



山西大學
Shanxi University

2014 届硕士学位论文

双折射 Rb 原子蒸气的正交模劈裂

作者姓名	陈良超
指导教师	张靖 教授
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	2011 年 9 月至 2014 年 6 月

二〇一四年六月

山西大学

2014 届硕士学位论文

双折射 Rb 原子蒸气的正交模劈裂

作者姓名	陈良超
指导教师	张靖 教授
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	2011 年 9 月至 2014 年 6 月

二〇一四年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2014

Mode splitting of a cavity with birefringence
rubidium vapor

Student Name	Liang-chao Chen
Supervisor	Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Device, Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2011.09-2014.06

June, 2014

中文摘要	I
ABSTRACT	III
第一章 引 言	1
第二章 正交模劈裂的相关理论	5
2.1 正交模劈裂的研究背景	5
2.2 冷原子介质与腔的耦合	9
2.2.1 冷原子介质的色散性质	9
2.2.2 冷原子介质与腔组成系统的透射谱	13
2.2.3 光强对透射谱的影响	18
2.3 Doppler 展宽介质与腔的耦合	20
第三章 Doppler 展宽二能级原子介质正交模劈裂的实验研究	25
3.1 实验装置	25
3.1.1 DBR 激光器	25
3.1.2 驻波腔	26
3.2 实验过程	28
3.3 实验结果与分析	29
第四章 磁场诱导下正交模的进一步劈裂	31
4.1 理论分析	31
4.2 实验过程与数据分析	33
全文总结与展望	37
参考文献	39
硕士期间发表的学术论文	43
致谢	44
个人简介及联系方式	45
承诺书	46
学位论文使用授权声明	47

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Overview	1
Chapter 2 Theory of normal mode splitting	5
2.1 Background of normal mode splitting	5
2.2 Coupling of cold atomic medium and cavity	9
2.2.1 <i>Dispersive properties of cold atomic medium</i>	9
2.2.2 <i>Transmission spectra of cavity with cold atomic medium</i>	13
2.2.3 <i>Effects of light intensity on the transmission spectrum</i>	18
2.3 Coupling with the Doppler broadened medium and cavity	20
Chapter 3 Experiment of mode splitting of cavity with Doppler broadening two-level atomic medium	25
3.1 Experimental setup.....	25
3.1.1 <i>DBR laser</i>	25
3.1.2 <i>Standing wave cavity</i>	26
3.2 Experimental procedures	28
3.3 Experimental results and analysis	29
Chapter 4 Further splitting of normal modes induced by Magnetic field	31
4.1 Theoretical analysis	31
4.2 Experimental results and analysis	33
Summary and Outlook	37
References	39
Publication	43
Acknowledgment	44
Personal Profiles	45
Gaurantee	46
Authorization statement	47

中文摘要

腔内光场的分布具有特殊的模式，研究腔场与原子介质的相互作用具有特别的意义。从量子电动力学来看，腔与原子介质的强耦合会使整个系统合为一体，共享一组能级结构，从而在透射谱上表现出能级劈裂。而从半经典或经典理论来看，腔能够使原子介质在色散性质上的微小变化显现在透射谱上。将腔运用到光与原子相互作用的研究中，能够使这一长久以来被广泛研究的课题产生新意。在相关研究中，通常需要腔与原子介质形成强耦合。例如，通过腔与原子介质的强耦合，可以建立光子与光子之间或原子与原子之间的纠缠，为量子信息的传递提供媒介。

在强耦合条件下，腔的透射谱会出现正交模劈裂。对正交模劈裂的研究可加深我们对光与原子相互作用的理解。腔与单原子的强耦合通常要求提高腔的精细度，减小腔的模体积。这在实验上需要很高的技术。然而通过向腔内引入多原子可以更简单地提高腔与原子介质的耦合强度。本文就腔与原子介质在强耦合条件下出现的正交模劈裂，多正交模劈裂进行了一定研究。

首先回顾了与正交模劈裂相关的腔量子电动力学背景，介绍了正交模劈裂在原子束，冷原子，BEC，以及热原子方面的典型的实验工作。这些典型实验的处理方法以及新颖之处，可对我们的实验提供借鉴。

其次分析计算了二能级原子介质的色散性质，得到腔与冷原子(或原子束)介质系统的透射谱公式。进而分析了 Doppler 展宽对介质的色散性质及透射谱公式的影响。

然后介绍了实验装置和实验过程，分析实验数据。在实验中看到了强耦合甚至超强耦合条件下的正交模劈裂，多正交模劈裂。

最后在理论和实验上研究了磁场对介质色散性质的影响。实验上观察到非简并二能级原子介质的正交模劈裂和多正交模劈裂。讨论了其在测量磁场方面的潜在应用。

关键字：腔场与原子相互作用；强耦合；正交模劈裂；塞曼效应

ABSTRACT

The unique modes of the optical field distributing in a cavity give the research of interaction of intracavity light and atoms special importance. From the view of quantum electrodynamics, the strong coupling between the cavity and atoms makes the two parts into a whole one, so they would share one set of energy levels which are different from those of sole cavity or atoms, then the peak(s) of the transmission of the vacuum cavity will be split when atoms are inserted into it. As a compare, the semiclassical or classical approach account such splitting as the tiny change in the susceptibility of the atomic ensemble which is enhanced by the cavity and displayed in the transmission spectrum. The application of cavity in the study of interaction between light and atoms makes this long been extensively researched subject to generate new ideas. It is usually required that the cavity and atomic medium are strongly coupled in relevant study. For example, by the strong coupling between cavity and atomic medium, the entanglement between photons or atoms can be established, which would provide a media for the transmission of quantum information.

The normal mode splitting appears in cavity's transmission spectrum under the strong coupling regime. Research on the normal mode splitting can deepen our understanding of the interaction between light and atoms. To get the strong coupling between cavity and single atom, it is usually required to improve cavity's finesse and reduce its mode volume. Such requirement means very complicated technology in practice. However it is much easier to get strong coupling between cavity and multi-atoms. This article shows our research of the normal mode splitting and multi normal mode splitting in the strong coupling regime of cavity and atomic medium.

First, we simply review the related cavity quantum electrodynamics background of normal mode splitting, and introduce some typical experimental research with atomic beam, cold atoms, BEC, and hot atoms.

The treatment methods as well as the novelties of these experiments can provide a good reference for our experiments.

Secondly we give detailed analysis and calculation of the dispersion properties of two-level atom medium, and obtain the transmission spectra formula of the cavity and cold atoms (or atomic beam) medium system. The effects of Doppler broadening on the dispersive properties of the medium and the transmission spectrum formula have also been further analyzed.

Then we introduce the experimental setup and procedure, and analyze experimental data. The normal mode splitting and multi normal mode splitting have been seen under strong (or even superstrong) coupling condition in our experiment.

Finally, the effect of magnetic field on the dispersion properties of the medium has been theoretically and experimentally studied. The normal mode splitting and multi normal mode splitting of non-degenerate two-level atomic medium is shown. Its potential application in measuring weak magnetic field is discussed.

Key words: Interaction of intracavity optical field and atoms; Strong coupling; Normal mode splitting; Zeeman effect

第一章 引言

在腔内，光场的模式分布将和它们在自由空间中的分布很不相同，由此腔内光场与原子的相互作用将表现出新颖的性质。腔量子电动力学(Cavity QED)主要即是研究这种受限系统中量子化电磁场和原子之间的相互作用。对于腔与原子组成的系统，原子与腔场(相干光)的相互作用属于相干过程，而腔场的衰减和原子的自发辐射属于非相干过程。当相干过程进行的速率(由单光子和单原子相互作用的拉比频率表征)远大于非相干过程进行的速率(由腔场的衰减速率以及原子的自发辐射速率表征)时，原子和腔场的演化在一定程度上可认为是相干演化过程。因此，腔量子电动力学系统是研究退相干过程和光场与原子之间或光子与光子之间以及原子与原子之间纠缠的重要手段。通过腔量子电动力学系统，可以更深刻地理解光与原子的相互作用，验证量子物理的基本概念和定律，而且近年来在腔量子电动力学系统中还开展了量子信息的研究。

量子电动力学认为，原子的自发辐射是由原子与真空场的相互作用引起的。而在腔内，真空场的模式分布也将受到腔长的限制，与腔谐振的模式会被加强，与腔失谐的模式会受到抑制。因此，原子的自发辐射速率会被改变。1958年，Feher在微波波段观察到了腔对原子自发辐射速率的改变^[1]。1960年，Drexhage在光频段观察到了相应现象^[2]。1985年，Hulet等人利用高品质因子的微腔使腔内Rydberg原子的激发态寿命延长至真空中的20倍^[3]。由于腔在量子电动力学中的重要作用，腔内电磁场与原子的相互作用成为量子电动力学的重要研究内容。

研究光与原子相互作用的方法有经典模型(将原子看成与光场耦合的谐振子)，半经典模型(将原子量子化而光场仍然是经典光场)和全量子化模型(原子和光场均作为量子对象)。在描述单原子与电磁场的相互作用时，前两种方法表现出局限性，全量子化模型则能很好说明实验现象。全量子化模型中最基本的是研究单模腔场与二能级原子相互作用的Jaynes-Cummings(J-C)模型。J-C模型采用了偶极近似和旋波近似，不考虑系统损耗等退相干过程时的哈密顿量为^[4]，

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \hbar \omega_a \hat{\sigma}_z + \hbar \omega_c \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \hbar g(r) (\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_- + \hat{a} \hat{\sigma}_+), \quad (1-1)$$

其中， ω_a 是原子的谐振频率， $\hat{\sigma}_z$ 、 $\hat{\sigma}_+$ 、 $\hat{\sigma}_-$ 分别是原子的反转算符和升、降算符，它们之间的关系为 $\hat{\sigma}_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ ， $\hat{\sigma}_+ = |e\rangle\langle g|$ ， $\hat{\sigma}_- = |g\rangle\langle e|$ ， $[\hat{\sigma}_+, \hat{\sigma}_-] = \hat{\sigma}_z$ ，而 $|g\rangle$ 、

$|e\rangle$ 分别是原子的基态和激发态； ω_c 是腔场频率， \hat{a}^\dagger 、 \hat{a} 分别是光子的产生、湮灭算符，它们的关系为 $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ ； $g(r)$ 是腔场与原子的耦合系数，它与腔内光场分布有关， $g(r) = g_0 \Psi(r)$ ，其中 $g_0 = \sqrt{\mu^2 \omega_c / 2\hbar \epsilon_0 V_m}$ 是腔场与原子的最大耦合系数， $\Psi(r)$ 为腔模函数。在 g_0 的表达式中， μ 是原子的跃迁偶极矩，而 V_m 是腔场的模体积。可见，要实现腔模与原子之间较强的耦合，需要尽可能地减小模体积。

对式(1-1)进行对角化处理可得相应本征值和本征态^[5],

$$\begin{aligned} E_{g,0} &= 0 \rightarrow |g, 0\rangle, \\ E_{\pm,n} &= n\hbar\omega_c + \frac{\hbar\Delta_{ca}}{2} \pm \hbar\sqrt{ng^2 + \frac{\Delta_{ca}^2}{4}} \rightarrow |\pm, n\rangle, \\ |\pm, n\rangle &\propto \alpha |g, n\rangle + \beta |e, n-1\rangle \quad (n=1, 2, \dots). \end{aligned} \quad (1-2)$$

其中， $\Delta_{ca} = \omega_c - \omega_a$ ，是腔模与原子间的失谐， n 表示系统的场量子数。当腔模与原子共振时，

$$\begin{aligned} E_{g,0} &= 0 \rightarrow |g, 0\rangle, \\ E_{\pm,n} &= n\hbar\omega_c \pm \hbar g\sqrt{n} \rightarrow |\pm, n\rangle, \\ |\pm, n\rangle &\propto \frac{1}{2}(|g, n\rangle - |e, n-1\rangle) \quad (n=1, 2, \dots). \end{aligned} \quad (1-3)$$

可见，当腔场与原子发生耦合时，腔与原子融合成一体，共同拥有一套能级结构。所以，此时腔与原子系统的透射谱线将与空腔有明显的不同。考虑第一激发态时，空腔的谐振频率 ω_c 将变成 $\omega_c \pm g$ 。空腔透射谱的一个峰(对应 ω_c)将劈裂成腔与原子发生耦合后透射谱上相距 $2g$ 的两个峰，这就是真空拉比劈裂(vacuum Rabi splitting)。

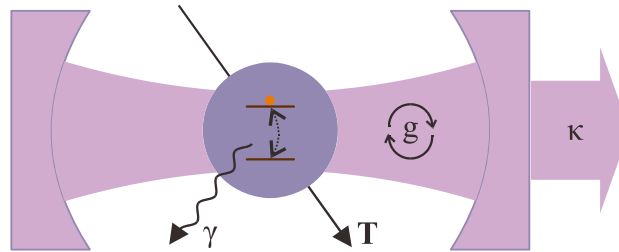


图 1-1，腔内特征参量示意图。 κ 是光子的衰减速率， γ 是原子自发辐射速率， T 是原子在腔模内的寿命， g 是腔场与原子的耦合强度。

上述分析没有考虑系统的耗散，实际的腔与原子系统总是存在各种耗散。光子在腔内总是有一定的寿命，其寿命是由腔的品质因子决定的 $Q = \omega_c / 2\kappa$ ， κ 即是光子的衰减速率。原子的自发辐射是退相干过程，因此自发辐射的速率 γ 也影响着系统的退相干速率。腔模占据着腔内的一定空间，即称为模体积，当原子从模体积中逃逸出来后，便不再与腔场耦合，将原子在腔模内的寿命记为 T 。这些特征参数可画图示意如图 1-1。

尽管存在着各种损耗机制(退相干过程)，但当 $g \gg \kappa, \gamma, 1/T$ 时，系统的演化仍可看做相干演化，不考虑损耗的 J-C 模型仍然适用。所以还是可以看到真空拉比劈裂。产生真空拉比劈裂的关键是腔场与原子之间要建立强耦合。对于单原子，要增加它与腔场的耦合，必须要尽可能减小模体积 ($g_0 = \sqrt{\mu^2 \omega_c / 2\hbar \epsilon_0 V_m}$)，同时要使用高精细度的腔以减小腔场的衰减率 ($\kappa = \pi \Delta_{FSR} / F$ ， F 为精细度)。这就增加了实验上的难度。幸运的是，理论计算表明^[6,7]，向腔中引入多原子也会产生真空拉比劈裂(相应于高激发态的劈裂常称作正交模劈裂，normal mode splitting)。此时腔场与原子的耦合被加强， $g' = g\sqrt{N}$ ， N 是模体积内的原子数，所以腔模的劈裂变大 ($2g'$)，实验上更容易观察到正交模劈裂。这种多原子对耦合的加强在实验上也已经被发现^[8,9]。多原子对耦合的加强甚至可以使腔场与原子间的耦合达到超强耦合的程度^[10]。超强耦合与强耦合的区别在于，超强耦合的耦合系数明显大于自由光谱区，而强耦合的耦合系数在自由光谱区附近。另外，两者之间最本质的区别是，在超强耦合机制下，光子在腔内往返一周即可与原子建立耦合，两者合为一体，共享一个量子态，而在强耦合机制下，需要光子往返运行很多次。并且，在超强耦合机制下，原子在腔场的作用下发生了重新排布，这种重新排布大大改变了原子蒸气的折射率，这又反过来改变了腔场的模式。

腔内光与原子相互作用的研究内容丰富多彩，应用广泛。本文就强耦合条件下的正交模劈裂做出初步探究。主要工作是：

1) 理论计算模拟了腔与二能级原子组成系统的透射谱。分析了温度和磁场对透射谱的影响。为了与实验数据对比，使用的参数尽量模拟实验参数。

2) 搭建实验平台，调节光路，在实验上观察到正交模劈裂。观察透射谱对各实验条件的反应，优化实验结果。向腔内引入磁场，观察到正交模被进一步劈裂。讨论了本实验可能的应用前景。

文章结构是：第一章，引言，简要介绍了与本文相关的腔量子电动力学背景。第二章，正交模劈裂的相关理论,详细介绍了透射谱的计算方法，研究各参数对谱线的影响。第三章，正交模劈裂的实验研究，介绍了实验装置，过程和数据分析。第四章，磁场诱导下正交模的进一步劈裂，介绍进一步劈裂的原因，比较实验数据与理论计算，讨论可能的应用。最后是总结展望，介绍在现有实验基础上可开展的其它实验。

第二章 正交模劈裂的相关理论

2.1 正交模劈裂的研究背景

腔与二能级原子介质所组成系统的正交模劈裂已经在多种实验条件下被研究过。回顾已有的实验研究内容可以帮助我们理解研究正交模劈裂的意义。

1990年, T. W. Mossberg 小组通过将一束准直的钡原子束垂直于腔的轴向穿过腔, 然后记录穿过腔的连续光和脉冲光的透射谱而观察到了真空拉比劈裂^[11]。在他们的实验中, 钡原子束由烤箱中射出, 原子束的密度可以通过调节烤箱中的温度来控制。而选择不同的原子速度则可以改变钡原子与光相互作用的时间。在进入腔之前, 钡原子束经历了一个速度选择的过程, 从而, 原子束残留的 Doppler 展宽只有 20 MHz, 而钡原子跃迁线的自然线宽是 19 MHz, 空腔透射峰的半高宽是 30 MHz。他们将探测光的功率调节得非常小, 从而在腔内与原子束相交的区域, 光强远远小于钡原子束的饱和光强, 因此在光与原子的相互作用中可以忽略非线性效应。值得注意的是, 在他们的分析过程中应用的完全是经典的线性色散的方法, 但却得到了与应用全量子化方法完全一致的结果。因此, 他们的实验揭示了, 仅仅是振荡透射或模劈裂不能反映腔场的量子本性。这与之前的普遍观点是不一样的。

1992年, H. J. Kimble 小组首次在实验上观察到单原子与腔的强耦合所产生的正交模劈裂^[12]。他们的实验是用一束铯原子穿过高精度度的驻波腔, 一束频率稳定光强较弱的耦合光(腔场)使腔与原子产生强耦合。然后探测频率可调的探测光的透射谱。需要注意的是他们判断正交模劈裂是否源于单原子与腔的强耦合的方法。因为原子束中的原子数密度和原子的位置总是存在波动, 所以他们探测了大量的透射谱后, 再将大量的透射谱合成一个包含了原子的数量和位置波动的透射谱。将理论公式进行适当的延伸使其也包含了相同的影响。然后他们发现实验数据与理论公式符合的很好。另外, 透射谱对原子数的波动非常敏感, 而原子数的波动与原子数密度(可反映腔内原子数量)有直接关系, 所以透射谱自身的特征也能反映腔内原子数。事实上, 他们将原子的数量和位置的波动分成几类, 分别计算了每一类波动的透射谱及其对总透射谱的贡献, 发现计算结果与实验数据吻合得很好。图 2-1 即是他们的实验数据与拟合图。

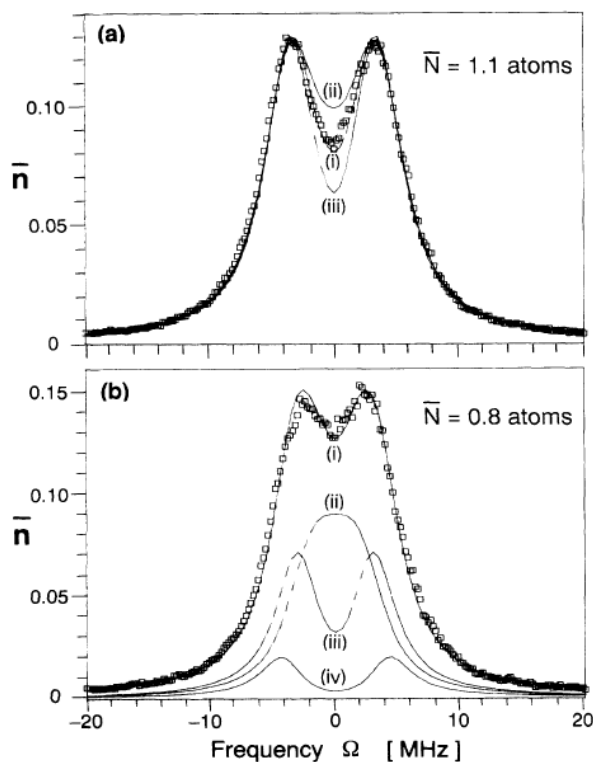


图 2-1, 腔内原子数的分析。(a)中, 曲线(i)表示实验数据及拟合, 相应平均原子数为 1.1; 曲线(ii)是平均原子数为 0.9 时的理论曲线; 曲线(iii)是平均原子数为 1.3 时的理论曲线。(b)中, 曲线(i)表示实验数据及拟合, 相应平均原子数为 0.8; 曲线(ii)、(iii)、(iv)是各种波动对总透射谱的贡献, 分别对应腔内有 0, 1, 2 个原子^[12]。

2006 年, A. Hemmerich 小组在环形腔中观察到了远失谐的光场的正交模劈裂^[13]。研究远失谐的光与原子的相互作用的优点是, 远失谐的光与原子的相互作用是一种色散过程, 没有伴随着原子能级的跃迁。同时, 远失谐的光子在原子中的存储时间非常短的特征非常有利于对原子的冷却。另外, 由于实验中腔是远失谐于原子跃迁的, 考虑腔对真空场的分布造成的影响, 此时被加强的真空场的模也将远失谐于原子跃迁, 所以, 利用与原子远失谐的腔可以避免与原子谐振的腔对自发辐射的加强。这也有利于对原子的冷却。由正交模劈裂的全量子化模型可以很容易看出, 当腔场远失谐于原子跃迁时, 腔场与原子之间的能量交换速率很低, 所以腔场、原子的衰减这样的非相干过程将快于相干过程, 腔场与原子不能建立强耦合。因此, 此时不能产生正交模劈裂。这一问题在他们的实验中很巧妙的解决了。为了能够在腔内装载更多的原子, 他们构建了一个大的环形腔。在腔内, 两束同等强度的光相对传播

构成光晶格。光晶格的周期长度是两束光的波长的一半。光晶格内载入了几百万个铷原子。铷原子阵列对两束光的相干散射使它们耦合在一起。从而腔与原子作为一个整体出现新的能级结构。所以，当光晶格中原子数目越来越多时，相干散射越来越强，腔与原子耦合越来越强，能级的劈裂越来越大，最终产生了可分辨的正交模劈裂。相干散射凸显了探测光与原子间的力学效应。在这里，正交模劈裂是判断这种力学效应强弱的依据。这种力学效应可在通常激光冷却难以奏效的地方发挥冷却作用。

2007年，Y. Zhu 小组将长度为 5cm 的光学腔放在真空腔室中，观察到了捕获在腔中心的大量冷原子与腔所组成系统的正交模劈裂^[14]。研究单原子与腔场的强耦合时，要求腔有很高的精细度和较小的模体积。但当大量原子协同与腔场作用时，对腔的这些要求就降低了。所以，尽管所用的腔精细度只有200，腔模体积也较大，他们依然观察到了正交模劈裂。另外，当用一束与腔的轴向垂直的耦合光穿过腔中的冷原子团时，在探测光的相应位置出现一个线宽很小的透射峰。该透射峰的线宽小于腔的线宽和铷原子的自然线宽。经检测，这一透射峰总是处在探测光与耦合光能满足双光子拉曼跃迁条件的频率上。说明这一透射峰是由腔内原子的暗态谐振造成的。当改变腔模与原子的失谐大小时，正交模的位置和高度会发生变化。暗态谐振造成的峰对腔模的这种改变却不敏感，如图所示。所以热学或声学因素对腔长的影响不会反映在暗态谐振峰上。暗态谐振峰的这种线宽窄，频率稳的性质可用于做精密测量。

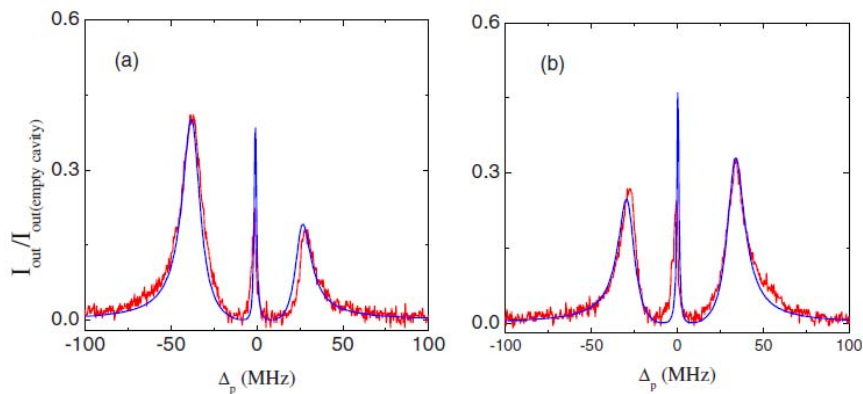


图 2-2, 图(a)、(b)中, 耦合光均与原子谐振, 且强度相同; 图(a)中, 腔模与原子失谐为 13MHz ; 图(b)中, 腔模与原子失谐为 -5MHz ^[14]。

2007 年, J. Reichel 小组观察到集成在芯片上的光学腔与 BEC 的强耦合^[15]。原子介质与腔的集体耦合强度与模体积内原子数目的平方根成正比, 这一结论对量子简并气体, 热原子气体, 甚至有相同跃迁偶极矩的非全同粒子均成立, 所以实现原子介质与腔的较大集体耦合强度并非十分困难。但是在他们的实验中, 每个原子与腔场的耦合强度均超过了退相干速率, 最终观察到了超过 20GHz 的真空拉比劈裂。BEC 具有很多良好的性质非常适合腔量子电动力学研究。BEC 的体积很小, 可以完全放在驻波场的一个波腹中, 所以每个原子与腔场的耦合强度都是相同的, 这就避免了用热原子做相同实验时空间波动的影响。同样因为体积小, 可以把 BEC 放在光晶格的任意一个单元中, 从而获得可调节的耦合强度。BEC 中每个原子都处在最低的动能状态, 所以原子团的扩展很慢, 当探测过程很快时, 可完全忽略原子数量变化对透射谱的影响。光晶格中的原子数量可以通过强迫蒸发的方法来改变, 而 BEC 中包含的原子较少时, 平均场近似的方法不再适用。所以, 基于这一实验可进一步研究原子数较小时 BEC 的性质。

以上实验都是在尽量减小原子介质的 Doppler 展宽的情形下进行的, 因为 Doppler 展宽被认为会覆盖腔场与原子耦合产生的正交模劈裂。但在 2008 年, M. Xiao 小组分析了 Doppler 展宽的二能级原子介质的非线性吸收与色散, 发现在强烈的 Doppler 效应下, 决定介质吸收系数和折射率的分别是不同的原子团, 所以在 Doppler 展宽的透射谱上仍然有可能产生可见的正交模劈裂^[16]。进而, 他们在实验上观察到了正交模劈裂, 并且实验数据与理论分析吻合得很好。他们的实验使用的是热铷原子蒸气, 因为此时介质的光学厚度很大, 所以他们使用了较强的耦合光。实验上, 他们发现, 由于 Doppler 展宽的影响, 透射峰的位置会偏离“零相位条件”所确定的位置。2009 年, 山西大学张靖小组的于旭东等人也在实验上观察到了 Doppler 展宽二能级原子介质的正交模劈裂^[17]。他们使用了较长的驻波腔, 腔模中铷原子的数量很大, 所以腔场与原子介质的集体耦合强度很大, 从而观察到了多个正交模劈裂。腔内原子介质也可以被扩展为多能级结构。2008 年, M. Xiao 小组在置于环形腔中的 Doppler 展宽铷原子蒸气上加入耦合光, 观察到腔内的 EIT 现象^[18]。在他们的实验中, 探测光的透射谱上, 两个较宽的正交模劈裂峰之间, 还有一个线宽小于腔的线宽和铷原子的自然线宽的透射峰。中间透射峰的线宽之所以非常窄, 是因为 EIT 介质在探测光的失谐为零处具有非常陡峭的正常色散曲线。三个透射峰均在 Doppler 展宽范围内。他们的实验指出, 对于光学紧致的介质, 即使不进行复杂的原子冷却过程也可以观察

到有趣的光与原子相互作用现象。2010年，张靖小组的于旭东等对腔与三能级原子介质组成的系统的正交模劈裂给出了详细的理论研究^[19]。

上面简要回顾了与正交模劈裂有关的重要实验，可以看出正交模劈裂有丰富的内容可以研究。并且可通过借鉴已有实验建立有价值的可行的实验方案。

正交模劈裂(真空拉比劈裂)被认为是场的量子本性的重要展示^[20]，第一章中介绍的全量子化模型清晰解释了产生正交模劈裂的原因。但是，运用半经典甚至经典的模型也能解释真空拉比劈裂的频谱特征^[11]。这两者之间并不是矛盾的，它们可以得到相同的结论。在实际分析问题时可根据需要选择合适的模型。在本实验中，与腔场相互作用的原子数目极大，所以选用半经典模型即可简便地解释实验现象。

2.2 冷原子介质与腔的耦合

2.2.1 冷原子介质的色散性质

在研究光与原子的相互作用时，偶极近似是一种常用的有效近似方法。偶极近似是指将原子中的电荷分布看作正负两个点电荷，原子在光场(主要看电场作用)中的势能即是电偶极矩在电场中的势能。以原子核为原点，电子的坐标为 \mathbf{r} ，则电偶极矩是 $\boldsymbol{\mu} = -e\mathbf{r}$ ，在电场中的能量是 $H_I = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{E}$ 。

文献 [21-24] 展示了一种计算二能级原子介质色散性质的方法。我们的实验所用的原子介质是 ^{87}Rb 原子蒸气，光谱区域在 ^{87}Rb 原子的D2线附近。 ^{87}Rb 原子的基态($5^2\text{S}_{1/2}$, $F=1$)和激发态($5^2\text{P}_{3/2}$, $F=0,1,2$)均包含简并的塞曼子能级，并且原子在各子能级间均匀分布。但当光强不是太强或者光与原子之间的失谐较大时，同属于基态或激发态的各子能级之间的相干效应会很小，可以被忽略。所以仍然可以用二能级模型去研究 ^{87}Rb 原子蒸气的色散性质。

在偶极近似下，置于光场的二能级原子系统的哈密顿算符为，

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I, \quad (2-1)$$

其中，

$$\hat{H}_0 = \sum_i \hbar\omega_i |i\rangle\langle i|, \quad (2-2)$$

$$\hat{H}_I = -\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \cdot \sum_{i,j} |j\rangle\langle i| \cdot \langle j|(-e\hat{\mathbf{r}})|i\rangle = -\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \cdot \sum_{i,j} \boldsymbol{\mu}_{ji} |j\rangle\langle i|. \quad (2-3)$$

而 $\boldsymbol{\mu}_{ij} = \langle i|(-e\hat{\mathbf{r}})|j\rangle$ 是原子的电偶极矩。

密度算符 $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ 可以对原子系统的状态给出完备描述。而密度算符的演化可以用刘维尔方程来描述(Liouville's equation),

$$\dot{\rho} = \frac{-i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]. \quad (2-4)$$

在刘维尔方程中适当加入一些项即可包含自发辐射，原子间的碰撞^[21, 25]，原子在光场中的横向弛豫^[23]等效应。为了简便，先只考虑原子的自发辐射。这样由刘维尔方程可得，

$$\dot{\rho}_{ij} = -(i\omega_{ij} + \frac{1}{2T})\rho_{ij} - \frac{i}{\hbar} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\mu}_{ij} w, \quad (2-5)$$

$$\dot{w} = -\frac{w+1}{T} + \frac{2i}{\hbar} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) (\boldsymbol{\mu}_{ij} \rho_{ji} - \rho_{ij} \boldsymbol{\mu}_{ji}). \quad (2-6)$$

其中， $|i\rangle$ ， $|j\rangle$ 分别表示激发态和基态； $w = \rho_{ii} - \rho_{jj}$ 表示布居数反转； ρ_{ii} ， ρ_{jj} ，和 ρ_{ij} 是密度矩阵的矩阵元； $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$ ； T 是激发态 $|i\rangle$ 的寿命。

群论和角动量理论的有关知识可以很好地解释光与原子的相互作用特征。直角坐标算符 \hat{x} ， \hat{y} ， \hat{z} 可以被转化成一阶不可约张量算符^[26]，

$$\hat{r}_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + i\hat{y}), \quad (2-7)$$

$$\hat{r}_0 = \hat{z}, \quad (2-8)$$

$$\hat{r}_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} - i\hat{y}). \quad (2-9)$$

然后有如下关系，

$$\hat{\mathbf{r}} = \hat{e}_x \hat{x} + \hat{e}_y \hat{y} + \hat{e}_z \hat{z} = -\hat{\sigma}^- \hat{r}_{+1} + \hat{\sigma}^\pi \hat{r}_0 + \hat{\sigma}^+ \hat{r}_{-1}, \quad (2-10)$$

其中，

$$\hat{\sigma}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_x + i\hat{e}_y),$$

$$\hat{\sigma}^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_x - i\hat{e}_y),$$

$$\hat{\sigma}^\pi = \hat{e}_z, \quad (2-11)$$

并且，

$$(\hat{\sigma}^+)^* = \hat{\sigma}^-,$$

$$(\hat{\sigma}^\pi)^* = \hat{\sigma}^\pi,$$

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}^+ \hat{\sigma}^- &= 1, \\
\hat{\sigma}^\pi \hat{\sigma}^\pi &= 1, \\
\hat{\sigma}^\pi \hat{\sigma}^+ &= \hat{\sigma}^\pi \hat{\sigma}^- = \hat{\sigma}^+ \hat{\sigma}^- = \hat{\sigma}^- \hat{\sigma}^- = 0.
\end{aligned} \tag{2-12}$$

Wigner-Eckart 定理^[26,27] 指出,

$$\langle F, m_F | \hat{r}_q | F', m'_F \rangle = \langle F || \hat{r} || F' \rangle (-1)^{F'-1+m_F} \sqrt{2F+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m'_F & q & -m_F \end{pmatrix}, \tag{2-13}$$

其中, $|F', m'_F\rangle$ 是耦合角动量本征态, $\langle F || \hat{r} || F' \rangle$ 是约化偶极矩。 $\begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m'_F & q & -m_F \end{pmatrix}$ 是

Wigner 3-j 符号, 只有当 $m_F = m'_F + q$ 并且 $(F', 1, F)$ 满足三角形不等关系时才不为零。这就自然给出了原子的跃迁选择定则。

左旋光, 右旋光, 线偏光可分别表示如下,

$$\tilde{\mathbf{E}}_+(\mathbf{r}, t) = E \left(\hat{\sigma}^+ \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] + \hat{\sigma}^- \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] \right), \tag{2-14}$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_-(\mathbf{r}, t) = E \left(\hat{\sigma}^- \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] + \hat{\sigma}^+ \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] \right), \tag{2-15}$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_\pi(\mathbf{r}, t) = E \left(\hat{\sigma}^\pi \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] + \hat{\sigma}^\pi \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] \right). \tag{2-16}$$

所以, $\tilde{\mathbf{E}}_+(\mathbf{r}, t)$, $\tilde{\mathbf{E}}_-(\mathbf{r}, t)$, $\tilde{\mathbf{E}}_\pi(\mathbf{r}, t)$ 将分别驱动角动量在量子化轴向($\hat{\sigma}^\pi$ 所指方向)上的投影增加 +1, -1, 0 的跃迁。

对于一种单独的偏振态的光场, 方程(2-5)和(2-6)可以解析求解。引入慢变量 $\rho_{ij}(t) = \tilde{\rho}_{ij}(t) e^{-i\omega t}$, 将其代入方程(2-5)和(2-6)可得,

$$\dot{\tilde{\rho}}_{ij} = \left(i\Delta - \frac{1}{2T} \right) \tilde{\rho}_{ij} - \frac{i}{\hbar} E \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \mu_{ij} w, \tag{2-17}$$

$$\dot{w} = -\frac{w+1}{T} + \frac{2i}{\hbar} E \left[\mu_{ij} \tilde{\rho}_{ji} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) - \mu_{ji} \tilde{\rho}_{ij} \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) \right]. \tag{2-18}$$

其中, $\Delta = \omega - \omega_{ij}$ 是光与原子之间的失谐。在 1949 年, H. C. Torrey 对类似于(2-17)、(2-18)的方程应用 Laplace 变换给出了详细的解析解。Torrey 的解如下^[28],

$$\omega = A e^{-a\tau} + B e^{-b\tau} \cos s\tau + (C/s) e^{-b\tau} \sin s\tau + D, \tag{2-19}$$

其中, ω 代表类似于 $\frac{1}{2}(\tilde{\rho}_{ij} + \tilde{\rho}_{ji})$, $\frac{1}{2}(\tilde{\rho}_{ij} - \tilde{\rho}_{ji})$, w 的量。由此我们可以看出, 经过足够长的时间后, 原子系统将达到一个稳定的状态。这个稳定状态即是,

$$\tilde{\rho}_{ij} = \frac{E \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \mu_{ij} w}{\hbar(\Delta + i/2T)}, \quad (2-20)$$

$$w = \frac{-(1 + 4\Delta^2 T^2)}{1 + 4\Delta^2 T^2 + (8/\hbar^2) |\mu_{ij}|^2 E^2 T^2}, \quad (2-21)$$

由方程(2-20), (2-21)可以计算原子系统的极化率。因为,

$$\tilde{P}(\mathbf{r}, t) = P \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) + c.c. = N_D (\mu_{ji} \rho_{ij} + \mu_{ij} \rho_{ji}), \quad (2-22)$$

其中, N_D 是原子的粒子数密度。而,

$$P = \varepsilon_0 \chi E, \quad (2-23)$$

所以,

$$\chi = \left(N_D |\mu_{ij}|^2 \frac{2T}{\varepsilon_0 \hbar} \right) \frac{i - 2\Delta T}{1 + 4\Delta^2 T^2 + 8\Omega^2 T^2}, \quad (2-24)$$

其中, $\Omega = |\mu_{ij}| E / \hbar$ 称作 Rabi 频率。

描述电磁场传播的波动方程是,

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (2-25)$$

其中, $v^2 = 1/(\mu\varepsilon) = c^2/(1 + \chi) = c^2/n^2$ 。波动方程(2-25)有一个一般的形式解,

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) + c.c. \quad (2-26)$$

将方程(2-25)代入(2-26)可得,

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} n^2 = 0, \quad (2-27)$$

其中, $n^2 = 1 + \chi$ 。由方程(2-26), (2-27)可以看出, 如果将 n 分成实部和虚部两部分,

$n = n_R + in_I$ 则实部 n_R 反应的是相因子的变化, 而虚部 n_I 描述的是电磁场的吸收(在

一定条件下则是增益)。原子蒸气的密度较低, 通常有 $\chi \ll 1$, 于是有 $n = 1 + \frac{1}{2}\chi$ 。所以,

$$n_R = 1 - \frac{N_D |\mu_{ij}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{2\Delta}{\gamma^2 + 4\Delta^2 + 8\Omega^2}, \quad (2-28)$$

$$n_I = \frac{N_D |\mu_{ij}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{\gamma}{\gamma^2 + 4\Delta^2 + 8\Omega^2}. \quad (2-29)$$

其中， $\gamma=1/T$ 为原子的衰减速率。而原子蒸气的强度吸收系数则是，

$$\alpha = 2n_l \frac{\omega}{c} = \frac{N_D |\mu_{ij}|^2}{\varepsilon_0 \hbar c} \frac{2\gamma\omega}{\gamma^2 + 4\Delta^2 + 8\Omega^2}, \quad (2-30)$$

另外，反应光场群速的折射率因子是，

$$n_g = n_R + \omega \frac{dn_R}{d\omega}. \quad (2-31)$$

当光的失谐较大时，上述结果可简化为，

$$n_p = 1 - \frac{A}{2\Delta}, \quad (2-32)$$

$$\alpha = \frac{A\gamma\omega}{2c\Delta^2}, \quad (2-33)$$

$$n_g = 1 + \frac{A\omega_{ij}}{2\Delta^2}, \quad (2-34)$$

其中， $A = \frac{1}{\varepsilon_0 \hbar} N_D |\mu_{ij}|^2$ 。文献[29]中应用大失谐处的这种色散性质使线偏振脉冲高保真低损耗地偏转了 $\pi/2$ 。

2.2.2 冷原子介质与腔组成系统的透射谱

对于由原子介质和腔组成的系统，可以用标准的多光束干涉来分析其对光的透射^[11]。因为我们的实验运用的是驻波腔，光场被腔镜反射两次，所以计算过程不必考虑反射时有无半波损失。计算表明，对于这种耦合的原子与腔系统，其强度透射函数是，

$$T(\omega) = \frac{A_{\text{int}} T^2 e^{-\alpha l}}{(1 - A_{\text{int}} R e^{-\alpha l})^2 + 4 A_{\text{int}} R e^{-\alpha l} \sin^2(\phi/2)}, \quad (2-35)$$

$$\phi = 2\pi(\Delta - \Delta_{ac})/\Delta_{FSR} + 2(n-1)l\omega/c. \quad (2-36)$$

其中， ϕ 是光场在腔内往返一周的相移因子， A_{int} 为腔体及铷泡所造成的内腔损耗； α ， n 分别为 Rb 原子蒸气的强度吸收系数和折射率； $T = \sqrt{T_1 T_2}$ ， $R = \sqrt{R_1 R_2}$ ，而 T_1 ， R_1 ， T_2 ， R_2 分别是两腔镜的强度透射率和反射率； $\Delta = \omega - \omega_a$ 为光与原子之间的失谐， $\Delta_{ac} = \omega_c - \omega_a$ 为腔模与原子之间的失谐； l ， L 分别为铷泡和腔的长度， $\Delta_{FSR} = \pi c/L$ 为腔的自由光谱区。由此可见，若吸收系数相对频率的变化不是太大，则当 $\phi = 2q\pi$ (q 是整数) 时，透射谱线将有一个峰值。透射谱线可以通过固定腔长扫描入射光频率或者固定入射光频率扫描腔长得到。介质对不同频率的光的吸收强度和折射率是不同

的。扫描入射光频率时，介质的色散性质随频率的变化可反映在透射谱上，而扫描腔长，透射谱无法反映介质色散性质与频率的关系，所以我们在实验中用的是扫描频率的方法。

空腔的透射谱由一个个自由光谱区组成，其透射峰对应的频率使其在腔内往返一周的相位变化是 $\phi = 2q\pi$ (q 是整数)，或者说，此时腔长的 2 倍可以容纳整数个波长。因为腔长可认为不变，所以自由光谱区的大小是均匀的。

当将原子介质置于腔中，腔场感受到介质的折射，所以光场在腔中往返一周所用的时间被改变，因此，相位的变化不再是 $\phi = 2q\pi$ ，从而相同的频率下不再有透射峰。或者说，光场在腔中往返一周的光程被改变，不再能容纳整数个波长，因此相同的波长下不再有透射峰。所以，分析折射率的变化，可以得知透射峰的移动特征。

在我们的实验中，毫瓦量级的光注入腔内，腔场腰斑直径约为 0.1mm ，此时光场对透射谱的影响较大，为联系实验，此处考虑原子介质的折射率时，保留光场项 ($\Omega = |\mu_{ij}|E/\hbar$)。折射率表达式为(2-28)式，

$$n = 1 - \frac{N_D |\mu_{ij}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{2\Delta}{\gamma^2 + 4\Delta^2 + 8\Omega^2},$$

显然，粒子数密度改变时，折射率也会随之改变。腔场在腔内往返一周的光程也会改变，光程为 $L_{opt} = 2[L + (n-1)l]$ 。图 2-3 描述的是光程随粒子数密度的变化。横轴是腔场相对于二能级原子跃迁频率的失谐，纵轴是光程。可见，在远失谐处，光程变化很小，则透射峰的位置基本不变。在蓝失谐一侧，曲线有一个极小值点，极小值点的右端，光程逐渐减小，则同一序数的透射峰(即 $\phi = 2q\pi$ 中有相同 q 值得峰)将逐渐向右移动，因为向右移动时波长变小，可以补偿腔长变小的趋势。并且极小值点足够低时，透射谱上将会出现新的对应较低序数的透射峰。同样道理，在红失谐一侧，透射峰将向左移动，并可能出现新的对应较高序数的透射峰。极小值点的深度反映的是腔场与原子之间的相互作用强度。增加原子数密度，可以增大原子介质与腔场的集体耦合强度，从而在透射谱上出现新的峰。在极大值点和极小值点之间，由图中曲线可知，增加原子数密度也可能出现新的透射峰。

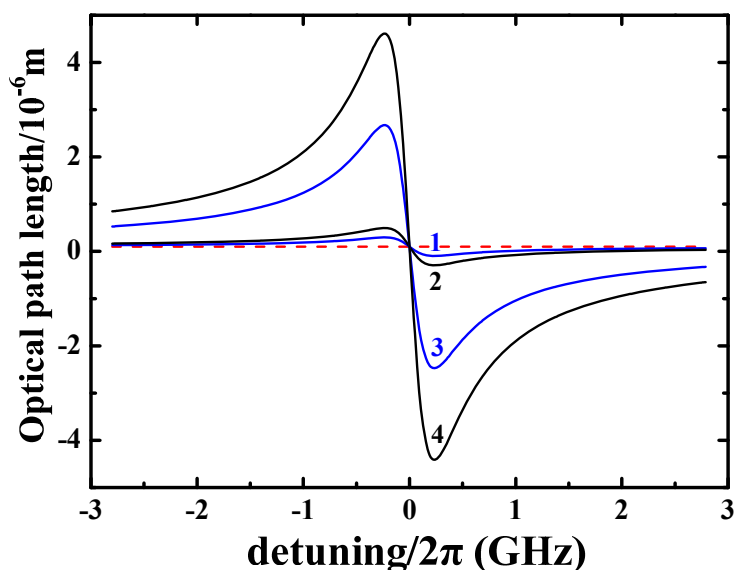


图 2-3, 腔内光程随原子数密度的变化。水平的虚线对应的是空腔腔长, 曲线 1,2,3,4 对应原子数密度逐渐增大。曲线 1,2,3,4 相应的原子数密度分别是 $N_D=4.3 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, $N_D=8.6 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, $N_D=5.6 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, $N_D=9.9 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ 。画图时使用的参数尽量接近实际的实验参数。考虑到是冷原子, 将 γ 的值比模拟实验数据时使用的值降低一个数量级。为便于画图, 途中曲线的幅度被放大了 10^6 倍, 并将水平位置做了适当平移。

光程与折射率之间是直接的线性关系, 光程曲线实际上也就是变换了标度的折射率曲线。相移因子是折射率与频率的函数, 由相移曲线可以更直接地理解正交模的产生。图 2-4 即是几种原子数密度下的相移曲线。通过调节腔长可以使某一腔模恰好与原子谐振。记此时的相移因子为 0, 相应的腔场为 0 阶模。如图 2-4 所示, 当原子数密度逐渐增大时, 曲线的波动也越来越大。曲线与直线 $y=0$ 的交点恰好就是 0 阶模的位置。曲线 1 已经与直线 $y=0$ 有三个交点, 但是三个交点相距太近, 三个 0 阶模不会完全分开。曲线 2 的原子数密度稍有增加, 与直线 $y=0$ 的三个交点进一步分开, 三个 0 阶模可以完全分开。随着原子数密度的逐渐增加, 三个交点逐渐相互远离, 因此, 新生成的两个 0 阶模逐渐向远失谐处移动。并且, 应注意到, 曲线的极小(大)值逐渐变小(大), 每减小(增大) 2π , 则透射峰上将出现新的相邻的低(高)阶模。

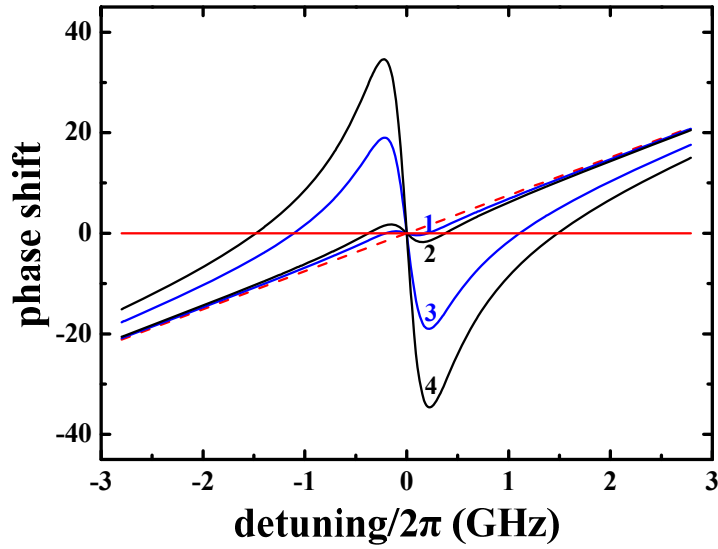


图 2-4, 相移随原子数密度的变化。虚线表示空腔的相移曲线, 是一条倾斜的直线。曲线 1, 2, 3, 4 相应的原子数密度分别是 $N_D=4.3 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, $N_D=8.6 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, $N_D=5.6 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, $N_D=9.9 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ 。

影响透射谱的不仅仅是折射率, 还有吸收系数。图 2-5 是强度吸收系数在几种原子数密度下的曲线。自然地, 原子数密度越大, 强度吸收系数越大。所以, 近失谐处的透射峰将越来越低。

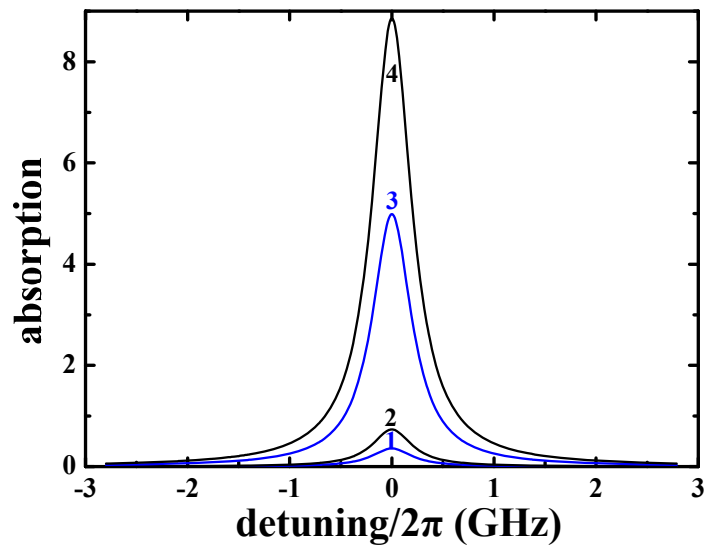


图 2-5, 强度吸收系数随原子数密度的变化。曲线 1,2,3,4 相应的原子数密度分别是 $N_D=4.3 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, $N_D=8.6 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, $N_D=5.6 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, $N_D=9.9 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ 。

对应上述分析，可进一步画出透射谱如图 2-6。可见，随着原子数密度逐渐增加，新产生的两个 0 阶模逐渐向远失谐处移动，原子数密度增加到一定程度时，出现新的高阶模和低阶模，且它们的数量也与相移曲线的分析一致。近失谐处的透射峰越来越低，且因为透射峰数量的增加，所以该区域的透射峰越来越难以辨认。

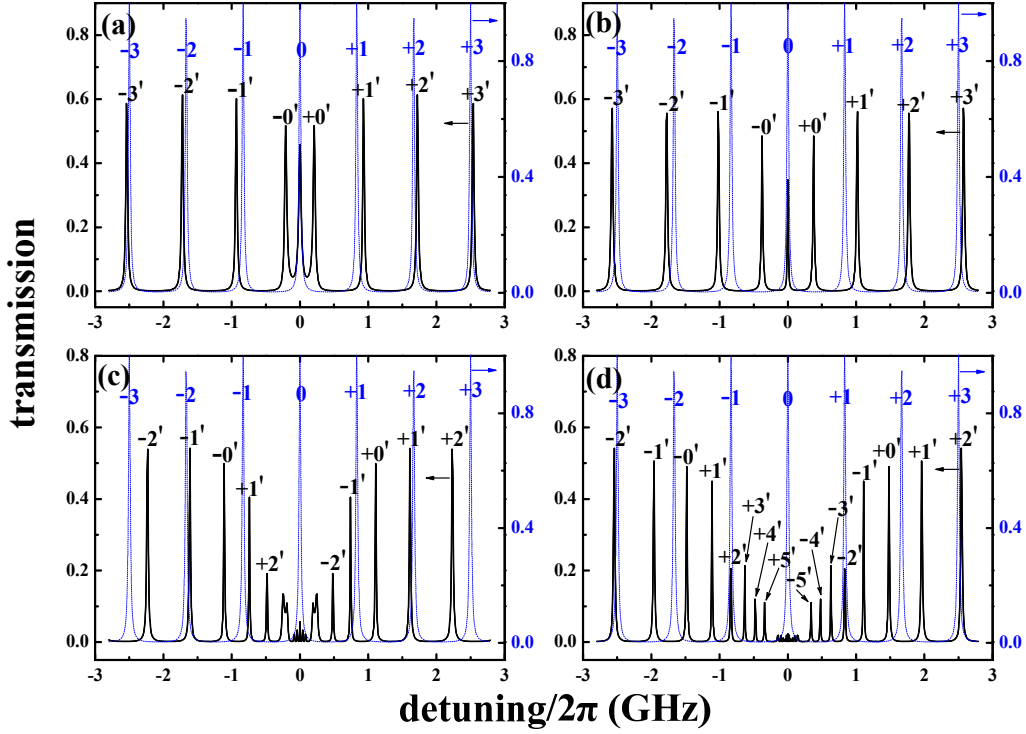


图 2-6, 透射谱随原子数密度的变化。蓝色虚线是空腔透射峰，用作参考。其中， $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ 是腔模的序数。黑色实线是有原子时的透射峰 $\pm 0', \pm 1', \pm 2', \pm 3', \pm 4', \pm 5'$ 表示与空腔相对应的序数，相同的序数表示腔场在腔内往返一周有相同的相位变化。图(a), (b), (c), (d) 相应的原子数密度分别是 $N_D = 4.3 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, $N_D = 8.6 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, $N_D = 5.6 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, $N_D = 9.9 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ 。

在这里，可以比较一下全量子化模型和本节所采用的半经典模型对产生正交模劈裂的要求。全量子化模型要求，表征相干演化的耦合强度 $g_0 = \sqrt{\mu^2 \omega_c / 2\hbar \epsilon_0 V_m}$ 要大于表征非相干演化的原子自发辐射速率和光场的衰减速率 ($\kappa = \pi \Delta_{FSR} / F$)。而在上述半经典模型中，以 0 阶模的劈裂达到一个自由光谱区为强耦合标准。进行如下分析：

空腔的 1 阶模满足，

$$2L = (N_\omega + 1) \frac{2\pi c}{\omega}, \quad (2-37)$$

加入原子介质后，0 阶模移动到 1 阶模处，

$$2L+2(n-1)l \approx N_{\omega} \frac{2\pi c}{\omega}, \quad (2-38)$$

利用折射率的线性表示(方程 2-28 中略去光场项)可得,

$$\frac{4N_D |\mu|^2}{\hbar \epsilon_0} \frac{2\pi l \Delta_{FSR}}{\gamma^2 + 4(2\pi \Delta_{FSR})^2} \approx \frac{2\pi c}{\omega}, \quad (2-39)$$

其中, 自由光谱区为 $\Delta_{FSR} = \frac{c}{2L}$, 整理即得,

$$g\sqrt{N} \approx \sqrt{\frac{L}{4l}} \cdot \sqrt{\gamma^2 + (4\pi \Delta_{FSR})^2}, \quad (2-40)$$

表达式(2-40)即是半经典模型对强耦合的要求。实验系统中, L 和 $4l$ 为同一量级, 对于光场的衰减率, $\kappa = \pi \Delta_{FSR} / F$ 是在空腔中的表示, 通过提高腔的精细度可使其远小于 Δ_{FSR} 。所以表达式(2-40)与全量子化模型的要求是一致的。

2.2.3 光强对透射谱的影响

在我们的实验中, 光场被集中在一个很小的模体积内, 光强较大, 所以分析光强对折射率(光程), 相移, 吸收系数和透射谱的影响有助于理论与实验之间的拟合。

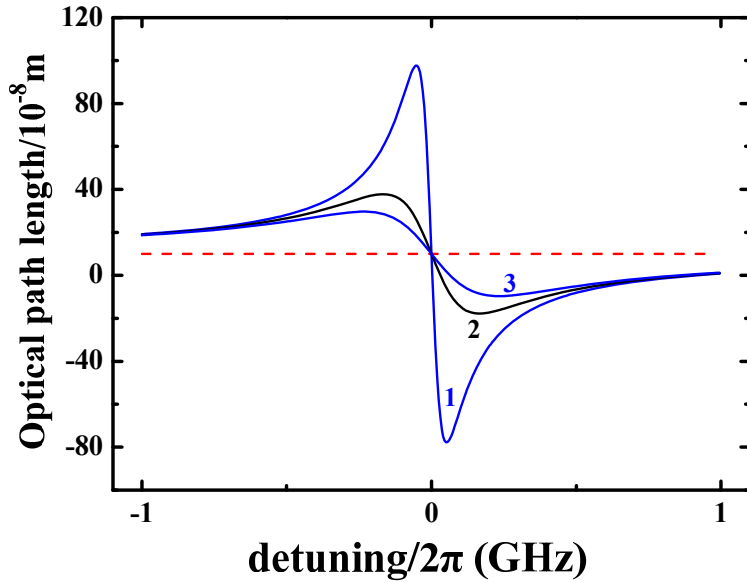


图 2-7, 光程随腔场光强的变化。曲线 1,2,3 对应的光强分别是 $0.2mW$, $2mW$, $4mW$ 。

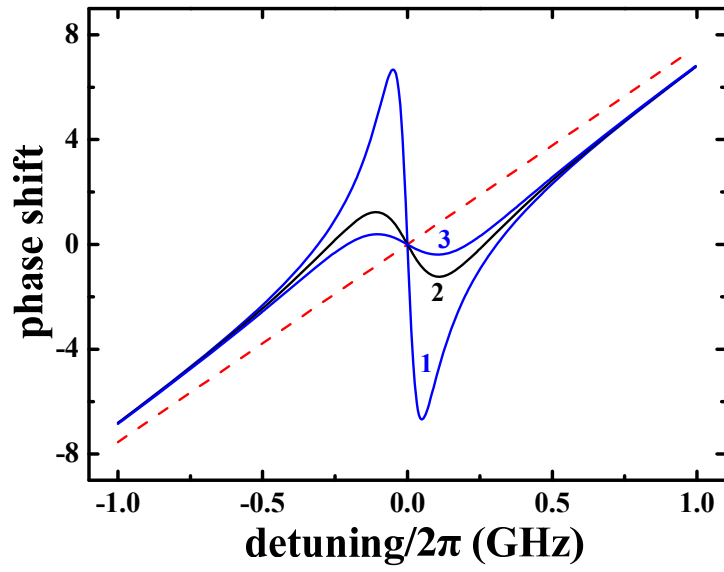


图 2-8, 相移随腔场光强的变化。曲线 1,2,3 对应的光强分别是 $0.2mW$, $2mW$, $4mW$ 。

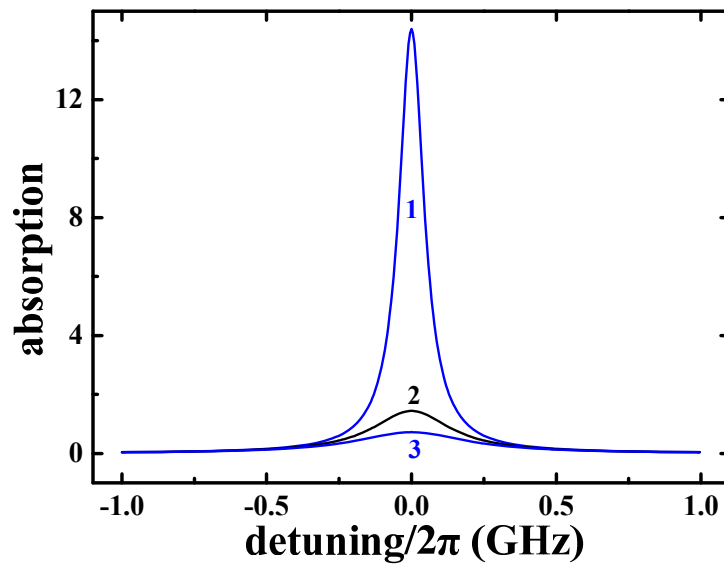


图 2-9, 吸收系数随腔场光强的变化。曲线 1,2,3 对应的光强分别是 $0.2mW$, $2mW$, $4mW$ 。

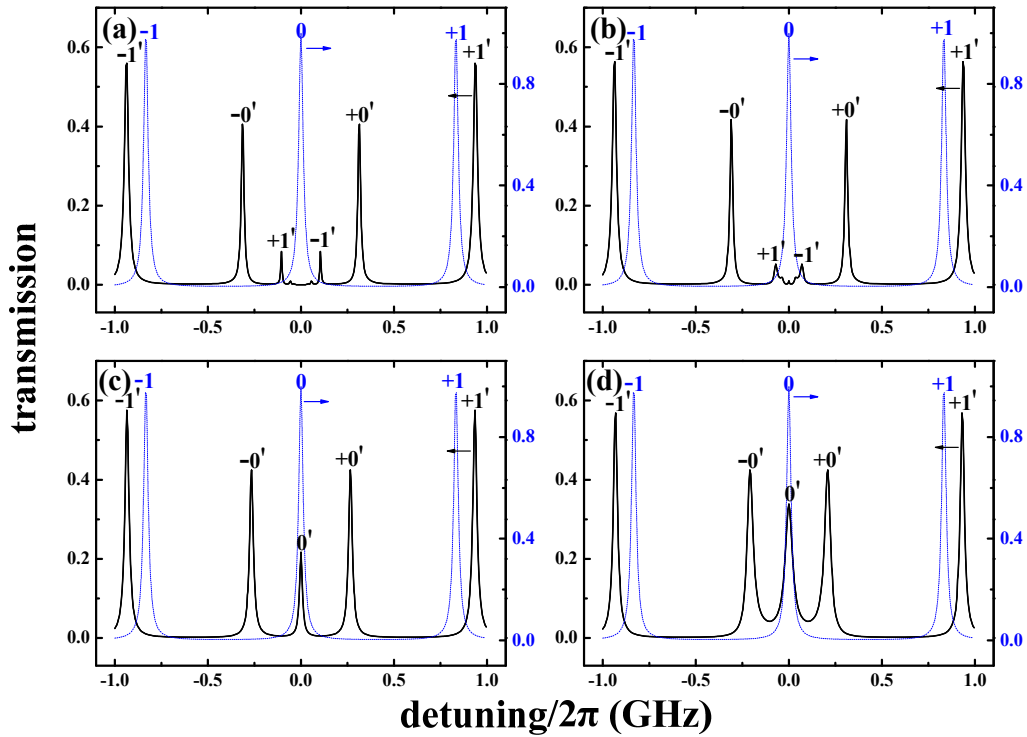


图 2-10, 透射谱随腔场光强的变化。图(a), (b), (c), (d)对应的光强分别是 $0mW$, $0.2mW$, $2mW$, $4mW$ 。

由图 2-7, 2-8, 2-9 可知, 随着光强的逐渐增大, 原子介质对光的反应越来越不敏感, 这正是光与原子相互作用的饱和效应。表现在透射谱上则是, 随着光强的逐渐增大, 正交模劈裂逐渐减小。

2.3 Doppler 展宽介质与腔的耦合

文献[16]分析了 Doppler 展宽介质的色散性质, 可简要说明如下。在光场中, 速度为 v (与光的传播方向同向时取正, 反向时取负) 的原子感受到的光场的频率是,

$$\omega' = \omega \left(1 - \frac{v}{c} \right), \quad (2-41)$$

所以只需将二能级冷原子的密度矩阵元的演化方程(2-17)和 (2-18)中的失谐 Δ 变成 $\Delta' = \Delta - \omega \frac{v}{c}$ 即可得到运动原子的密度矩阵元的演化方程, 运用 2.2.1 节相同的计算方法, 即可进一步得到运动原子的折射率与强度吸收系数。然后, 将其关于热原子的一维速率分布进行积分, 即得到 Doppler 展宽介质的色散性质。计算结果是,

$$n = 1 - \frac{4N_D |\mu_{ij}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{\gamma^2}{\sqrt{\pi} \Delta \omega'_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2(\Delta + u)}{\gamma^2 + 4(\Delta + u)^2 + 8\Omega^2} e^{-u^2/(\Delta \omega'_D)^2} du, \quad (2-42)$$

$$\alpha = \frac{16N_D |\mu_{ij}|^2}{\varepsilon_0 \hbar c} \frac{\omega \gamma^2}{\sqrt{\pi} \Delta \omega'_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\gamma^2 + 4(\Delta + u)^2 + 8\Omega^2} e^{-u^2/(\Delta \omega'_D)^2} du, \quad (2-43)$$

其中, $u = -\omega v/c$ 是原子的运动所产生的 Doppler 频移, $\Delta \omega'_D = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ 是 Doppler

展宽的宽度($1/e$ 高度所对应的宽度)。由于热原子的 Doppler 展宽 $\Delta \omega'_D$ 通常较大, 表达式(2-42)(2-43)中积分的指数项在一个较大的区域内(可与较小的失谐比较)不会快速地趋于零。对于强度吸收系数, 积分中的项 $\frac{1}{\gamma^2 + 4(\Delta + u)^2 + 8\Omega^2}$ 在 $u = -\Delta$ 附近是一

个较窄的峰值, 所以, 吸收系数主要是由速率满足这一条件(也就是 $v = c\Delta/\omega$)的原子所决定。(很明显, 这一部分原子与光场是谐振的。)此时, 分母中的光场项的作用将被突出, 原子更容易饱和。(由 2.2.3 节可知, 越趋于饱和的原子对光的反应越不敏感, 所以这一部分原子对正交模劈裂的产生贡献较小。)而对于折射率, 积分中的项

$\frac{2(\Delta + u)}{\gamma^2 + 4(\Delta + u)^2 + 8\Omega^2}$ 在 $u = -\Delta$ 处是零, 并且该项是关于 $u = -\Delta$ 的奇函数, 积分时

$u = -\Delta$ 附近的贡献将互相抵消。而在远离 $u = -\Delta$ 的区域, 因为积分中的指数项差别较大, 关于 $u = -\Delta$ 对称的区域对积分的贡献不再互相抵消。所以, 折射率主要由远离 $u = -\Delta$ 区域的原子来决定。此时, 分母中的光场项的作用将被抑制, 因此折射率在较强的光强下依然接近线性折射率。综上所述, 虽然接近饱和的原子对光的反应不敏感, 因而难以产生正交模劈裂, 但是在 Doppler 展宽介质中, 因为易于饱和的原子与决定折射率的原子是不同速度的原子, 所以在适当的光强下仍然会出现正交模劈裂。

另外, 还需注意到, 对于驻波腔, 光场在腔内往返运动, 同种速度的原子对不同传播方向的光场的 Doppler 移频是不同的。但由于热原子的速率分布是关于零点对称的, 所以整个介质对不同传播方向的光场将表现出相同的色散性质。

文献[16]进一步指出, 将冷原子介质与腔系统的透射谱表达式中衰减速率 γ 换成 $0.5\Delta \omega'_D$ 即可用以分析强烈 Doppler 展宽(extreme Doppler limit)原子介质与腔系统的透射峰位置。考虑到原子之间的碰撞原本就会增加原子的衰减速率, 并且这一处理

对远失谐处的色散性质影响较小，对近失谐处的色散性质影响较大，符合一般的经验规律，所以下面就用这种处理方式分析 Doppler 展宽介质与腔所组成系统的透射谱。由于实际的实验系统，原子介质的 Doppler 展宽未必达到上述近似的要求，所以在将 γ 换成 $\Delta\omega'_D$ 时要添加适当的系数。

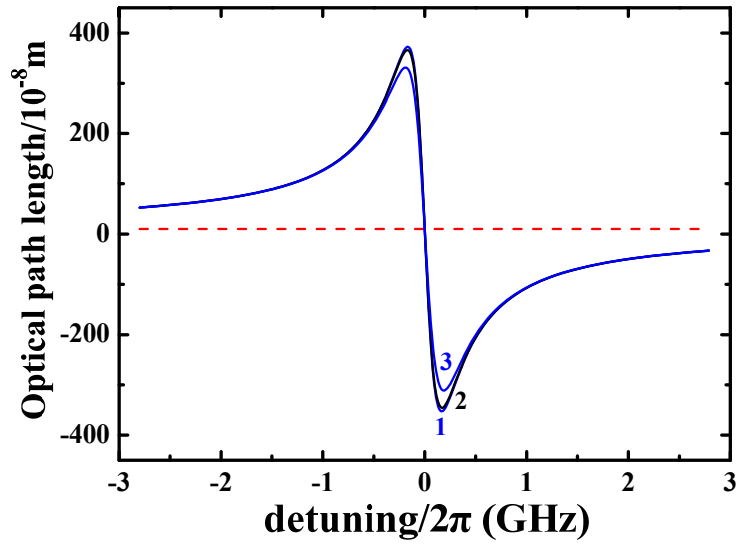


图 2-11 光程在 γ 取不同值时的变化。曲线 1,2,3 对应的 γ 取值分别是 $0.08\Delta\omega'_D$ ， $0.2\Delta\omega'_D$ ， $0.5\Delta\omega'_D$ 。

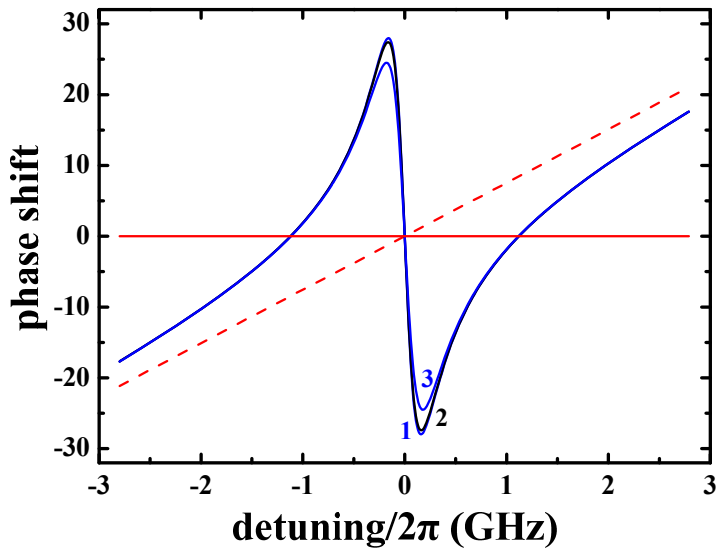


图 2-12 相移在 γ 取不同值时的变化。曲线 1,2,3 对应的 γ 取值分别是 $0.08\Delta\omega'_D$ ， $0.2\Delta\omega'_D$ ， $0.5\Delta\omega'_D$ 。

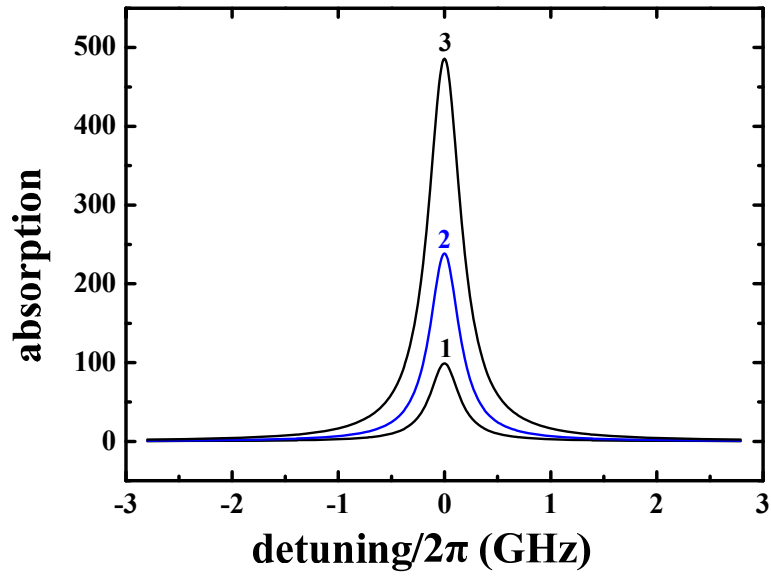


图 2-12 吸收系数在 γ 取不同值时的变化。曲线 1,2,3 对应的 γ 取值分别是 $0.08\Delta\omega'_D$, $0.2\Delta\omega'_D$, $0.5\Delta\omega'_D$ 。

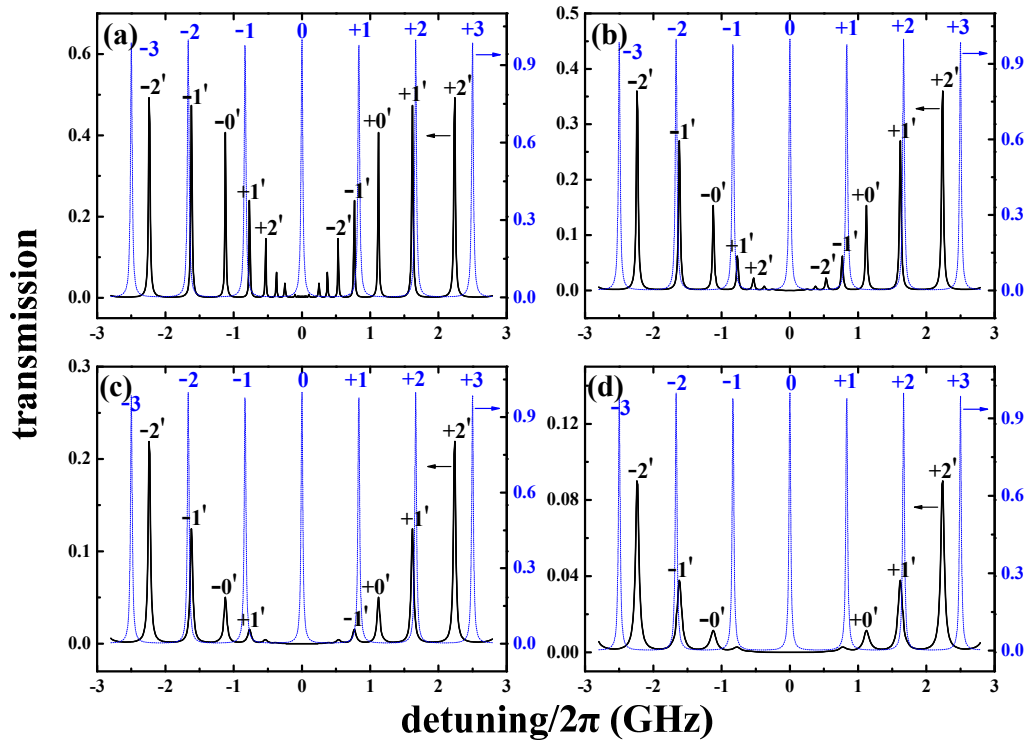


图 2-14, γ 取不同值对透射谱的影响。图(a),(b),(c),(d)对应的 γ 取值分别是 ^{87}Rb 原子的自然线宽($2\pi \times 6.07\text{MHz}$), $0.08\Delta\omega'_D$, $0.2\Delta\omega'_D$, $0.5\Delta\omega'_D$ 。

图(2-11)(2-12)表明, γ 取不同值, 或者 Doppler 展宽大小不同, 对折射率的影响较小。而图(2-13)表明, γ 取不同值对吸收系数的影响较大。这与上面的分析是一致的, 因为决定折射率和强度吸收系数的分别是不同的原子。反映在透射谱(2-14)上则是, 各透射峰的位置基本不变, 但靠近谐振的区域, 透射峰越来越低。另外, 还应注意到, 在图(2-14)中, 随着 Doppler 展宽逐渐增大, 透射峰的宽度逐渐变大。

为了与实验进行拟合比较, 在用 $\Delta\omega'_D$ 替换 γ 时需要添加合适的系数。经过多次尝试, 发现选用 $\gamma=0.08\Delta\omega'_D$ 较好。图(2-15)是在选取 $\gamma=0.08\Delta\omega'_D$, 其它参数如光强, 原子数密度与电偶极矩的平方的乘积 ($N_D |\mu_{ij}|^2$) 均选用实验测量值时所画的透射谱, 用以与后面的实验结果比较。对应于画图时采用的参数, 腔的自由光谱区为 $2\pi \times 833\text{MHz}$, 精细度为 54。

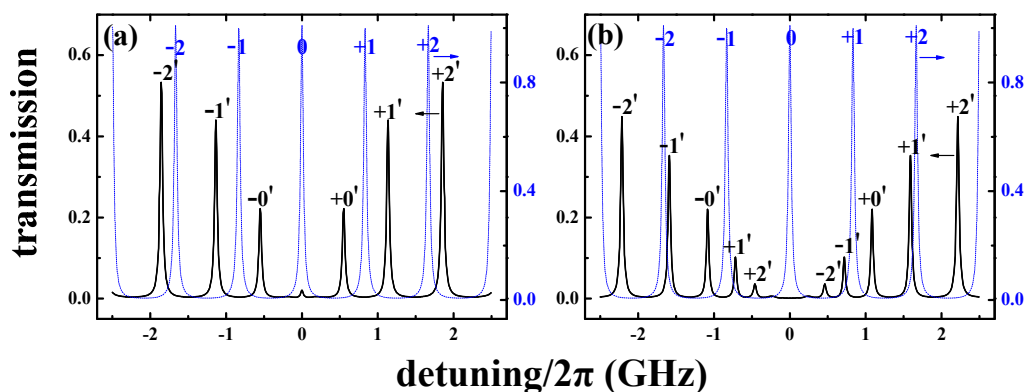


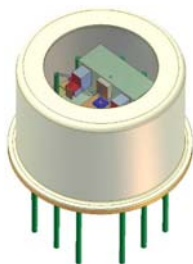
图 2-15, 不同原子数密度时 Doppler 展宽介质的透射谱。图(a), (b) 对应的原子数密度分别是 $1.6 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, $5.4 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ 。

第三章 Doppler 展宽二能级原子介质正交模劈裂的实验研究

3.1 实验装置

3.1.1 DBR 激光器

在实验中,需要激光器能够输出在大频率范围内扫描的激光。虽然外腔反馈式半导体激光器(Topica DL100)也能满足需求,但使用 DBR 激光器,实验上的操作更加方便。我们使用的是美国 Photodigm 公司生产的分布式布拉格反射半导体激光二极管(T-8 型封装),工作波长为 780nm,最大输出功率 120mW。通过扫描加在激光器上的电流,可在较大范围(30GHz)内扫描输出光的频率。激光二极管的工作电流和温度分别由 Thorlabs 公司的 LDC205C 台式激光二极管电流控制器和 TED200C 温度控制器控制。TED200C 温度控制器能够在较大的温度范围内(-45°C~+145°C)对激光二极管的温度进行快速稳定(波动 $\leq 0.002^{\circ}\text{C}$)的调节。LDC205C 电流控制器提供恒定电流和恒定功率两种工作模式。恒定电流模式可对激光二极管的工作电流提供精准控制。恒定功率模式可提供功率稳定的激光输出。



图(3-1), Photodigm 公司的 DBR 激光二极管, T-8 型封装。

向 LDC205C 电流控制器输入一个由信号源产生的三角波信号,激光二极管的工作电流将在一定范围内反复扫描。因而激光二极管将会产生一个频率扫描的激光输出。调节三角波信号的幅度和频率,可以改变频率扫描的幅度和快慢。实验中,我们所用的三角波的幅度是 750mVPP,扫描频率是 100Hz。三角波先要加载到一个变压器上,然后通过调节变压器来控制输入到电流控制器的电压。这样可以避免突然加入一个较大信号对电流控制器和激光二极管造成损伤。在实验过程中,激光器的频率扫描会出现一定的漂移。为避免频率的漂移对实验数据的影响,在记录数据前要适当调节信号源的补偿电压,使每一组数据的频率都能对齐。图(3-2)即为 DBR 激光器的饱和吸收谱,可以看出,其频率扫描的范围很大。并且实验过程中虽然有频率漂移,但基本不会出现“跳模”现象,这些优点非常有利于实验的进行。

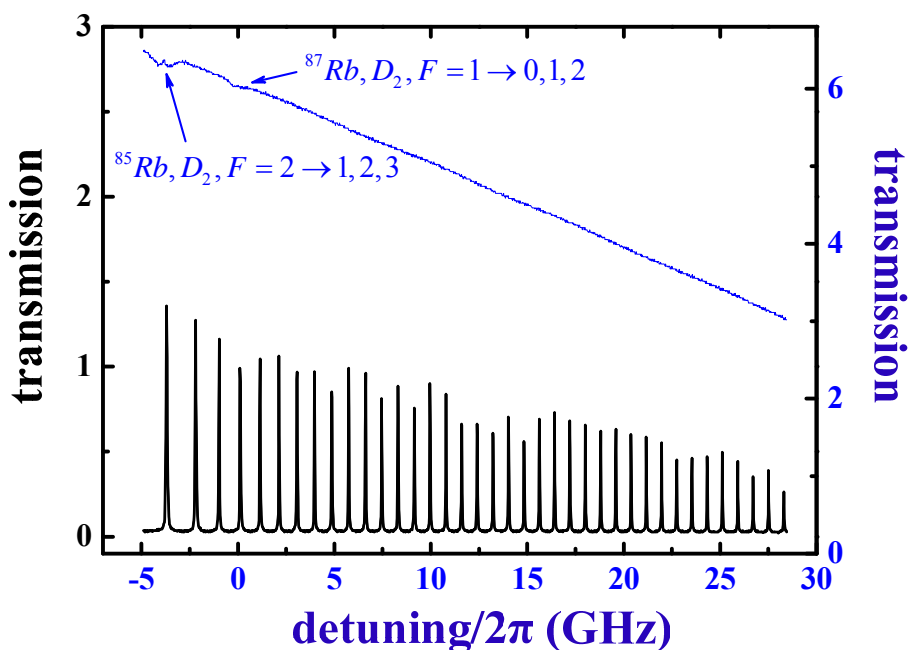


图 3-2, DBR 激光器的饱和吸收谱。扫描范围在 ^{87}Rb 原子 D_2 线 ($F=1 \rightarrow 0,1,2$) 的蓝失谐一侧。失谐为零即是与跃迁 $F=1 \rightarrow 0,1,2$ 共振。

3.1.2 驻波腔

实验所用的腔是长度为 18cm 的驻波腔。由两个曲率半径均为 10cm 的腔镜组成。两个腔镜的强度发射率和透射率分别是 $R_1 = 0.9$, $T_1 = 0.1$ 和 $R_2 = 0.99$, $T_2 = 0.01$ 。对于这样的驻波腔有如下特征参量,

$$\text{自由光谱区: } \Delta_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L},$$

$$\text{精细度(空腔): } F = \pi(R_1 R_2)^{1/4} / (1 - \sqrt{R_1 R_2})$$

其中, L 是腔的长度。将介质置入空腔时, 精细度会降低, 相应的腔场的衰减率会升高。

为了使腔内的光场模式尽量干净, 透射谱上没有杂模, 要求腔的入射光有较好的模式分布。所以, DBR 激光器输出的光不能直接入射到腔内, 而是要先耦合进光纤。光纤输出的是很好的 TEM_{00} 模, 因此用光纤输出光入射进腔内可以得到干净的透射谱。而为了使入射光与腔恰好匹配, 还需要在腔前加上匹配透镜(我们的实验用的是 $f = 250$ 的凸透镜), 使入射光有合适的腰斑大小和发散角度。另外, 考虑到入射光的大部分被腔原路返回, 所以为了使激光器的模式不被返回的光干扰, 还需要在激光

器后面加上高隔离比的隔离器。如果隔离器的隔离比不够高，可以使用两个隔离器。

在调节腔镜前，应该先将已经准直好并调好高度的入射光通过 45° HR 反射镜入射进探测器，因为腔的透射光很弱，腔后光学元件的调节较为困难，先将光引入探测器可降低室验操作难度。调节腔镜时，要先调后面的腔镜。将入射光打到腔镜的中心，调节腔镜的角度(两个腔镜均装配在镜架上)，使反射光原路返回。同样方法调节前一个腔镜。调节腔镜时借助一个 CCD 成像仪可帮助调节。CCD 可以探测到腔镜的微小损耗，即可以从侧面看到一个很弱的光斑，从而可以判断入射光的方位是否合适以及光场有没有在腔内多次往返传播。腔在初步有一个较强输出即有一个透射谱时，用 CCD 看到的两个腔镜上的光斑应该已经比较集中而不是散乱成一片。开始调节腔时，没有透射谱，缺少调节的依据，可以此为依据进行调节，有助于快速调节。在已经有了透射谱后，即可根据透射谱的反应对腔镜，匹配透镜，入射光反射镜进行精细调节。原则是透射谱的某些峰被加强，而其它峰被抑制。腔的透射峰对外界影响很敏感，将装有自然丰度的 ^{85}Rb , ^{87}Rb 原子蒸气的玻璃气室(cell)置入腔的中央时，透射谱中又会出现杂模，需要再次对腔进行调节。

图(3-3)是整个实验装置的示意图。激光器输出的光通过隔离器后被分成两部分。一部分用来获取饱和吸收谱，另一部分经过一系列的光学元件后注入驻波腔，最终获得原子介质与腔系统的透射谱。两条谱线是同步获得的，彼此参照可进行频率标定。各元件的作用将在下述实验过程中具体说明。

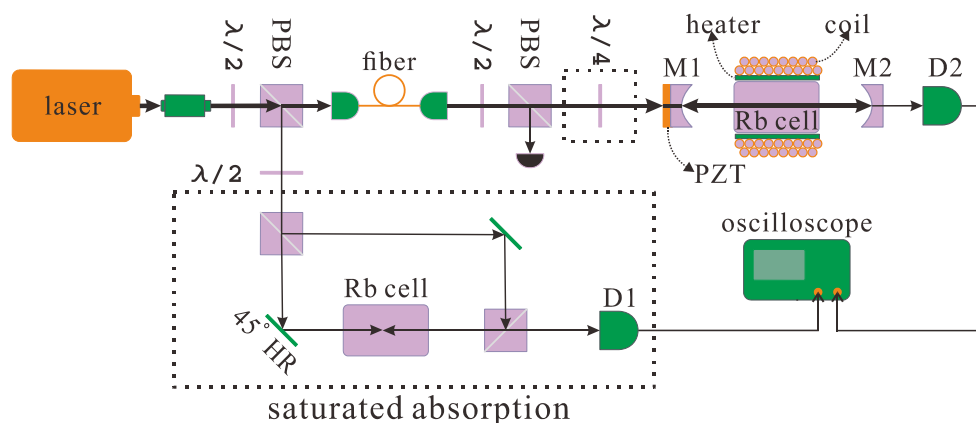


图 3-3, 实验装置示意图。 $\lambda/2$ 是半波片, $\lambda/4$ 是 $1/4$ 波片; PBS 是偏振分束器; D1, D2 是探测器; M1, M2 是曲面腔镜; 光纤(fiber)可调整入射光模式; heater 是缠绕在 cell 外面的加热带, 用以控制 cell 内蒸气的温度; coil 是磁场线圈,

外接电流源；PZT 是压电陶瓷，外接高压放大器，腔镜装配在压电陶瓷上，调节高压放大器电压可细微改变腔长；示波器(oscilloscope)可观察记录两条谱线。

3.2 实验过程

在调节好激光器和腔的透射谱后即可准备实验数据的测量和记录。激光器的扫频范围主要是在 ^{87}Rb $D_2(F=1 \rightarrow 0,1,2)$ 的蓝失谐一侧。腔的透射谱要比较干净，并且可通过调节高压放大器，使某一腔模与原子共振。

顺着图(3-3)中光的传播路径，第一组 $\lambda/2$ 和 PBS 是用来从主光束中分出很小一部分做饱和吸收实验。光纤后的另一组 $\lambda/2$ 和 PBS 则用来调节入射进腔内的光场光强(实验中我们保持腔的入射光光强为 3mW)，并且因为 PBS 的作用，入射到腔内的光场总是有确定的偏振。绕在 cell 外的加热带与控温仪相连，可具体控制 cell 内蒸气的温度，从而控制蒸气的密度。为了使铷原子蒸气的温度均匀分布并稳定下来，每次控温均需要等待足够长的时间。

在我们的实验中，非常重要的一点是，确定透射谱上各透射峰的次序。常温下，由于原子介质与腔场的相互作用很小，并且腔镜和 cell 的长度因温度变化产生的伸缩很小，所以透射谱较稳定。但在高温时，由于 cell 与周围环境的温差较大，周围空气的流动会使 cell 的长度和腔的长度产生较大变化，以致透射峰剧烈晃动。事实上，要在加热过程中跟踪透射峰的移动难度很大。下面对这一问题做一分析。

若计入原子介质折射率后的有效腔长为 $2L$ ，则某一腔模满足

$$2L = N\lambda \quad (3-1)$$

其中， λ 是这一腔模的波长，对于我们的实验，可取 $\lambda=780\text{nm}$ ，则 $N \approx \frac{2L}{\lambda} \approx 4.6 \times 10^5$ 。透射谱上相邻两个模的间隔是一个自由光谱区，则有 i 个间隔的两个腔模之间的距离是，

$$d\nu = i\Delta_{FSR} = \frac{ic}{2L} \quad (3-2)$$

当有效腔长的变化使整个透射谱移动了 $dN \approx 10$ 个自由光谱区时，

$$2L' = (N+dN)\lambda \quad (3-3)$$

此时有 i 个间隔的两个腔模之间的距离是，

$$d\nu' = i\Delta'_{FSR} = \frac{ic}{2L'} \quad (3-4)$$

比较两个间隔的大小，

$$dv' - dv = \frac{idN}{N + dN} \Delta_{FSR} \ll \Delta_{FSR} \quad (3-5)$$

可见，由温度波动引起的有效腔长的变化对腔模之间间隔的影响非常小，即对透射谱形状的影响非常小。所以实验中可不去严密跟踪透射峰的移动。考虑到远失谐处原子与腔场近于没有相互作用，若假定腔长不变，远失谐处透射峰将不会随原子数密度变化而移动。所以，只需通过调节高压放大器始终使远失谐处的透射峰对齐即可消除有效腔长变化的影响。

按照上述方法，逐步控制 cell 的温度，即可得到不同原子数密度下的透射谱。实验中，首先要测量一组常温下的透射谱，用以与高温时的透射谱比较，从而判断是否发生了正交模劈裂。记录数据时，需要注意激光器的扫描范围是否发生了移动。应始终保持各谱线的谐振点以及远失谐处的透射峰彼此对齐。

3.3 实验结果与分析

图(3-4)是温度为 120°C 和 160°C 时的透射谱，可与图(2-15)进行比较。随着温度的升高，原子数密度增加，腔与原子介质之间的耦合增强，在图(a)中已经出现明显的正交模劈裂。而当温度增加到 160°C 时，腔与原子介质的超强耦合使 0 阶模的劈裂超过两个自由光谱区，并使其它模也发生劈裂。绘制图(3-4)时，并未像图(2-15)一样画出红失谐一侧，因为该侧透射谱上还会有 $^{85}\text{Rb D}_2$ 跃迁线 ($F = 2 \rightarrow 1, 2, 3$) 的影响，以致 $^{87}\text{Rb D}_2$ 跃迁线 ($F = 1 \rightarrow 0, 1, 2$) 的透射谱受到挤压。而在蓝失谐一侧， $^{85}\text{Rb D}_2$ 跃迁线的失谐已经较大，其对透射谱的影响已不能与 $^{87}\text{Rb D}_2$ 跃迁线比较，故可运用二能级原子模型去分析透射谱。

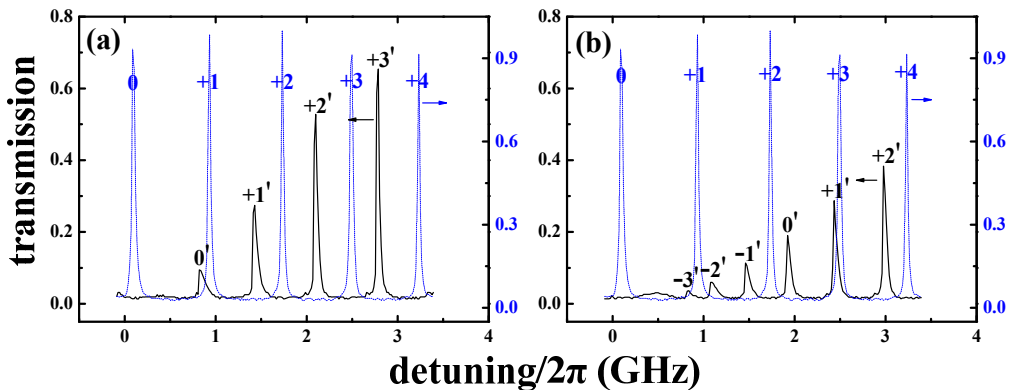


图 3-4，正交模劈裂与多正交模劈裂。图(a)对应的温度是 120°C，图(b)对应的温度是 160°C。蓝线是常温时透射谱(相当于空腔)，用作参考。腔的入射光强度为 3mW。

在图(3-4)中,需要较为准确地对谱线的频率进行标定。由于在记录数据时已经将各谱线对齐,所以只需先将常温时的谱线标好频率,然后将其作为“标尺”去标定其它谱线。标定常温谱线时,选择饱和吸收谱线上的 $^{87}\text{Rb } D_2(F=1 \rightarrow 0,1,2)$ 的吸收谷的中心为谐振点。由于已经通过调节高压放大器使腔与原子介质谐振,透射谱在谐振点会有一个透射峰。又因为常温时可认为腔场与原子介质间无相互作用,所以透射谱上各透射峰的间距是均匀的,均为一个自由光谱区 $\Delta_{FSR} = c/2L$ 。

在标定谱线频率时,会发现激光器的出光频率与外加电压信号的大小并非线性关系。所以在计算出远失谐处透射峰的频率并依此将谱线横坐标变换时,会发现近失谐处透射峰的频率明显偏离自由光谱区。在后续实验中要求谱线在某一区域内的频率标定是准确的,此时可根据这一区域内常温下的透射峰频率对频率标定进行修正。

由第二章理论分析部分可知,原子数密度是决定谱线形状的重要因素。在一个具体的温度下,计算与腔场相互作用的原子的密度是很困难的。文献[27]给出了 ^{85}Rb , ^{87}Rb 的饱和蒸气压随温度变化的经验公式,

$$\log_{10} P_v = 2.881 + 4.312 - \frac{4040}{T} \quad (3-6)$$

其中,压强单位为托尔(torr),温度单位为开尔文(K)。粗略估算时,可将铷原子蒸气当作理想气体来计算蒸气密度。实验中, ^{85}Rb , ^{87}Rb 的丰度是自然丰度, ^{87}Rb 的比例是27.83%。考虑到蒸发是一个物理过程,不能区分 ^{85}Rb , ^{87}Rb ,所以计算 ^{87}Rb 的原子数密度时,直接在按上述方法计算的结果上乘以 ^{87}Rb 的丰度27.83%。这样计算出的 ^{87}Rb 的原子数密度要比模拟实验结果时所使用的值大一两个数量级(120°C和160°C时,估算出的原子数密度分别是 $5.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,作为实验数据的比较,图2-15所用的参数是, $1.6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $5.4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$),这是因为实验过程中还存在光抽运过程, $5S_{1/2}, F=1$ 态的 ^{87}Rb 会被逐渐抽运到 $5S_{1/2}, F=2$ 态^[30]。

第四章 磁场诱导下正交模的进一步劈裂

4.1 理论分析

用磁场去改变介质的色散性质的研究最早可追溯到 1845 年法拉第效应的发现。法拉第效应是指线偏光穿过置于磁场中的介质后其偏振方向被改变的现象。由于在一定光谱区域内(对于一个具体的物质介质而言, 即是在靠近其谐振频率的光谱区域内), 线偏光的偏转角度对磁场的强度非常敏感, 所以基于法拉第效应可以构造超窄带宽的光学滤波器^[31-36]。与普通的干涉滤波器相比, 这种构造的光学滤波器不仅滤波带宽非常窄, 并且可以提供较大的视场角度($\pm 45^\circ$), 所以它在光信号会受到大气或海水散射的自由空间通信中可以起到重要作用^[33]。同样基于法拉第效应, 还可以构造敏感的磁力计^[37]。在文献[38-40]中, 磁场诱导介质产生的双色性被用来进行无调制稳频。

当将原子系统置于一个较弱的磁场中时, 基态或激发态的塞曼子能级会被移动一个小量 δ , δ 的大小近似正比于磁场强度。(若磁场较强则会出现二阶塞曼效应^[31, 41]。)近似计算表明^[22, 31], 若 σ^+ 跃迁被移动了 δ , 则 σ^- 跃迁将被移动 $-\delta$ 。所以, 在磁场中, 同向传播的左旋光和右旋光将感受到不同的色散性质。将左旋光和右旋光的折射率和吸收系数分别记为 n^+ , α^+ 和 n^- , α^- , 则根据 2.2.1 节相关结果可直接得到,

$$n^+ = 1 - \frac{N_D |\mu_{ij}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{2(\Delta - \delta)}{\gamma^2 + 4(\Delta - \delta)^2 + 8\Omega^2}, \quad (4-1)$$

$$\alpha^+ = \frac{N_D |\mu_{ij}|^2}{\epsilon_0 \hbar c} \frac{2\gamma\omega}{\gamma^2 + 4(\Delta - \delta)^2 + 8\Omega^2}, \quad (4-2)$$

$$n^- = 1 - \frac{N_D |\mu_{ij}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{2(\Delta + \delta)}{\gamma^2 + 4(\Delta + \delta)^2 + 8\Omega^2}, \quad (4-3)$$

$$\alpha^- = \frac{N_D |\mu_{ij}|^2}{\epsilon_0 \hbar c} \frac{2\gamma\omega}{\gamma^2 + 4(\Delta + \delta)^2 + 8\Omega^2}. \quad (4-4)$$

若将光场分成左旋分量和右旋分量, 则两种分量将分别得到一条透射谱, 总透射谱是这两条透射谱的叠加。色散性质的差别将导致左旋光与右旋光的透射峰不能完全重合, 表现在总透射谱上就是, 透射峰出现劈裂。计算表明, 劈裂的大小是,

$$\Delta_{gap} = \omega \frac{l}{L} \frac{N_D |\mu|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{\delta}{\gamma^2/4 + (\Delta - \delta)^2 + 2\Omega^2}. \quad (4-5)$$

至于怎样分解光场，需要参考磁场的方向。2.2.1 节已经说明，左旋光 $\tilde{\mathbf{E}}_+(\mathbf{r}, t)$ ，右旋光 $\tilde{\mathbf{E}}_-(\mathbf{r}, t)$ ，线偏光 $\tilde{\mathbf{E}}_\pi(\mathbf{r}, t)$ 将分别驱动角动量在 $\hat{\sigma}^\pi$ 所指方向上的投影增加 +1, -1, 0 的跃迁。而磁场使原子产生的塞曼劈裂的大小与原子中核外电子角动量在磁场方向的投影有关 ($\hat{H}_B = \mu_B g_j \mathbf{B} \hat{J}_z$)。所以，如果选取磁场方向作为分解光场时的本征方向 ($\hat{\sigma}^\pi$)，将会使跃迁时能量变化的分析较为简便。实验中，我们使磁场方向与腔轴平行，所以自然地，要将光场分成左旋分量和右旋分量。

根据上述分析，画出加了磁场时的透射谱，如图(4-1)。可看出，磁场使透射峰劈裂，并且劈裂大小随原子数密度增加而增大，随失谐增大而减小。在画图时使用的参数与图(2-15)相同，只是增加了磁场的影响。 ^{87}Rb 的 $5S_{1/2}, F=1$ 态和 $5P_{3/2}, F=0, 1, 2$ 态的各塞曼子能级随磁场的移动大小不同，计算磁场引起的跃迁能级移动时，假定原子在各子能级上均匀分布，然后根据各子能级间跃迁概率的大小进行加权平均。这样计算的结果是 $\delta = 0.66B$ ，磁场单位为 G， δ 单位是 MHz，且 δ 是频率，计算时要与角频率(2.2.1 节中的失谐 Δ 是角频率)区分开。当然，实验过程中，原子在各子能级上的分布并不均匀，所以这一计算结果存在一定误差。

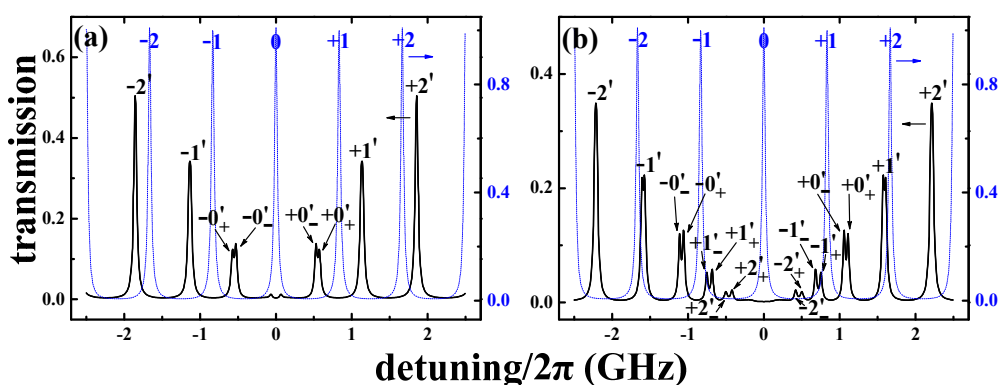


图 4-1，磁场诱导透射峰进一步劈裂。图(a)，(b)对应的原子数密度分别是 $1.6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ， $5.4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 。磁场产生的能级移动为 $\delta = 2\pi \times 56 \text{ MHz}$ 。 $\pm 0'_\pm, \pm 1'_\pm, \pm 2'_\pm$ 表示各正交模的劈裂分量。

在应用 2.2.2 节透射谱公式(2-35, 2-36)画图时，需要考虑到，左(右)旋光被腔镜反射后变成右(左)旋光，但由于其相对于磁场的方向也同时改变，反射前后，其激发的

还是相同的跃迁。所以对左旋光和右旋光可直接使用透射谱公式(2-35,2-36)，而不需考虑反射前后偏振状态的变化。

4.2 实验过程与数据分析

在 3.2 节实验部分的基础上很容易进行这一部分的实验，只需通过电流源给磁场线圈加上合适的电流即可观察到相应实验现象。实验时，在多种温度下测量了多组磁场强度所对应的透射谱。图(4-2)是 120°C 和 160°C 时的透射谱，是在图(3-4)的基础上加了 84G 的磁场。可见，原子数密度越大，相同失谐处的透射峰劈裂越大；失谐越大，相同原子数密度下的劈裂越小。参照图(3-4)可知，图(b)中 +1 阶模旁边的较大透射峰是由 $-3'$ 阶模和 $-2'$ 阶模的劈裂分量融合而成。

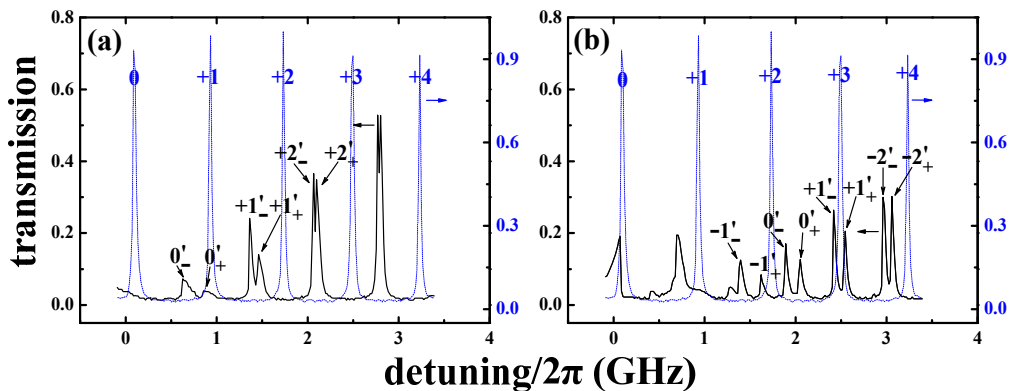


图 4-2, 磁场诱导劈裂的正交模与多正交模进一步劈裂。图(a)对应的温度是 120°C ，图(b)对应的温度是 160°C 。蓝线是常温时透射谱(相当于空腔)，用作参考。磁场的磁感应强度为 84G，腔的入射光强度为 3mW。

通过细致地调节磁场和温度的变化，可具体研究他们对劈裂大小的影响。图(4-3)展示的即是磁场和温度对劈裂大小的影响。在图(a)中，劈裂大小与磁场强度近似线性关系，劈裂大小相对于磁场强度的斜率是 $2.6\text{MHz}/\text{G}$ ，可见原子数密度较大时，劈裂大小对磁场强度非常敏感，所以可用来构造高灵敏度的磁场计。实验中所用的腔精细度较低，限制了这种磁场计的分辨能力，所以可尝试使用更高精细度的腔^[42]。另外，Doppler 展宽所造成的透射峰变宽也会对透射峰劈裂的观察造成干扰。对此，可用适当的偏振分束器将左旋光与右旋光分开，分别得到各自的透射谱，然后用减法器将两条透射谱信号相减，这样得到的透射谱更易于看见劈裂，如图(4-4)所示。当然，利用文献[15]中的集成在芯片上的光学腔与 BEC 系统，可大大提高磁场计的

灵敏度(在他们的实验中,观察到了超过 20GHz 的真空拉比劈裂),但这将增加实验的成本与难度。

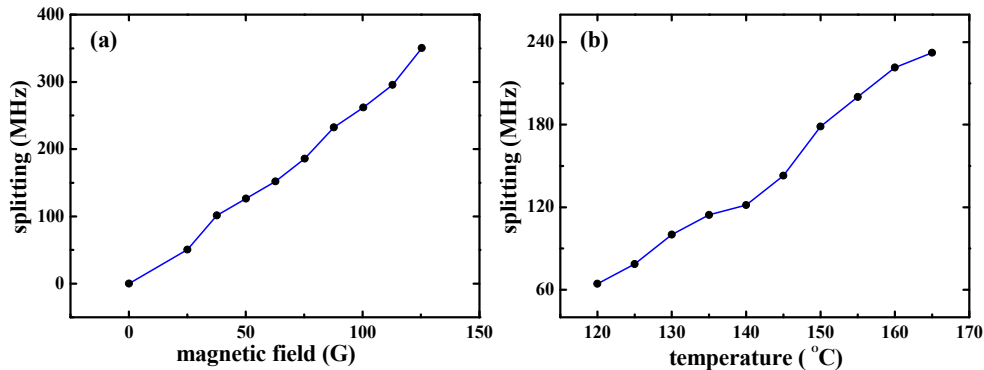


图 4-3, 磁场和温度对透射峰劈裂大小的影响。图(a)中, 温度固定在 165°C , 腔的入射光为 3mW 。所测的是 $-1'$ 阶模, 相应的失谐是 $2\pi \times 1.85\text{GHz}$ 。图(b)中, 磁场强度为 84G , 腔的入射光为 3mW 所测模的失谐是 $2\pi \times 2.47\text{GHz}$, 温度由 120°C 逐渐增加到 165°C , 每次增加 5°C 。

在图(4-3)中, (a)图测量的是 $-1'$ 阶模, 由于温度较高, 此时已经出现了 $-4'$ 阶模, 但因为介质吸收太强, $-4'$ 阶模高度较低, 影响实验观测, 所以选用了 $-1'$ 阶模。(b)图中, 考虑到失谐对劈裂大小有重要影响, 所以通过微调腔长, 使失谐为 $2\pi \times 2.47\text{GHz}$ 处总有一个透射峰, 因为腔长的微小变化不会对透射峰的间距产生明显影响, 这样测量的透射峰劈裂反映的就只有温度(原子数密度)的影响。

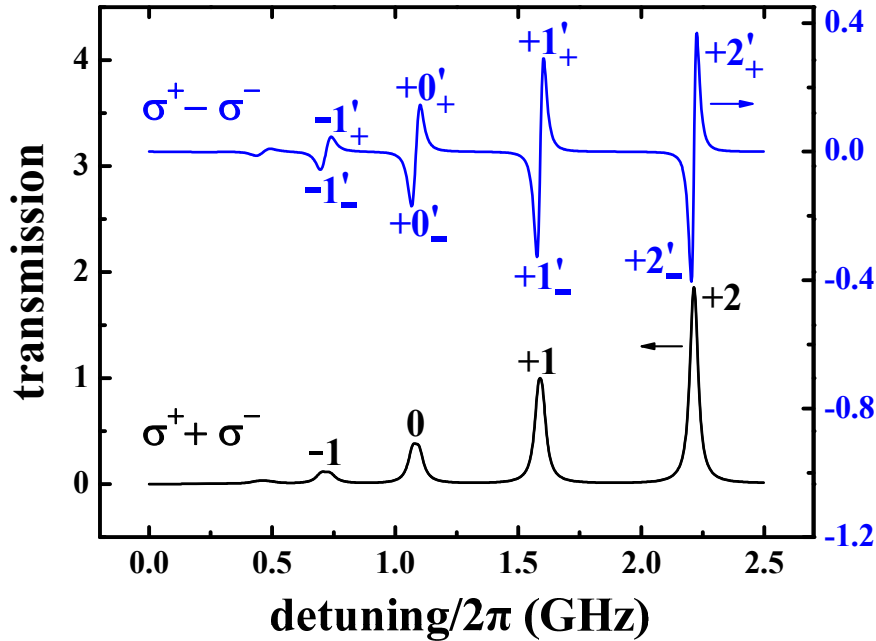


图 4-4, 光场左旋分量与右旋分量的差值透射谱比和值透射谱更易于看见劈裂。绘图时, 使用的参数基本与图(4-1)相同, 但磁场强度减小一半, Doppler 展宽影响增加一倍。

为了判断加上磁场后透射峰劈裂的两个分量分别是左旋分量和右旋分量, 可在腔的前面加上一个 $\lambda/4$ 波片, 转动 $\lambda/4$ 波片可改变光场中左旋光与右旋光的比例。实验结果如图(4-5)所示。可见, 劈裂出的两个分量确实分别是左旋分量和右旋分量。并且, 由(2.2.1)节色散公式可知, 磁场会使左旋光相移因子变小, 右旋光相移因子变大, 所以, 图(4-5)中的透射谱上, 左旋光将在失谐较大(蓝失谐)的一侧, 右旋光出现在失谐较小(红失谐)。

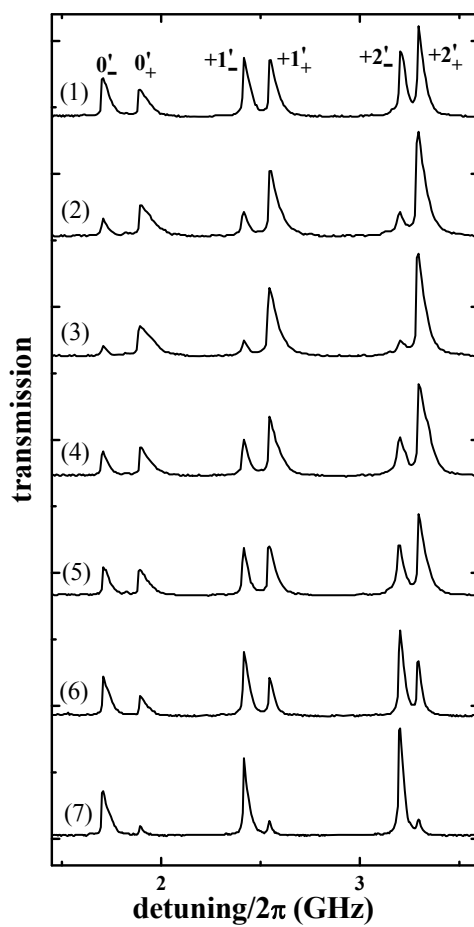


图 4-5, 转动 $\lambda/4$ 波片时透射谱的变化。实验中, 温度为 140°C , 磁场为 84G 。
由(1)到(7), $\lambda/4$ 波片每次转动 $\pi/8$ 。

全文总结与展望

原子介质与腔场的相互作用有丰富的研究内容，在基础研究(如深入理解光场和原子的量子本性)和实际应用(如建立量子信息传输体系)上均有重要研究意义，是目前热点研究课题。本文就原子介质与腔产生强耦合，甚至超强耦合时出现的正交模劈裂，多正交模劈裂进行了一定研究。回顾了正交模劈裂的实验研究与理论分析方法，并展示了自己的实验研究结果，讨论其潜在的应用。

第一章简要介绍了与正交模劈裂相关的腔量子电动力学背景，表明本实验研究的意义。

第二章首先介绍了正交模劈裂在原子束，冷原子，BEC，以及热原子方面的实验研究方法和结果，体现出正交模劈裂的研究价值。然后详细计算了二能级原子介质的色散性质，并得到腔与冷原子(或原子束)介质系统的透射谱公式。进而分析了 Doppler 展宽介质的色散性质及透射谱公式。讨论了各实验参量对色散性质和透射谱的影响。

第三章介绍了实验装置，指出实验调节与测量过程中应注意的问题。分析了实验数据，展现了在强耦合条件下的正交模劈裂和多正交模劈裂。

第四章首先理论分析了磁场对介质色散性质的影响，并模拟画出相应透射谱。之后分析实验数据，展现了非简并二能级原子的正交模劈裂和多正交模劈裂，讨论其潜在的应用。

在本实验的基础上稍做改动即可做另一有趣实验，即用光场诱导正交模的进一步劈裂。光泵浦过程将改变原子在各塞曼子能级上的分布，于是能够与左旋光相互作用的原子将与能够与右旋光相互作用的原子在原子数密度上有很大差别。因为色散性质与原子数密度直接相关，所以左旋光和右旋光将感受到不同的色散性质。表现在透射谱上即是透射峰发生了劈裂。这种直接用一束光控制另一束光而不经光电转化的技术可以在信息通信技术上发挥作用^[43]。

参考文献

- [1] G. Feher, J. P. Gordon, E. Buehler, E. A. Gere, and C. D. Thurmond. Spontaneous emission of radiation from an electron spin system. *Phys. Rev.* 1958, 109, 221-225.
- [2] K. H. Drexhage. *Progress in Optics XII*. Amsterdam, North-Holland, 1974.
- [3] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, and D. Kleppner. Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom. *Phys. Rev. Lett.* 1985, 55, 2137-2140.
- [4] E. T. Jaynes and F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proc. IEEE*, 1963, 51, 89-109.
- [5] P. Meystre and M. Sargent. III. *Elements of Quantum Optics*. Germany, Springer, 2007.
- [6] G. S. Agarwal. Vacuum-field Rabi splittings in microwave absorption by Rydberg atoms in a cavity. *Phys. Rev. Lett.* 1984, 53, 1732-1734.
- [7] G. S. Agarwal. Vacuum-field Rabi oscillations of atoms in a cavity. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, 2, 480-485.
- [8] Y. Kaluzny, P. Goy, M. Gross, J. M. Raimond, and S. Haroche. Observation of self-induced Rabi oscillations in two-level atoms excited inside a resonant cavity: the ringing regime of superradiance. *Phys. Rev. Lett.* 1983, 51, 1175-1178.
- [9] M. G. Raizen, R. J. Thompson, R. J. Brecha, H. J. Kimble, and H. J. Carmichael. Normal-mode splitting and linewidth averaging for two-state atoms in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.* 1989, 63, 240-243.
- [10] D. Meiser and P. Meystre. Superstrong coupling regime of cavity quantum electrodynamics. *Phys. Rev. A*, 2006, 74, 065801(1-4).
- [11] Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin, Q. Wu, H. J. Carmichael, and T. W. Mossberg. Vacuum Rabi splitting as a feature of linear-dispersion theory: analysis and experimental observations. *Phys. Rev. Lett.* 1990, 64, 2499-2502.
- [12] R. J. Thompson, G. Rempe, and H. J. Kimble. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.* 1992, 68, 1132-1135.
- [13] J. Klinner, M. Lindholdt, B. Nagorny, and A. Hemmerich. Normal mode splitting and mechanical effects of an optical lattice in a ring cavity. *Phys. Rev. Lett.* 2006, 96,

023002(1-4).

[14] G. Hernandez, J. Zhang, and Y. Zhu. Vacuum Rabi splitting and intracavity dark state in a cavity-atom system. *Phys. Rev. A*, 2007, 76, 053814(1-4).

[15] Y. Colombe, T. Steinmetz, G. Dubois, F. Linke, D. Hunger, and J. Reichel. Strong atom-field coupling for Bose-Einstein condensates in an optical cavity on a chip. *Nature*, 2007, 450, 272-276.

[16] J. Gea-Banacloche, H. Wu, and M. Xiao. Transmission spectrum of Doppler-broadened two-level atoms in a cavity in the strong-coupling regime. *Phys. Rev. A*, 2008, 78, 023828(1-8).

[17] X. D. Yu, D. Z. Xiong, H. X. Chen, P. J. Wang, M. Xiao, and J. Zhang. Multi-normal-mode splitting of a cavity in the presence of atoms: a step towards the superstrong-coupling regime. *Phys. Rev. A*, 2009, 79, 061803(1-4).

[18] H. Wu, J. Gea-Banacloche, and M. Xiao. Observation of intracavity electromagnetically induced transparency and polariton resonances in a Doppler-broadened medium. *Phys. Rev. Lett.* 2008, 100, 173602(1-4).

[19] X. D. Yu and J. Zhang. Multi-normal mode-splitting for an optical cavity with electromagnetically induced transparency medium. *Opt. Express*, 2010, 18, 4057-4065.

[20] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, and S. Haroche. Quantum Rabi Oscillation: A direct test of field quantization in a cavity. *Phys. Rev. Lett.* 1996, 76, 1800-1803.

[21] W. Boyd. *Nonlinearly Optics*. United States, Academic Press, 2008 (third edition).

[22] L. P. Maguire, R. M. W. van Bijnen, E. Mese, and R. E. Scholten. Theoretical calculation of saturated absorption spectra for multi-level atoms. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2006, 39, 2709-2720.

[23] M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester. *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*. UK, Oxford University Press, 2010.

[24] M. O. Scully and M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. England, Cambridge University Press, 1997(first edition).

[25] L. Allen and J. H. Eberly. *Optical Resonance and Two-level Atoms*. New York, A Wiley-Interscience publication, 1975.

- [26] A. R. Edmonds. *Angular Momentum in Quantum Mechanics*. US, Princeton University Press, 1957.
- [27] D. A. Steck. Rubidium 87 D Line Data. <http://steck.us/alkalidata>. [2010].
- [28] H. C. Torrey. Transient nutations in nuclear magnetic resonance. *Phys. Rev.* 1949, 76, 1059-1072.
- [29] P. Siddons, N. C. Bell, Y. Cai, C. S. Adams, and I. G. Hughes. A gigahertz-bandwidth atomic probe based on the slow-light Faraday effect. *Nature Photonics*, 2009, 3, 225-229.
- [30] H. Wu, J. Gea-Banacloche, and M. Xiao. Observation of intracavity electromagnetically induced transparency and polariton resonances in a Doppler-broadened medium. *Phys. Rev. Lett.* 2008, 100, 173602 (1-4).
- [31] G. J. Roberts, P. E. G. Baird, M. W. S. M. Brimicombe, P. G. H. Sandars, D. R. Selby, and D. N. Stacey. The Faraday effect and magnetic circular dichroism in atomic bismuth. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1980, 13, 1389-1402.
- [32] B. Yin and T. M. Shay. Theoretical model for a Faraday anomalous dispersion optical filter. *Opt. Lett.* 1991, 16, 1617-1619.
- [33] P. Yeh. Dispersive magneto-optic filters. *Appl. Opt.* 1981, 21, 2069-2075
- [34] A. Popescu, K. Schorstein, and T. Walther. A novel approach to a Brillouin-LIDAR for remote sensing of the ocean temperature. *App. Phys. B*, 2004, 79, 955-961.
- [35] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and A. Weis. Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms. *Rev. Mod. Phys.* 2002, 74, 1153-1201.
- [36] J. Menders, K. Benson, S. H. Bloom, C. S. Liu, and E. Korevaar. Ultranarrow line filtering using a Cs Faraday filter at 852 nm. *Opt. Lett.* 1991, 16, 846-848.
- [37] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and M. Zolotarev. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation. *Phys. Rev. A*, 2000, 62, 043403(1-7).
- [38] G. Wasik, W. Gawlik, J. Zachorowski, and W. Zawadzki. Laser frequency stabilization by Doppler-free magnetic dichroism. *Appl. Phys. B*, 2002, 75, 613-619.
- [39] K. L. Corwin, Z. T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, and C. E. Wieman.

Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor. *Appl. Opt.* 1998, 37, 3295-3298.

[40] B. Cheron, H. Gilles, J. Hamel, O. Moreau, and H. Sorel. Laser frequency stabilization using Zeeman effect. *J. Phys. III France*, 1994, 4, 401-406.

[41] X. Chen, V. L. Telegdi, and A. Weis. Magneto-optical rotation near the Caesium D2 line (Macaluso-Corbino effect) in intermediate fields: I. Linear regime. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1987, 20, 5653-5662.

[42] M. Notcutt, L. S. Ma, J. Ye, and J. L. Hall. Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity. *Opt. Lett.* 2005, 30, 1815-1817.

[43] P. Siddons, C. S. Adams, and I. G. Hughes. Optical control of Faraday rotation in hot Rb vapor. *Phys. Rev. A*, 2010, 81, 043838(1-6).

硕士期间发表的学术论文

1. **CHEN LiangChao**, YU XuDong, MENG ZengMing & ZHANG Jing, “Mode splitting of a cavity with a high-density birefringence rubidium vapor in the superstrong coupling regime”. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2014, 57(7): 1283-1288
2. **陈良超**, 孟增明, 于旭东, 原子气室中四波混频线型的实验研究, *量子光学学报*, 2014, 20 (2)

致谢

三年的研究生生活将要画上句号，回想这三年时光，感想万千。三年前出于对物理学的强烈兴趣，我一个人来到这里。从此开始了忙碌而充实的生活，逐渐走出懵懂，开始明白一些道理。在我们这一代人所面临的不确定的将来中，我肯定会遭遇挫折，但因为在这里所获得的历练，我能够在跌倒之后迅速站起来。

三年里，我逐渐领悟到量子世界的美妙。那些精巧的实验设计和优雅的推理解释，给人深沉的愉悦感。当我们从文献上看到运用自己所学的知识可以做成各种有趣的实验，观察到各种奇妙的现象，自然生发跃跃欲试的冲动。

在我的学习生活中，有太多的人给了我帮助。首先我要感谢我的导师张靖教授，他在我们的实验工作中总是能给出关键的指引。张老师渊博深厚的科学素养，勤奋严谨的工作精神，值得我们努力学习。其次感谢我的师兄于旭东，他在我的实验和论文上给与了很多无私的帮助。我们之间多次的讨论让我受益匪浅。另外我要感谢已经毕业的师兄师姐邱克，柴世杰，程峰钰，他们给予我很多关怀帮助。感谢黄良辉师兄，在我刚到这里时，给我颇多指点，让我迅速适应这里的学习工作环境，在之后的时间里也一直对我照顾有加。感谢孟增明师兄，刚进入实验室几乎什么都不会做时，是孟增明师兄耐心详细地教给我各种实验方法技巧。我们实验室的各成员一直都愉快融洽地学习工作在一起，因为这段长留记忆的时光，感谢王鹏军老师，付正坤、张岩师兄，感谢一起奋战的李卫、王芳同学，感谢彭鹏，樊浩，王亚琼，靳元彬，任珂娜等师弟师妹。

由衷感谢彭堃堃教授和谢常德教授，他们为实验室为光电所的发展尽心尽力，给我们创造了一流的科研条件。他们高尚的人格魅力为我们树立了崇高的榜样。

感谢机加工车间, 电子车间, 和办公室的老师师傅们给我们实验工作的支持和帮助。

最后感谢我的父母和妹妹。爸爸妈妈很辛苦地抚养我们兄妹长大，这种恩情远不是简单的感谢所能回报的。

陈良超
2014年3月于山西大学

个人简介及联系方式

姓名：陈良超

性别：男

籍贯：河南省信阳市

出生日期：1987年12月11日

简历：

本科：2007年9月-2011年6月 兰州大学 物理学

硕士：2011年9月-2014年6月 山西大学光电研究所 光学

邮箱：chenlchao@gmail.com

承诺书

本人郑重声明：所提交的学位论文，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

