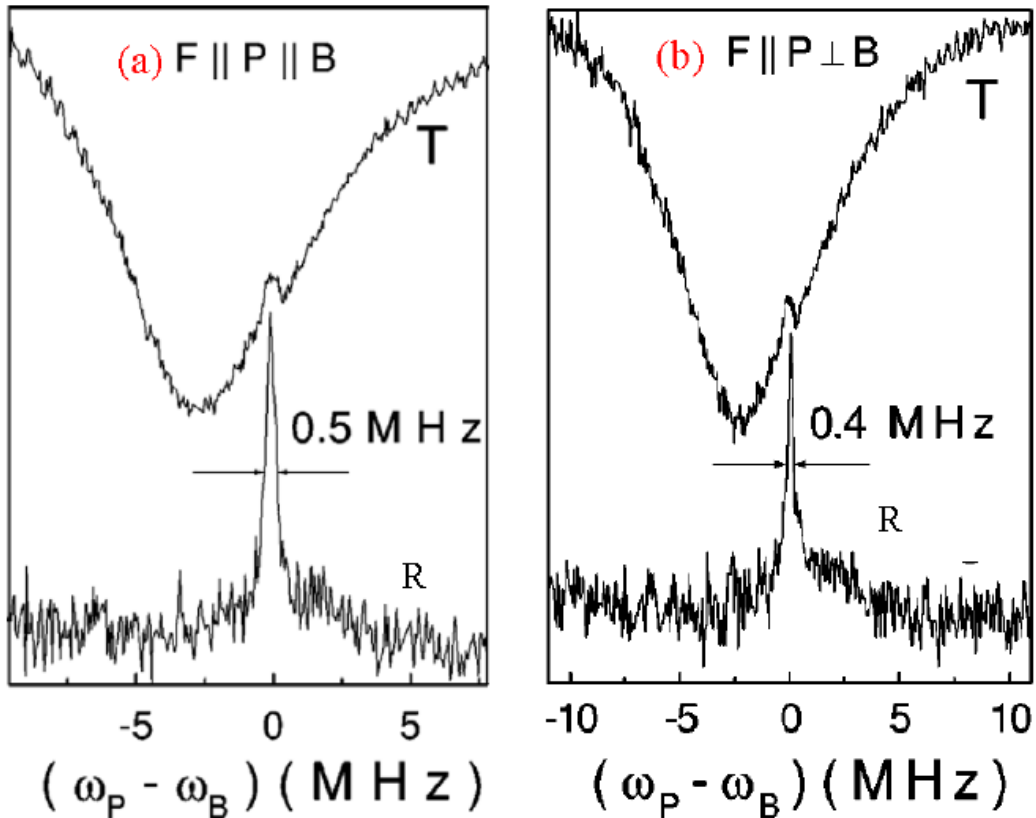


图1.8 不同偏振输入光产生的四波混频信号R。(a) 泵浦场 F 和 B 与输入信号场 P 的偏振相同, (b) 泵浦场 F 和探针场 P 的偏振相互平行与 B 相互垂直。摘自文献[44]。

2002年, J. W. R. Tabosa 小组^[44]研究了输入光场偏振不同时, 冷铷原子系综中的简并四波混频效应, 分析了不同偏振时产生共轭场 R 的物理机制, 图1.8和1.9是三种不同偏振结构入射光作用下扫描入射的信号场 P 得到的测量结果, 图1.8 (a)

为当泵浦场 F 和 B 与输入信号场 P 具有相同的偏振时, F 和 P 形成的干涉条纹作用在原子形成布居数光栅, 对泵浦场 B 产生布拉格衍射, 衍射信号为 R ; 同时, B 和 S 也能够干涉形成布居数光栅对泵浦场 F 布拉格衍射产生信号 R 。这时得到的信号 R 与 F 、 B 、 P 的偏振相同。图1.8 (b) 为泵浦场 F 与 探针场 P 偏振相互平行, 泵浦场 B 的偏振与 F 和 P 相互垂直的测量结果, F 和 P 形成的布居数光栅对 B 布拉格衍射产生信号 R , B 与 P 虽然偏振垂直, 但是它们之间的夹角太大, 原子的热运动破坏了 B 与 P 形成的布居数光栅。图1.9为 B 和 P 的偏振相互平行, F 与 B 和 P 相互垂直的测量结果, 产生的信号 R 包含有两部分, 一是 F 和 P 偏振相互垂直形成相干性光栅对 B 的衍射, 另一个是 B 与 P 形成的布居数光栅对 F 的衍射。

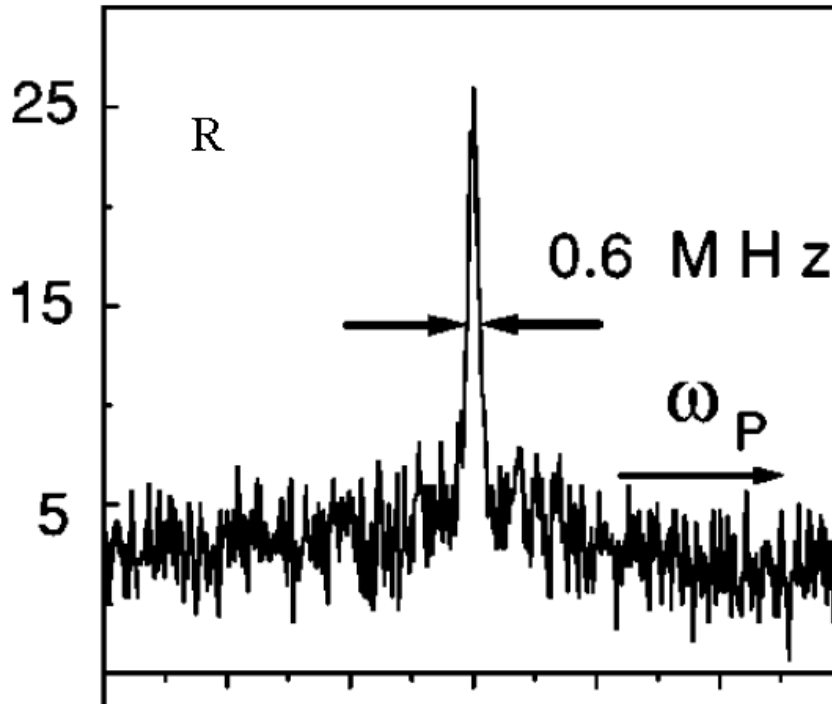


图1.9 不同偏振输入光产生的四波混频信号 R 。泵浦场 B 和探针场 P 的偏振相互平行与 F 相互垂直。摘自文献[44]。

1.3.5 原子中四波混频的应用

在如图1.6所示的四波混频过程中产生的信号光 R 与输入信号场 P 的相位是共轭的。由于光学相位共轭一般指两束传播方向相反的相干光之间的一种特殊关系, 它们之间的波前相位相差 π , 具有同样的横向电场分布。相位共轭光之间的这种独特的特性用来波前修复, 当向前的光束通过非均匀或者一些干扰介质时, 波前会畸

变，而此时向后的光束通过同样的干扰介质时会自动的消除这些影响。因此这种特性可以用来修正光学畸变。

在原子系综中对光信息的存储是一个非常理解的现象，它在经典和量子信息的传输过程中有着非常好的应用前景^[45]。光存储要求我们要能够对已经存入的光脉

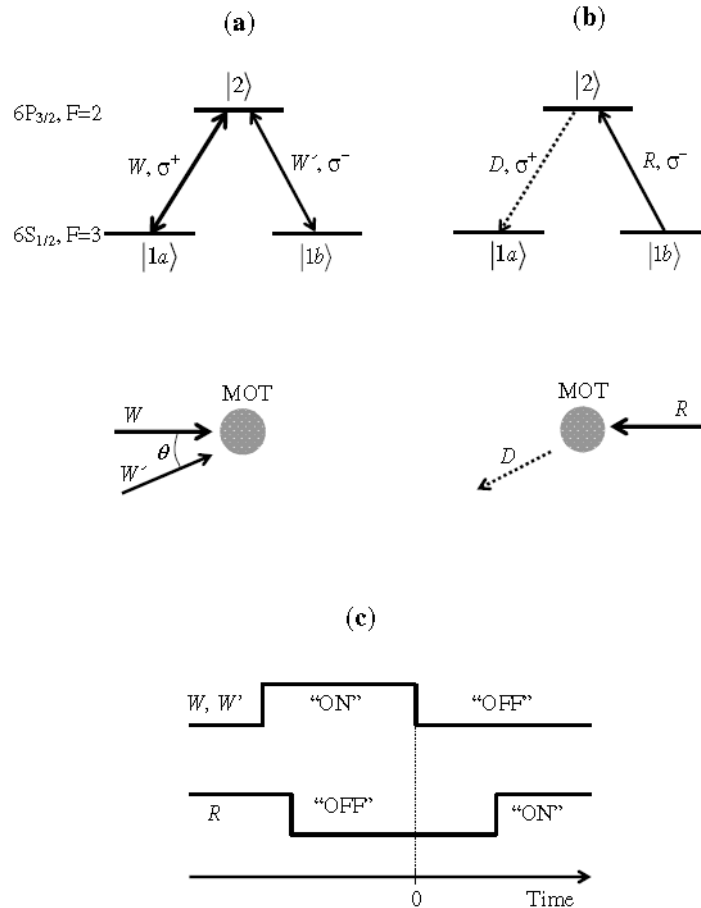


图1.10 (a) 塞曼子能级简图以及光与与原子的耦合时写入光 (W 和 W') 的传播方向; (b) 光与原子的耦合时读出光和衍射光 (R 和 D) 的传播方向。光束 W 和 W' 以一个小角度 θ 入射，它们之间的偏振分别为左旋和右旋， R 与 W 共线反向传播， R 的偏振为右旋。衍射信号 D 在与 W' 传播方向相反的方向探测。(c) 写光与读光的开关时序。摘自文献[54]。

冲提取出来，而且能够对提取出来的信息操控。第一次提出来在原子中进行光存储是通过电磁诱导透明效应^[46, 47]。目前为止，实验上已经在不同的系统中观察到了光存储^[48-53]。同样地，光存储也可以认为由于依赖于空间调制的基态相干性，光脉冲的振幅和相位信息在关掉写入光以后，仍然可以继续保持。2008年，J. W. R. Tabosa

小组^[54]所以可以利用如图1.10所示的向后四波混频结构进行光存储。图1.10中写光 W 和 W' 可表示为

$$\vec{E}_W = \varepsilon_W(\vec{r}) e^{i(k_W z - \omega_W t)} \hat{\sigma}^+, \quad (1.17)$$

$$\vec{E}_{W'} = \varepsilon_{W'}(\vec{r}) e^{i(\vec{k}_{W'} \vec{r} - \omega_{W'} t)} \hat{\sigma}^-, \quad (1.18)$$

对应的拉比频率为

$$\Omega_W(\vec{r}) = \frac{id_{2,1a} \varepsilon_W(\vec{r}) e^{i(k_W z)}}{\hbar}, \quad (1.17)$$

$$\Omega_{W'}(\vec{r}) = \frac{id_{2,1b} \varepsilon \varepsilon_{W'}(\vec{r}) e^{i(\vec{k}_{W'} \vec{r})}}{\hbar}, \quad (1.18)$$

光束 W 和 W' 与原子相互作用的相干性可以表示为

$$\rho_{1a,1b} = -\frac{\Omega_{W'}^* \Omega_W}{|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2}, \quad (1.19)$$

如果关掉写光 W 和 W' 后的相干性由于退相干可表示为

$$\rho_{1a,1b}^S(t_s) = \rho_{1a,1b} e^{-\gamma t_s}, \quad (1.20)$$

$$\sigma_{1a,2}^S(t_s) = 0, \quad (1.20)$$

$$\sigma_{1b,2}^S(t_s) = 0. \quad (1.20)$$

其中, $\sigma_{1a,2}^S$, $\sigma_{1b,2}^S$ 为基态与激发态之间的相干性。

接下来为打开读光 R 对存储的光信息提取的过程, 读光 R 可以表示为

$$(\vec{E}_R = \varepsilon_R(\vec{r}) e^{i(k_R z - \omega_R t)} \hat{\sigma}^-), \quad (1.21)$$

对应的拉比频率为

$$\Omega_R(\vec{r}) = \frac{id_{2,1b} \varepsilon_R(\vec{r}) e^{-i(k_R z)}}{\hbar}, \quad (1.22)$$

信息提取过程的布洛赫方程为

$$\frac{d\sigma_{1a,2}}{dt} = \Omega_R^* \rho_{1a,1b} - \Gamma_{12} \sigma_{1a,2}, \quad (1.23)$$

$$\frac{d\rho_{1a,1b}}{dt} = -\Omega_R \sigma_{1a,2} - \gamma \rho_{1a,1b}, \quad (1.24)$$

其中 $\sigma_{1a,2} = \rho_{1a,2} e^{-i\omega_R t}$ 。对式 (1.23) 和 (1.24) 联立求解的得

$$\sigma_{1a,2}(t) = \frac{\Omega_R^* \rho_{1a,2}^S(t_S) e^{-\gamma_1 t} \sinh(\gamma_2 t)}{\gamma_2}, \quad (1.24)$$

其中

$$\gamma_1 = \frac{\Gamma_{12} + \gamma}{2}, \quad (1.25)$$

$$\gamma_2 = \frac{\sqrt{(\Gamma_{12} - \gamma)^2 - 4|\Omega_R|^2}}{2}, \quad (1.26)$$

Γ_{12} 为上能级 $|2\rangle$ 到下能级 $|1\rangle$ 间的相干性的衰减率。

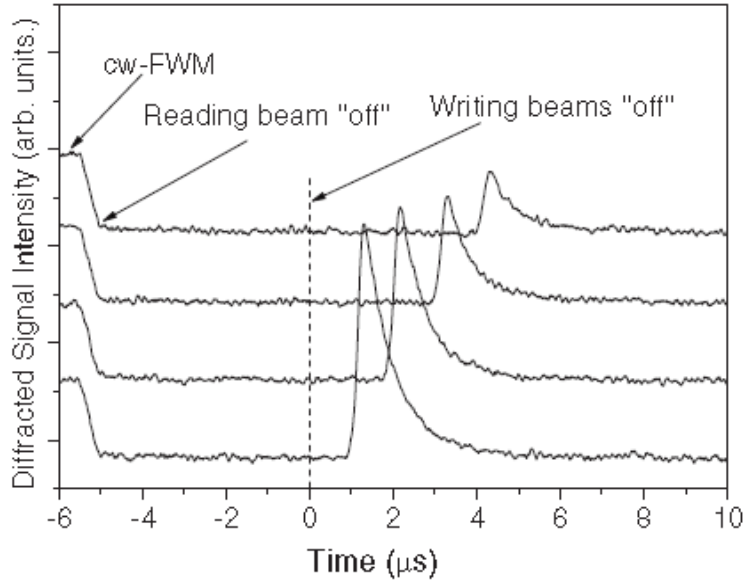


图1.11 在不同的存储时间从写入的光栅中的读出的布拉格衍射信号。摘自文献 [54]。

读取出来的信号可表示为

$$\bar{E}_D(\vec{k}, t) = \frac{id_{2,1b} N |\rho_{1a,1b}^S| f_R(t) e^{-i\omega t}}{4\pi\epsilon_0 (2\pi)^{3/2}} e^{-|\vec{k} + \vec{k}_W|^2 L^2/2}, \quad (1.27)$$

图1.11为J. W. R. Tabosa 小组^[54]实验上从存储的塞曼相干性光栅以不同的时间提取出来的布拉格衍射信号。看到了最大的存储时间为10 μs 。得出了最大的存储时间对磁场特别敏感，并且验证了连续稳定的四波混频信号与提取的衍射信号具有相同的偏振，都与读光 R 的偏振方向相反。

1.4 本文的主要内容

本文首先研究了在光与原子相互作用的实验中，精确得到实验中原子汽室光学厚度的方法；其次研究了基于原子相干效应，在EIT介质中实现光子晶体性质以及通

过拉曼四波混频获得明亮孪生光束。主要内容以下分为三部分：

1. 第二章通过通过对实验上测量到的光通过铯原子汽室透射曲线的理论精确拟合，计算得到了原子汽室的光学厚度。这为后续光与原子相互作用的相关实验工作中，原子光学厚度的精确标定提供了重要的参考价值。

2. 第三章实验上在铯原子汽室中，利用拉曼四波混频产生了明亮的孪生光束，并利用平衡零拍探测技术，对其噪声特性进行了测量；理论上不同原子汽室中获得不同量子关联度的关键机理。

3. 第四章分析了在 EIT 介质中实现光子晶体特性的可行性。驻波场作用下的 EIT 介质，具有类似于光子晶体所具有的折射率周期性空间调制的结构，对经过 EIT 介质的探针光在一定的频率区域表现为强吸收，类似于光子晶体中的光子带隙。

最后是对所有工作的总结及对以后工作的展望。

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

光学厚度是用来表征介质透明度的一个物理量^[55]，定义为光在传输路径上被散射或吸收的比率。不同频率的光对于同一介质具有不同的光学厚度。光学厚度作为衡量光在介质中传播的一个重要指标，在许多领域都有应用，如在大气物理学中，大气的混浊程度是用大气气溶胶光学厚度来表征^[56]。一直以来，大气气溶胶光学厚度都是国内外相关领域的研究对象^[56-60]。在实际生活和实践中存在很多光学厚度的测量方法，特别是随着卫星技术的发展，大尺度的光学厚度的测量可以通过星载微波辐射计来实现^[61]。因此光学厚度的精确测量在科研和实际应用中具有重要的意义。

光学厚度除了在大气物理中有重要应用外，在量子光学实验中也是一个重要的参数。在光子态的存储和量子纠缠实验中，光学厚度对存储的效率和纠缠度的大小都有很大的影响。理论计算表明当量子存储效率接近于1^[62]时的光学厚度要大于100。在冷原子作为光学介质的减光速实验中，带宽延时乘积能超过3^[63]时的光学厚度要大于60。在以热原子作为光学介质的四波混频实验当中，产生的四波混频信号光的效率大于40%^[64]时的铯原子汽室温度高于70℃，此时的光学厚度大于25。在与量子光学有关的原子气体实验中，大的光学厚度在非线性量子光学领域有广泛应用，比如，单光子源，单光子开关，原子自旋压缩等^[65, 66]。在这些实验中，光学厚度的大小直接关系到实验结果的好坏，因此光学厚度的精确测量和模拟就显得尤为重要。

一般情况下，在原子汽室的温度较低时，我们可以直接从实验测量光透过原子汽室透射曲线得到光的输入输出关系，然后利用比尔法则计算出原子介质的光学厚度。但是在输入光强较弱、原子汽室的温度较高的情况下，从透射曲线可以看出，在原子共振频率附近的透射光强为零，这种情况已经不能真实反映原子汽室对入射光的真实吸收情况，不能够得到光的输入输出关系，因此光学厚度不能够直接通过比尔法则得到。同时由于不同光强和不同偏振光与原子作用时的耦合强度不同，也会引起光学厚度的大小不一样，通过比尔法则很难将这些差异同时体现出来。因此我们在理论上通过求解速率方程得到在不同偏振光和不同光强作用下，处于不同超精细能级的每个塞曼子能级的布居数，从而得到原子共振吸收附近不同频率处的吸收系数。然后利用比尔法则拟合出实验测量的透射曲线，进而计算出具体作用光和作用能级参数下原子汽室的光学厚度。这一工作对光与原子相互作用相关实验研究

有很具体的参考价值。

2.2 理论分析光通过二能级原子系统后的吸收特性

一个简单二能级原子系统（如图 2.1 所示），基态为 $|a\rangle$ ，激发态为 $|b\rangle$ ，它们之间的共振跃迁频率为 ω_{ab} 。系统的介质长度为 L ，一束频率为 ω 的光通过该系统后的透射特性可用比尔法则^[67]来描述

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

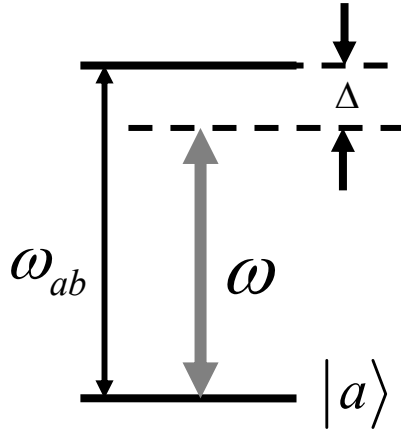


图 2.1: 一束光场作用下的简单二能级原子系统。能级 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间的间隔为 $\hbar\omega_{ab}$ ，作用的光场的频率为 ω 。光场相对于原子共振频率失谐为 $\Delta = \omega - \omega_{ab}$ 。

其中入射光强用 $I(\Delta, 0)$ 来表示，光通过原子系统后的透射光强用 $I(\Delta, L)$ 来表示，吸收系数用 $\alpha(\Delta)$ 来表示， $\tau(\Delta)$ 为系统的光学厚度。可以看出在(2.1)式中想要得到光学厚度，就必须找出吸收系数 $\alpha(\Delta)$ 与相对于原子共振频率失谐 Δ 的依赖关系。一个简单的二能级原子系统，吸收系数与频率失谐之间的关系可以表示为^[67]

$$\alpha(\Delta) = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{N_a - N_b}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2}, \quad (2.2)$$

其中光的波长为 λ ，上能级 $|b\rangle$ 的自发衰减率为 Γ ，处于基态和激发态的原子数密度分别为 N_a 和 N_b ，总的原子数密度为 $N = N_a + N_b$ 。

从(2.1)式和(2.2)式可以看出，为了得到原子系统的光学厚度 $\tau(\omega)$ ，我们必须先求得 N_a 和 N_b 。首先我们写出光与简单二能级原子相互作用的光学布洛赫方程^[3,4]

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

其中， ρ_{aa} 和 ρ_{bb} 分别表示原子处于基态和激发态的几率， $\tilde{\rho}_{ab}$ 和 $\tilde{\rho}_{ba}$ 是取慢变近似后的相干项， Ω 是光的拉比频率， $\Delta = \omega - \omega_{ab}$ 。由于自发辐射的存在，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。

事实上，我们如果将(2.3)式中 $\dot{\tilde{\rho}}_{ba}$ 和 $\dot{\tilde{\rho}}_{ab}$ 取为零，就能够把式(2.3)中的相干项消掉，这样由式(2.3)形成的方程组计算将会特别容易。为了证明这样处理是合理的，有些小组数值计算给出了几种介质中包含有相干项和没有相干项时的结果，发现光与原子相互作用很短的时间内，两种结果是不同的；但是在经过一段时间 $\sim 7/\Gamma$ 以后，数值计算得到的结果不可分， $1/\Gamma$ 为原子上能态的寿命，对于 Rb 原子， $1/\Gamma = 26.24$ ns，Cs 原子为 $1/\Gamma = 30.57$ ns，而一般原子穿过光束的典型时间要高于 $7/\Gamma$ 两个量级，也就是说随着时间的演化， $\tilde{\rho}_{ab}$ 和 $\tilde{\rho}_{ba}$ 要比 ρ_{aa} 和 ρ_{bb} 更快地到达稳态^[68,71]。作为近似，我们可以将(2.3)式中 $\dot{\tilde{\rho}}_{ba}$ 和 $\dot{\tilde{\rho}}_{ab}$ 取为零，化简后得到

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

考虑到由于多普勒效应引起的频率失谐，式(2.4)进一步写为：

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

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

其中 k 为波数， v 为原子的运动速度。式(2.5)和(2.6)右边的三项具有明确的物理意义。第一项分别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。

对于真实的原子系统，由于能级的简并，理想的二能级系统很少见的。因此我们以 Cs 原子为例，分析一束光通过 Cs 原子汽室后的透射情况。 ^{133}Cs D1 线的能级图如图 2.1 (a) 所示， $F=3$ 和 $F=4$ 为 Cs 原子基态的两个超精细能级， m_F 表示对应的磁量子数； $F'=3$ 和 $F'=4$ 为 Cs 原子激发态的两个超精细能级， m'_F 表示对应的磁量子数。 ^{133}Cs D1 线的基态和激发态共有塞曼子能级 32 个。图 2.1 (a) 带有箭头的三条线表示三个不同的跃迁通道， $m_F \leftrightarrow m'_F = m_F$ ， $m_F \leftrightarrow m'_F = m_F + 1$ 和 $m_F \leftrightarrow m'_F = m_F - 1$ 分别对应 π ， σ^+ 和 σ^- 跃迁。图 2.1 (b) 所示的是光的偏振方向与量子化轴(QA)的指向图。其中 QA 的方向用左边的箭头指示，光的传播方向和偏振方向用右边的的箭头指示。当光的传播方向与 QA 的方向垂直，偏振方向与 QA 的方向平行时，对应于图 2.1 (a) 中的 π 跃迁；当光沿着 QA 的方向传播时，对应于图 2.1 (a) 中的 σ^+ 和 σ^- 跃迁。

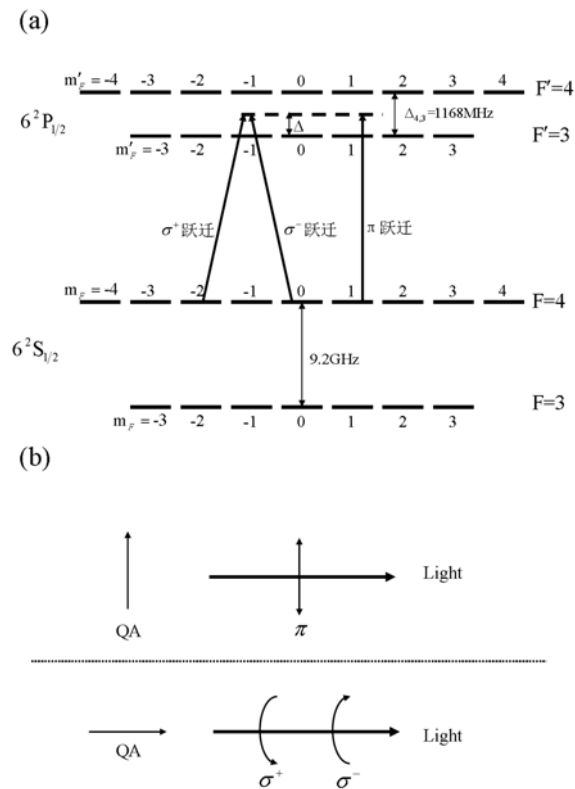


图 2.1 (a) 铯原子 D1 线能级图共有 32 个塞曼子能级，当 $m'_F = m_F$ 时，对应 π 跃迁，当 $m'_F = m_F + 1$ 时，对应 σ^+ 跃迁；当 $m'_F = m_F - 1$ 时，对应 σ^- 跃迁；(b) 光的偏振与量子化轴的取向。上半部分表示量子化轴 (QA) 的方向垂直于光的传播方向 (π 跃迁)，下半部分表示量子化轴的方向沿着光的传播方向 (σ^+ 跃迁和 σ^- 跃迁)。

不管与原子相互作用的是什么偏振方向的光，只要能够使跃迁选择定则得到满足，我们就可以把光作用在原子介质上的每个跃迁通道看成一个简单二能级原子系统，然后对每个简单二能级原子系统的吸收系数求解。原子对光的总的吸收系数就可以表示为这些简单二能级原子系统吸收系数的叠加。于是利用式(2.2)，光通过原子介质后的吸收系数可以表示为

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

其中 N_{F,m_F} 和 N'_{F',m'_F} 分别为基态和激发态的每个塞曼子能级的粒子数密度，它们之间满足

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

$q=0, \pm 1$ 分表示光的偏振为 π , σ^+ , σ^- , 偏振。我们定义 $F'=3$ 时取 $\Delta'=\Delta$; 当 $F'=4$ 时取 $\Delta'=\Delta-\Delta_{4,3}$, 激发态的两个超精细能级之间的间隔为 $\hbar\Delta_{4,3}$ 。

从(2.7)式可以看出想要知道吸收系数 $\alpha(\Delta)$ 与频率失谐 Δ 的依赖关系，就必须先要得到每个塞曼子能级的粒子数密度。式(2.5)与(2.6)已经得到了光与简单二能级原子系统相互作用的速率方程，我们可以在满足跃迁选择定则的前提下把式(2.5)与(2.6)推广到多能级原子系统，这样我们就可以写出整个原子系统的速率方程，从而求解得到每个塞曼子能级的布居数，然后与总的粒子数密度 N 相乘就可以得到每个塞曼子能级的粒子数密度。为了简化我们的符号，每个塞曼子能级的布居数用 P_{F,m_F} 和 Q_{F',m'_F} 来表示，分别对应 ρ_{F,m_F,F,m_F} 和 ρ_{F',m'_F,F',m'_F} 。满足基态 $F=4$ 的 9 个塞曼子能级的速率方程为^[68]

$$\frac{dP_{F,m_F}}{dt} = - \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F,m_F}^{F',m_F+q} \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{P_{F,m_F} - Q_{F',m_F+q}}{1+4((\Delta'+k\nu)/\Gamma)^2} + \sum_{m'_F=m_F-1}^{m'_F=m_F+1} \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F,m_F}^{F',m'_F} \Gamma Q_{F',m'_F} \quad (2.9)$$

满足基态 $F=3$ 的 7 个塞曼子能级的速率方程为

$$\frac{dP_{F,m_F}}{dt} = \sum_{m'_F=m_F-1}^{m'_F=m_F+1} \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F,m_F}^{F',m'_F} \Gamma Q_{F',m'_F} \quad (2.10)$$

从(2.9)可以看出表达式的第一项为吸收和受激辐射项，而(2.10)中没有对应的吸收和受激辐射项，这是由于 ^{133}Cs 基态 $6^2S_{1/2}$ 的两个超精细能级 $F=3$ 和 $F=4$ 之间的劈裂很大 ($\sim 2\pi \times 9.2 \text{ GHz}$)，而光相对于共振跃迁的失谐远小于于基态超精细能级的分裂，吸收和受激辐射的几率可以忽略不计，所以基态 $F=3$ 的 7 个塞曼子能级的布居

数只能通过上能态的自发辐射得到

最后，满足激发态的 16 个塞曼子能级速率方程为

$$\begin{aligned} \frac{dQ_{F',m'_F}}{dt} &= \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F',m'_F-q}^{F',m'_F} \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{P_{F',m'_F-q} - Q_{F',m'_F}}{1+4((\Delta'+k\nu)/\Gamma)^2} - \sum_{m'_F=m'_F-1}^{m'_F=m'_F+1} \sum_{F=F'-1}^{F=F'+1} R_{F',m'_F}^{F',m'_F} \Gamma Q_{F',m'_F} \\ &= \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F',m'_F-q}^{F',m'_F} \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{P_{F',m'_F-q} - Q_{F',m'_F}}{1+4((\Delta'+k\nu)/\Gamma)^2} - \Gamma Q_{F',m'_F} \end{aligned} \quad (2.11)$$

其中 (2.9)、(2.10) 和 (2.10) 中原子的运动速度用 ν 表示，波数用 k 表示，拉比频率用 Ω 表示，相对跃迁强度为^[69, 70]

$$\begin{aligned} R_{F',m'_F}^{F',m'_F} &= \frac{|\langle F m_F | er_q | F' m'_F \rangle|^2}{|\langle J || er || J' \rangle|^2} \\ &= (2J+1)(2F'+1)(2F+1) \left[\begin{matrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{matrix} \begin{matrix} F' & 1 & F \\ m'_F & q & -m_F \end{matrix} \right]^2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

式 (2.12) 中 $\langle J || er || J' \rangle = \langle J = 1/2 || er || J' = 1/2 \rangle = 2.702 \times 10^{29} \text{ C} \cdot \text{m}$ 为铯原子 D1 线的偶极矩，自旋与轨道角动量之和为 J ，核自旋为 I ，总角动量为核自旋与核外电子角动量之和 $F = I + J$ ， F 在 QA 方向的投影为 m_F ；式中小括号为 3- j 符号，大括号为 6- j 符号。

由于铯原子 D1 线所有塞曼子能态的共有 32 个，所以式 (2.9)、(2.10) 和 (2.10) 所表示的微分方程也为 32 个。我们假定在初始时刻，即 $t = 0$ 时所有原子处在基态的每个塞曼子能级上的概率为 $P_{F,m_F}(0) = 1/16$ ，处于激发态的每个塞曼子能级上的概率为 $Q_{F',m'_F}(0) = 0$ 。这主要是由于在初始时刻还没有光与原子相互作用造成的。在初始时刻原子所处的状态这个约束条件下，布居数随时间的变化可以通过对 32 个微分方程形成的微分方程组求解得到，进而吸收系数可以由式 (2.7) 得到

$$\alpha(\Delta, t) = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu f_D(\nu) N \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} \sum_{m'_F=-F}^m R_{F',m'_F}^{F',m'_F} \frac{P_{F,m_F} - Q_{F',m'_F+q}}{1+4((\Delta'+k\nu)/\Gamma)^2} \quad (2.13)$$

$$f_D(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}u} e^{-\left(\frac{\nu}{u}\right)^2} \quad (2.14)$$

$$u = \sqrt{2k_B T/m} \quad (2.15)$$

其中， $f_D(\nu)$ 为 Maxwell 速度分布函数； u 为原子运动的最可几速率； k_B 为 Boltzmann 常数； T 表示原子汽室的温度，单位为开尔文 (K)； m 为原子质量。

由于原子汽室中的原子的运动速度不一样，导致不同速度的原子通过光束横截

面所用的时间也不一样，使得不同原子吸收光的多少也不同，因此在实验上得到的透射信号是大量原子吸收的统计平均。为此我们用权重函数 $H(t)$ ^[68]（不同速度的原子通过光束横截面所需时间的分布函数）去乘式 (2.13) 吸收系数 $\alpha(\Delta, t)$ 来得到一个平均的吸收系数。

图 2.2 所示的为原子横向穿过光束横截面的示意图，光束束宽为 $2a$ ，穿过的路径长度为 ℓ ($0 \leq \ell \leq 2a$)，弦的长度为 ℓ 的几率分布函数为^[55]

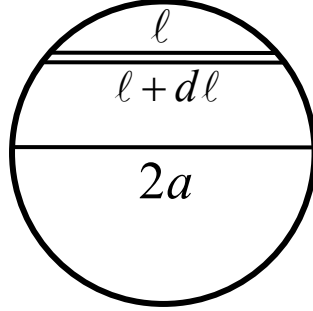


图 2.2 光束横截面示意图

$$F(\ell) = \frac{\ell}{2a\sqrt{4a^2 - \ell^2}} \quad (2.16)$$

$F(\ell)$ 的物理意义为原子横向穿过横截面的路径长度为 ℓ 与 $\ell + d\ell$ 的概率为 $F(\ell) d\ell$ 。

由于原子运动速度的不同，原子走过相同路径长度 ℓ 所用的时间也不同，原子的运动速度服从 Maxwell 速度分布函数，因此，原子走过相同路径长度 ℓ 所用的时间的几率分布函数为

$$G(t, \ell) = \frac{m\ell^2}{k_B T t^3} \exp\left(-\frac{m\ell^2}{2k_B T t^2}\right) \quad (2.17)$$

原子穿过束宽为 $2a$ 的光束横截面所用时间的几率分布函数为

$$\begin{aligned} H(t) &= \int_0^{2a} G(t, \ell) F(\ell) d\ell \\ &= \frac{1}{t} \left(-1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2\eta} (1 + 2\eta^2) e^{-\eta^2} \operatorname{erfi}(\eta) \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

其中 $\eta = 2a/(ut)$ 。光通过原子汽室后的平均吸收系数 $\bar{\alpha}(\Delta)$ 为

$$\bar{\alpha}(\Delta) = \int_0^\infty \alpha(\Delta, t) H(t) dt \quad (2.19)$$

最后原子介质的光学厚度表示为

$$\tau(\Delta) = \bar{\alpha}(\Delta) L \quad (2.20)$$

最终的计算首先是通过 Runge-Kutta 方法对式 (2.9) — (2.11) 形成的 32 个微分方程组进行数值求解, 进而得到每个塞曼子能级在每个时刻的布居数。在与原子共振吸收附近失谐附近的吸收系数可以通过对式 (2.13) 和 (2.19) 进行数值积分得到。最后实验测到的透射曲线可以利用式 (2.1) 得到, 每个失谐处的光学厚度可通过式 (2.20) 得到。

2.3 实验测量光通过二能级原子系统后的吸收特性

图 2.3 所示的为光通过 Cs 原子汽室透射曲线的实验测量装置, 图中的 ECDL 为光栅外腔反馈半导体激光器, 由于 ECDL 发出的光一般为长方形, 光斑的空间模式不太好, 所以它发出的光经过光纤整形为圆形, 然后通过由 $\lambda/2$ (半波片) 和 PBS (偏振分束棱镜) 组成的光学系统 (用来调节光的功率), 通过转动 $\lambda/4$ (四分之一波片) 来把 π (线偏振光) 光转换为 σ^+ (左旋圆偏振光) 或 σ^- (右旋圆偏振光)。当探测 π 光的透射信号时, 我们只需把光路中虚框里的 $\lambda/4$ 移去, 使光直接通过 Cs 原子汽室直接进行测量; 当探测 σ^+ 或 σ^- 光的透射信号时, 再把 $\lambda/4$ 移入光路中即可, 最后用 PD (探测器) 探测得到的信号接入示波器采集数据。

实验上用到的 Cs 原子汽室的长度 $L = 75\text{mm}$, 两个透射窗口镀有减反膜, 用来减低对光的线性损耗。Cs 原子汽室的外壁环绕有 3 层 μ 箔, 用来隔离电磁场对原子的影响。Cs 原子汽室的温度 T 通过在 μ 箔外壁环绕电加热带加热, 改变加在加热带上的电压可以改变原子汽室的温度 T 。处在 Cs 原子汽室中心的光斑直径约为 1mm , ECDL 的发出的光在 $F = 4$ 到 $F' = 3,4$ 附近扫描。

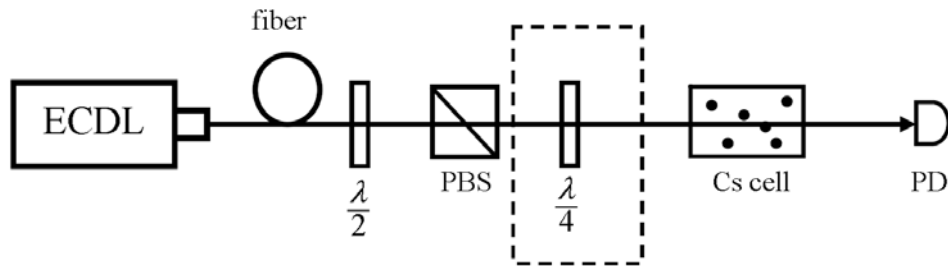


图 2.3 实验装置示意图。ECDL: 光栅外腔半导体激光器, PBS: 偏振分束棱镜, $\lambda/2$ ($\lambda/4$): 半波片 (四分之一波片), PD: 探测器。

2.4 理论拟合

理论分析表明, Cs 原子汽室对 σ^+ 和 σ^- 吸收的多少是一样的, 因此我们只考虑 π

和 σ^+ 的情况。我们首先测量了光功率为 $1.412 \mu\text{W}$ ，不同 T 下 π 和 σ^+ 光的透射谱。其次研究了 $T=50^\circ\text{C}$ 时，不同入射功率下 π 和 σ^+ 光的透射谱。

图 2.4 为入射光功率 $1.412 \mu\text{W}$ ， $a = 0.5 \text{ mm}$ ， $\Omega = 0.32\Gamma$ （入射光的拉比频率）时，不同原子汽室温度 T 的透射谱。 T 的取值分别为 25°C ， 50°C 和 70°C ，实验测到的透射谱为图中黑色粗线，理论拟合的为红色细线。图 2.4 (a) 为光偏振分别为 π 和 σ^+ ，能级跃迁为 $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4$ 的透射谱，图 2.4 (b) 为光偏振分别为 π 和 σ^+ ，能级跃迁为 $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ 的透射谱。从图中可以看出理论非常好的拟合出了实验结果。

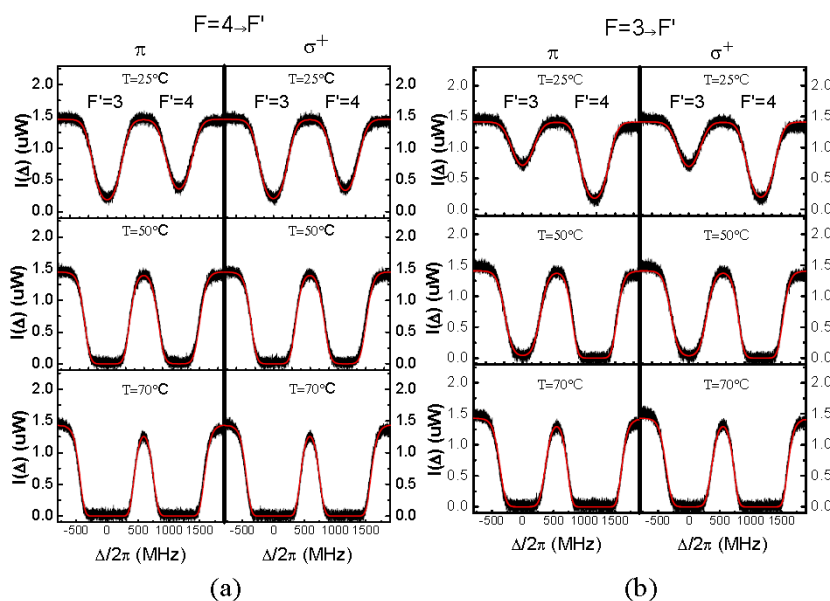


图 2.4 $\Omega = 0.32\Gamma$ 时，不同温度下透射曲线随失谐的变化情况。(a) $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4$ ，(b) $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ 。其他参量为 $\Gamma = 2\pi \times 4.6 \text{ MHz}$ ； $T = 25^\circ\text{C}$ ， $N = 4.2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ； $T = 50^\circ\text{C}$ ， $N = 2.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ； $T = 70^\circ\text{C}$ ， $N = 0.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。

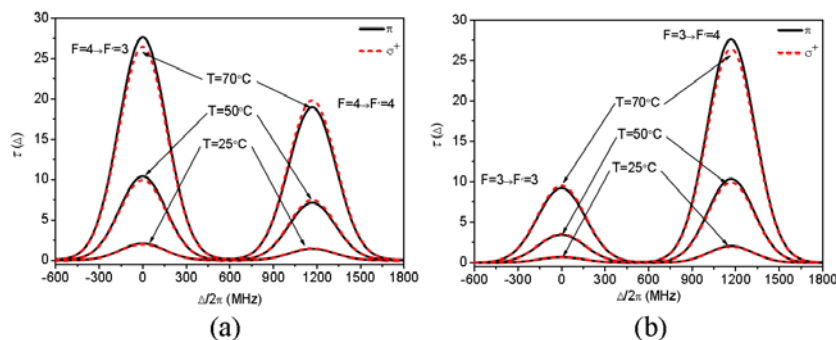


图 2.5 理论计算光学厚度随失谐的变化情况。(a) $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4$ ，(b) $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ 。其他参量同图 2.4

图 2.5 为在 T 的取值分别为 25°C , 50°C 和 70°C 时, 理论计算得到的 $\tau(\Delta)$ 随 Δ 的变化情况。图中其它参数选取同图 2.4, π 偏振光的光学厚度为黑色实线, σ^+ 偏振光的光学厚度为红色虚线。图 2.5 (a) 为光偏振分别为 π 和 σ^+ , 能级跃迁为 $F=4 \rightarrow F'=3,4$ 的透射谱, 图 2.5 (b) 为光偏振分别为 π 和 σ^+ , 能级跃迁为 $F=3 \rightarrow F'=3,4$ 的透射谱。从图 2.5 可以看出, 光学厚度随着温度的升高而迅速增大, 同时在原子共振跃迁附近, 相同条件下的不同偏振光的光学厚度不一样。

表 2.1^[55] $\Omega=0.32\Gamma$ 时, 不同温度和偏振状态下原子共振频率处的光学厚度 τ

$F' \rightarrow F'$	T=25°C		T=50°C		T=70°C	
	π	σ^+	π	σ^+	π	σ^+
4 → 3	2.05	1.96	10.39	9.94	27.63	26.44
4 → 4	1.4	1.47	7.12	7.45	18.94	19.82
3 → 3	0.68	0.71	3.47	3.59	9.22	9.54
3 → 4	2.05	1.96	10.39	9.94	27.63	26.44

通常我们提到的光学厚度 τ 的大小是处于原子共振中心频率处 τ 的大小, 因此我们把不同温度, 不同偏振, 不同跃迁能级共振中心频率处的光学厚度 τ 列表给出, 如表 2.1, 表中所列为图 2.5 原子共振中心频率出的光学厚度 τ 。从表中我们也可以看出如同图 2.5 一样的规律, 光学厚度 τ 随着温度的升高而迅速增大, 同时在原子共振跃迁附近, 相同条件下的不同偏振光的光学厚度 τ 略有差异。同时也发现, 在共振中心频率处能级 $F=4 \rightarrow F'=3$ 和 $F=3 \rightarrow F'=4$ 的 τ 大小相同, $F=3 \rightarrow F'=3$ 的 τ 最小。

图 2.6 所示的是光功率分别为 $0.404 \mu\text{W}$ ($\Omega=0.17\Gamma$), $1.412 \mu\text{W}$ ($\Omega=0.32\Gamma$) 和 $4.04 \mu\text{W}$ ($\Omega=0.54\Gamma$) 下实验测到的和理论拟合的透射谱, Cs 原子汽室温度为 $T=50^\circ\text{C}$ 。实验测到的透射谱为图中黑色粗线, 理论拟合的为红色细线。图 2.6 (a) 为光偏振分别为 π 和 σ^+ , 能级跃迁为 $F=4 \rightarrow F'=3,4$ 的透射谱, 图 2.6 (b) 为光偏振分别为 π 和 σ^+ , 能级跃迁为 $F=3 \rightarrow F'=3,4$ 的透射谱。从图中可以看出理论依然非常好的拟合出了实验结果。

图 2.7 所示的是温度 $T=50^\circ\text{C}$, 光功率分别为 $0.404 \mu\text{W}$ ($\Omega=0.17\Gamma$), $1.412 \mu\text{W}$ ($\Omega=0.32\Gamma$) 和 $4.04 \mu\text{W}$ ($\Omega=0.54\Gamma$) 下理论计算得到的光学厚度 τ , 从图中可以

看出 Cs 原子的光学厚度 τ 随着光强的增加而逐渐变小，这主要是由于随着光强的增加，处于能级基态的布居数不断减少，对光的吸收也不断减少引起的。同时我们也注意到，在原子的共振中心频率处，光强较小时，原子对 π 和 σ^+ 的吸收大小基本一样，而随着光强的变大，原子对 π 和 σ^+ 的吸收的多少完全不一样，导致这样的结果出现的原因是光强较弱时，不论选取什么样的偏振光，它们对每个塞曼子能级布居数的改变都很小，因此原子对 π 和 σ^+ 的吸收大小基本一样；而随着光强的增加，由于 π 和 σ^+ 跃迁路径和跃迁强度的不同，处于塞曼子能级布居数对于不同偏振光的差异也很明显，因此原子对 π 和 σ^+ 的吸收的多少完全不一样。

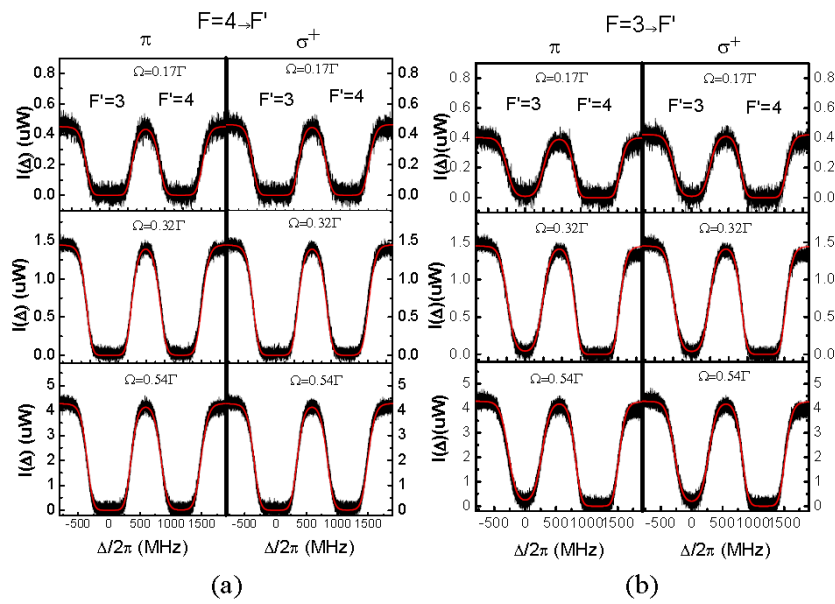


图 2.6 $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时，不同光强和偏振下透射曲线随失谐 Δ 的变化情况。(a) $F=4 \rightarrow F'=3,4$ ，(b) $F=3 \rightarrow F'=3,4$ 。 $\Gamma=2\pi \times 4.6\text{ MHz}$ ， $N=2.2 \times 10^{17}\text{ m}^{-3}$ 。

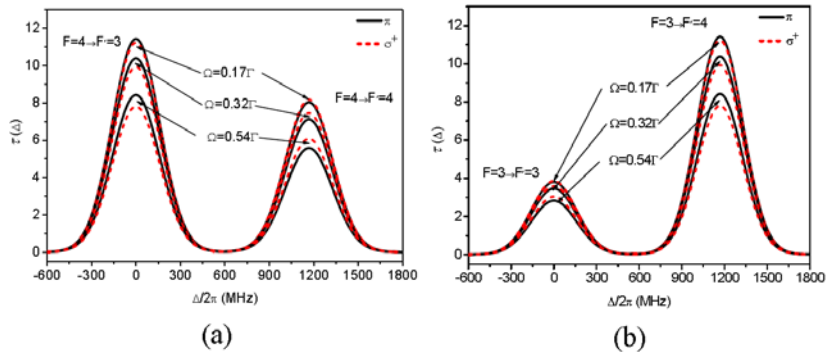


图 2.7 理论计算光学厚度 τ 随失谐 Δ 的变化情况。(a) $F=4 \rightarrow F'=3,4$ ，(b) $F=3 \rightarrow F'=3,4$ 。其他参量同图 2.6

同样我们以列表的形式给出把图 2.7 中所示原子在共振中心频率处 τ 的大小。表 2.2 列出了温度 $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时，不同光强，不同偏振的条件下不同跃迁共振中心频率处的 τ 的大小。表中我们也可以看出如同图 2.7 一样的规律，光学厚度 τ 随着光功率的增加而减小，同时在原子共振跃迁附近，相同条件下的不同偏振光的光学厚度 τ 也略有差异。同时也发现，相同条件下的 τ 在共振中心频率处能级 $F=4 \rightarrow F'=3$ 和 $F=3 \rightarrow F'=4$ 的大小相同，而 $F=3 \rightarrow F'=3$ 最小。

 表 2.2^[55] $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，不同光强和偏振下原子共振频率处的光学厚度 τ

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

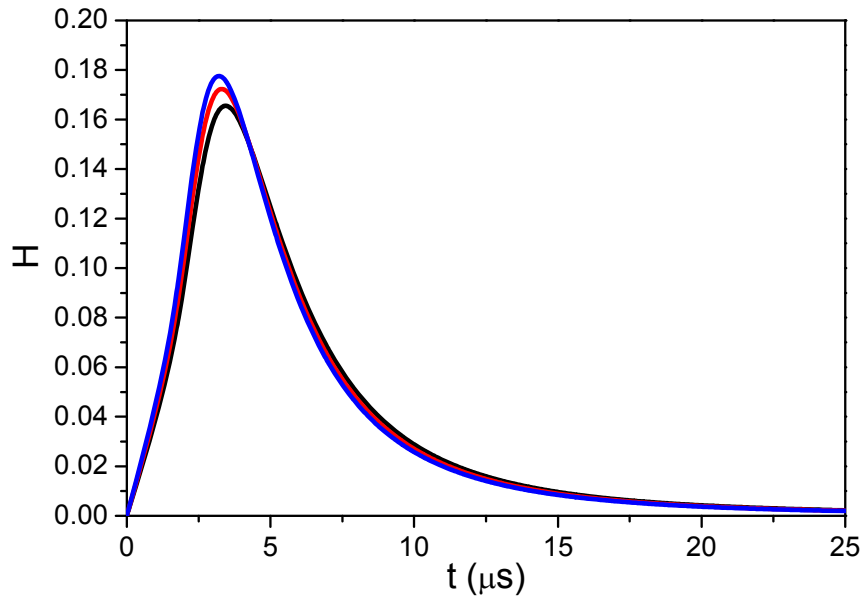


图 2.8 原子穿过光束横截面所用时间的几率分布函数 H , $a = 0.5\text{ mm}$, $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (黑色), $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$ (红色), $T=70\text{ }^{\circ}\text{C}$ (蓝色)。

图 2.8 所示的为式利用 (2.18) 得到的原子穿过束宽为 $a = 0.5 \text{ mm}$ 的光束横截面所用时间的几率分布函数 H ，图中黑色、红色、蓝色曲线分别为 $T=25 \text{ }^\circ\text{C}$ 、 $T=50 \text{ }^\circ\text{C}$ 、和 $T=70 \text{ }^\circ\text{C}$ 时的 H ，从图中可以看出温度 T 对 H 的影响不大，原子横向穿过光束所用的时间主要集中在一定的时间范围内， $15 \mu\text{s}$ 以后的 H 值已经很小，约为 H 最大值的 1%，也就是说原子穿过光束用时超过 $15 \mu\text{s}$ 的原子数目已经很少，大部分原子在 $15 \mu\text{s}$ 以内穿过光束，超过 $15 \mu\text{s}$ 的原子对吸收的影响可以忽略不计。由此我们在计算吸收系数 $\bar{\alpha}(\Delta)$ 和光学厚度 τ 时对时间的数值积分只要考虑到 $15 \mu\text{s}$ 内就可以了。

图 2.9 - 2.12 为光的频率与原子能级跃迁 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 共振时，不考虑多普勒效应时，在 $\Omega = 0.32\Gamma$ 时，利用式 (2.9) - (2.11) 理论计算得到每个塞曼子能级布居数随时间的变化情况。其中图 2.9 为 $F = 4$ 的九个塞曼子能级的布居数随时间变化情况，从图 2.9 可以看出，在 $t=0$ 时刻，每个塞曼子能级的布居数相同，而随着相互作用， $F = 4$ 的塞曼子能级 $|4, -4\rangle$ 和 $|4, 4\rangle$ 的布居数不断变大，最终其布居数的值接近 0.15；而 $F = 4$ 的其他塞曼子能级的布居数随时间不断变小，直到布居数变为 0。每个塞曼子能级的布居数在 $t > 15 \mu\text{s}$ 时基本都达到稳态。

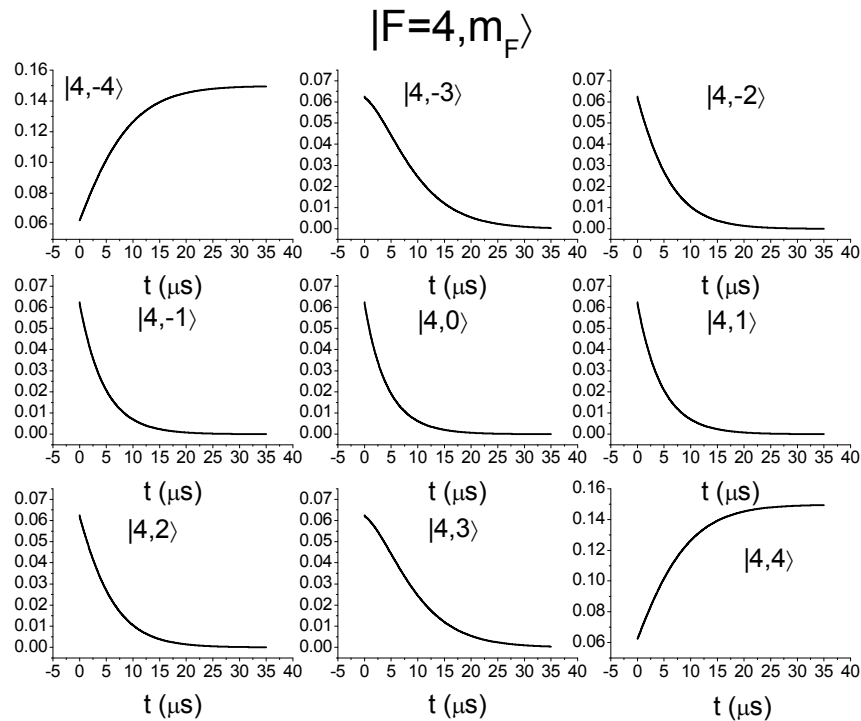


图 2.9 光与能级跃迁 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 共振时基态 $F = 4$ 的九个塞曼子能级的布居数随时间变化情况。

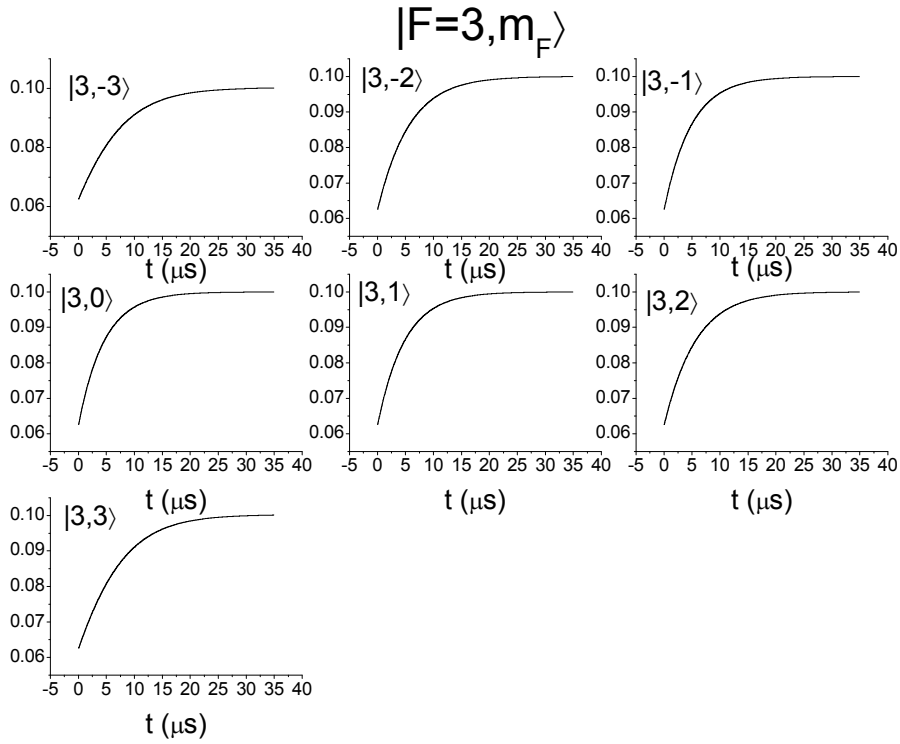


图 2.10 光与能级跃迁 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 共振时基态 $F = 3$ 的九个塞曼子能级的布居数随时间变化情况。

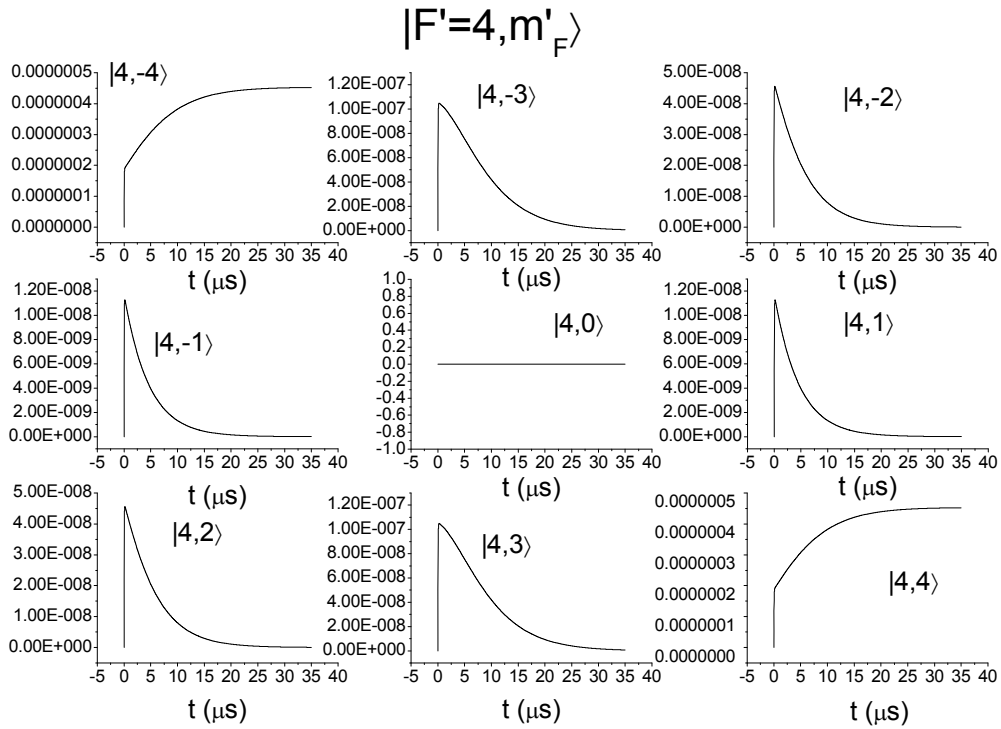


图 2.11 光与能级跃迁 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 共振时基态 $F' = 4$ 的九个塞曼子能级的布居数随时间变化情况。

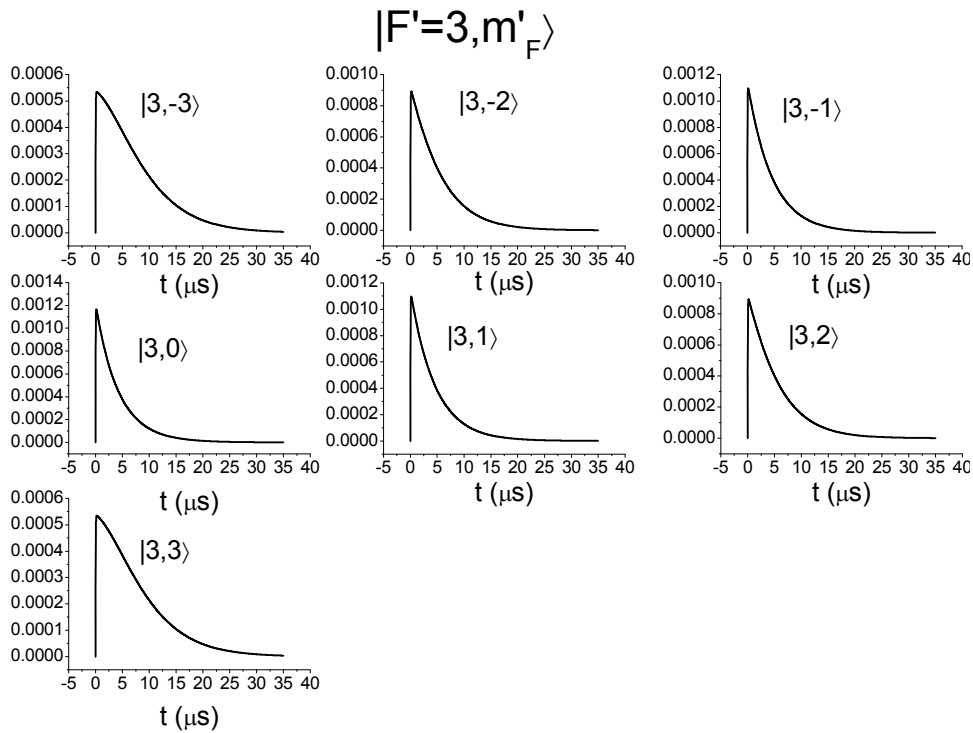


图 2.12 光与能级跃迁 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 共振时基态 $F' = 3$ 的九个塞曼子能级的布居数随时间变化情况。

图 2.10 为 $F = 3$ 的九个塞曼子能级的布居数随时间变化情况，从图 2.10 可以看出，在 $t = 0$ 时刻，每个塞曼子能级的布居数相同，而随着相互作用， $F = 3$ 的每个塞曼子能级的布居数都随相互作用时间不断变大，最终其布居数的值都接近 0.1；图 2.11 和 2.12 反映的为激发态 $F' = 4$ 和 $F' = 3$ 的每个塞曼布居数随相互作用时间 t 的变化关系，从图中可以看出激发态的布居数总体上看与基态相比都非常小，对吸收的影响比较小。在达到稳态以后的布居数和初态 $t = 0$ 时刻一样仍然是基态 $F = 4$ 和 $F = 3$ 所有塞曼子能级布居数之和接近于 1，与初态 $t = 0$ 时刻所不同的是布居数不是均匀的分布在基态的每个塞曼子能级，而是由于光与原子的相互作用使得布局数进行了重新分布，使得作用能级塞曼子能级的布居数大小不一样，由于每个塞曼子能级对应的跃迁路径的跃迁强度不同，这也就反映出为什么原子的光学厚度依赖于光的强度，光强较弱，引起的基态每个塞曼子能级的布居数的差异较小，而光强越强，其差异性就越大所以。每个塞曼子能级布居数由于光的作用引起的差异性以及跃迁路径的跃迁强度的不同，导致了介质的光学厚度依赖于光的强度。

2.5 小结

比尔定律（式（2.1））只适用于通过光学介质的光光强较弱的情况，而当光的强度较大时，光与介质相互作用，出现受激吸收和受激辐射，此时比尔定律不能够准确反映介质的透射特性。当光的强度远远超过介质的饱和光强时，介质不再对光进行吸收，对通过的光几乎透明。

在图 2.7 中的拟合数据对应的光强分别为 $0.06I_{sat}$ 、 $0.12I_{sat}$ 、 $0.34I_{sat}$ ，其中 $I_{sat}=1.44 \text{ mW/cm}^2$ 是 Cs 原子 D1 线塞曼子能级跃迁 $|F=3, m_F=\pm 3\rangle \rightarrow |F=4, m_F=\pm 4\rangle$ 的饱和光强，式（2.9）—（2.11）把受激吸收和受激辐射以及自发辐射的影响也考虑到了，这些都是对比尔定律符合物理意义的适当修正。

总体来说，这一章主要是通过理论计算对测量到的透射曲线的精确拟合，得到了原子在不同条件下的光学厚度。理论分析和实验结果都表明原子的光学厚度跟光强和原子汽室的粒子数密度有关——光强越大，光学厚度越小；粒子数密度越大，光学厚度越大。这一理论的研究方法可以应用到 Cs 原子的其它能级跃迁以及其它的碱金属原子。同时也为光与原子相互作用的实验中原子介质光学厚度大小的精确测量提供了一种方法。

第三章 在铯原子汽室中产生高频差孪生光束的实验研究

3.1 引言

作为一个重要的量子源，具有量子关联特性的连续变量孪生光束可以极大地促进量子信息传输的发展^[72]，由于孪生光束有较高的强度（相对于压缩真空态）^[73]，相对来说可以更容易通过直接探测得到需要的信息^[74]，它在很多方面都有应用，例如，亚散粒噪声的测量^[74,75]，高灵敏度光谱^[73]，量子通信安全和量子成像等^[72,76-81]。最著名的量子源是通过阈值以上的非简并连续光学参量振荡器^[73-75, 82, 83]产生的。然而非简并连续光学参量振荡器的工作频率一般都远离原子的共振跃迁，限制了基于原子的量子通讯协议之间的交换，因为量子通讯协议之间的交换需要产生的光子对的波长与原子的跃迁频率相匹配^[84-85]。因此，2001年 Lukin 小组首次提出了直接利用原子系统产生作为分离变量的量子关联光子对^[87]，而且实验研究了在双 Λ 型铷原子^[88,89]和铯冷原子^[90]中直接产生作为分离变量的量子关联光子对。

综合以前的实验和理论研究，基于电磁诱导透明^[91]的量子相干性是一项非常重要的技术，因为它可以用来增强光与原子相互作用过程的非线性^[92-95]。把电磁诱导透明与非线性四波混频过程结合到一起考虑，为产生原子跃迁线附近的连续变量的明亮孪生光束提供了新的思路^[25]，而随着量子光学的不断发展，在铷^[79,80, 97-101]和铯原子^[102]汽室中观察到了明亮的孪生光束，对它的理论解释是基于四波混频过程^[103,104]。以上的理论解释与实验测量的结果看上去似乎一致，但是不够细致，它不能够区分不同原子四波混频的特点。而我们不但在实验上观察到了在铯原子汽室中产生的孪生光束，而且得到了依赖于具体原子参数的量子关联理论，指出了在不同原子中观察到量子关联的区别。理论研究和实验过程表明，在铯原子中量子关联光场必须在大的单光子失谐和比较长的铯原子汽室中才能够产生。由于产生的量子关联光场处于铯原子的跃迁线上，对基于光与原子系统节点的远距离量子通讯网络显得特别重要^[87]，因为铯原子具有以下几个优点：它的基态超精细分裂适合于全光学原子钟^[105]，D1 线的波长在 894 nm，正好处于 InAs 量子点^[106]激子发射的频率区域，为基于原子和固态系统的相干界面的发展提供了可能。相信这样的结果对基于原子和固态系统的量子计算和量子信息处理是非常有用的。

3.1.1 原子系统中拉曼四波混频的发展及应用

2007年，P. D. Lett 小组^[97]用 ⁸⁵Rb 作为非线性增益介质在如图 3.1 所示的实验装

置中观察到了拉曼增益四波混频，并且测量了产生的共轭场与放大的探针场之间的强度差关联，图 3.2 为测到的关联度低于散粒噪声 3.5 dB（消除损耗的影响修正为 8.1dB）的强度差压缩。2008 年，Kenji Mori 小组^[115]在钠原子汽室中观察到了增益高达 32 的拉曼增益四波混频，但是他们只研究了产生这种现象背后的物理机制，而没有去研究产生和放大的光场之间的量子关联。同年 P. D. Lett 小组^[116]还是利用如图 3.1 所示的装置在分析频率为 4.5 KHz 附近测量到了低于散粒噪声 8dB 的强度差关联。

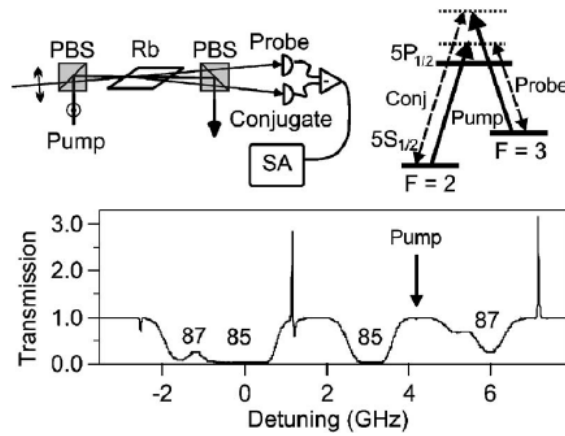


图 3.1 左上角，实验装置图；右上角，实验能级图；正下方，测量到的探针场的透射随失谐的变化曲线

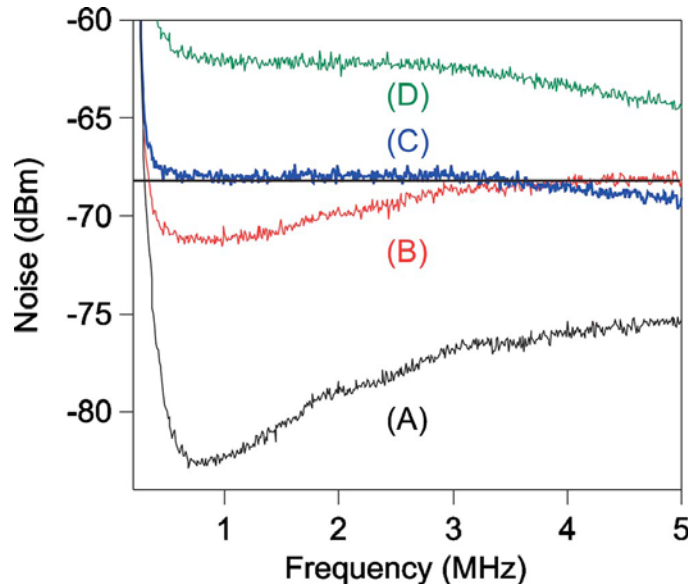


图 3.2 钠原子作为增益介质实验结果置 (a) 探针光非单光子共振；(b) 探针光单光子共振；(c) 探针光与耦合光满足双光子共振条件

随着实验的不断优化，实验发现拉曼四波混频可以用来产生带有轨道角动量的明亮孪生光束^[117,118]，它们之间存在着非局域关联。但是关于用铯原子作为非线性增益介质，通过拉曼四波混频产生明亮压缩态光场的相关报导却很少。

3.2 实验

3.2.1 实验能级与实验装置

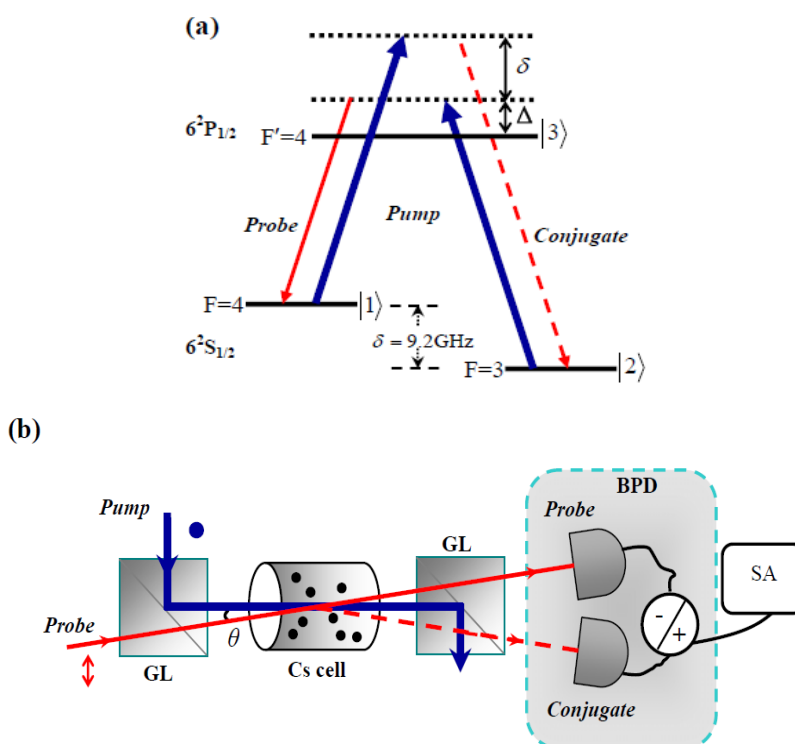


图 3.3 (a) 铯原子 D1 线的能级图，以及相应的双 Λ 型能级结构；(b) 实验装置，GL： 格兰激光棱镜，BPD： 相互平衡的光探测器，SA： 频谱分析仪。

由铯原子 D1 线形成的 Λ 型三能级原子系统有一个上能级 $|3\rangle$ ($6^2P_{1/2}, F'=4$) 和两个下能级 $|1\rangle$ and $|2\rangle$ ($6^2S_{1/2}, F=4$ and $6^2S_{1/2}, F=3$) (如图 3.3 (a))。两个下能级之间的频率间隔为 $\delta = 2\pi \times 9.2 \text{ GHz}$ 。上能级 $|3\rangle$ 的自发衰减率为 $\Gamma = 2\pi \times 4.6 \text{ MHz}$ 。一束强的泵浦场 (频率为 ω_0) 同时作用两个能级跃迁路径 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 上，相对于能级跃迁的单光子失谐分别为 $\Delta + \delta$ 和 Δ 。同时，一束弱的探针场 (频率为 ω_a) 也作用在能级跃迁 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 上，相对于能级跃迁的单光子失谐为 Δ 。基于两个下能级之间相干性的高效率的四波混频可以在拉曼驱动的双 Λ 型三能级原子系统下产生

(参考文献[64]中的式(3,4))。当两个泵浦光子被同时吸收, 探针光由于受激拉曼非简并四波混频过程被放大, 同时产生了频率为 $\omega_b = 2\omega_0 - \omega_a = \omega_a + 2\delta$ 的探针光子。在这个过程中满足两个双光子共振条件(一为探针光与泵浦光, 另一个为共轭光与泵浦光)和相位匹配条件, 因此, 探针光和共轭光之间的频率差为 18.4 GHz, 并且它们之间存在的量子关联。在实验上, 我们用两个钛宝石激光器分别作为泵浦光和探针光, 钛宝石产生的光的线宽约为 40 KHz, 并各自通过内部锁定环路稳频。在我们的系统中也尝试了用半导体激光器作为探针光光源, 由于原子的色散, 发现本身所固有的高相位噪声将会转化为振幅噪声, 测不到量子关联^[108,109]。

实验上我们对长度分别为 5、10、15、25 mm 的铯原子汽室产生的孪生光束分别进行了测量, 温度均控制在 112 °C, 原子汽室的非共振跃迁损耗分别为 12% (5 mm 和 10 mm 原子汽室), 14%和 7% (15 mm 和 25 mm 原子汽室)。实验上为了使探针光和泵浦光得到较好的重叠, 他们的光束束宽分别为 0.5mm 和 0.67mm。如图 3.3 (b), 探针光以相对于泵浦光的夹角为 $\theta = 0.38^\circ$ 入射。探针光与共轭光之间的强度差关联通过相互平衡的光电探测器测量。

3.2.2 实验结果与分析

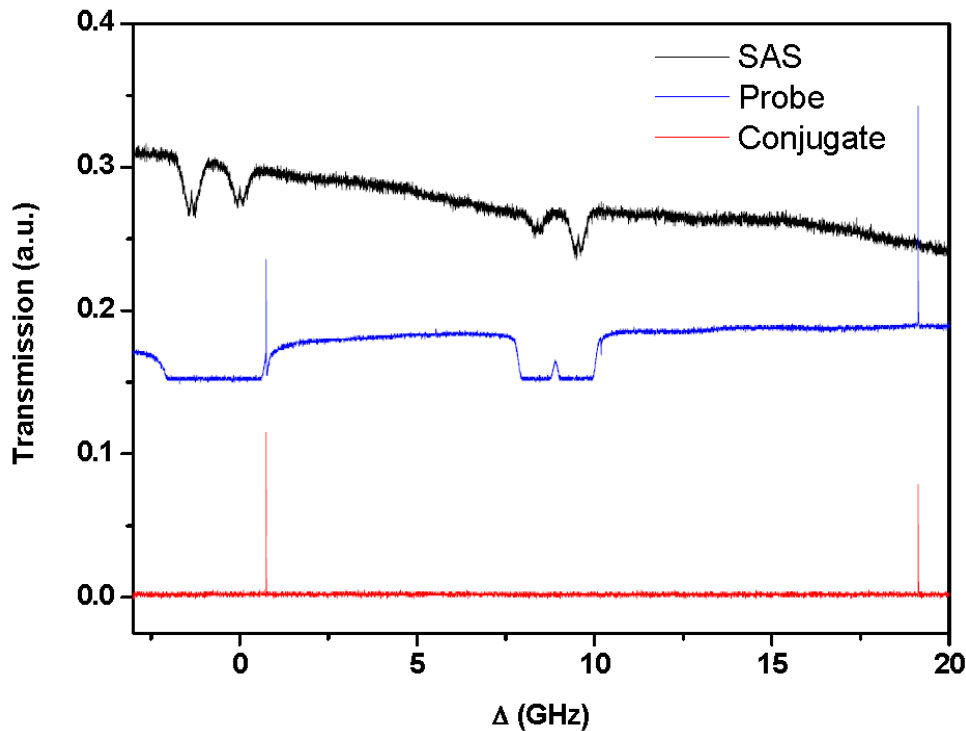


图3.4 探针场(蓝色)的透射谱以及产生的共轭场(红色)随探针场的失谐的变化。其中黑色曲线为饱和吸收谱。

图 3.4 为实验测到的探针场和产生的共轭场随探针场失谐的变化情况，从图中我们可以看到蓝色和红色曲线都存在两个增益峰，左边的蓝线和红线表示输入的探针光的频率小于泵浦场同时产生一束频率大于泵浦场的共轭光，共轭场与探针场的频率相差 18.4 GHz；而图中右边的增益峰与左边正好相反，输入的探针场频率大于泵浦场的频率，同时产生的共轭场的频率比探针场小 18.4 GHz。在接下来强度差压缩的测量过程中，我们都是探针场频率小于泵浦场的频率的情况进行的测量。

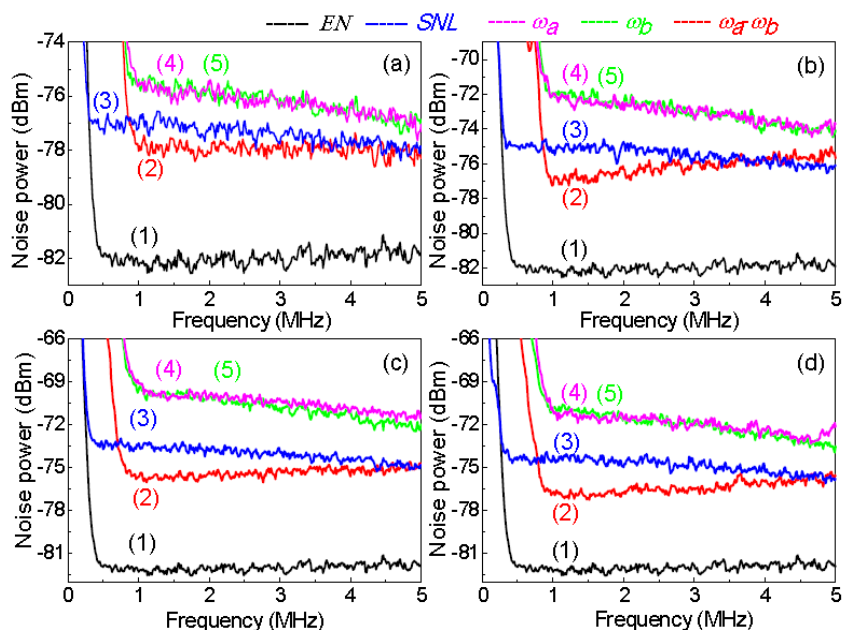


图 3.5 强度差噪声功率谱。(1) EN (黑线), (2) $\omega_a - \omega_b$ (红线), (3) SNL (蓝线), (4) ω_a (粉线), (5) ω_b (浅绿线). (a) $L=5\text{mm}$, $\Delta=613\text{ MHz}$; (b) $L=10\text{mm}$, $\Delta=905\text{ MHz}$; (c) $L=15\text{mm}$, $\Delta=1314\text{ MHz}$; (d) $L=25\text{mm}$, $\Delta=1634\text{ MHz}$. 分辨率带宽和视频带宽分别为 100 KHz 和 100 Hz

这一小节主要通过测量探针场与共轭场之间的强度差噪声来研究它们之间强度差关联。实验过程中，为了获得最好的关联，调节泵浦场和探针场的功率分别为 450 mW 和 200 μW ，对应四个不同长度的铯原子汽室 $L=5, 10, 15$ 和 25 mm (图 (3.5))，单光子失谐分别为 $\Delta=613, 905, 1314$ 和 1634 MHz，并且调节探针场的频率，使双光子共振条件得到满足。对于平衡零拍探测，通过可变增益放大器平衡来自探针光和共轭光的噪声功率，如图 3.5 中分析频率在 0 - 5 MHz 范围内的绿线和粉线。有些情况下，如图 3.5 (c - d) 所示来自探针光和共轭光的噪声功率在比较宽的分析频率范围内很难调节平衡。在如图 3.5 (a - d) 所示的测量结果当中，长度为 $L=5, 10, 15$ 和 25 mm

的Cs原子汽室产生的孪生光束的强度差噪声相对于散粒噪声基准（SNL）分别降低了1, 2, 2.1 和 2.5 dB。散粒噪声基准（图3.5蓝线）通过直接测量钛宝石激光器发出的光，然后利用自零拍探测得到。如果考虑消除掉电子学噪声（图3.5黑线）对测到的量子关联的影响，以上的测量结果将被分别修正为-1.2dB, -2.4dB, -2.5dB 和 -3.2dB。需要特别强调的是在不同铯原子汽室，不同单光子失谐 Δ 下产生的孪生光子对具有不同的功率，每次测量导致的散粒噪声基准的也不同。

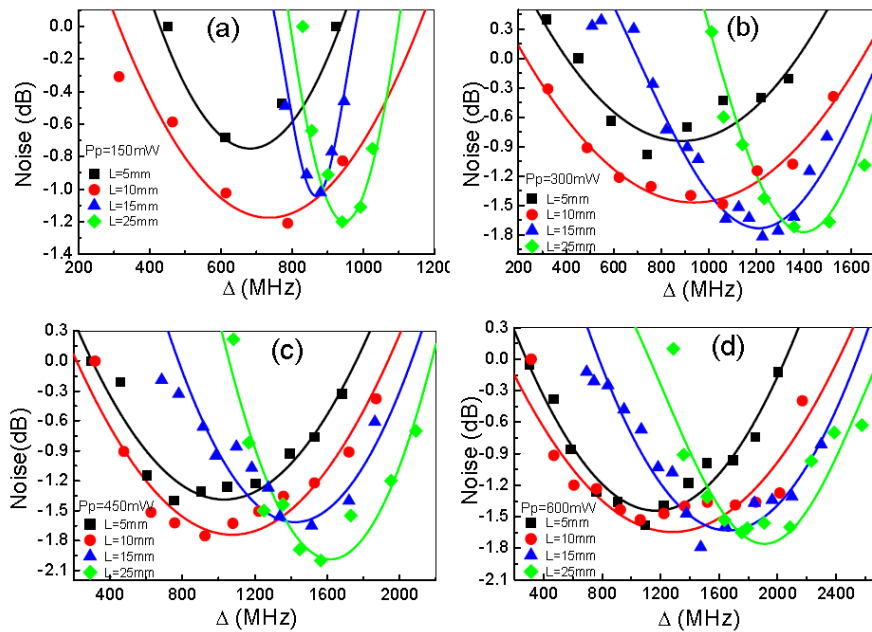


图 3.6 不同长度铯原子汽室强度差噪声随单光子失谐 Δ 的变化关系。探针场的功率 $200 \mu\text{W}$ 。泵浦场功率分别为(a) $P_p=150 \text{ mW}$, (b) $P_p=300 \text{ mW}$, (c) $P_p=450 \text{ mW}$, (d) $P_p=600 \text{ mW}$ 。实线为对数据点的拟合

为了研究噪声降低的物理机制，我们测量了强度差压缩随实验系统的一些参数的变化情况，特别是随单光子失谐 Δ 的变化，图 3.6 展示了不同泵浦场功率下不同长度的原子汽室随单光子失谐的变化情况，其中长度为 $L = 5, 10, 15$ 和 25 mm 的实验测量数据分别用黑色方框，红色圆圈，蓝色三角和绿色菱形表示，对应颜色的实线为对实验测量数据的拟合，图 3.6 (a) - (d) 中实验数据所用泵浦场功率分别为 150、300、450、600 mW，探针场功率都为 $200 \mu\text{W}$ 。从图 3.6 可以看出，测量到的强度差压缩随 Δ 的变化类似一个“dip”结构，也就是说，测量到的强度差压缩首先随着单光子失谐 Δ 的增大而增大，达到最大的压缩以后，随着单光子失谐 Δ 的增大而减

小。对于特定泵浦场作用下的铯原子汽室得到的最大关联存在一个最佳的单光子失谐 Δ 。这种依赖于失谐的强度差关联可以从在原子介质中的受激拉曼增益四波混频的过程来理解。就像经常提到的参量过程^[73-75]或者在原子汽室的四波混频过程^[80]，量子关联的大小特别依赖于探针场的增益。对于给定的一个四波混频系统，探针光的增益为 G （定义为放大的探针光功率与输入的探针光功率之比），用 dB 来表示强度差噪声相对于散粒噪声的噪声减小，表示为 $10\text{Log}_{10}(1/(2G-1))$ ^[98]。因此，增益越大，强度差压缩也越大。其中增益 G 大小为当探针光扫描经过双光子共振点时，在双光子共振增益点的光电流与远失谐处的光电流之比（图 3.7）。图 3.7 中探针场的类色散增益谱（ $G = G_a$ 的浅蓝线）既有拉曼四波混频增益峰（通过两个泵浦光子，一个探针光子和一个共轭光子），也存在有拉曼吸收（通过一个泵浦光子和一个探针光子）^[31]，在探针光的零失谐处为多普勒展宽的吸收谱，当拉曼四波混频过程发生时，共轭场也会有增益，增益大小为 $G_b = G - 1$ （红线）。

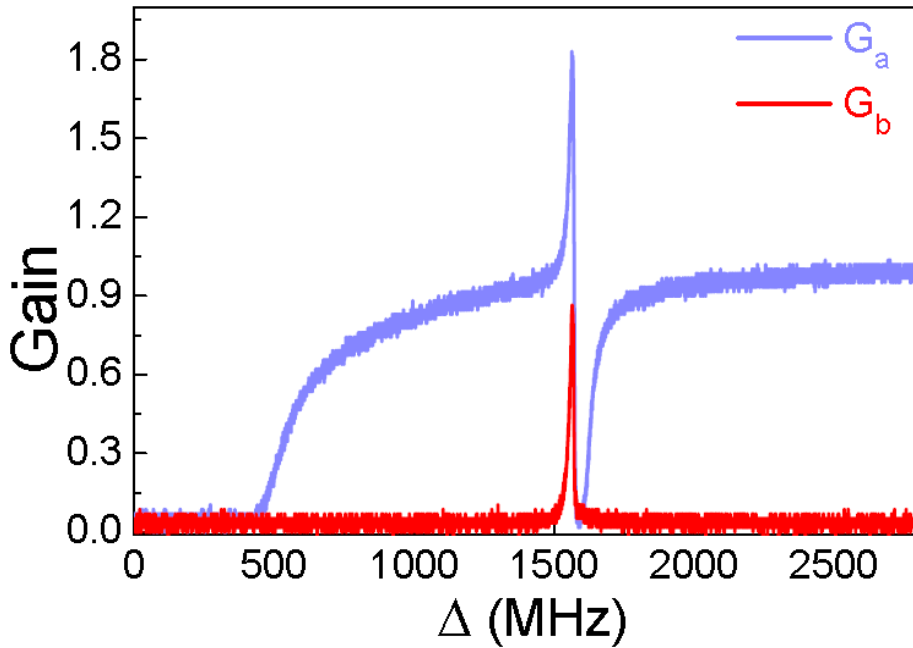


图 3.7 探针光（浅蓝线）和共轭光（红线）的增益随探针光的失谐变化。主要的实验参量为： $\Delta=1565$ MHz, $P_p=450$ mW, $P_{pr}=200$ μ W, $L=25$ mm, $\theta=0.38^\circ$, $T=112$ $^\circ$ C

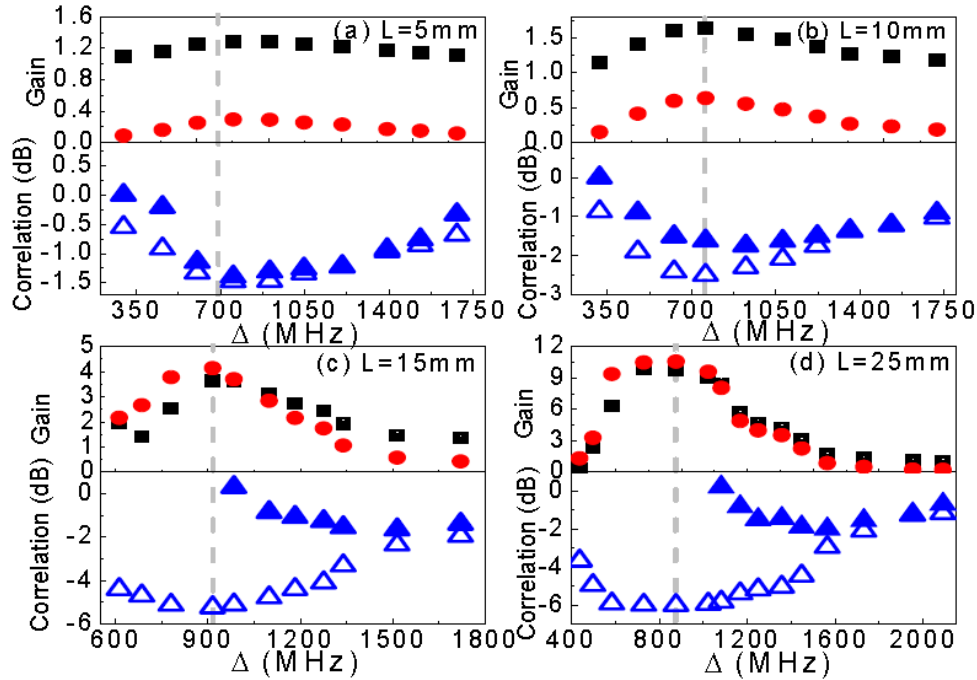


图 3.8 测量得到的探针光 (黑色方框) 和共轭光 (红色圆圈) 的增益以及实验测量 (蓝色实心三角) 和理论估计 (蓝色空心三角) 的强度差关联随探针光的失谐变化。
(a) $L = 5 \text{ mm}$, (b) $L = 10 \text{ mm}$, (c) $L = 15 \text{ mm}$, (d) $L = 25 \text{ mm}$. T 泵浦场功率为 450 mW , 其它实验参量同图 3.4。

图 3.8 展示的为在双光子共振条件下的增益 G 和关联随泵浦光失谐的变化。从图 3.8 中虚线左半部分可以看到, 增益随着失谐的增加而增加。但是在我们的系统中, 存在一个来自于原子自发辐射的额外噪声, 它以郎之万噪声的形式进入产生的关联光场中。在单光子失谐 Δ 较小时, 能级 $|3\rangle$ 的布居数较大, 将会导致比较大的郎之万噪声, 因此产生的光场的噪声水平较高, 在失谐较小时不会看到量子关联图 3.8 (c, d)。随着单光子失谐 Δ 的增大, 能级 $|3\rangle$ 的布居数减少, 郎之万噪声随之减少。由于存在着双光子增益和小的郎之万噪声, 低于散粒噪声的量子关联可以观察到。当单光子失谐 Δ 继续增加, 增益减低, 因此量子关联也随之消失。需要平衡增益引起的噪声降低与引入的郎之万噪声, 存在一个最佳的失谐, 使得产生的关联最大。通过比较图 3.6 和 3.8 (a, b) 中相同颜色的曲线, 发现高的泵浦场功率可以产生大的量子关联, 因为高的泵浦场功率会引起高的双光子增益 (图 3.8 (c, d))。从图 3.8 可以看出在一个很大的单光子失谐范围内 ($300 \text{ MHz} - 2.1 \text{ GHz}$) 都存在量子关联, 而关联孪生光束在更大的一个频率范围内都能够产生, 这意味着量子关联场在一个大的频率区域内都可以产生。实验测量的量子关联 (蓝色实心三角) 低于来自于公式

$10\text{Log}_{10}((\eta + (1-\eta)(2G-1)) / (2G-1))$ 的理论估计值（蓝色空心三角）。其中 $\eta = 78.5\%$ 为总的探测效率，包含光电探测器的效率（895nm 为 87%），铯原子汽室窗口的透射效率（93%）和总的收集效率（估计约为 97%）。

最大的量子关联趋向于大的单光子失谐 Δ 和长的原子汽室。这个现象是除了郎之万噪声外，还有一些复杂的效应，如增益饱和和泵浦耗尽效应，使得产生的共轭场的增益高于探针场^[110]（图 3.8 (c, d) 虚线的左半部分）。而这些效应会导致量子关联消失。同时选择较长的铯原子汽室会增加会增加相互作用的原子数目，这会引导导致两个方面的效果，即郎之万噪声和双光子增益同时增加。郎之万噪声是随原子汽室的长度（原子汽室）线性增加的；而增益只有在原子汽室长度较小时是随原子汽室长度线性增加（低增益），而原子汽室长度较长导致增益饱和（高增益），不再满足线性增长条件。总之，我们可以通过增加单光子失谐来降低郎之万噪声，因此在原子汽室长度较长时，我们需要使单光子失谐较大，来降低郎之万噪声的影响。总之，最好的量子关联既可以在较小失谐，长度较小原子汽室获得，也可以在大失谐，长原子汽室中获得。

3.3 理论分析

3.3.1 系统的有效哈密顿量

考虑旋转波近似，相互作用绘景下的哈密顿量($\hbar=1$)为

$$\hat{H} = \left(\Omega e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} + g_{31} \sqrt{N} \hat{a} e^{i(\delta t + \vec{k}_a \cdot \vec{r})} \right) \hat{\sigma}_{31} + \left(\Omega e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} + g_{32} \sqrt{N} \hat{b} e^{-i(\delta t - \vec{k}_b \cdot \vec{r})} \right) \hat{\sigma}_{32} + H.c., \quad (3.1)$$

其中 $\hat{\sigma}_{ij} = \sqrt{N} \sum_{n=1}^N \sigma_{ij}^n$ ， $\sigma_{ij}^n = |i\rangle_n \langle j|$ （ n 为第 n 个原子）， N 为相互作用的原子数目， Ω 为泵浦场的拉比频率， g_{31} ， g_{32} 分别为探针场（ \hat{a} ）和共轭场（ \hat{b} ）与原子间的耦合系数。

算符的海森堡演化方程为

$$\dot{\hat{\sigma}}_{11} = \gamma_1 \hat{\sigma}_{33} + i \left(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{31} e^{-i\omega_b t} \hat{b} \right) \hat{\sigma}_{31} - i \left(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{31}^* \hat{b}^+ e^{i\omega_b t} \right) \hat{\sigma}_{13} \quad (3.2)$$

$$\dot{\hat{\sigma}}_{22} = \gamma_2 \hat{\sigma}_{33} + i \left(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{32} \hat{a} e^{-i\omega_a t} \right) \hat{\sigma}_{32} - i \left(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{32}^* \hat{a}^+ e^{i\omega_a t} \right) \hat{\sigma}_{23} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{33} = & -(\gamma_1 + \gamma_2) \hat{\sigma}_{33} - i \left(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{31} \hat{b} e^{-i\omega_b t} \right) \hat{\sigma}_{31} - i \left(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{32} \hat{a} e^{-i\omega_a t} \right) \hat{\sigma}_{32} \\ & + i \left(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{31}^* \hat{b}^+ e^{i\omega_b t} \right) \hat{\sigma}_{13} + i \left(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{32}^* \hat{a}^+ e^{i\omega_a t} \right) \hat{\sigma}_{23} \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{31} = & i(\omega_{31} + i\gamma_{31}) \hat{\sigma}_{31} + i \left(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{31}^* \hat{b}^+ e^{i\omega_b t} \right) (\hat{\sigma}_{11} - \hat{\sigma}_{33}) \\ & + i \left(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{32}^* \hat{a}^+ e^{i\omega_a t} \right) \hat{\sigma}_{21} \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{32} = & i(\omega_{32} + i\gamma_{32})\hat{\sigma}_{32} + i(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{32}^* \hat{a}^+ e^{i\omega_a t})(\hat{\sigma}_{22} - \hat{\sigma}_{33}) \\ & + i(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{31}^* \hat{b}^+ e^{i\omega_b t})\hat{\sigma}_{12} \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{21} = & i(\omega_{21} + i\gamma_{21})\hat{\sigma}_{21} - i(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{31}^* \hat{b}^+ e^{i\omega_b t})\hat{\sigma}_{23} \\ & + i(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{32} \hat{a} e^{-i\omega_a t})\hat{\sigma}_{31} \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{13} = & i(\omega_{13} + i\gamma_{13})\hat{\sigma}_{13} + i(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{31} \hat{b} e^{-i\omega_b t})(\hat{\sigma}_{33} - \hat{\sigma}_{11}) \\ & - i(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{32} \hat{a} e^{-i\omega_a t})\hat{\sigma}_{12} \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{23} = & i(\omega_{23} + i\gamma_{32})\hat{\sigma}_{23} + i(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{32} \hat{a} e^{-i\omega_a t})(\hat{\sigma}_{33} - \hat{\sigma}_{22}) \\ & - i(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{31} \hat{b} e^{-i\omega_b t})\hat{\sigma}_{21} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{12} = & i(\omega_{12} + i\gamma_{21})\hat{\sigma}_{12} + i(\Omega e^{-i\omega_0 t} + g_{31} \hat{b} e^{-i\omega_b t})\hat{\sigma}_{32} \\ & - i(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + g_{32}^* \hat{a}^+ e^{i\omega_a t})\hat{\sigma}_{13} \end{aligned} \quad (3.10)$$

其中, γ_1 和 γ_2 表示上能级 $|3\rangle$ 向基态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的自发衰减, γ_{ij} 是能态 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的退相干率。运用微扰理论求解原子算符的稳态解, 然后把微扰解 $\hat{\sigma}_{31} = \hat{\sigma}_{31}^{(0)} + \hat{\sigma}_{31}^{(1)} + \hat{\sigma}_{31}^{(2)}$ 和 $\hat{\sigma}_{32} = \hat{\sigma}_{32}^{(0)} + \hat{\sigma}_{32}^{(1)} + \hat{\sigma}_{32}^{(2)}$ 代入式 (3.1), 得到系统的有效哈密顿量为^[41]

$$\hat{H}_{eff} \approx i\chi \hat{a}^+ \hat{b}^+ - i\chi^* \hat{a} \hat{b} \quad (3.11)$$

其中

$$\chi = N\Omega^2 g_{31}^* g_{32}^* \frac{4(\delta - 2\Delta)[(\delta^2 - 6\delta\Delta + 6\Delta^2) + (\delta - \Delta)^2 (\Delta^2 + \gamma^2) / \Omega^2]}{(\delta^2 - 2\delta\Delta + 2\Delta^2)^3} \quad (3.12)$$

在式(3.11)中, 我们只保留相位匹配项, 忽略常数项。然后取 $\gamma/\delta \approx 0$, $|\Omega/\delta|^2 \approx 0$, $|\Delta\Omega/\delta^2| \approx 0$, 由于 δ (GHz量级, 例如¹³³Cs为9.2 GHz, ⁸⁵Rb 和 ⁸⁷Rb分别为3.0 和 6.8GHz) 的值一般远远大于 γ , Ω , Δ 。 γ 的量级一般为几MHz, 在实验上 Ω 大约百MHz量级, Δ 约300 MHz ~ 2 GHz。很容易从式(3.11)中看出 \hat{a} 和 \hat{b} 之间的量子关联是通过四波混频过程产生的, 三阶非线性极化率正比于 χ , χ 依赖于原子的参数。

3.3.2 双模压缩态光场的产生

从式(3.11)可以得到探针场和共轭场的算符在海森堡绘景下的运动方程

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \lambda\kappa\hat{b}^+, \quad \frac{d\hat{b}}{dt} = \lambda\kappa\hat{a}^+, \quad (3.13)$$

对式 (3.13) 形成的方程组求解可得四波混频过程中输入与输出场之间的关系为

$$\hat{a}_{out} = \sqrt{G}\hat{a}_{in} + \sqrt{G-1}\hat{b}_{in}^+, \quad (3.14a)$$

$$\hat{b}_{out} = \sqrt{G}\hat{b}_{in} + \sqrt{G-1}\hat{a}_{in}^+。 \quad (3.14b)$$

其中 $\hat{a}_{in}(\hat{b}_{in})$, $\hat{a}_{out}(\hat{b}_{out})$ 分别为经过原子汽室输入和输出探针场(共轭场)的湮灭算符, 探针场和共轭场的增益分别为 $G = \cosh^2 \chi t$ 和 $G-1 = \sinh^2(\chi t)$, t 为相互作用时间。

通过式 (3.14) 可知, 四波混频过程产生的探针场和共轭场的光子数分别为

$$N_{probe} = \hat{a}_{out}^+ \hat{a}_{out} = G\hat{a}^+ \hat{a} + (G-1)\hat{b}\hat{b}^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{a}^+ \hat{b}^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{b}\hat{a}, \quad (3.15a)$$

$$N_{conj} = \hat{b}_{out}^+ \hat{b}_{out} = G\hat{b}^+ \hat{b} + (G-1)\hat{a}\hat{a}^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{b}^+ \hat{a}^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{a}\hat{b}。 \quad (3.15b)$$

由于四波混频过程中探针光输入为相干光, 共轭光注入的为真空场, 所以得:

$$\langle N_{probe} \rangle = G\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle + (G-1), \quad (3.16a)$$

$$\langle N_{conj} \rangle = (G-1)\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle + (G-1)。 \quad (3.16b)$$

实验过程中注入探针光的光子数远大于 1, 所以 $G\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle$, $(G-1)\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle \gg G-1$, 可得

$$\langle N_{probe} \rangle + \langle N_{conj} \rangle = (2G-1)\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle, \quad (3.17a)$$

$$\langle N_{probe} \rangle - \langle N_{conj} \rangle = \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle。 \quad (3.17b)$$

从式 (3.16) 和 (3.17) 可以看出, 四波混频过程中输入输出前后, 探针场与共轭场的光子数之差没有改变, 对探针场有放大, 产生了新的光场。两束光之间的强度差方差为

$$\langle (N_{probe} - N_{conj})^2 \rangle - \langle N_{probe} - N_{conj} \rangle^2 = \langle (\hat{a}^+ \hat{a})^2 \rangle - \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle^2 = \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle, \quad (3.18)$$

从式 (3.18) 可以发现, 在四波混频的输入输出前后, 探针场和共轭场之间的强度差起伏保持不变, 也就是说经过四波混频过程后光场的强度虽然增加了, 但是并没有由于强度的增加而加强两束光之间的相对噪声。散粒噪声为与四波混频过程后探针光和共轭光总光强相同的相干光的强度噪声 $(2G-1)\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle$ 。

产生的探针场与共轭场之间的强度差压缩为:

$$S = 10 \text{Log}_{10} \frac{\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle / (2G-1)\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle} = 10 \text{Log}_{10} \frac{1}{(2G-1)}。 \quad (3.19)$$

3.3.3 损耗对强度差压缩的影响

由于在实际的四波混频实验中, 原子对光的吸收, 原子汽室的通光窗口对光的

不完全透射以及测量过程中引入的噪声等都会对关联产生影响^[112, 113]。最近M. Jasperse小组^[104]提出了一种分布式增益/损耗理论来处理四波混频过程中出现的增益和吸收对强度差的影响。在此理论中，增益过程和吸收过程都做理想化处理，增益过程没有任何吸收，吸收过程没有任何增益，都被看做损耗。

引入损耗后，需要对式(3.14)的输入输出关系进行修正

$$\hat{a}_d = \sqrt{\eta_a} \hat{a}_{out} + \sqrt{1-\eta_a} \hat{b}_v, \quad (3.20a)$$

$$\hat{b}_d = \sqrt{\eta_b} \hat{b}_{out} + \sqrt{1-\eta_b} \hat{a}_v. \quad (3.20b)$$

其中 \hat{a}_d (\hat{b}_d)为引入损耗后的输出探针场(共轭场)的湮灭算符， \hat{a}_v (\hat{b}_v)为引入的真空噪声的湮灭算符， η_a 和 η_b 分别为产生的探针场和共轭场经过所有损耗后总的透射系数。

最终被探测器有效探测到的探针场和共轭场的光子数分别为

$$\begin{aligned} \hat{N}_{\hat{a}_d} &= \langle \hat{N}_{\hat{a}_d} \rangle + \delta \hat{N}_{\hat{a}_d} = \hat{a}_d^\dagger \hat{a}_d \\ &= \eta_a G (\alpha^* \alpha + \alpha^* \delta \hat{a} + \alpha \delta \hat{a}^\dagger + \delta \hat{a}^\dagger \delta \hat{a}) + \eta_a \sqrt{G(G-1)} (\alpha^* \delta \hat{b}^\dagger + \delta \hat{a}^\dagger \delta \hat{b}^\dagger) \\ &\quad + \sqrt{\eta_a(1-\eta_a)} G (\alpha^* \delta \hat{b}_v + \delta \hat{a}^\dagger \delta \hat{b}_v) + \eta_a \sqrt{G(G-1)} (\alpha \delta \hat{b} + \delta \hat{b} \delta \hat{a}) \\ &\quad + \eta_a (G-1) \delta \hat{b} \delta \hat{b}^\dagger + \sqrt{\eta_a(1-\eta_a)(G-1)} \delta \hat{b} \delta \hat{b}_v \\ &\quad + \sqrt{\eta_a(1-\eta_a)} G (\alpha \delta \hat{b}_v^\dagger + \delta \hat{b}_v^\dagger \delta \hat{a}) + \sqrt{\eta_a(1-\eta_a)(G-1)} \delta \hat{b}_v^\dagger \delta \hat{b}^\dagger \\ &\quad + (1-\eta_a) \delta \hat{b}_v^\dagger \delta \hat{b}_v \end{aligned} \quad (3.21a)$$

$$\begin{aligned} \hat{N}_{\hat{b}_d} &= \langle \hat{N}_{\hat{b}_d} \rangle + \delta \hat{N}_{\hat{b}_d} = \hat{b}_d^\dagger \hat{b}_d \\ &= \eta_b G \delta \hat{b}^\dagger \delta \hat{b} + \eta_b \sqrt{G(G-1)} (\alpha^* \delta \hat{b}^\dagger + \delta \hat{a}^\dagger \delta \hat{b}^\dagger) + \sqrt{\eta_b(1-\eta_b)} \delta \hat{b}^\dagger \delta \hat{b}_v \\ &\quad + \eta_b \sqrt{G(G-1)} (\alpha \delta \hat{b} + \delta \hat{a} \delta \hat{b}) + \sqrt{\eta_b((1-\eta_b)G-1)} (\alpha \delta \hat{b}_v + \delta \hat{a} \delta \hat{b}_v) \\ &\quad + \eta_b (G-1) (\alpha \alpha^* + \alpha \delta \hat{a}^\dagger + \alpha^* \delta \hat{a} + \delta \hat{a} \delta \hat{a}^\dagger) \\ &\quad + \sqrt{\eta_b(1-\eta_b)} G \delta \hat{b}_v^\dagger \delta \hat{b} + \sqrt{\eta_b(1-\eta_b)(G-1)} (\alpha^* \delta \hat{b}_v^\dagger + \delta \hat{b}_v^\dagger \delta \hat{a}^\dagger) \\ &\quad + (1-\eta_b) \delta \hat{b}_v^\dagger \delta \hat{b}_v \end{aligned} \quad (3.21b)$$

其中

$$\delta \hat{N}_{\hat{a}_d} = \eta_a G \alpha \delta \hat{X}_a + \eta_a \sqrt{G(G-1)} \alpha \delta \hat{X}_b + \sqrt{\eta_a(1-\eta_a)} G \alpha \delta \hat{X}_{b_v}, \quad (3.33a)$$

$$\delta \hat{N}_{\hat{b}_d} = \eta_b (G-1) \alpha \delta \hat{X}_a + \eta_b \sqrt{G(G-1)} \alpha \delta \hat{X}_b + \sqrt{\eta_b(1-\eta_b)(G-1)} \alpha \delta \hat{X}_{b_v}. \quad (3.33b)$$

强度差噪声起伏为

$$\langle \delta^2 (\hat{N}_{\hat{a}_d} - \hat{N}_{\hat{b}_d}) \rangle = |\alpha|^2 \left\{ \begin{aligned} &[\eta_a G - \eta_b (G-1)]^2 + (\eta_a - \eta_b)^2 G(G-1) \\ &+ \eta_a(1-\eta_a)G + \eta_b(1-\eta_b)(G-1) \end{aligned} \right\}, \quad (3.34)$$

产生的强度差压缩（用 dB 表示）为

$$S = 10 \log_{10} \left(\frac{\langle \delta^2 (N_{\hat{a}_d} - N_{\hat{b}_d}) \rangle}{[\eta_a G + \eta_b (G-1)] \alpha^2} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{\left\{ \begin{aligned} & [\eta_a G - \eta_b (G-1)]^2 + (\eta_a - \eta_b)^2 G(G-1) \\ & + \eta_a (1 - \eta_a) G + \eta_b (1 - \eta_b) (G-1) \end{aligned} \right\}}{[\eta_a G + \eta_b (G-1)]} \right) \quad (3.35)$$

若 $\eta_a = \eta_b = \eta$ ，式 (3.35) 变为

$$S = 10 \text{Log}((\eta + (1 - \eta)(2G - 1)) / (2G - 1))。 \quad (3.36)$$

3.3.4 增益和量子关联的理论计算

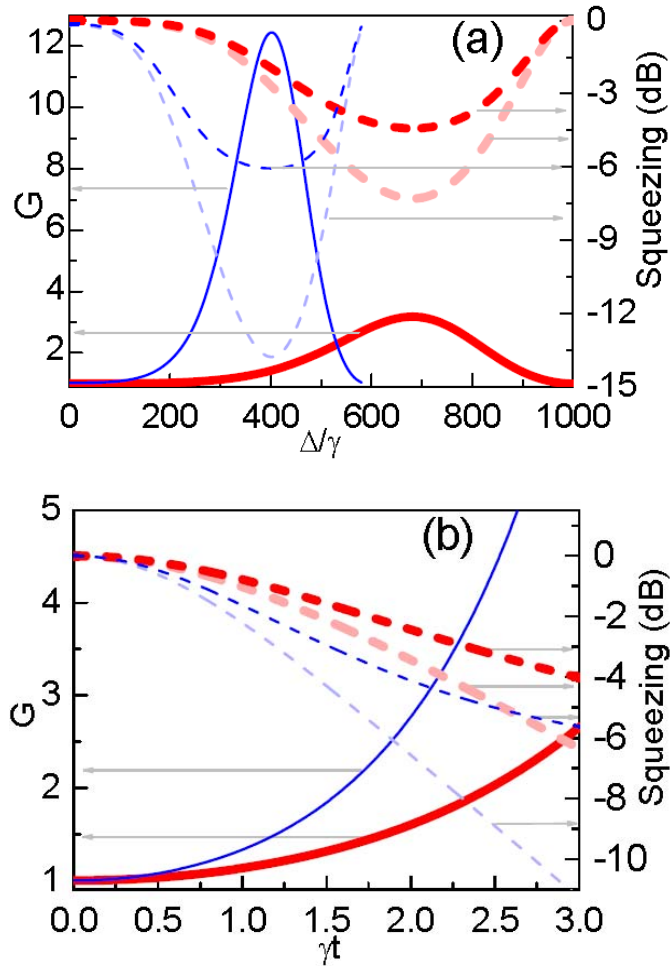


图 3.9 理论计算得到的增益 G (实线) 和强度差压缩 (虚线) 与失谐 Δ (a) 和相互作用时间 t (b) 的变化关系。理论计算用到的参数为 $\sqrt{N}g_{31} = \sqrt{N}g_{32} = 50\gamma$ 和 $\Omega = 100\gamma$ 。 (a) $\gamma t = 2.5$ ， (b) $\Delta = 500\gamma$ 。 $\delta = 2000\gamma$ (红色粗线)， $\delta = 1183\gamma$ (蓝色细线)。

图3.9为理论预计的拉曼增益（实线）和强度差压缩（虚线）与失谐 Δ 和相互作用时间 t 的变化关系，主要针对两种原子 ^{133}Cs （红色粗线）和 ^{87}Rb （蓝色细线）。其中深色虚线为 $\eta = 78.5\%$ 的理论预测值，浅色实线为理想探测（ $\eta = 1$ ）时的理论预测值。从图中可以看出存在合适的单光子失谐使探针场与共轭场的增益和量子关联有最大值，这与前边实验部分得到的结论一致。并且发现基态超精细分裂 δ 增大，得到最大的增益和关联需的所需单光子失谐 Δ 随之增大，能够获得增益的窗口也随之变大。图3.9（b）显示，增益（实线）和强度差压缩（虚线）随着相互作用时间 t 的增大而增大，相同的作用时间内，基态超精细分裂 δ 越大，增益越小。这也说明了为什么在我们的实验当中很难获得大的压缩，需要大的单光子失谐 Δ 和长的原子汽室来提高关联度。结合图3.8和3.9发现，发现在我们的实验系统中，理论可以最大获得3.5 dB的压缩，但在实验上只获得了3 dB，实验与理论的偏离可能由几个因素引起，高温下的原子汽室引起的多普勒展宽，原子汽室的透射损耗，自聚焦，和激光频率的稳定性等。

3.4 小结

在这一章，实验证实了在铯原子汽室中通过拉曼四波混频产生的孪生光束存在量子关联，理论上为研究在原子系统中的强度差压缩建立了依赖于具体原子系统参量的有效哈密顿量。揭示了在铯原子汽室中获得大的量子关联的困难。尽管目前实验上得到的压缩只有2.5 dB，不具备更进一步的应用条件，我们期望下一步通过开发其他原子能级来提高关联度，例如：铯原子的塞曼子能级。

第四章 光子晶体特性在 EIT 介质中的实验实现

4.1 引言

由折射率周期性改变的材料排列而成的光子晶体结构^[119, 120]作为一种空间受限系统, 由于光子带隙 (Photonic Band-Gap, 简称为 PBG) 的存在, 可阻挡传输光波的通过进而控制光波的传播, 产生了许多崭新的物理现象, 如光子局域^[119]、光的超棱镜效应^[121]等. 通过调节光子晶体结构, 可操控光场传输的群速度^[122]和非线性效应^[123].

在具有 EIT 效应的原子气体介质中, 通过驻波耦合场作用, 可以使原子气体对探针场的吸收产生周期性调制, 从而形成折射率周期性调制的光子晶体结构. 理论和实验研究均表明, 在基于原子相干效应的光子晶体结构特性介质中, 可以对探针光的透射及反射特性进行有效操控. 1999 年, 在超冷钠原子蒸汽中实现了驻波作用下的电磁诱导光栅 (EIG), 并观测到衍射信号^[124]. 2002 年, 在冷原子系统中, 通过驻波耦合在具有空间周期性吸收介质中观测到简并四波混频效应^[125]. 2003 年, 基于 EIG 将光脉冲减速并停止在原子介质中^[126]. 2006 年, 对冷原子 EIG 介质中探测场反射特性的理论研究表明, EIG 介质具有很好的光子禁带结构^[127], 同年国内吉林大学研究组将 EIG 模型推广到固体材料, 研究了 EIG 对光子禁带的作用^[128]. 2005 年, 肖敏研究组利用 EIG 特性在原子气体中演示了全光开关功能^[129]. 2009 年, 中国台湾的 Ite A. Yu 小组在冷原子 EIG 系统中, 实现了对光脉冲的局域操控^[130]; 2010 年, 吉林大学研究组理论分析了在原子介质中光子禁带的可调特性并在原子气体中进行了实验验证^[131], 中国科学院武汉物理与数学研究所在双色 EIT 系统中实现了高效四波混频^[132]. 我们也研究了在具有 EIG 特性的铯原子汽室中 EIT 对非线性效应的增强特性^[40,64].

光子晶体是由不同折射率介质周期性排列形成的人工微结构, 由于空间折射率的周期性变化, 光子晶体存在 PBG, 处于带隙内的光由于布拉格反射, 不能进入光子晶体, 处于带隙外的光可以通过光子晶体. 对于静止的光子晶体, 频率相同, 传播方向相反的两束光入射到光子晶体, 他们具有相同的透射特性. 如果光子晶体以一定的速度移动, 由于多普勒效应, 传播方向与光子晶体移动方向相同的光的频率相对于光子晶体有红移, 传播方向与光子晶体移动方向相反的光的频率相对于光子晶体有蓝移^[133]. 如果移动的频率使得一束光恰好处于 PBG 区域, 另外一束光的不在 PBG 区域, 这样就可以形成全光光学二极管^[134].

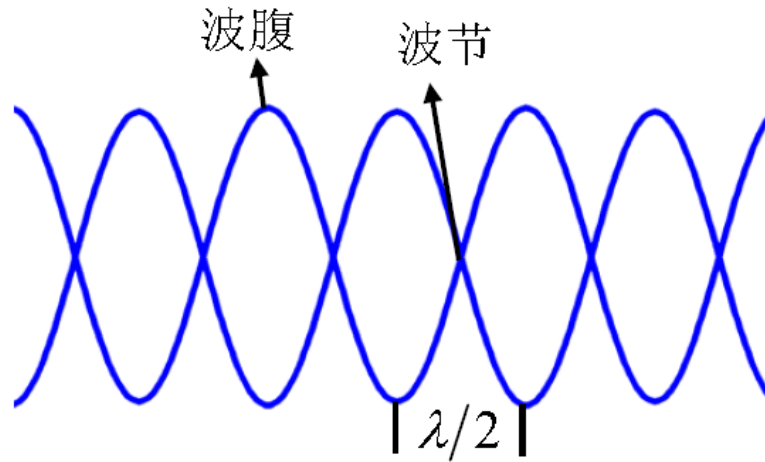


图 4.1 驻波场的振幅的空间分布。波腹为光强最强的位置，波节处的光强始终为零

然而，在实验上使光子晶体移动起来是比较困难的。因此，我们提出了一种方案[134]，不需要移动任何物体，用在驻波耦合场作用下的 EIT 介质替代光子晶体。由于驻波光强在空间上的周期性变化(图 4.1)，引起了 EIT 介质的折射率在空间上的周期性变化，这就类似于一个光子晶体^[135 - 137]。如果形成驻波的两束光有一定的频率失谐，驻波的波包将会以一定的速度移动，周期性变化的介质折射率也会以一定速度移动，这样就形成了一个可移动的光子晶体，且移动的速度大小与频率失谐成反比关系。因此，由于多普勒效应，对传输探针场而言，其带隙位置也会随移动速度发生变化，从而通过调节频率失谐实现对带隙的操控，该文对所能实现的操控范围进行了精确测量。

4.2 光子晶体的带隙特性

使不同折射率的光学材料周期性的在空间排列分布就形成了一个光子晶体，当光在这样的周期性结构传播，满足光的传播定理（如折射、反射和透射定理）。折射率的空间周期性调制可以对光布拉格反射形成类似于电子的能带结构，像不允许处在禁带内的电子通过电子禁带一样，这样的结构也不允许光子通过，把这种能带结构称之为光子能带^[138]。选取合适的折射率比，可以使一些特定频率的光完全不能透过光子晶体，将这些频率区域称之为光子晶体的光子带隙（图 4.2）。

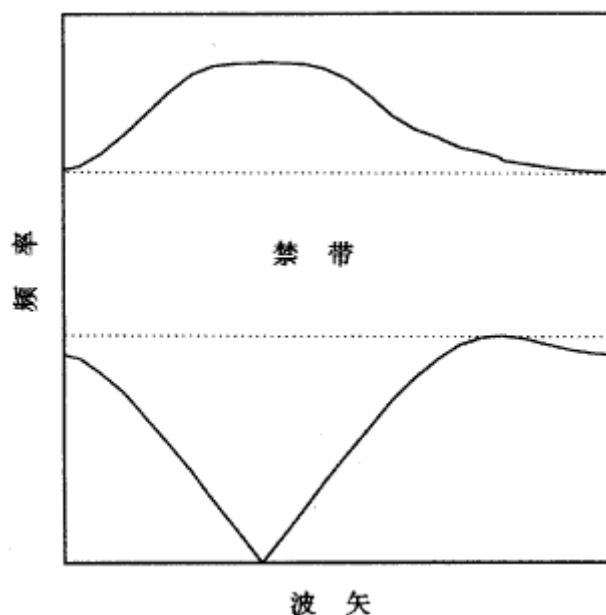


图 4.2 光子带隙示意图。摘自文献[138]

光子晶体按其排列结构可以分为一维光子晶体，二维光子晶体和三维光子晶体。一维光子晶体是由折射率不同的两种光学介质周期性置放形成的结构（图 4.3 (a)）。一维光子晶体在很多方面实际上已经得到了应用，如用于增强光学镜片性能的增透膜和减反膜。二维光子晶体是由折射率不同的柱状光学材料周期性排列而成（4.3 (b)），也可以是空气孔在光学材料中的周期性排列。其折射率对垂直于柱状材料的方向是空间周期性变化的，而平行与柱状材料方向的折射率不随空间位置的变化而变化。三维光子晶体是由折射率不同的方块状光学材料如图 4.3 (c) 堆积而成，在三个方向上都存在光子带隙。一维光子晶体和二维光子晶体相对比较容易制造，与其有关的光学器件已得到了广泛应用，如直接把布拉格光栅做在光纤里形成的布拉格光纤，还有一些光波导都与光子晶体有关。

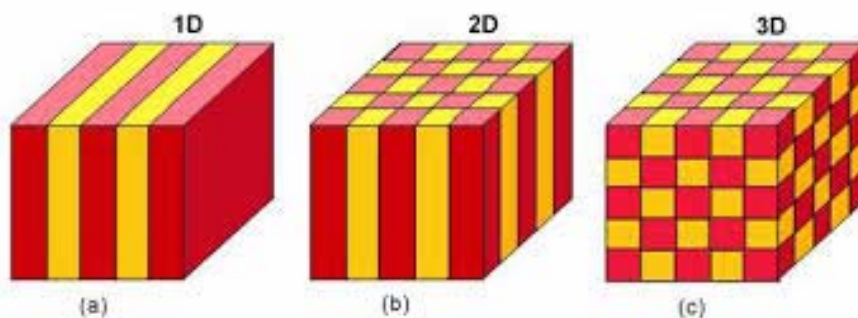


图 4.3 三种类型的光子晶体 (a) 一维光子晶体；(b) 二维光子晶体；(c) 三维光子晶体

光子晶体中光子的行为类似于半导体材料中的电子，可以拿光在光子晶体中传播时遵循的麦克斯韦方程与固体物理的布洛赫理论作对比。在半导体材料中，无源区电子的波函数满足

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Psi(r)+V(r)\Psi(r)=E(r), \quad (4.1)$$

根据布洛赫原理，由于 $V(z)$ 具有空间周期性，电子能隙将会出现在布里渊区的边缘（图 4.4 (a)）。而根据麦克斯韦方程，光通过折射率空间周期性调制的光子晶体时满足

$$\nabla \times \nabla \times E(r,t) = \frac{\omega^2}{c^2}(\epsilon_0 + \epsilon_r)E(r,t), \quad (4.2)$$

通过比较式 (4.1) 与 (4.2)，它们具有很大的对称性。光子折射率空间周期性调制的光子晶体中传播时，式 (4.2) 中的 $(\epsilon_0 + \epsilon_r)$ 周期性分布相当于式 (4.1) 中的空间周期性分布的势函数 $V(r)$ 。当光沿着光子晶体的周期性调制方向入射时， $\nabla \cdot (\nabla \cdot E(r)) = 0$ ，式 (4.1) 与 (4.2) 中的标量完全相同。考虑上述两种情况的边界条件，式 (4.2) 中在一些频率区间无解，在这样的区间不允许光通过光子晶体，称为光子晶体的光子带隙。

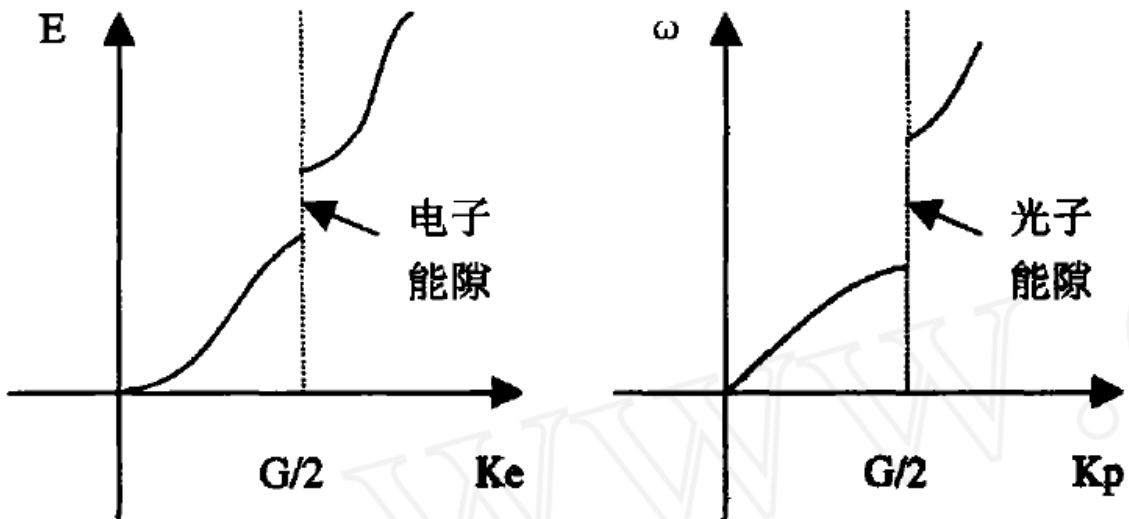


图 4.4 电子带隙 (a) 和光子带隙 (b) 示意图。摘自文献[138]

图 4.5 为一维光子晶体的透射率 T 与入射光波频率 ω 的关系。从图中可以看

出，在中心频率 ω_0 及其奇数倍存在截止区，为光子晶体的光子带隙。如果使驻波场作用下的 EIT 介质出现了类似于图 4.5 的透射特性，就可以认为形成了一个光子晶体。

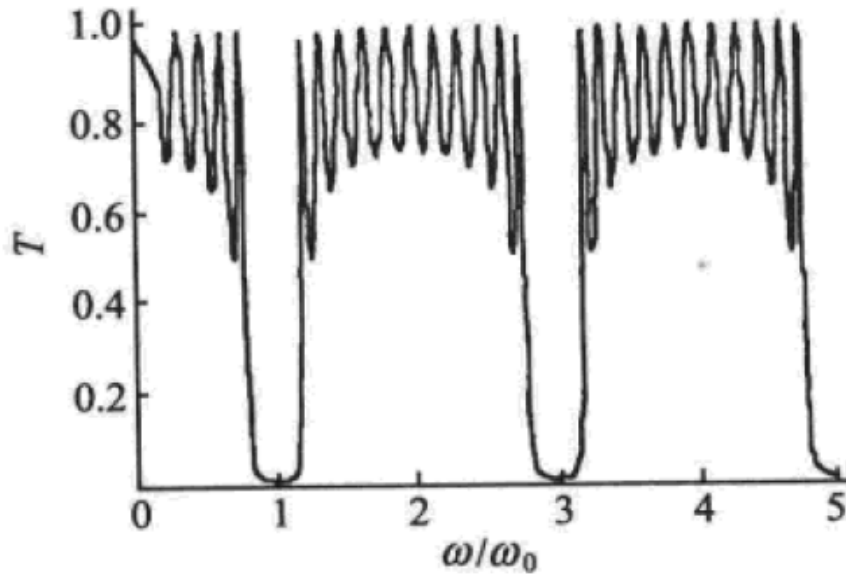


图 4.5 一维光子晶体透射率与频率依赖关系示意图。摘自文献[138]

4.3 驻波场作用下 EIT 介质的理论分析

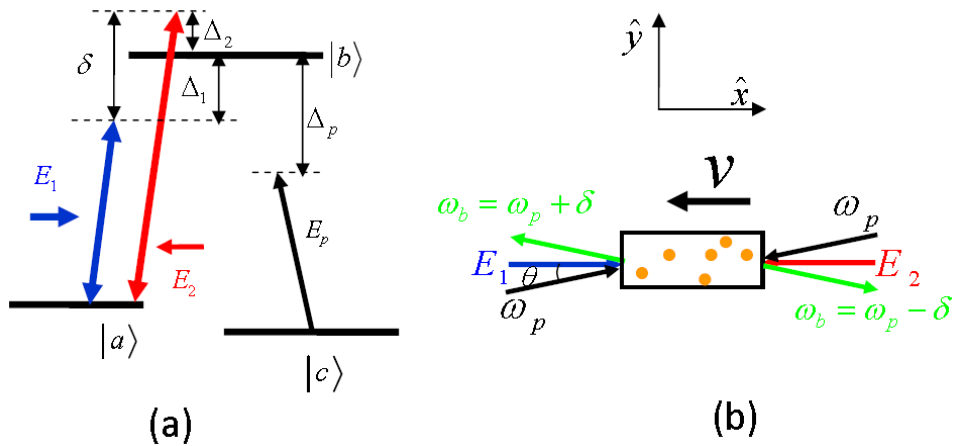


图 4.6 (a) 驻波耦合场作用下的能级示意图。(b) 在 EIT 介质中实现光子晶体特性的实验示意图

图 4.6 (a) 所示的是由一个 ^{133}Cs D1 线形成的三能级原子系统，有一个上能态

$|b\rangle$ ($6^2S_{1/2}, F'=4$) 和两个基态 $|a\rangle$ ($6^2S_{1/2}, F=4$) 和 $|c\rangle$ ($6^2S_{1/2}, F=3$)，能级 $|b\rangle$ 与 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 之间的跃迁频率分别为 ω_{ba} 和 ω_{bc} ，他们之间满足 $\omega_{bc} = \omega_{ba} + 2\pi \times 9.2\text{GHz}$ ，能级 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间是跃迁禁止的。能级 $|b\rangle$ 的自发衰减率为 $\Gamma_b = 2\pi \times 4.6\text{MHz}$ 。沿 x 方向相向传播的两束光 ($\mathbf{E}_1(t) = \hat{y}E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x)$ 和 $\mathbf{E}_2(t) = \hat{y}E_2 \cos(\omega_2 t + k_2 x)$) 作为耦合场作用在跃迁能级 $|b\rangle$ 与 $|a\rangle$ ， \mathbf{E}_1 和 \mathbf{E}_2 相对于跃迁能级 $|b\rangle$ 与 $|a\rangle$ 之间的频率失谐分别为 $\Delta_1 = \omega_1 - \omega_{ba}$ 和 $\Delta_2 = \omega_2 - \omega_{ba}$ ，两束耦合场之间的相对频率失谐为 $\delta = \omega_1 - \omega_2$ ；当一束弱的探针场 \mathbf{E}_p ($E_p(t) = \hat{z}E_p \cos(\omega_p t - k_p x)$) 作用在跃迁能级 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 并以角度 θ 入射到铯原子汽室时 (图 4.6 (b))，会产生一束向后的反射场 $\mathbf{E}_b(t) = \hat{z}E_b \cos(\omega_b t - k_b x)$ 。 \mathbf{E}_p 相对于跃迁能级 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 之间的频率失谐为 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{bc}$ 。

系统的总哈密顿量为

$$H = H_0 + H_I, \quad (4.3)$$

其中 H_0 为原子的自由哈密顿量， H_I 为光与原子相互作用的哈密顿量。取能级 $|c\rangle$ 的能量为 0，自由哈密顿量 H_0 可表示为

$$\begin{aligned} H_0 &= \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \\ &= \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| \end{aligned} \quad (4.4)$$

系统的相互作用哈密顿量在旋转波近似下可表示为

$$H_I = -\hbar(\Omega_1 + \Omega_2 e^{-i\delta t}) e^{-i\omega_a t} |b\rangle\langle a| - \hbar\Omega_p e^{-i\omega_p t} |b\rangle\langle c| + h.c. \quad (4.5)$$

其中，

$$\Omega_1 = \frac{\mathbf{E}_1 \cdot \boldsymbol{\mu}_{ab}}{2\hbar}, \Omega_2 = \frac{\mathbf{E}_2 \cdot \boldsymbol{\mu}_{ab}}{2\hbar}, \Omega_p = \frac{\mathbf{E}_p \cdot \boldsymbol{\mu}_{bc}}{2\hbar}, \quad (4.6)$$

分别为耦合场 \mathbf{E}_1 和 \mathbf{E}_2 以及探针场 \mathbf{E}_p 的拉比频率， $\boldsymbol{\mu}_{ab}$ 和 $\boldsymbol{\mu}_{bc}$ 为能级跃迁 $|b\rangle$ 与 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 之间的偶极矩阵元。

系统的密度算符的布洛赫运动主方程为

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{1}{i\hbar} [H_0 + H_I, \rho] \\ &+ \frac{\Gamma_{ba}}{2} [2\sigma_{ab}\rho\sigma_{ba} - \sigma_{bb}\rho - \rho\sigma_{bb}] + \frac{\Gamma_{bc}}{2} [2\sigma_{cb}\rho\sigma_{bc} - \sigma_{bb}\rho - \rho\sigma_{bb}] \\ &+ \frac{\gamma_b}{2} [2\sigma_{bb}\rho\sigma_{bb} - \sigma_{bb}\rho - \rho\sigma_{bb}] + \frac{\gamma_a}{2} [2\sigma_{aa}\rho\sigma_{aa} - \sigma_{aa}\rho - \rho\sigma_{aa}] \end{aligned} \quad (4.7)$$

其中 Γ_{ba} 和 Γ_{bc} 分别为能态 $|b\rangle$ 与 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 之间的退相干率。 γ_b 和 γ_a 是能态 $|b\rangle$ 和 $|a\rangle$ 的自发辐射衰减率。在实验上，一般耦合场的光强要远远大于探针场，因此

$\Omega_1, \Omega_2 \gg \Omega_p$; 探针场的光强要远小于原子的饱和光强, 因此 $\Omega_p \gg \Gamma_{bc}$ 。通过式 (4.3)

- (4.7), 密度矩阵元 ρ_{bc} 和 ρ_{ac} 的运动方程为

$$\frac{d\rho_{bc}}{dt} = (-i\omega_{bc} - \gamma_{bc})\rho_{bc} + i(\Omega_1 + \Omega_2 e^{-i\delta t})e^{-i\omega_1 t}\rho_{ac} + i\Omega_p e^{-i\omega_p t}, \quad (4.8)$$

$$\frac{d\rho_{ac}}{dt} = (-i\omega_{ac} - \gamma_{ac})\rho_{ac} + i(\Omega_1^* + \Omega_2^* e^{i\delta t})e^{i\omega_1 t}\rho_{bc}, \quad (4.9)$$

其中

$$\gamma_{bc} = \frac{\Gamma_{ba} + \Gamma_{bc} + \gamma_b}{2}, \quad (4.10)$$

$$\gamma_{ac} = \frac{\gamma_a}{2}, \quad (4.11)$$

为总的退相干率。为了消除快变项, 使

$$\tilde{\rho}_{bc} = \rho_{bc} e^{i\omega_p t}, \quad (4.12)$$

$$\tilde{\rho}_{ac} = \rho_{ac} e^{i(\omega_p - \omega_1)t}, \quad (4.13)$$

把式 (4.12) 和 (4.13) 代入式 (4.8) 和 (4.9) 得到

$$\frac{d\tilde{\rho}_{bc}}{dt} = (i\Delta'_p - \gamma_{bc})\tilde{\rho}_{bc} + i(\Omega_1 + \Omega_2 e^{-i\delta t})\tilde{\rho}_{ac} + i\Omega_p, \quad (4.14)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{ac}}{dt} = (i\Delta_{2ph1} - \gamma_{ac})\tilde{\rho}_{ac} + i(\Omega_1^* + \Omega_2^* e^{i\delta t})\tilde{\rho}_{bc}, \quad (4.15)$$

其中

$$\Delta'_p = \omega'_p - \omega_{bc}, \quad (4.16)$$

$$\Delta_{2ph1} = \Delta_1 - \Delta'_p. \quad (4.17)$$

式 (4.14) 和 (4.15) 的通解可表示为

$$\tilde{\rho}_{ic} = \sum_n \tilde{\rho}_{ic}^{[n]} e^{-in\delta t}, (i = a, b), \quad (4.18)$$

把式 (4.18) 代入式 (4.14) 和 (4.15), 由于 $\frac{d\tilde{\rho}_{bc}^{[n]}}{dt} = 0$ 和 $\frac{d\tilde{\rho}_{ac}^{[n]}}{dt} = 0$, 可以得到如下

的递推关系

$$(\Delta'_p + n\delta + i\gamma_{bc})\tilde{\rho}_{bc}^{[n]} + \Omega_1 \tilde{\rho}_{ac}^{[n]} + \Omega_2 \tilde{\rho}_{ac}^{[n-1]} + \Omega_p \delta_{n0} = 0, \quad (4.19)$$

$$(\Delta_{2ph1} + n\delta + i\gamma_{ac})\tilde{\rho}_{ac}^{[n]} + \Omega_1^* \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} + \Omega_2^* \tilde{\rho}_{bc}^{[n+1]} = 0. \quad (4.20)$$

其中 $\Delta_{2ph2} = \Delta_2 - \Delta_p$, 是耦合场 \mathbf{E}_2 的双光子失谐。从式 (1.24) 可以得到

$$\tilde{\rho}_{ac}^{[n]} = -\frac{\Omega_1^* \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} + \Omega_2^* \tilde{\rho}_{bc}^{[n+1]}}{\Delta_{2ph1} + n\delta + i\gamma_{ac}}, \quad (4.21)$$

把式 (4.21) 代入式 (4.19) 可以得到关于 $\tilde{\rho}_{bc}^{[n]}$ 的循环关系

$$P_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} = \Omega_1^* \Omega_2 R_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n-1]} + \Omega_1 \Omega_2^* S_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n+1]} - \Omega_p \delta_{n0}, \quad (4.22)$$

其中

$$P_n = \Delta'_p + n\delta + i\gamma_{bc} - S_n |\Omega_1|^2 - R_n |\Omega_2|^2, \quad (4.23)$$

$$S_n = \frac{1}{\Delta_{2ph1} + n\delta + i\gamma_{ac}}, \quad (4.24)$$

$$R_n = \frac{1}{\Delta_{2ph2} + n\delta + i\gamma_{ac}}. \quad (4.25)$$

式 4.22 的解可以用连续分数的形式表示, 定义 $Z_n = \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} / \tilde{\rho}_{bc}^{[n-1]}$, 当 $n \neq 0$ 时, 式 4.22 成为

$$P_n = \Omega_1^* \Omega_2 R_n Z_n^{-1} + \Omega_1 \Omega_2^* S_n Z_{n+1}, \quad (4.26)$$

连续分数 Z_n 为

$$Z_n = \frac{\Omega_1^* \Omega_2 R_n}{P_n - \Omega_1 \Omega_2^* S_n Z_{n+1}} = \frac{\Omega_1^* \Omega_2 \frac{R_n}{P_n}}{|\Omega_1|^2 |\Omega_2|^2 \frac{S_n R_{n+1}}{P_n P_{n+1}}}, \quad (4.27)$$

对于 $n=0$,

$$P_n \tilde{\rho}_{bc}^{[0]} = \Omega_1^* \Omega_2 R_n \tilde{\rho}_{bc}^{[-1]} + \Omega_1 \Omega_2^* S_n \tilde{\rho}_{bc}^{[1]} - \Omega_p \delta_{n0}, \quad (4.28)$$

对其求解可得

$$\tilde{\rho}_{bc}^{[0]} = \frac{-\Omega_{p0}}{P_0 - \Omega_1^* \Omega_2 R_0 X_1 - \Omega_1 \Omega_2^* S_0 Z_1}, \quad (4.29)$$

其中

$$X_n = \frac{\tilde{\rho}_{bc}^{[-n]}}{\tilde{\rho}_{bc}^{[-(n-1)]}} = \frac{V_{10} V_{20}^* S_{-n}}{P_{-n} - V_{10}^* V_{20} R_{-n} X_{n+1}} = \frac{V_{10} V_{20}^* \frac{S_{-n}}{P_{-n}}}{|V_{10}|^2 |V_{20}|^2 \frac{R_{-n} S_{-n-1}}{P_{-n} P_{-n-1}}}, \quad (4.30)$$

如果 $\delta = 0$,

$$\tilde{\rho}_{bc} = \sum_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} = \frac{-\Omega_p}{\left(\Delta'_p + i\gamma_{bc}\right) - \frac{|\Omega_1 + \Omega_2|^2}{\Delta_{2ph1} + i\gamma_{ac}}} \quad (4.31)$$

介质的吸收与 $\tilde{\rho}_{bc}$ 的虚部有关，正比于 $\text{Im } \tilde{\rho}_{bc}$ 。 $\tilde{\rho}_{bc}^{[n]}$ 与介质的 $2n+1$ 非线性极化率有关， $\rho_{bc}^{[0]}$ 表示介质对探针光的线性吸收和色散， $\rho_{bc}^{[1]}$ 与介质的三阶非线性极化率有关，代表光与原子的四波混频过程，与其有关的非线性过程产生的信号频率为 $\omega_s^{[1]} = \omega'_p + \delta = \omega'_p + \omega_2 - \omega_1$ 。

4.3.1 与 $\tilde{\rho}_{bc}^{[n]}$ 有关的可观察物理量

原子系综的极化可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(t) &= -\sum_i \langle e\mathbf{r}_i(t) \rangle / V = \frac{N_{atom}}{V} \text{Tr}[\rho(t)\boldsymbol{\mu}] \\ &= \frac{N_{atom}}{V} \sum_{m,n} \langle m|\rho(t)|n\rangle \langle n|\boldsymbol{\mu}|m\rangle \\ &= \frac{N_{atom}}{V} [\rho_{ba}(t)\boldsymbol{\mu}_{ab} + \rho_{bc}(t)\boldsymbol{\mu}_{cb} + \rho_{ab}(t)\boldsymbol{\mu}_{ba} + \rho_{cb}(t)\boldsymbol{\mu}_{bc}] \end{aligned} \quad (4.32)$$

我们假设与电场作用的原子的耦合强度都是一样的。假定 $\tau = N_{atom}/V$ ， $\boldsymbol{\mu} = \mu\hat{\mathbf{z}}$ 和 $P(t) = P_z(t)$ ，极化率可简化为

$$P(t) = \tau [\rho_{ba}(t)\mu_{ab} + \rho_{bc}(t)\mu_{cb} + \rho_{ab}(t)\mu_{ba} + \rho_{cb}(t)\mu_{bc}] \quad (4.33)$$

对于速度不为零的原子引起的多普勒频移 Δ_d ，密度矩阵元

$$\rho_{bc} = \tilde{\rho}_{bc} e^{-i\omega'_p t} = \sum_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} e^{-in\delta t} e^{-i\omega'_p t}, \quad (4.34)$$

其中 $\delta = \omega_1 - \omega_2 = 2\Delta_d$ 是两束耦合场之间的频率失谐， $\omega'_p = \omega_p - \Delta_d$ 为原子感受到的探针场的频率。把式 (4.33) 代入 (4.32) 可以得到 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 之间的偶极辐射

$$\begin{aligned} P_{bc}(t) &= \tau \rho_{bc}(t)\mu_{cb} = \tau \mu_{cb} \sum_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} e^{-in\delta t} e^{-i\omega'_p t} \\ &= \sum_n P_{bc}^{[n]}(t), \end{aligned} \quad (4.35)$$

其中 n 阶辐射为

$$P_{bc}^{[n]}(t) = \tau \mu_{cb} \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} e^{-i(\omega'_p + n\delta)t} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_{p0} \chi_{bc}^{[n]} e^{-i(\omega'_p + n\delta)t}, \quad (4.36)$$

其中 $E_{p0} = E_p e^{ik_c x_0}$ 。在式 (4.36) 中关于探针场的 n 阶极化率为

$$\chi_{bc}^{[n]} = \frac{2\tau\mu_{cb}\tilde{\rho}_{bc}^{[n]}}{\varepsilon_0 E_p e^{ik_c x_0}} = \frac{\tau|\mu_{cb}|^2 \tilde{\rho}_{bc}^{[n]}}{\varepsilon_0 \hbar \frac{E_p \mu_{bc} e^{ik_c x_0}}{2\hbar}} = \frac{\tau|\mu_{cb}|^2 \tilde{\rho}_{bc}^{[n]}}{\varepsilon_0 \hbar \Omega_p}, \quad (4.37)$$

把式 (4.37) 和 (4.29) 放在一起考虑, 可得 0 阶 (线性) 极化率

$$\chi_{bc}^{[0]} = \frac{\tau|\mu_{cb}|^2 \tilde{\rho}_{bc}^{[0]}}{\varepsilon_0 \hbar \Omega_p} = \frac{\tau|\mu_{cb}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{-1}{P_0 - \Omega_1^* \Omega_2 R_0 X_1 - \Omega_1 \Omega_2^* S_0 Z_1}, \quad (4.38)$$

高阶极化率可通过递推关系 $\chi_{bc}^{[n]} = Z_n \chi_{bc}^{[n-1]}$ 和 $\chi_{bc}^{[-n]} = X_n \chi_{bc}^{[-(n-1)]}$ 得到。其中 Z_n 和 X_n 分别为式 (4.27) 和 (4.30)。对于 $n > 0$

$$\chi_{bc}^{[n]} = Z_n \chi_{bc}^{[n-1]} = Z_n Z_{n-1} \cdots Z_1 \chi_{bc}^{[0]} \propto (E_1^* E_2)^n, \quad (4.39)$$

式 (4.36) 可以重新写为

$$P_{bc}^{[n]}(t) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_p \chi_{bc}^{[n]} e^{-i(\omega'_p + n\delta)t} = \frac{1}{2^{2n+1}} E_p (E_1^* E_2)^n \chi_n e^{-i(\omega'_p + n\delta)t}, \quad (4.40)$$

其中 $\chi_n = \chi_{bc}^{[n]} / (E_{10}^* E_{20} / 4)^n$, 在 $n > 0$ 时很显然为 $2n+1$ 阶非线性极化率。对于 $n = 0$, $\chi_0 = \chi_{bc}^{[0]}$ 是非线性极化率。

对于速度为零的原子, 线性极化率为

$$\chi_{bc} = \frac{\tau|\mu_{cb}|^2}{\varepsilon_0 \hbar \Omega_p} \sum_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} = \sum_n \chi_{bc}^{[n]} = \frac{\tau|\mu_{cb}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{-1}{(-\Delta'_p + i\gamma_{bc}) - \frac{|\Omega_1 + \Omega_2|^2}{\Delta_{2ph1} + i\gamma_{ac}}}, \quad (4.41)$$

4.3.2 原子运动引起的多普勒效应

在实验上, 由于原子的运动谱线呈现多普勒展宽, 原子汽室的速率分布函数为

$$f(v) dv = \sqrt{\frac{1}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) dv, \quad (4.42)$$

其中, m 为单个原子的质量, k_B 为玻尔兹曼常数 (Boltzmann constant), T 为开尔文温度。不同速度的原子, 对不同方向的光感应的频率也不一样, 对于光的传播方向与原子运动方向相同 (或相反) 时, 原子感应到的光的频率为 $\omega_d = \omega_0 (1 \mp v/c)$, 由于原子的速度满足一定的分布函数, 导致原子感应到的光的频率也满足一定的分布

$$\begin{aligned}
 f(\omega_v)dv &= \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-m\left(\frac{\omega_v}{\omega_{ba}} - 1\right)^2 \frac{c^2}{2k_B T}\right) \frac{c}{\omega_{ba}} d\omega_v \\
 &= \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-m(\omega_v - \omega_{ba})^2 \frac{c^2}{2k_B T \omega_{ba}^2}\right) \frac{c}{\omega_{ba}} d\omega_v, \\
 &= \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{\Delta_d^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta_d \\
 &= f(\Delta_d) d\Delta_d
 \end{aligned} \tag{4.43}$$

其中 Δ_d 为原子运动引起的多普勒频移， σ 为

$$\sigma = \sqrt{\frac{kT}{mc^2}} \omega_{ba}. \tag{4.44}$$

对于温度为 T 的热原子，综合式 (4.38)、(4.43) 和 (4.44) 原子对探针光的平均吸正比于

$$\langle \text{Im} \chi_{bc}^{[0]}(\Delta_d) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta_d P(\Delta_d) \text{Im} \chi_{bc}^{[0]}(\Delta_d). \tag{4.45}$$

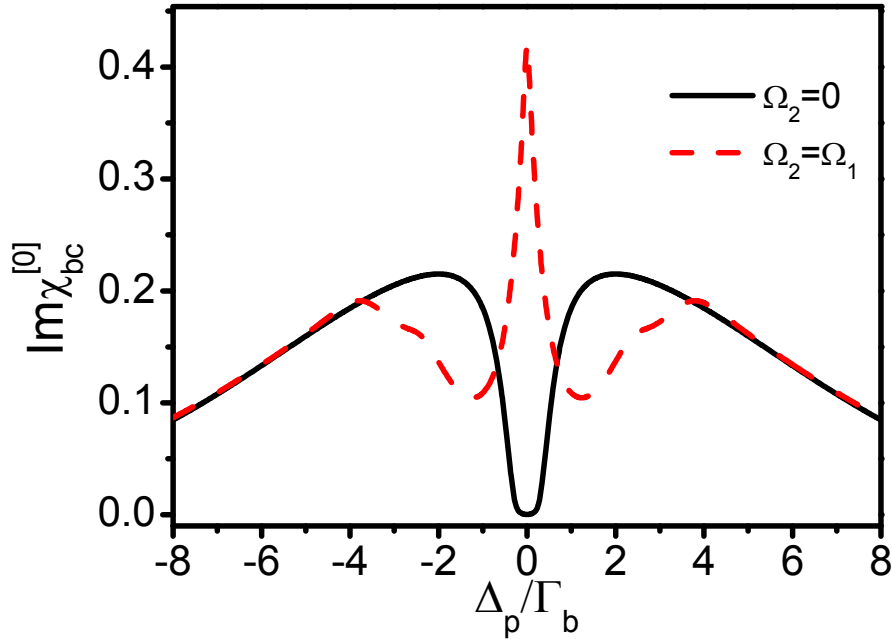


图 4.7 在有后向耦合场作用（黑色虚线）和没有后向耦合场作用（红色实线）时，理论计算得到的介质对探针场的吸收随失谐的变化。 $\Gamma_b = 2\pi \times 4.6$ MHz， $\Omega_p = 2\pi \times 2$ MHz， $\Omega_1 = 2\pi \times 50$ MHz，粒子数密度约 10^{15} cm^{-3}

图 4.7 为根据以上理论计算得到的介质对探针光的吸收随探针失谐的变化情况，

其中黑色实线为没有后向耦合场的曲线，红色虚线为前向和后向耦合场强度一样时得到的吸收曲线。从图中可以看出，当作用在原子上的耦合场由行波变为驻波时，原子对探针光的吸收特性由透明变为吸收增强。在驻波场作用下的原子，对探针光吸收的能量的过程，也伴随着非线性效应，会产生一束新的光场 E_b (图 4.6 (b))。

4.4 EIT 介质中光子晶体特性的实现

光子晶体的最主要特性是存在光子带隙，因此，判断 EIT 介质中是否实现光子晶体特性就是看是否存在光子带隙。

在一个三能级 EIT 系统中，如果耦合场是行波，系统对探针场的透射特性表现为透明；如果耦合场由行波变为驻波，系统对探针场的透射特性表现为吸收增强，同时由于光与原子的非线性相互作用，在探针光的镜面反射的方向产生一束新的光场^[40, 64]，这种光场的传播特性类似于一维光子晶体，光子晶体存在 PBG，对处于带隙内的光不能通过该晶体。

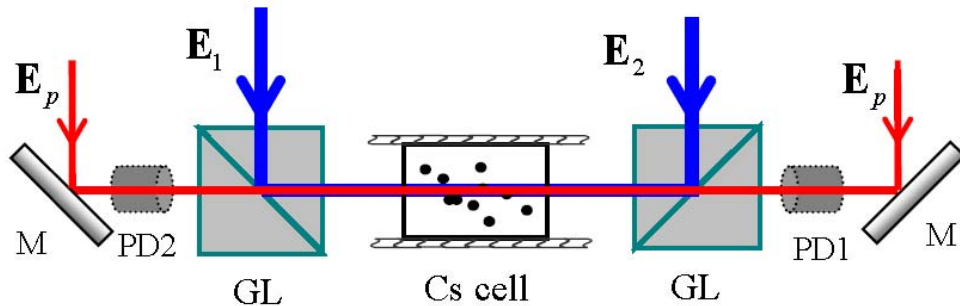


图 4.8 在 EIT 介质中实现光子晶体特性的实验装置图。M: 反射镜，GL: 格兰激光棱镜，PD1 和 PD2 为探测器

图 4.8 为实验上在 EIT 介质中观察光子晶体特性的实验装置简图，具体的实验过程可参考我们以前的工作^[40, 64]。图中的 E_1 和 E_2 是由钛宝石激光器发出的光分成两束形成，光束束宽为 0.83mm，在 E_1 和 E_2 的光路上分别架设声光移频器 (AOM)，可以用来改变 E_1 和 E_2 的频率，从而控制形成驻波场的两束耦合光场的相对频率失谐 δ 。半导体激光器产生的光 E_p (光束束宽为 0.5mm) 从两个相反的方向入射到原子汽室，然后用探测器 PD1 和 PD2 分别探测两个方向入射探针光的透射特性。我们定义 E_p 经过原子汽室后的透射信号为 T 。由于实验上主要研究驻波作用下原子介质的

PBG 特性，所以实验上没有测量由于非线性相互作用产生的 \mathbf{E}_b 。

根据我们在驻波调制 EIT 介质的相关工作^[40, 64, 134]，在如图 4.8 所示的实验系统中，关于探针光和反射场的耦合波方程为

$$\frac{\partial}{\partial x} E_p(x) = -\beta_{12}(\omega_p) E_p(x) + i\kappa_{21}(\omega_b) e^{-i\Delta k_x x} E_b(x), \quad (4.46)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} E_b(x) = -\beta_{21}(\omega_b) E_b(x) + i\kappa_{12}(\omega_p) e^{i\Delta k_x x} E_p(x), \quad (4.47)$$

其中 $\beta_{ij}(\omega)$ ($\kappa_{ij}(\omega)$) 是频率为 ω 的探针场穿过由耦合场 E_i 和反向传输的耦合场 E_j 作用的原子系统的衰减（混频）系数，他们分别与介质的线性 (χ_{ij}^L) 和非线性 (χ_{ij}^{NL}) 极化率有关，表示为 $\beta_{ij} = k_p \cos \theta \text{Im} \chi_{ij}^L / 2$ 和 $\kappa_{ij} = k_p \cos \theta E_1 E_2 \chi_{ij}^{NL} / 2$ 。 Δk_x 是波矢量在 x 方向上的相位失配量。反射场通过四波混频过程产生，他的的频率为 $\omega_b = \omega_p - \omega_1 + \omega_2$ 。对于长度为 $L = 50\text{mm}$ 原子汽室，通过求解式 (4.46) 和 (4.47) 可得到探针场的透射特性，

$$T \equiv \left| \frac{E_p(L)}{E_p(0)} \right|^2 = \left| \frac{e^{(\lambda_+ + \lambda_-)L} (\lambda_- - \lambda_+)}{[\lambda_- + \beta_{12}(\omega_p)] e^{\lambda_- L} - [\lambda_+ + \beta_{12}(\omega_p)] e^{\lambda_+ L}} \right|^2, \quad (4.48)$$

$$R \equiv \left| \frac{E_b(0)}{E_p(0)} \right|^2 = \left| \frac{1}{\kappa_{21}(\omega_b)} \frac{e^{-(\lambda_+ - \lambda_-)L} - 1}{e^{-(\lambda_+ - \lambda_-)L} [\lambda_+ + \beta_{12}(\omega_p)]^{-1} - [\lambda_- + \beta_{12}(\omega_p)]^{-1}} \right|^2 \quad (4.49)$$

其中

$$\lambda_{\pm} = \frac{-i\Delta k_x - \beta_{12}(\omega_p) + \beta_{21}(\omega_b)}{2} \pm \frac{\sqrt{[i\Delta k_x - \beta_{12}(\omega_p) - \beta_{21}(\omega_b)]^2 + 4\kappa_{12}(\omega_p)\kappa_{21}(\omega_b)}}{2}. \quad (4.50)$$

图 4.9 所示的是当两束耦合场之间的相对频率失谐为 $\delta = 0$ 时，探针场 E_p 的透射特性。图中红色曲线为只有同向的耦合场 \mathbf{E}_1 和探针场 E_p 时的曲线，在这种情况下，耦合场为行波场，对应于常见的 EIT 系统，探针场的透射特性表现为 EIT；而同向 \mathbf{E}_1 和反向 \mathbf{E}_2 耦合场都作用在原子上时，耦合场形成驻波，探针场 E_p 的透射特性表现为强吸收，如图中黑色曲线所示，其中黑色虚线为用式 (4.48) 理论模拟的结果。从图 4.9 中黑色曲线可以看出，在探针光相对于原子共振吸收 $-5\text{MHz} \leq \Delta_p \leq 5\text{MHz}$ 时，探针光没有透射，在这个频率失谐范围内该系统的表现出来的特性就相当于一个一维光子晶体的 PBG。

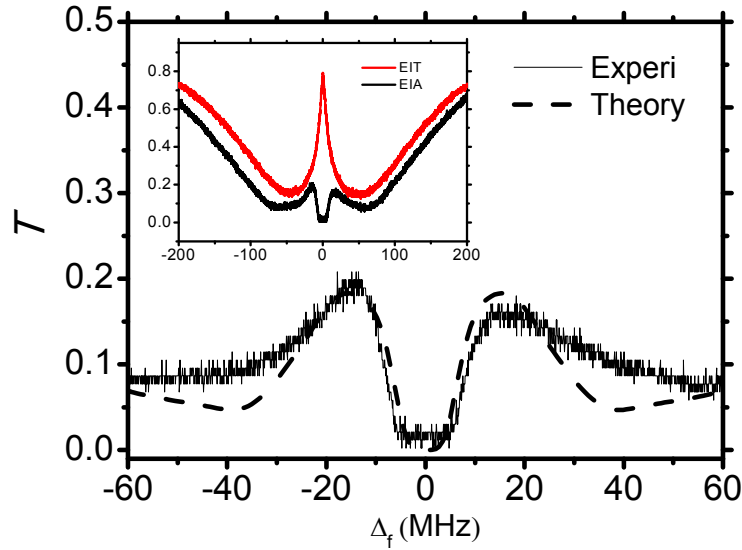


图 4.9 探针光的透射谱随探针光频率失谐的变化情况。实验中探针场和耦合场的功率分别为 $300\mu\text{W}$ 和 20mW ，原子汽室的温度为 31°C

4.5 在 EIT 介质中光学二极管功能的实现

光学二极管，也称为光学隔离器^[139]，它只允许光沿着一个方向传播，而不允许光向相反的方向传播。从而阻止不必要的反射光（光学元件表面反射等）返回到光源系统等，保障光学设备运转的稳定性。在一般的线性和非磁介质中，对于一束偏振光穿过介质光源和探测器的位置相互交换，光的透射特性不会改变。而磁致法拉第效应破坏了偏振旋转的时间反演对称性^[139]，非线性效应引起的非对称性^[140-144]能够满足光学隔离器的实际需要。但是，利用法拉第效应做成的隔离器，体积比较大，而且需要较强磁场；非线性需要强电场来实现。目前，一些新设计在光的量子网络中有着潜在的应用前景，例如把二极管集成在一个芯片上^[145-150]，可以对其进行光学操控^[145]，可以降低对其操控的阈值甚至达到单光子水平^[151]。而一个更好的设想是把二极管集成到信息处理的过程中。按这种设想，对二极管的全光操控是非常方便的，不需要额外的光学隔离设备。

在量子信息处理过程中 EIT 介质扮演着非常重要的角色^[152, 153]，EIT 是可以全光操控的，而且已经可以集成到芯片上^[154]，并且达到了单光子的水平^[155]。基于 EIT 的光学二极管不仅具有 EIT 所具有的特性，而且可以把光学隔离函数集成到量子信息处理单元中。最近不需要磁场的光学二极管在基于动力学的折射率调制在电光金属氧化物半导体^[150]、声光光纤^[145]和硅芯片^[156]上已经实现。我们利用失谐的驻波场作

用下的EIT介质，同样可以实现全光二极管功能。

当两束耦合场之间的相对频率失谐为 $\delta \neq 0$ 时，由 \mathbf{E}_1 和 \mathbf{E}_2 叠加形成的驻波波包将以一定的速度 v 移动

$$v = -\frac{\delta}{2\omega_c} c, \quad (4.51)$$

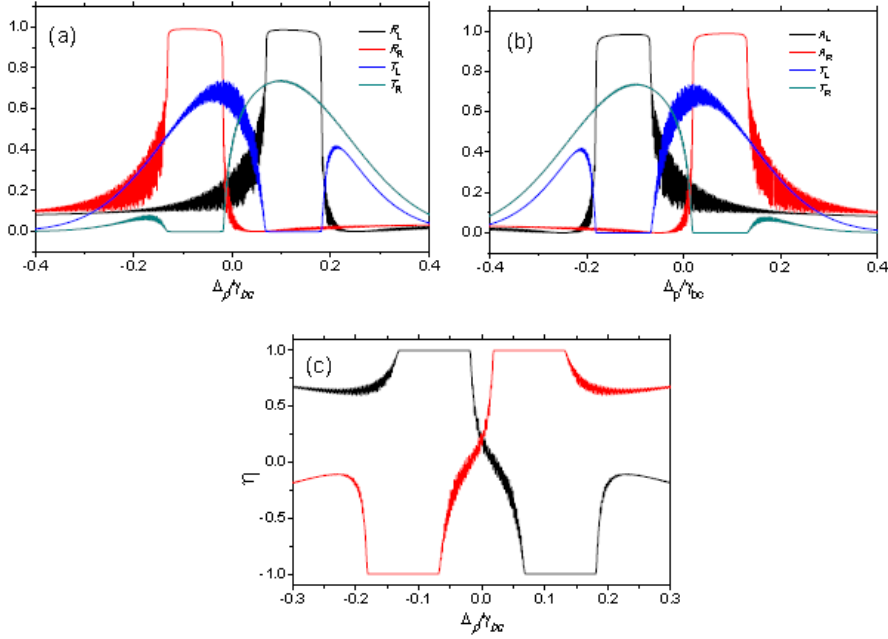


图4.10 理论计算得到的透射反射特性。二极管的反射谱 R_L (黑色) 和 R_R (红色) 与透射谱 T_L (蓝色) 和 T_R (绿色)，左边和右边的入射光用下标 ‘L’ 和 ‘R’ 区分。驻波的失谐为 (a) $\delta = -0.2\gamma_{bc}$ ，和 (b) $\delta = 0.2\gamma_{bc}$ 。 \mathbf{E}_1 的失谐 $\Delta_1 = 0$ 。 (c) 透射的对比度 η (用图 (a) 中 (黑色) 与图 (b) 中 (红色) 数据画出)。 \mathbf{E}_1 的拉比频率为 $10\gamma_{bc}$ ， $(E_2/E_1)^2 = 0.2$ 。粒子数密度 $N = 3.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ， $L = 1 \text{mm}$ ，入射角 $\theta = 0$ 。两个基态间的消相率为0。

其中 $\omega_c = (\omega_1 + \omega_2)/2$ 。图4.10 (a) 和4.10 (b) 为探针光从左右两边分别入射时，理论计算得到的反射和透射特性随探针光失谐 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{bc}$ 的变化情况。 R_L 和 T_L 表示探针光从左边入射的反射和透射， R_R 和 T_R 表示探针光从右边入射的反射和透射，这里的左 (右) 指的是探针光沿着 \mathbf{E}_1 (\mathbf{E}_2) 的传播方向。理论计算参量的取值参考了实验参数，取耦合场 \mathbf{E}_1 的失谐 $\Delta_1 = \omega_1 - \omega_{ba} = 0$ ，并调节 \mathbf{E}_2 的失谐为 $\delta = \mp 0.2\gamma_{bc}$ ， γ_{bc} 是两个基态 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 之间的退相干率。为了表征光学二极管的特性，我们定义两个方向透射的对比度为 $\eta = (T_L - T_R)/(T_L + T_R)$ ，并运用图4.10 (a) 和4.10 (b) 的数据计算了 η (图4.10 (c))。当 $\eta = 1$ ($\eta = -1$) 时，只有左边 (右边) 入射的探针光能

够通过。从图4.10 (a) 中我们发现存在两个工作区域，在探针光失谐为 $\Delta_p = -0.1\gamma_{bc}$ (或者 $\Delta_p = 0.1\gamma_{bc}$) 只允许左边(右边)入射的探针光能够透射过去而不被吸收，获得了光学二极管的透射特性。图4.10 (b) 仅仅只改变了 δ 的符号(改变了驻波的运动方向)，相对于图4.10 (a) 来说，只是形成二极管的两个工作区域的相对位置进行了交换。像移动的光子晶体期望的一样，左右两个方向入射的探针光的光子带隙相对移动了 δ 。

图4.11反映了两个相反方向入射的探针光的透射光谱与 δ 的函数关系。图中的紫色区域为光子禁带，它在两个透射分支中间。图4.11 (a) 中的禁带恰好与 (b) 的导带重叠，反之亦然。我们也能够注意到这儿的移动光子晶体具有真正的移动光子晶体没有的特性，带隙宽度随着 δ 的增大而增加，但是对于真正的光子晶体，运动并不能改变带隙的宽度。

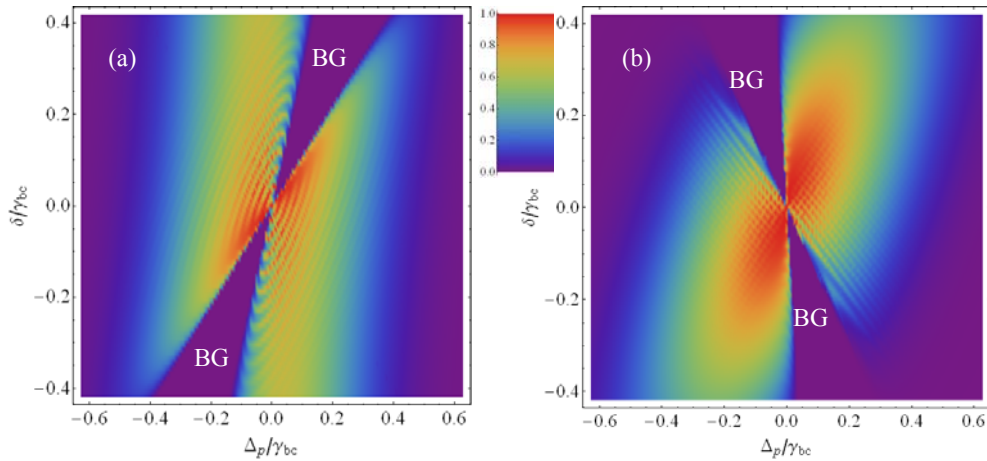


图4.11 光子带隙结构随探针光失谐的变化关系。 T_L (a), T_R (b) 作为相对驻波频率失谐 δ 的函数。其中BG表示带隙。(a) 中的禁带恰好与 (b) 中的导带重叠，反之亦然。参量取值同图3.3

为了验证以上基于移动光子晶体的理论讨论，我们按照图4.8中的实验装置对测量了两个相反反向入射探针光的透射谱。两个相向传播的耦合场的考虑为50 mW，探针光功率为40 μ W。Cs 原子汽室的温度 $T = 28.6$ $^{\circ}$ C，此时粒子数密度 $N \approx 3.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。图3.5为我们测量到的不同 δ 下探测光分别从两个方向入射时的透射特性，从图4.12 (a) 和图4.12 (b) 中我们可以看到，由于 $\delta \neq 0$ ，从两个方向入射的探针光的透射特性表现不一样，这主要是由于多普勒效应和非线性四波混频

过程引起的。由于在整个四波混频过程要满足两个双光子共振条件（一是探针光 \mathbf{E}_p 与同向的耦合光，另一个是产生的反射光 \mathbf{E}_b 与反向的耦合光），这就要求探针光从左向右入射时要满足 $\Delta_p = \Delta_1$ ，从右向左传播时要满足 $\Delta_p = \Delta_1 + \delta$ ，所以 $\delta \neq 0$ 时，系统的带隙结构在两个不同方向会有 δ 的频率差。另一个解释是由于 \mathbf{E}_1 和 \mathbf{E}_2 形成的驻波具有速度 v ，作用在 EIT 介质上的周期性调制空间调制也具有速度 v ，类似与一个移动的光子晶体，由于多普勒效应使得系统的带隙结构在两个不同方向处于不同的频率区域。 $\delta = 0$ 从左右分别入射的探针光具有相同的透射特性，这说明 $\delta \neq 0$ 破坏了系统透射特性的对称性。

从图 4.12 中我们也可以看出，在 $\delta \neq 0$ 时，存在两个频率区间，一个区间为探针光可以从左向右传播而不被完全吸收，并且光不能把能量从右向左传播；另一个区间的探针光的透射特性恰好相反。在以上两个区间光的传播特性类似于一个光学二极管，只允许光从一个方向传播，而不允许光以相反的方向传播。在图 4.12 中，探针光的透射效率最高只有 30%，作为一个隔离器，是不利于实际应用的，为了提高探针场的透射效率，我们作用一束泵浦场在跃迁能级 $|c\rangle$ 与 $6^2P_{2/3}, F' = 4$ 上，降低处于能级 $|c\rangle$ 上的布居数，从而降低对探针场的吸收，利用光泵浦的方法实验上已经使探针场的透射效率达到了 60%^[134]。

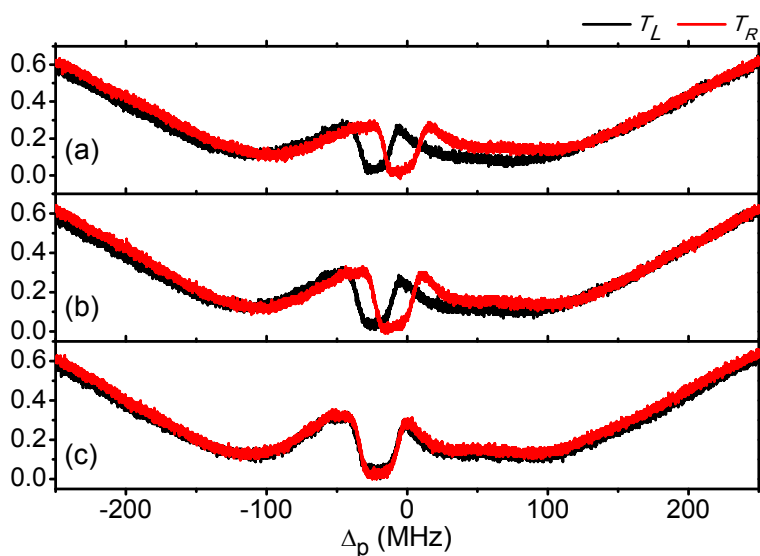


图 4.12 在温度为 28.6°C，探针光功率为 40 μW ，耦合光功率为 50 mW，不同方向探针场经过原子汽室的透射特性。耦合场 E_1 的频率失谐为 $\Delta_1 = -30\text{MHz}$ 。(a) $\delta = -20\text{MHz}$ ，(b) $\delta = -10\text{MHz}$ ，(c) $\delta = 0\text{MHz}$ 。

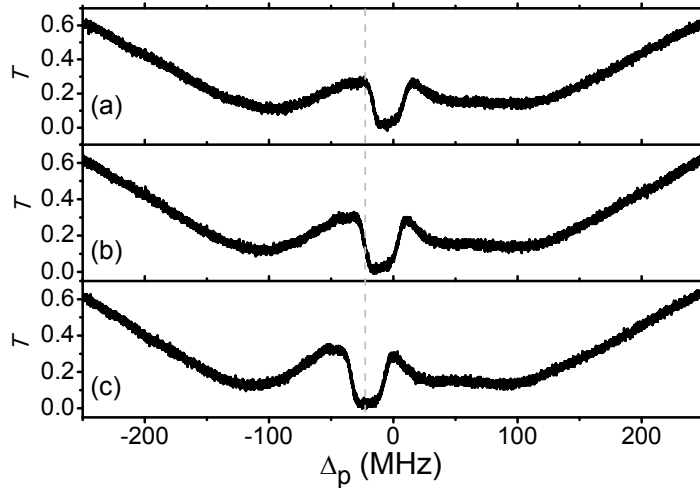


图4.13 在温度为 28.6°C ，探针光功率为 $40\mu\text{W}$ ，耦合光功率为 50mW ，探针场沿 x 方向入射时的透射特性。耦合场 E_2 的频率失谐为 $\Delta_2 = -30\text{MHz}$ 。(a) $\delta = 20\text{MHz}$ ，(b) $\delta = 10\text{MHz}$ ，(c) $\delta = 0\text{MHz}$ 。

图4.13为我们测量到的不同 δ 下探测光 E_p 沿 x 方向入射时的透射特性，在测量过程中使 E_2 得失谐始终为 $\Delta_2 = -30\text{MHz}$ 从图4.13 (a) -4.13 (c)中我们可以看出，随着 δ 的变大，透射曲线朝着频率增大的方向移动。，不同的 δ ，吸收最强的区域处在不同的频率区间，这同样是由于非线性四波混频过程和多普勒效应引起的。随着 δ 的增加，带隙位置向着探测光频率增大的方向移动，同时宽度有所降低，在保持带隙宽度基本不变的情况下，带隙中心频率移动了 20MHz 。

4.6 小结

基于光子晶体以及移动的光子晶体的带隙特点，我们提出了一种在EIT介质中实现光子晶体和移动光子晶体的方法，它是通过两束耦合光形成驻波作用在EIT介质上，由于驻波强度在空间上的周期性调制导致了EIT介质对探针光的折射率的空间周期性调制形成的。与传统的光子晶体相比较，它是通过对光的操控实现的，具有可调谐的优点。就移动的光子晶体而言，并不是使光学介质真正的移动起来，而是通过对光的操控使具有周期性空间调制的场移动起来，这在实验上和实际应用中是比较方便的。

全文总结及展望

本文首先阐述了光与原子相互作用的一个最基本的相干过程，电磁诱导透明，然后介绍了电磁诱导光栅的产生机制，及其在四波混频过程中所起的作用。主要研究了在光与原子相互作用过程中，获得原子系统光学厚度大小的方法，以及在温度较高的铯原子汽室明亮孪生光束的产生，驻波场作用下的电磁诱导透明介质光子晶体特性等内容。

第一章是绪论，简单介绍了基于原子相干的电磁诱导透明效应，然后重点阐述了电磁诱导光栅的形成机制、分类以及在四波混频过程中所起的作用。

第二章利用光与原子相互作用的半经典理论，写出了光与简单二能级原子相互作用的布洛赫方程，然后根据跃迁选择定则，把方程推广到了真实的原子系统，重点考虑了原子运动引起的多普勒效应以及原子横向穿过光束的时间分布，通过对光通过不同温度原子汽室的透射曲线的精确模拟，分析光的偏振和光强以及温度对光学厚度的影响。得出了光学厚度与光的强度和偏振、原子汽室的温度都有关系。光强的增加引起了原子基态布居数的减少，导致光学厚度的减少；而不同的偏振使得原子基态布居数在每个塞曼子能级分布不同，由于每个塞曼子能级对应的跃迁路径的跃迁强度不同，使得原子对不同偏振光表现出来的光学厚度也不一样；温度会引起原子粒子数密度的变化，从而引起光学厚度的变化。

第三章实验上研究了铯原子汽室作为非线性介质的拉曼四波混频，测量了相同条件下，不同泵浦光功率和不同长度原子汽室产生的探针场与共轭场之间的量子关联。通过对测量数据的分析找出了量子关联与具体参量之间的规律，为进一步提高量子关联提供了参考。理论上建立了依赖于具体原子系统的有效哈密顿量，得到了拉曼四波混频过程的输入输出关系，并分析了实验过程中引入的损耗对量子关联的影响。理论计算了具体原子参数的增益和量子关联，揭示了在铯原子汽室中获得频差约 18.4GHz 下的具有较强的强度关联光场的困难和条件。

第四章理论研究了耦合场为驻波场时与原子相互作用时探针场的吸收特性，实验上测量了在驻波场作用下的铯原子汽室探针场的透射特性，发现在一定的频率区域出现了对探针场的强吸收，就像光子晶体所具有的光子带隙，不允许频率处于带隙内的光通过。而且驻波场光强的强度分布在空间上是周期性的亮暗，处于波腹的原子由于电磁诱导透明，对探针场表现为透明；而处于波节的原子相当于一个二能

级原子，对二能级原子表现为吸收。也就是处在波腹和波节处的原子对探针场的折射率表现的不一样，驻波场强度的空间周期性分布将会引起原子介质对探针场折射率的周期性，也类似于一个光子晶体。由驻波场作用下的原子介质所形成的光子带隙的中心频率位置可以通过调节形成驻波场的两束光场的相对频率失谐来改变，而调节频率失谐要比对光子晶体进行掺杂来改变光子带隙的特性方便的多。

通过对以上实验结果的分析，产生的明亮孪生光束之间的量子关联还比较小，不能应用于实际的量子通讯过程中，因此，下一步我们要降低实验过程中引入的损耗，寻找合适的能级（例如基态超精细分裂能级的塞曼子能级）来提高产生的孪生光束之间的量子关联。而在原子介质中形成的光子带隙，虽然操控起来比较方便，对频率处于带隙内的光也有很好的隔离，但是对于一个真正的光子晶体来说，对频率不在带隙内的光，它的透射率还比较低，因此我们下一步要进一步优化实验系统，提高原子介质形成的光子晶体的透射率。

参 考 文 献

- [1] U. Fano, Effects of Configuration interaction on intensities and Phase shifts, *Phys. Rev.*, 1961, 124, 1866-1878.
- [2] E. Arimondo, and G. Orriols, Nonabsorbing Atomic Coherences by Coherent 2-Photon Transitions in a 3-Level Optical-Pumping, *Lett. Nuovo Cimento*, 1976, 17, 333-338.
- [3] O. A. Kocharovskaya and Y. I. Khanin, Coherent amplification of an ultrashort pulse in a three-level medium without a population inversion, *Jetp Letters*, 1988, 48, 630-634.
- [4] S. E. Harris, Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances, *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62, 1033-1036.
- [5] M. O. Scully, S. Y. Zhu and A. Gavrielides, Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing, *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62, 2813-2816.
- [6] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu, Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64, 1107-1110.
- [7] K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2593-2596.
- [8] S. Du, E. Oh, J.-M. Wen, and M. H. Rubin, Four-wave mixing in three-level systems: Interference and entanglement, *Phys. Rev. A*, 2007, 76, 013803.
- [9] 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.
- [10] Bajcsy M, Zibrov A.S, Lukin M.D., Stationary pulses of light in an atomic medium, *Nature*, 2003, 426, 638-641.
- [11] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau, Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses, *Nature (London)*, 2001, 409, 490-493.
- [12] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, and R. L. Walsworth, M. D. Lukin, Storage of Light in Atomic Vapor, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86, 783-786.
- [13] Juan F. Lam and Richard L. Abrams, Theory of nonlinear optical coherences in resonant degenerate four-wave mixing, *Phys. Rev. A*, 1982, 26, 1539-1548.

- [14] P. P. Kircheva, G. B. Hadjichristov, and M. D. Stamova, Two-photon resonance degenerate four-wave mixing in a three-level polar molecule (model calculations), *Optical and Quantum Electronics*, 1996, 28, 1055-1066.
- [15] V. Boyer, C. F. McCormick, E. Arimondo, and P. D. Lett, Ultraslow Propagation of Matched Pulses by Four-Wave Mixing in an Atomic Vapor, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99, 143601.
- [16] H. Kang, G. Hernandez, and Y. Zhu, Resonant four-wave mixing with slow light, *Phys. Rev. A*, 2004, 70, 061804.
- [17] I. Pop and L. Moorman, Electromagnetically induced generation, gain in delayed wave mixing, and measuring coherent states using quantum- interference windows, *Phys. Rev. A*, 1999, 60, 678-686.
- [18] G. C. Cardoso, V. R. de Carvalho, S. S. Vianna, and J. W. R. Tabosa, Population-grating transfer in cold cesium atoms, *Phys. Rev. A*, 1999, 59, 1408-1412.
- [19] C. Affolderbach, S. Knappe, and R. Wynands, A. V. Taichenachev and V. I. Yudin, “Electromagnetically induced transparency and absorption in a standing wave,” *Phys. Rev. A*, 2002, 65, 043810.
- [20] H. Kang, G. Hernandez, Y. Zhu, Nonlinear wave mixing with electromagnetically induced transparency in cold atoms,” *J. of Mod. Opt.* 2005, 52, 2391-2399.
- [21] A. W. Brown and M. Xiao, All-optical switching and routing based on an electromagnetically induced absorption grating, *Opt. Lett.*, 2005, 30, 699-701.
- [22] Klaus M. Gheri, et al, Quantum noise reduction close to an optically bistable dark resonance, *Phys. Rev. A*, 1994, 50, 1871-1876.
- [23] B. Julsgaard, A. Kozhekin, E. S. Polzik, Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects, *Nature*, 2001, 413, 400-403.
- [24] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André, R. L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov and M. D. Lukin, Atomic Memory for Correlated Photon States, *Science*, 2003, 301, 196-200.
- [25] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan, H. J. Kimble, Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles, *Nature*, 2003, 423, 731-734.
- [26] B. B. Blinov, D. L. Moehring, L.-M. Duan, C. Monroe, Observation of entanglement

- between a single trapped atom and a single photon, *Nature*, 2004, 428, 153-157.
- [27] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, UK, 1997).
- [28] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media, *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77, 633.
- [29] M. D. Lukin, Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles, *Rev. Mod. Phys.*, 2003, 75, 457.
- [30] E. Arimondo, V Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy, *Prog. Optics*, 1996, 35, 257-354.
- [31] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Kasapi, Dispersive properties of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. A*, 1992, 46, R29- R32.
- [32] 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.
- [33] A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin, and S. E. Harris, Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamics, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 2447-2450.
- [34] Masaharu Mitsunaga and Nobuyuki Imoto, Observation of an electromagnetically induced grating in cold sodium atoms, *Phys. Rev. A*, 1999, 59, 4773-4776.
- [35] H. J. Eichler, P. Günter, D.W. Pohl, *Laser-Induced Dynamic Gratings*[M]. (Springer Series in Optical Sciences) (Volume 50), 1986
- [36] H.J. Coufal, D. Psaltis, and G.T. Sincerbox, *Holographic data storage*, (Springer, New York, 2000) .
- [37] H.J. Eichler, P. Kuemmel, S. Orlic, and A. Wappelt, High density disk storage by multiplexed microhologramms, *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron*, 1998, 4, 840–848.
- [38] D.C. Meisel, M. Wegener, and K. Busch, Three-dimensional photonic crystals by holographic lithography using the umbrella configuration: Symmetries and complete photonic band gaps, *Phys. Rev. B*, 2004, 70, 165104.
- [39] A. W. Brown and M. Xiao, *Opt. Lett.* 30, 699 (2005)
- [40] Haitao Zhou, Dawei Wang, Dan Wang, Junxiang Zhang, Shiyao Zhu, Efficient reflection via four-wave mixing in a Doppler-free

- electromagnetically-induced-transparency gas system, *Phys. Rev. A*, 2011, **84**, 053835.
- [41] HE Q Y, WU J H, WANG T J, and GAO J Y., Dynamic control of the photonic stop bands formed by a standing wave in inhomogeneous broadening solids, *Physical Review A*, 2006, 73, 053813.
- [42] Bajcsy M, Zibrov A.S, Lukin M.D., Stationary pulses of light in an atomic medium, *Nature*, 2003, 426, 638-641.
- [43] P.R. Hemmer, D.P. Katz, J. Donoghue, M. Cronin-Galomb, M.S. Shahriar, and P. Kumar, Efficient low-intensity optical phase conjugation based on coherent population trapping in sodium, *Opt. Lett.*, 1995, 20, 982 .
- [44] G. C. Cardoso, and J. W. R. Tabosa, Electromagnetically induced gratings in a degenerate open two-level system, *Phys. Rev. A*, 2002, 65, 033803
- [45] M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.*, 2003, 75, 457.
- [46] S. E. Harris, *Phys. Today*, 1997, 50, 36.
- [47] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77, 633.
- [48] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86, 783.
- [49] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, *Nature (London)*, 2001, 409, 490.
- [50] A. S. Zibrov, A. B. Matsko, O. Kocharovskaya, Y. V. Rostovtsev, G. R. Welch, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, 103601.
- [51] A. Mair, J. Hager, D. F. Phillips, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. A*, 2002, 65, 031802(R).
- [52] B. Wang, S. Li, H. Wu, H. Chang, H. Wang, and M. Xiao, *Phys. Rev. A* 72, 043801 2005.
- [53] Yong-Fan Chen, Shih-Hao Wang, Chang-Yi Wang, and I. A. Yu, *Phys. Rev. A*, 2005, 72, 053803; Anil K. Patnaik, F. L. Kien, and K. Hakuta, *ibid.*, 2004, 69, 035803.
- [54] D. Moretti, N. Gonzalez, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa, Dynamics of Bragg diffraction in a stored light grating in cold atoms, *Phys. Rev. A*, 2008, 78, 023811
- [55] 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, 33(10), 1002001
- [56] 北京大学大气物理学编写组, *大气物理学*, 北京: 气象出版社, 1987, 348~363

- [57] 李栋, 陈文忠. MODIS 遥感中国东部海域气溶胶光学厚度与现场测量数据的对比分析, 光学学报, 2010, 30 (10), 2828~2836
- [58] 胡方超, 王振会, 张兵等. 遥感试验数据确定大气气溶胶类型的方法研究, 中国激光, 2009, 36 (2), 312~317
- [59] 卫晓东, 张华. 非球形沙尘气溶胶光学特性的分析, 光学学报, 2011, 31 (5), 0501002-1~0501002-8
- [60] 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
- [61] 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
- [62] 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
- [63] 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
- [64] 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
- [65] Vuletic V, Thompson J K, Martin J, et al. Quantum Manipulation of Ultracold Atoms, *RLE Progress Report*, 2005, 147, 16, 16-1~16-7
- [66] 李卓恒, 李刚, 张玉驰等. 用于铯原子受激拉曼绝热输运过程的光源的产生, 光学学报, 2011, 31(1), 0102002-1~0102002-6
- [67] J. Foot. *Atomic Physics*[M]. Oxford: Oxford University Press, 2005, 137~141
- [68] 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
- [69] <http://steck.us/alkalidata>
- [70] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, 2nd ed. Princeton: Princeton University Press, NJ, 1960. 68~89
- [71] R. J. Rafac, C. E. Tanner, A. E. Livingston, and H. G. Berry, Fast-beam laser lifetime measurements of the cesium $6p^2P_{1/2,1/3}$ states, *Phys. Rev. A*, 1999, **60**, 3648
- [72] S. L. Braunstein, and P. van Loock, Quantum information with continuous variables,

- Rev. Mod. Phys., 2005, 77, 513–577.
- [73] P. H. Souto Ribeiro, C. Schwob, A. Maître, and C. Fabre, Sub-shot-noise high-sensitivity spectroscopy with optical parametric oscillator twin beams, *Opt. Lett.*, 1997, 22, 1893.
- [74] J. Mertz, T. Debuisschert, A. Heidmann, C. Fabre, and E. Giacobino, Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams, *Opt. Lett.*, 1991, 16, 1234.
- [75] J. Gao, F. Cui, C. Xue, C. Xie, and K. Peng, Generation and application of twin beams from an optical parametric oscillator including an α -cut KTP crystal, *Opt. Lett.*, 1998, 23, 870.
- [76] J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel, and H. Zbinden, Pulsed Energy-Time Entangled Twin-Photon Source for Quantum Communication, *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82, 2594.
- [77] E. Brambilla, L. Caspani, O. Jedrkiewicz, L. A. Lugiato, and A. Gatti, High-sensitivity imaging with multi-mode twin beams, *Phys. Rev. A.*, 2008, 77, 053807.
- [78] I. P. Degiovanni, M. Bondani, E. Puddu, A. Andreoni, and M. G. A. Paris, Intensity correlations, entanglement properties, and ghost imaging in multimode thermal-seeded parametric down-conversion: Theory, *Phys. Rev. A.*, 2007, 76, 062309.
- [79] V. Boyer, A. M. Marino, R. C. Pooser, and P. D. Lett, Entangled Images from Four-Wave Mixing, *Science*, 2008, 321, 544.
- [80] V. Boyer, A. M. Marino, and P. D. Lett, Generation of Spatially Broadband Twin Beams for Quantum Imaging, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100, 143601.
- [81] N. Treps, U. Andersen, B. Buchler, P. K. Lam, A. Maître, H.-A. Bachor, and C. Fabre, Surpassing the Standard Quantum Limit for Optical Imaging Using Nonclassical Multimode Light, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, 203601.
- [82] S. Reynaud, C. Fabre, and E. Giacobino, Quantum fluctuations in a two-mode parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1987, 4, 1520.
- [83] A. S. Lane, M. D. Reid, and D. F. Walls, Absorption Spectroscopy beyond the Shot-Noise Limit, *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 60, 1940.

- [84] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi, Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among Distant Nodes in a Quantum Network, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78, 3221.
- [85] 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.
- [86] M. Fleischhauer, and M. D. Lukin, Quantum memory for photons: Dark-state polaritons, *Phys. Rev. A*, 2002, 65, 022314.
- [87] L. M. Duan, M. Lukin, J. I. Cirac, P. Zoller, Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics, *Nature*, 2001, 414, 413.
- [88] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André, R.L.Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin, Atomic Memory for Correlated Photon States, *Science*, 2003, **301**, 196.
- [89] V. Balić, D. A. Braje, P. Kolchin, G. Y. Yin, and S. E. Harris, Generation of Paired Photons with Controllable Waveforms, *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94, 183601.
- [90] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C.W.Chou, L.-M. Duan, and H. J. Kimble, Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles, *Nature (London)*, 2003, **423**, 731.
- [91] K.-J. Boller, A. Imamolu, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2593.
- [92] H. Schmidt and A. Imamoglu, Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency, *Opt. Lett.*, 1996, 21, 1936.
- [93] L. Deng and M. G. Payne, Inhibiting the Onset of the Three-Photon Destructive Interference in Ultraslow Propagation-Enhanced Four-Wave Mixing with Dual Induced Transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91, 243902.
- [94] H. Kang, G. Hernandez, and Y. Zhu, Resonant four-wave mixing with slow light, *Phys. Rev. A*, 2004, 70, 061804(R).
- [95] S. Du, E. Oh, J.-M. Wen, and M. H. Rubin, Four-wave mixing in three-level systems: Interference and entanglement, *Phys.Rev.A*, 2007, 76, 013803.

- [96] D. A. Braje, V. Balić, S. Goda, G. Y. Yin, and S. E. Harris, Frequency Mixing Using Electromagnetically Induced Transparency in Cold Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93, 183601.
- [97] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo, and P. D. Lett, Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor, *Opt. Lett.*, 2007, 32, 178.
- [98] C. F. McCormick, A. M. Marino, V. Boyer, and P. D. Lett, Strong low-frequency quantum correlations from a four-wave-mixing amplifier, *Phys. Rev. A*, 2008, 78, 043816.
- [99] A. M. Marino, R. C. Pooser, V. Boyer, and P. D. Lett, Tunable delay of Einstein–Podolsky–Rosen entanglement, *Nature*, 2009, 457, 859.
- [100] C. Liu, J. Jing, Z. Zhou, R. C. Pooser, F. Hudelist, L. Zhou, and W. Zhang, Realization of low frequency and controllable bandwidth squeezing based on a four-wave-mixing amplifier in rubidium, *Opt. Lett.*, 2011, 36, 2979.
- [101] Q. Glorieux, L. Guidoni, S. Guibal, J.-P. Likforman, and T. Coudreau, Quantum correlations by four-wave mixing in an atomic vapor in a nonamplifying regime: Quantum beam splitter for photons, *Phys. Rev. A*, 2011, 84, 053826.
- [102] T. T. Grove and M. S. Shahriar, P. R. Hemmer, P. Kumar, V. S. Sudarshanam, and M. Cronin-Golomb, Distortion-free gain and noise correlation in sodium vapor with four-wave mixing and coherent population trapping, *Opt. Lett.*, 1997, 22, 769.
- [103] Q. Glorieux, R. Dubessy, S. Guibal, L. Guidoni, J.-P. Likforman, T. Coudreau, and E. Arimondo, Double- Λ microscopic model for entangled light generation by four-wave mixing, *Phys. Rev. A*, 2010, 82, 033819.
- [104] M. Jasperse, L. D. Turner and R. E. Scholten. Relative intensity squeezing by four-wave mixing with loss: an analytic model and experimental diagnostic. *Opt. Express*, 2011, 19, 3765
- [105] S. Knappe, V. Shah, P. D. D. Schwindt, L. Hollberg, J. Kitching, L.-A. Liew, and J. Moreland, A microfabricated atomic clock, *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 85, 1460.
- [106] D. Pinotsi and A. Imamoglu, Single Photon Absorption by a Single Quantum Emitter, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100, 093603.
- [107] D. Höckel, and O. Benson, Electromagnetically Induced Transparency in Cesium Vapor with Probe Pulses on the Single-Photon Level, *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105,

- 153605.
- [108] J. X. Zhang, J. Cai, Y. F. Bai, J. R. Gao, S. Y. Zhu, Optimization of the noise property of delayed light in electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. A*, 2007, 76, 033814.
- [109] Y. Li, D. H. Cai, R. Ma, D. Wang, J. R. Gao, J. X. Zhang, Resolution enhancement in noise spectrum by using velocity selective optical pumping in cesium vapor, *App. Phys. B*, 2012, 109, 189.
- [110] W. R. Bosenberg, A. Drobshoff, J. I. Alexander, L. E. Myers, R. L. Byer, 93% pump depletion, 3.5-W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator, *Opt. Lett.*, 1996, 21, 1336.
- [111] D. Wang, L.Y. Hu, X. M. Pang, J. X. Zhang, S. Y. Zhu, Quadripartite entanglement from a double three-level Λ -type-atom model, *Phys. Rev. A*, 2013, 88, 042314.
- [112] H. P. Yuen and J. H. Shapiro. Generation and detection of two-photon coherent states in degenerate four-wave mixing. *Opt. Lett.*, 1979, 4, 344.
- [113] M. D. Reid and D. F. Walls. Generation of squeezed states via degenerate four-wave mixing. *Phys. Rev. A*, 1985, 31, 1622.
- [114] M. Jasperse, L. D. Turner and R. E. Scholten. Relative intensity squeezing by four-wave mixing with loss: an analytic model and experimental diagnostic. *Opt. Express*, 2011, 19, 3765.
- [115] Ken-ichi Harada, Parametric amplification in an electromagnetically induced transparency medium, *Phys. Rev. A*, 2008, 78, 013809.
- [116] C. F. McCormick, A. M. Marino, V. Boyer, and P. D. Lett, Strong low-frequency quantum correlations from a four-wave-mixing amplifier, *Phys. Rev. A*, 2008, 78, 043816.
- [117] V. Boyer, A.M. Marino, and P. D. Lett, Generation of Spatially Broadband Twin Beams for Quantum Imaging, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100, 143601.
- [118] A. M. Marino, V. Boyer, R. C. Pooser, P. D. Lett, K. Lemons, and K. M. Jones, Delocalized Correlations in Twin Light Beams with Orbital Angular Momentum, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101, 093602.
- [119] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58, 2486-2489.

- [120] E. Yablonovitch, Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58, 2059-2062(1987).
- [121] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, et al., Superprism phenomena in photonic crystals, *Phys. Rev. B*, 1998, 58, R10096- R10099.
- [122] L. H. Frandsen, A. V. Lavrinenko, et al., Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties, *Opt Express*, 2006, 14, 9444-9450.
- [123] B. J. Eggleton, R. E. Slusher, C. M. Sterke, et al., Bragg Grating Solitons, *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76, 1627-1630.
- [124] M. Mitsunaga and N. Imoto, Observation of an electromagnetically induced grating in cold sodium atoms, *Phys. Rev. A*, 1999, 59, 4773-4776.
- [125] G. C. Cardoso and J. W. R. Tabosa, Electromagnetically induced gratings in a degenerate open two-level system, *Phys. Rev. A*, 2002, 65, 033803.
- [126] M. Bajcsy, A. S. Zibrov, M. D. Lukin, Stationary pulses of light in an atomic medium, *Nature*, 2003, 426, 638-641.
- [127] M. Artoni, G. C. La Rocca, Optically Tunable Photonic Stop Bands in Homogeneous Absorbing Media, *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96, 073905.
- [128] Q. Y. He, J. H. Wu, T. J. Wang, and J. Y. Gao, Dynamic control of the photonic stop bands formed by a standing wave in inhomogeneous broadening solids, *Phys. Rev. A*, 2006, 73, 053813.
- [129] A. W. Brown and M. Xiao, All-optical switching and routing based on an electromagnetically induced absorption grating, *Opt. Lett.*, 2005, 30, 699-701.
- [130] Y. Lin, W. Liao, T. Peters, H. Chou, J. Wang, H. Cho, P. Kuan, and Ite A. Yu, Stationary Light Pulses in Cold Atomic Media and without Bragg Gratings, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102, 213601.
- [131] Shang-qi Kuang, Ren-gang Wan, Jun Kou, Yun Jiang, and Jin-yue Gao, Tunable double photonic bandgaps in a homogeneous atomic medium, *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, 27, 1518-1522; 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.
- [132] G. Q. Yang, P. Xu, J. Wang, Yifu Zhu, and M. S. Zhan, Four-wave mixing in a

- three-level bichromatic electromagnetically induced transparency system, *Phys. Rev. A*, 2010, 82, 045804.
- [133] F. Biancalana, A. Amann, A.V. Uskov, and E. P. O'Reilly, Dynamics of light propagation in spatiotemporal dielectric structures, *Phys. Rev. E*, 2007, 75, 046607.
- [134] Da-Wei Wang, Hai-Tao Zhou, Miao-Jun Guo, Jun-Xiang Zhang, Jörg Evers, Shi-Yao Zhu, Optical Diode Made from a Moving Photonic Crystal, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110,093901.
- [135] Fleischhauer, M., A. Imamoglu, and J.P. Marangos, Electromagnetically induced transparency, *Optics in coherent media, Reviews of Modern Physics*, 2005, 77, 633-673.
- [136] B. Wu, J. F. Hulbert, E. J. Lunt, K. Hurd, A. R. Hawkins, H. Schmidt, Slow light on a chip via atomic quantum state control., *Nature Photonics*, 2010, 4, 776-779.
- [137] Hockel, D. and O. Benson, Electromagnetically Induced Transparency in Cesium Vapor with Probe Pulses on the Single-Photon Level, *Physical Review Letters*, 2010. 105, 153605.
- [138] 马锡英. 光子晶体原理及应用. 北京, 科学出版社, 2010.
- [139] L. J. Aplet and J.W. Carson, Effect Optical Isolator, *Appl. Opt.*, 1964, 3, 544.
- [140] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. J. Bloemer, The photonic band edge optical diode, *J. Appl. Phys.*, 1994, 76, 2023.
- [141] M. D. Tocci, M. J. Bloemer, M. Scalora, J. P. Dowling, and C. M. Bowden, Thin film nonlinear optical diode, *Appl. Phys. Lett.*, 1995, 66, 2324.
- [142] S.V. Zhukovsky and A. G. Smirnov, All-optical diode action in asymmetric nonlinear photonic multilayers with perfect transmission resonances, *Phys. Rev. A*, 2011, 83, 023818.
- [143] K. Gallo and G. Assanto, All-optical diode based on second-harmonic generation in an asymmetric waveguide, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, 16, 267.
- [144] V.V. Konotop and V. Kuzmiak, Nonreciprocal frequency doubler of electromagnetic waves based on a photonic crystal, *Phys. Rev. B*, 2002, 66, 235208.
- [145] M. S. Kang, A. Butsch, and P. S. Russell, Reconfigurable light-driven opto-acoustic isolators in photonic crystal fibre, *Nat. Photonics*, 2011, 5, 549.
- [146] A. Kamal, J. Clarke, and M. H. Devoret, Quantum teleportation using a

- light-emitting diode, *Nat. Phys.*, 2011, 7, 311.
- [147] L. Fan, J. Wang, L. T. Varghese, H. Shen, B. Niu, Y. Xuan, A. M. Weiner, and M. H. Qi, An All-Silicon Passive Optical Diode, *Science*, 2011, 335, 447.
- [148] Y. Shoji, T. Mizumoto, H. Yokoi, I. Hsieh, and R. M. Osgood, Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding, *Appl. Phys. Lett.*, 2008, 92, 071117.
- [149] L. Bi, J. Hu, P. Jiang, D. H. Kim, G. F. Dionne, L. C. Kimerling, and C. A. Ross, On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators, *Nat. Photonics*, 2011, 5, 758.
- [150] Z. F. Yu and S. H. Fan, Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions, *Nat. Photonics*, 2009, 3, 91.
- [151] Y. Shen, M. Bradford, and J.-T. Shen, Single-Photon Diode by Exploiting the Photon Polarization in a Waveguide, *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107, 173902.
- [152] M. D. Eisaman, A. Andre, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin, Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses, *Nature (London)*, 2008, 438, 837.
- [153] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Electromagnetically induced transparency, *Optics in coherent media*, *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77, 633.
- [154] B. Wu, J. F. Hulbert, E. J. Lunt, K. Hurd, A. R. Hawkins, and H. Schmidt, Slow light on a chip via atomic quantum state control, *Nat. Photonics*, 2010, 4, 776.
- [155] D. Hockel and O. Benson, Electromagnetically Induced Transparency in Cesium Vapor with Probe Pulses on the Single-Photon Level, *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105, 153605.
- [156] H. Lira, Z. Yu, S. Fan, and M. Lipson, Electrically Driven Nonreciprocity Induced by Interband Photonic Transition on a Silicon Chip, *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109, 033901.

攻读学位期间取得的研究成果

已发表和待发表的文章:

- [1] **Miaojun Guo**, Haitao Zhou, Dan Wang, Jiangrui Gao, Junxiang Zhang, and Shiyao Zhu, Experimental investigation of high-frequency-difference twin beams in hot cesium atoms, *Phys. Rev. A*, 2014, 89, 033813.
- [2] 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, 33(10), 1002001-1。
- [3] 郭苗军, 王丹, 周海涛, 张俊香, 光子晶体特性在 EIT 介质中的实验实现, *量子光学学报*, 2014, 20(2)。
- [4] Haitao Zhou, **Miaojun Guo**, Dan Wang, Jiangrui Gao, Junxiang Zhang and Shiyao Zhu, 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
- [5] 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.*, 110, 093901, (2013).

致 谢

光阴似箭，日月如梭。六年的时间在我们漫长的人生旅途中很短暂，但是这六年的学习和科研工作不仅使我的知识结构和科研能力上了一个新台阶，更重要的是，各方面的素质都得到了提高。因此，在即将毕业之时，我由衷地感谢所里的每一位老师和同学。

感谢彭堃堃院士和谢常德教授，他们作为我们所的开拓者，几十年来辛勤工作，无私奉献，为我们创造了今天这样优越的学习和科研环境。他们严谨的治学态度，渊博的学识，无私的奉献精神是我学习的楷模。

特别感谢我的导师张俊香教授对我的培养，关怀和鼓励。张老师渊博的知识，敏锐的物理直觉，工作上的严格要求与生活上无微不至的关怀深深地影响了我。我的任何一个进步和成绩的取得无不浸透着张老师的心血和汗水。

感谢郜江瑞教授。每一次在小组报告上聆听您的点评，以及与您的讨论，都令我们受益匪浅。

感谢张靖教授、张天才教授、王军民教授、王海教授、张宽收教授、李永民教授、朱诗尧教授等老师在学习和科研上的指导和帮助。感谢电子车间、激光器车间、机加工车间的师傅们和办公室的各位老师在工作中的大力配合和热情支持，是你们让我感受到了光电所集体的温暖和团结协作的巨大力量。

衷心感谢实验室周海涛老师对我的大力帮助，是他们教会了我许多基本的实验技能。衷心感谢实验小组的王丹、武晋泽、姜其畅和马荣同学在实验和学习中的鼎力支持和帮助，感谢黄静波、刘超、王红丽同学的热情与努力，是大家让我感受到了家一般的温暖，体会到了集体的力量。这里一并感谢白云飞、刘奎、翟泽辉、翟淑琴、张海龙、杨荣国、孙恒信、刘洪雨、郭俊、陈立同学对我的热情帮助和有益指导。

最后，衷心感谢我的家人，感谢他们在学习上对我的支持和鼓励、生活上无微不至的关心和照顾。

郭苗军

2014年5月1日

个人简况及联系方式

个人基本信息

姓 名：郭苗军

性 别：男

出生年月：1985 年 5 月

籍 贯：山西省壶关县

电子信箱：guomiaojun85@sina.com

学习与受教育经历

2008.9-2014.7 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：光学 (提前攻博)

2004.9-2008.7 长治学院物理系
专业：物理学 (学士)

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