

2014 届硕士学位论文

电磁诱导透明介质中探测场量子
噪声特性的实验研究

作者姓名	王芳
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

电磁诱导透明介质中探测场量子噪声 特性的实验研究

作者姓名	王芳
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

Experimental Study of Quantum Noise of the Probe Field
in Electromagnetically Included Transparency Medium

Student Name	Fang Wang
Supervisor	Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2011.09-2014.06

June, 2014

目 录

中文摘要.....	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论.....	1
1.1 电磁诱导透明的发现及其物理机制.....	2
1.2 电磁诱导透明的研究进展.....	3
1.3 电磁诱导透明的相关应用.....	4
1.3.1 无粒子数反转激光.....	4
1.3.2 光速减慢及光量子存储.....	5
1.3.3 非线性光学效应的增强.....	6
1.4 本文的主要内容.....	7
第二章 电磁诱导透明的理论分析.....	9
2.1 二能级原子系统共振介质的吸收色散特性.....	9
2.2 Λ 型三能级原子系统EIT介质的吸收色散特性.....	12
2.3 本章小结.....	15
第三章 实验的相关内容.....	17
3.1 光谱技术分析—饱和吸收光谱.....	17
3.1.1 铷原子能级结构示意图.....	17
3.1.2 消多普勒背景饱和吸收光谱原理.....	21
3.1.3 铷原子饱和吸收谱的实验测量.....	24
3.2 低噪声交直流探测器.....	26
3.3 平衡零拍探测系统.....	27
第四章 三能级EIT介质中探测场量子噪声特性的实验研究.....	29
4.1 耦合光与探测光对应能级及光强的选择.....	29
4.1.1 ^{85}Rb 原子.....	30
4.1.2 ^{87}Rb 原子.....	34
4.2 探测场量子噪声特性的实验研究.....	38
4.2.1 能级结构的选择和实验装置.....	38
4.2.2 透明窗口内探测场的输出噪声谱的实验测量.....	39
4.2.3 噪声转化与耦合光功率及谱仪分析频率的依赖关系.....	42

4.3 本章小结	43
第五章 总结与展望	46
参 考 文 献	48
攻读学位期间取得的研究成果	52
致 谢	54
个人简况及联系方式	55
承 诺 书	57
学位论文使用授权声明	59

Contents

Chinse Abstract	I
ABSTRACT	III
Chapter 1 Overview	1
1.1 Physical mechanism of electromagnetically induced transparency	2
1.2 Development of electromagnetically induced transparency.....	3
1.3 Applications of electromagnetically induced transparency	4
1.3.1 Laser without inversion	4
1.3.2 Light speed reduction and optical quantum storage.....	5
1.3.3 Enhanced nonlinear optical effects.....	6
1.4 Main contents	7
Chapter 2 Theoretical analysis of electromagnetically induced transparency	9
2.1 Absorption and dispersion properties of a two-level atomic system.....	9
2.2 Absorption and dispersion properties of a Λ -type three-level EIT medium	12
2.3 Brief summary	15
Chapter 3 Related content of experiment	17
3.1 The technology of saturated absorption	17
3.1.1 Energy level structure of Rubidium atom	17
3.1.2 Saturated absorption without Doppler background.....	21
3.1.3 Experimental investigation of saturated absorption	24
3.2 Low noise AC/DC detector	26
3.3 Balanced homodyne detection system.....	27
Chapter 4 The quantum noise properties of probe field throughout a three-level Λ-type EIT medium	29
4.1 The choice of the level and intensity of coupling light and probe light.....	29
4.1.1 ^{85}Rb atom.....	30
4.1.2 ^{87}Rb atom.....	34
4.2 Experimental investigation of the quantum noise properties of the output probe field.....	38
4.2.1 Energy level and experimental setup.....	38
4.2.2 Experimental observation of output quantum noise spectrum in the	

transparency window	39
4.2.3 Experimental analysis of conversion noise under different condition	42
4.3 Brief summary	43
Chapter 5 Conclusion and outlook	46
References	48
Research achievements	52
Acknowledgment	54
Personal profiles	55
Letter of commitment.....	57
Authorization statement	59

中文摘要

作为量子通信和量子计算的研究基础，光与原子相互作用的研究极其重要，其中包括了相干布居俘获（CPT），电磁诱导透明（EIT），光量子存储，光速度减慢，无粒子数反转激光（LWI）等研究内容。电磁诱导透明由于其特有的吸收色散特性在许多领域都有广泛的应用。EIT 效应可以在增强色散的同时降低介质对光的吸收损耗，从而应用于减慢光场的群速度，实现量子存储，实现无粒子数反转激光等诸多方面。而在量子通信中量子信息过程的可靠度的一个重要依据就是对噪声的测量。研究电磁诱导透明介质中光场的量子噪声特性，对提高量子信息的可靠度有很大作用。

本文首先回顾了电磁诱导透明的相关背景知识。包括电磁诱导透明的物理机制，研究进展及其应用。然后利用半经典理论研究了封闭的二能级原子系统共振介质和 Λ 型三能级原子系统 EIT 介质的吸收色散特性。对比发现 Λ 型三能级原子系统在频率共振处有强烈的正常色散而其吸收损耗却很小，这一特性区别于二能级原子系统：具有强烈的色散同时也具有很大的吸收损耗。EIT 介质的这一特性使得许多现象成为可能，因此在诸多领域得到了很好的应用。

最后本文着重在实验上研究 EIT 介质中探测场的量子噪声特性，通过 EIT 介质的吸收色散特性分析了探测场额外噪声的来源。实验中运用到了许多相关知识，如饱和吸收光谱技术，低噪声交直流探测器以及平衡零拍探测系统，这些都是光与原子相互作用实验的基础。我们分别利用平衡零拍探测和自零拍探测测量电磁诱导透明介质中探测场的正交振幅和正交位相噪声谱。在平衡零拍探测系统中通过调节压电陶瓷来改变本振光的光程从而改变本振光与探测光的相对相位，从而测量不同相位对应的探测光的噪声分量。实验中测量了 EIT 介质中探测光与耦合光耦合导致探测光噪声的增大，发现在耦合光不同失谐下对探测光不同正交分量引入的额外噪声是不同的，同时给出探测光噪声与耦合光功率、分析频率的关系。对 EIT 介质中光场量子噪声特性的分析可以作为量子信息过程可靠度的重要依据以及测量光场位相噪声的方法。

关键词：电磁诱导透明；振幅噪声；位相噪声；吸收色散特性； Λ 型三能级系统

ABSTRACT

As the basis of quantum communication and computing, the investigation of the interaction between the light and atomic is very important. Which including coherent population trapping (CPT), electromagnetically induced transparency (EIT), quantum storage, slow light, laser without inversion (LWI) and so on. Due to its unique absorption and dispersion properties, EIT have a wide range of applications in many areas. EIT effect can reduce the absorption loss of light in the medium while enhancing the dispersion, thus it can be used in slowing the group velocity of the light, quantum storage, laser without inversion and many other aspects. In quantum communication, the reliability of quantum information processing depends on the measurement of the noise. The research of quantum noise properties of probe light field in Electromagnetically induced transparency has a significant role in improving the reliability of quantum information.

First, we review the background knowledge of EIT, which including discovery and physical mechanism, development, and applications of EIT. Secondly, we analyze the absorption and dispersion properties of a two-level atomic system resonance medium and Λ -type three-level atomic system EIT medium through Semi-classical theory. Through comparison we can find that Λ -type three-level EIT atomic system has strong dispersion and weak absorption at the resonance. It's different from the two-level atomic system: which has strong dispersion and strong absorption. This feature of EIT makes many phenomena possible. So EIT has been well used in many areas.

Finally, this paper focuses on the experimental study of quantum noise properties of the probe field in EIT medium. Through the absorption and dispersion properties of EIT we analyze the sources of additional noise of probe field. We applied some relevant knowledge in the experiment, such as the technology of saturated absorption, low noise AC/DC detector and balanced homodyne detection system. These are the basis of the experiment

of the interaction between light and atoms. We use balanced homodyne detection and self-homodyne detection respectively to measure the quadrature amplitude and quadrature phase noise spectra of the probe field in electromagnetic induced transparency medium. Through adjusting the voltage of the piezoelectric ceramic transducer, we change the optical path of the local light, thus change the relative phase of the local light and the probe light in the balanced homodyne detection. Then we measure the noise components of the probe light with the different phase. In the experiment, we observe that the coupling of the probe light and the coupling light lead to the increase of the noise of the probe light in electromagnetic induced transparency medium. And we find that the induced extra noise of the different quadrature components of the probe field is different for the different detuning of the coupling laser. Simultaneously, we give the relationship between the noise of the probe field and the power of the coupling light and analysis frequency. The analysis to quantum noise properties of light field in EIT medium can be used as the basis of the reliability of quantum information process and the method of phase noise measurement of the light field.

Key words: Electromagnetically induced transparency; Amplitude noise; Phase noise; Absorption and dispersion properties; Λ -style three-level system

第一章 绪论

随着社会的发展，经济全球化已经成为影响最大，进展最快的趋势。而这一切都将依赖于一种非常重要的生产要素—信息。在当今社会，人类已经由工业化时代逐渐转型成为信息化时代，作为第一生产要素的信息，将为信息化时代提供所需要的技术基础。可以说信息量和信息的处理速度将决定人类的发展速度。互联网的普及标志着人类在建立于电子学基础上的信息技术逐渐趋于成熟，电子学信息交换的灵活性，实时性以及安全性已不足以满足人类发展的需求。于是人们开始寻求一种技术，它能够更快、更高效、更安全地对信息进行传输、存储、读取；能够包含更多的信息量。基于光子为信息载体的光子学技术和量子信息技术应运而生。相对于电子而言，光子作为传递信息的载体具有更大的优势：光子本身不带电荷，传输过程中彼此不会发生干扰；没有静止质量，具有超高速的信息传递，处理速度，超大规模的信息存储容量。最近几年，量子信息学迅速发展，其中量子计算和量子通信都属于它的研究范畴。量子信息学是一门由信息科学和量子力学相结合生成的新兴学科，信息科学的研究主要是围绕量子信息的产生、存储以及传递等一系列信息过程而展开的。在对信息过程的研究中噪声是个不可忽略的问题。噪声对信息过程的可靠性有很大的影响，通过研究信息过程中的噪声问题可以有效地提高信息的传输质量。而量子力学为这一系列的研究提供了理论基础。两者的结合实现了借助于物理手段存储、传输和处理以光子为载体的信息。

光与原子相互作用是量子信息学中重要的研究内容。量子光学，量子电动力学等学科都是研究光与原子相互作用的重要理论依据。外加光场影响原子的能级结构和光学特性，而被影响的原子又会反过来作用到光场。由此，我们在实验上实现了许多量子现象：如相干布居俘获（CPT）^[1-2]，电磁诱导透明（EIT）^[3]，光量子存储^[4-5]，光速度减慢^[6]，无粒子数反转放大（LWI）^[7-9]等。其中量子存储是量子信息一个重要的环节，而实验研究 EIT 效应可以减慢光速^[5]，这使光存储成为可能^[10-11]，已经有科研小组在实验上使用经典脉冲验证了这个现象^[12-13]。

在量子信息传输过程中，我们需要对它的可靠性有所保障。测量噪声可以对此进行很好的判断^[14]。量子噪声特性由于具有潜在的应用价值和重大的科学意义，引起了各个科研组的关注：相关研究表明很多因素都可以引入不可忽视的额外噪声^[15-16]，包括原子基态衰减率、原子自发辐射、以及正交位相噪声转变为正交振幅噪声等。山西大学的张俊香小组使用相干光，利用自零拍探测测量方法在实验上验证

了探测场和耦合场的额外位相噪声都可以向探测场的振幅噪声转化^[17]。

电磁诱导透明有很广泛的应用前景，因此这章主要对电磁诱导透明的物理机制，研究进展及现状，以及相关应用进行介绍，以对电磁诱导透明形成更清晰的认识。

1.1 电磁诱导透明的发现及其物理机制

电磁诱导透明 (Electromagnetically Induced Transparency—EIT) 指的是一束强耦合光和一束弱探测光同时与三能级系统相互作用时，探测光没有被吸收因而显现出透明的现象。EIT 效应的本质是相干布居俘获 (CPT)^[18]。但是两者有所差别，CPT 实验中两束光的光强相等，而 EIT 实验中则不同。我们可以用缀饰态理论来解释 EIT 效应，如图 1.1 所示为典型的 Λ 型三能级系统在缀饰态中的表现形式。在强耦合光作用下，原来的 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 态被缀饰为 $|bd\rangle$ 和 $|cd\rangle$ ^[19]。这两个缀饰态相对于 $|c\rangle$ 的距离很小，而探测光以跃迁能级 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 为中心进行扫描，其频率会扫过 $|a\rangle \rightarrow |bd\rangle$ 和 $|a\rangle \rightarrow |cd\rangle$ 这两个跃迁能级，此时的探测光被这两个缀饰态吸收，并且导致破坏性干涉，从而使得探测光在共振频率处吸收减弱，形成 EIT。

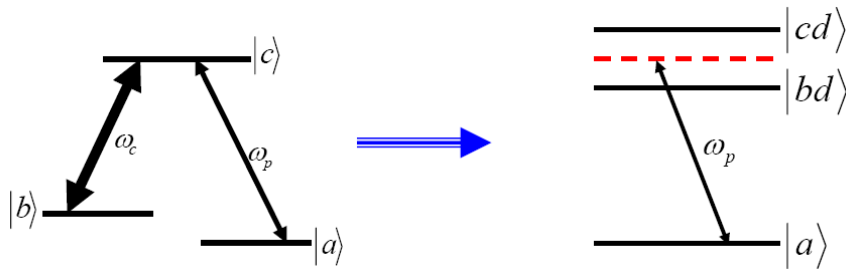


图 1.1 缀饰态基矢中的 Λ 型系统。其中 $|bd\rangle$ 和 $|cd\rangle$ 是两个缀饰态。

Kocharovskaya, Khanin^[21]和 Harris^[8]分别于 1988 年和 1989 年提出了 EIT 的概念。在这两篇文章中，他们都阐述同一个概念：无粒子数反转激光。由激光原理可知，激光的产生条件之一为实现粒子数的反转。原子中同时存在受激吸收和受激辐射，受激吸收过程吸收光子使得光强减弱，受激辐射过程放出光子使得光强放大。实现了粒子数的反转实质上就减弱了受激吸收过程，加强了受激辐射过程。从而形成激光。Harris 等人提出的无粒子数反转激光的观点与激光原理中的理论并不矛盾，激光原理中的理论是通过实现粒子数反转减弱原子受激吸收过程，而 Harris 等人采用其它途径来减弱原子受激吸收过程，从而实现无粒子数反转激光。EIT 过程完全符合这一推论。Harris 小组于 1991 年首次在实验上观察到 EIT 现象^[3]。该实验的色散介质为铯原子蒸汽，激光器采用脉冲激光，原子能级结构如图 1.2 所示，为 Λ 型三能级结构。强耦合场作用于能级 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 之间，弱探测场作用于能级 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 之间。实

验现象如图 1.3 所示，为观察到的 EIT 谱。实验表明，当只有探测场穿过介质时，探测场的透射比为 $\exp(-20)$ ，而当耦合场与探测场同时穿过介质时，探测场的透射比为 $\exp(-1)$ 。由此可以得出原子与探测场共振时由于受激吸收过程会吸收光场能量，探测场透射减弱，在此基础上加入耦合光，并且探测光与耦合光与原子满足双共振条件时（这种双共振被称为“暗共振”），原子对探测场的吸收将会被减弱，这就是所谓的透明现象。被 Harris 等人称为 EIT 现象。相干效应可以解释 EIT 现象。简而言之，电磁场与原子之间的相互作用和原子态之间的相干叠加可以相互影响。

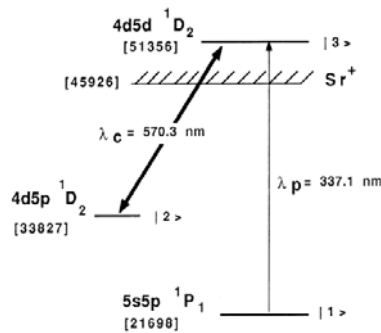


图 1.2 锶原子中首次实现 EIT 的能级结构示意图。探测光波长为 337nm，耦合光波长为 570.3nm^[3]。

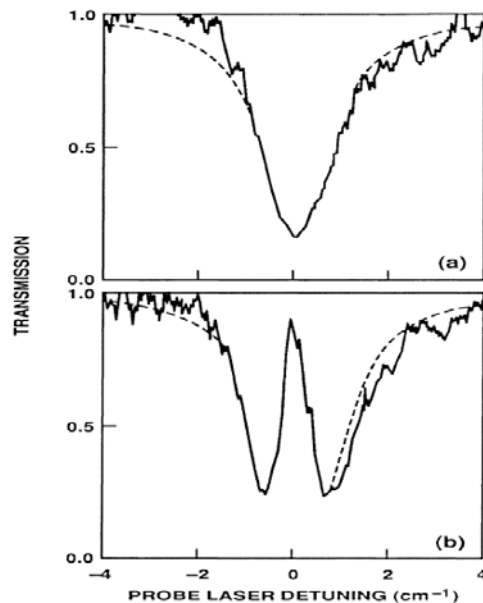


图 1.3 首次观察到的 EIT 现象 (a) 没有耦合光作用 (b) 有耦合光作用^[3]。

1.2 电磁诱导透明的研究进展

追根溯源，早在 Kocharovskaya, Khanin^[21]和 Harris^[8]提出 EIT 的概念之前，Orriols^[1]

小组和 Stroud^[2]小组就已经预言了探测光在泵浦光的作用下通过共振介质后介质对其的吸收会减弱，但并没有提出电磁诱导透明的概念。

电磁诱导透明概念被提出后，1990年Harris又提出了基于EIT过程的另一个效应——非线性效应的增强^[22]。紧接着Harris小组于1991年利用脉冲光在铯原子蒸汽中首次实现了电磁诱导透明^[3]。1992年Harris小组在实验上测得EIT中光的群速度会减小^[23]。Xiao Min小组^[24]于1995年在实验上首次直接测量了EIT介质的色散曲线，与之前的理论相吻合。并观察到光场群速度减慢现象。随后科研者不断尝试令光场速度减得更慢，并取得了一系列成果^[4-5,13]。除了光速度减慢的相关研究，研究者在EIT的其它相关领域方面也不断进行着探索。1995年肖敏小组^[25]第一个利用连续激光器实现EIT现象，使EIT在光开关和高频调制方面的应用成为可能。1997年肖敏等人研究得到激光线宽增大会导致EIT效应的透明效果降低^[26]。之前的实验中都是控制光的强度不变，2001年Hau等人^[27]利用动态EIT技术控制光脉冲的开关，时长约为1ms。2013年，山西大学的张俊香小组使用相干光，利用自零拍探测测量方法在实验上验证了探测场和耦合场的额外位相噪声都可以向探测场的振幅噪声转化^[17]。

EIT效应在实验上取得成果的同时在理论研究方面也有可喜的发展。1993年Harris小组研究了EIT中频率匹配问题^[28]。2007年，山西大学张俊香小组在理论上证明了在EIT介质中探测光的振幅噪声由入射光的振幅噪声、位相-强度的转化噪声和原子噪声决定^[29]。这些理论研究逐渐趋于成熟，并对实验起到了很好的指导作用。

从起初的诸如铷、铯、氢原子等原子气室，到之后的冷原子，固体材料等介质，EIT效应都得到了很好的实现。初始，研究者们多集中在对EIT效应的稳态过程进行实验研究，随后EIT效应的瞬态研究也开始逐渐起步。EIT在各方面的研究都得到了广泛的应用。

1.3 电磁诱导透明的相关应用

电磁诱导透明的应用有很多方面，如电磁诱导聚焦（EIF）、增强共振频率附近的非线性效应、四波混频（FWM）、交叉位相调制（XPM）、克尔效应、无粒子数反转激光、光子与原子之间的量子态传递、光脉冲减速和存储等等。在这里不一一进行详细阐述，主要对以下几方面的应用进行说明。

1.3.1 无粒子数反转激光

由激光原理我们可以知道，形成激光的条件之一就是实现粒子数反转，这样激光器工作时，激光介质在需要的频率处的受激吸收和腔内损耗速率将小于受激发射

速率，从而实现光放大，形成激光。目前我们使用的激光器也都是在有粒子数反转条件下运转工作的。但是要想实现粒子数反转，就必须有足够高的泵浦功率，这对激光器是一个很大的限制条件。因此人们希望在没有粒子数反转情况下也可以实现光放大，即无粒子数反转激光。伴随着 EIT 效应的发现，无粒子数反转激光成为可能。无粒子数反转激光可以降低泵浦光功率，同时还能够应用于短波长区域，这对于传统的激光器而言是很难实现的。关于无粒子数反转激光有多种理论模型。通常选用的方案有两种：一是利用外场诱导原子相干；二是利用能级间破坏性进行干涉。前者是通过外场耦合原子低能级，从而实现无粒子数反转。后者以 1989 年 Harris 提出的干涉模型^[8]为基础，该模型中，辐射过程不受影响，吸收过程受 Fano 干涉影响而减弱，实现了无粒子数反转。在实验上，也有许多小组利用 EIT 效应减小受激吸收，从而实现了无粒子数反转。1991 年 Harris 小组首次在铯原子气室中观察到光透明现象^[3]，相关研究不仅局限于二能级、三能级系统，还转向了开放的三能级甚至多能级系统。

1.3.2 光速减慢及光子存储

用以下公式来描述光脉冲在介质中的群速度

$$V_g = c / \left(n + \omega \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0} \right) \quad (1.1)$$

其中 ω_0 为光脉冲中心频率，折射率 n 是光频 ω 的函数，随 ω 变化。由公式可知介质的色散特性决定了群速度 V_g 的大小。当 $\omega \left(\frac{dn}{d\omega} \right) \Big|_{\omega_0} \gg 0$ 时，可得到光脉冲速度远小于光速 c ^[30]。只有在介质强色散的情况下才能实现光场群速度减慢，在二能级系统中介质的强色散对应强吸收，因此无法同时实现光减速和强透射。而在 EIT 介质中，通过后文对其吸收色散曲线分析，可以知道在原子共振频率附近具有强色散，弱吸收的特征。通过控制耦合光的强度可以调节 EIT 线宽和群折射系数，在 EIT 介质中可以实现较窄的线宽和较大的群折射系数，如此就可以同时实现光速和吸收的减小。

1995 年 Harris 小组首次利用 EIT 技术在铷原子蒸汽中将脉冲光群速度减慢至 165m/s ^[6]；同年 Schmidt 小组在 Cs 原子中测量 EIT 的吸收色散特性，发现在 EIT 介质中群速度可减慢至 $c/3000$ ^[4]；EIT 技术减慢光场群速度不仅可以应用于热原子中，在超冷原子中也得到了很好的实现：1999 年 Hau 等人在钠原子的 BEC 超冷原子中，利用 EIT 效应将脉冲光降低至 17m/s ^[5]。在冷原子中可以消除多普勒效应，利用较小

的耦合光就可以得到斜率很大的色散，从而将群速度降到很低。同年 Budker 小组将群速度降至 $8\text{m/s}^{[31]}$ 。

2001 年 Kocharovskaya 在理论上提出，群速度表达式可以写成如下形式：

$$V_g = \text{Re}\left[\frac{c(1 - 2\pi k_0 \partial\chi / \partial k)}{1 + 2\pi\chi + 2\pi\omega_0 \partial\chi / \partial\omega}\right] \quad (1.2)$$

通过表达式可以看出，利用 EIT 效应，可以实现脉冲光群速度降为零，使其完全停止下来^[32]。Hau 小组^[33]在钠原子的 BEC 中实现了光脉冲群速度降低至 0。2003 年 M.D.Lukin 小组在铷 87 热原子中也成功实现脉冲光的停止^[34]。

1996 年，Mazets 和 Matisov 开始研究 EIT 介质中极化子的问题^[35]。2000 年，M.Fleischhauer^[10-11]等人在解释光脉冲在介质中的传播时提出了暗态极子的概念。由此我们可以知道在 EIT 介质中，改变耦合光强度，就可以控制光量子信息的存储及释放。2001 年 Lukin 小组^[13]和 Hau 小组^[37]分别在铷 87 的热原子中和 Na 原子的 BEC 中实现了光脉冲的存储及读取。2008 年 Pan Jianwei 小组^[36]和 A.Kuzmich 小组^[37]均在冷原子中，将脉冲光存储时间延长至 1ms 。2009 年 Hau 小组^[38]在冷原子 BEC 中实现了光存储时长超过 1s 。2013 年王海小组^[39]在冷原子 PPQ 态中实现了长时间和高保真度的量子记忆。在存储记忆时长为 $200\ \mu\text{s}$ 时保真度达到 98.6% ， 4.5ms 时达到 78.4% 。人们除了在气体中实现了光存储，在半导体和晶体等方面也取得了成果。

1.3.3 非线性光学效应的增强

EIT 介质在共振处具有强烈的正常色散以及伴随着吸收损耗减弱，这些特点可以在增强介质的非线性效应中得到很好的应用。EIT 介质还有减慢光脉冲在其中的群速度的作用。利用 EIT 的这些特性可以观察到非线性光学效应的增强。

H. Schmidt 和 A. Imamoglu^[40]在三能级 Λ 型结构中实现了探测光 Kerr 非线性效应的增强。通常情况，在 EIT 介质中是通过减慢群速度延长作用时间来调制探测光的非线性效应的，但降低群速度的同时脉冲功率也会有一定的减弱。2005 年 Lukin 小组在理论上提出了一种新的实验技术，可以在延长作用时间的同时避免信号光脉冲能量的损耗^[41]。

现在对 EIT 的研究，不仅局限于三能级结构，人们还在此基础上设计了许多不同结构，在这些结构中研究探测光和触发光之间交叉 Kerr 非线性调制引起的相位变化。图 1.4^[42]为四能级 Tripod 结构，触发光为左旋圆偏振光，探测光为右旋圆偏振光，两者之间产生交叉相位调制，可以用于量子相位门的操作。2008 年王海小组^[43]在冷原子铷中形成四能级 Tripod 结构，通过暗态相互作用实现了交叉 Kerr 非线性

效应的增强。

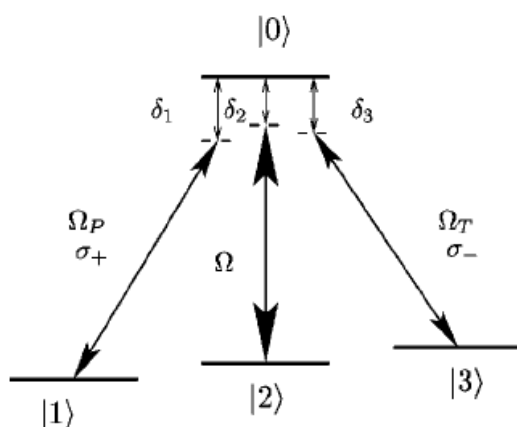


图 1.4 Tripod 型四能级结构能级图^[42]。

1.4 本文的主要内容

本文主要介绍了电磁诱导透明的相关背景知识，在理论上计算了 EIT 介质的吸收色散特性以及在实验上测量了 EIT 透明窗口以及研究了电磁诱导透明介质中的量子噪声特性。文章分为以下五部分：

1. 第一章，主要介绍了 EIT 的发现及其物理机制，以及 EIT 的研究进展及其应用。
2. 第二章，理论计算了二能级原子系统共振介质和三能级 Λ 型原子系统 EIT 介质的吸收色散特性。
3. 第三章，介绍了实验的相关内容：光谱分析技术、低噪声交直流探测器以及平衡零拍探测系统。
4. 第四章，在实验上测量了 EIT 透明窗口及 EIT 介质中探测光场的量子噪声特性。研究了探测场额外噪声的来源。
5. 对硕士期间所做工作的总结及以后工作的展望。

第二章 电磁诱导透明的理论分析

电磁诱导透明的实质是通过原子的相干效应把光与原子耦合起来。宏观的讲，即光与原子的相互作用，这是量子光学研究的最主要问题。在处理光场与物质相互作用问题时，常涉及到的理论框架有以下几种典型：(1) 全经典理论，即光场和物质（原子核和电子）均遵从经典理论。其中通常用 Maxwell 方程描述光场，用 Newton 方程描述物质。在等离子体物理、经典电动力学以及磁流体动力学中采用这种处理方法。(2) 半经典理论，即光场用麦克斯韦方程经典理论处理，物质用量子力学的薛定谔方程按量子理论处理。激光的半经典理论就是这种处理方式。(3) 全量子理论，即光场和物质均被量子化，按量子理论处理。全量子理论相对而言更加准确。通常全量子理论用来处理一些特殊问题。对于四波混频 (FWM)，相干布居俘获 (CPT)^[1-2]，电磁诱导透明 (EIT)^[3] 等这些基本原子相干现象，用半经典理论解释即可。值得说明的是，实际的原子系统是很复杂的，因此我们在理论上采取一些近似方法来进行简化。例如电偶极近似，旋波近似，慢变振幅近似，绝热近似等。

EIT 效应是利用耦合光和探测光分别与原子相应的能级跃迁相互干涉来改变介质对探测光的吸收，从而改变介质的色散特性，而 EIT 的色散特性关系到探测光相位噪声向振幅噪声的转化，因此有必要在理论上对 EIT 的色散特性进行分析。在本章的理论分析中，我们只研究单原子与相干光场的相互作用。我们使用半经典理论，分别研究了二能级原子系统共振介质以及 Λ 型三能级 EIT 介质的吸收色散特性。

2.1 二能级原子系统共振介质的吸收色散特性

这里，我们只考虑光与原子相互作用中最简单的模型：单模光场与闭合二能级原子的相互作用。如图 2.1 所示。该模型是研究其它相对复杂模型的基础，如单模光场与多能级系统的相互作用。

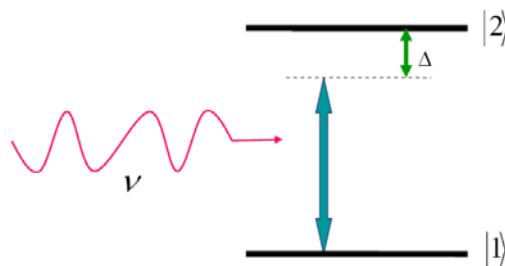


图 2.1 单模光场与二能级原子相互作用示意图

设单模光场频率为 ν ，Rabi 频率为 Ω ；二能级原子处于封闭状态，不考虑其热

耗散，基态能级为 $|1\rangle$ ，激发态能级为 $|2\rangle$ ； $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 对应的频率分别为 ω_1 和 ω_2 ， $\omega_{21} = \omega_2 - \omega_1$ 为 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的跃迁频率；光场频率相对于原子跃迁频率失谐为 $\Delta = \nu - \omega_{21}$ ；原子的自由哈密顿量算符 H_0 的本征态即为 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ ，对应的本征值分别为 $\hbar\omega_1$ 和 $\hbar\omega_2$ ；激发态到基态的自发辐射衰减率用 Γ 表示。原子的自由哈密顿量，光与原子相互作用哈密顿量这两部分组成系统总的哈密顿量。用下式表示：

$$H = H_0 + H_I \quad (2.1)$$

根据量子态的完备性，原子的自由哈密顿量可写为：

$$H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| \quad (2.2)$$

光与原子相互作用哈密顿量可写为：

$$H_I = -\frac{\hbar}{2}\Omega e^{-i\nu t}|2\rangle\langle 1| - \frac{\hbar}{2}\Omega^* e^{i\nu t}|1\rangle\langle 2| \quad (2.3)$$

其中 Rabi 频率可表示为 $\Omega = |\mu_{12}|E_0/\hbar$ ， $\mu_{12} = \mu_{21}^* = e\langle 2|r|1\rangle$ 是电偶极矩阵元，单模光场 $E(t) = E_0 \cos \nu t$ ，这里采用电偶极近似条件^[44]，因为这里原子的直径远小于单模场的波长，单模场对原子的作用是匀强的。原子密度算符随时间的演化可用如下方程描述，称为 Liouville 方程^[44]：

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] \quad (2.4)$$

由此可得密度矩阵元所满足的式子：

$$\dot{\rho}_{ij} = -\frac{i}{\hbar} \sum_k (H_{ik} \rho_{kj} - \rho_{ik} H_{kj}) \quad (2.5)$$

由此推出系统的运动方程：

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} &= -\Gamma \rho_{22} + \frac{i}{2}\Omega e^{-i\nu t} \rho_{12} - \frac{i}{2}\Omega^* e^{i\nu t} \rho_{21} \\ \dot{\rho}_{11} &= \Gamma \rho_{11} + \frac{i}{2}\Omega^* e^{i\nu t} \rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega e^{-i\nu t} \rho_{12} \\ \dot{\rho}_{21} &= (i\omega_{21} - \gamma) \rho_{21} + \frac{i}{2}\Omega e^{-i\nu t} (\rho_{11} - \rho_{22}) \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中 γ 为相干衰减率。由慢变振幅近似^[45]有：

$$\rho_{21} = \tilde{\rho}_{21} e^{-i\nu t}, \quad \rho_{22} = \tilde{\rho}_{22}, \quad \rho_{11} = \tilde{\rho}_{11} \quad (2.7)$$

将(2.7)代入(2.6)式可得：

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{22} &= -\Gamma \tilde{\rho}_{22} + \frac{i}{2}\Omega \tilde{\rho}_{12} - \frac{i}{2}\Omega^* \tilde{\rho}_{21} \\ \dot{\tilde{\rho}}_{11} &= \Gamma \tilde{\rho}_{11} + \frac{i}{2}\Omega^* \tilde{\rho}_{21} - \frac{i}{2}\Omega \tilde{\rho}_{12} \\ \dot{\tilde{\rho}}_{21} &= (i\Delta - \gamma) \tilde{\rho}_{21} + \frac{i}{2}\Omega (\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{22}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

封闭系统满足条件

$$\tilde{\rho}_{22} + \tilde{\rho}_{11} = 1 \quad (2.9)$$

稳态情况下，方程 (2.8) 左边导数部分为 0，由 (2.8) 和 (2.9) 式可得稳态情况下系统满足的方程：

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}_{22} &= \frac{|\Omega|^2 \gamma / 2(\gamma^2 + \Delta^2)}{\Gamma + |\Omega|^2 \gamma / (\gamma^2 + \Delta^2)} \\ \tilde{\rho}_{11} &= \frac{\Gamma + |\Omega|^2 \gamma / 2(\gamma^2 + \Delta^2)}{\Gamma + |\Omega|^2 \gamma / (\gamma^2 + \Delta^2)} \\ \tilde{\rho}_{21} &= \frac{i\Omega\Gamma/2}{(\gamma - i\Delta)[\Gamma + |\Omega|^2 \gamma / (\gamma^2 + \Delta^2)]}\end{aligned}\quad (2.10)$$

其中 $\tilde{\rho}_{11}$ ， $\tilde{\rho}_{22}$ 分别表示基态能级和激发态能级的布居数， $\tilde{\rho}_{21}$ 为非对角项。原子的极化强度可以用非对角元表示为

$$P = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E [\chi e^{-i\nu t} + c.c.] = \mu_{12} \tilde{\rho}_{21} e^{-i\nu t} + c.c. \quad (2.11)$$

由式 (2.11)，可得到光场极化率 χ 与非对角元之间的关系满足：

$$\chi = \frac{2N|\mu_{21}|^2 \tilde{\rho}_{21}}{\varepsilon_0 \hbar \Omega} \quad (2.12)$$

将 (2.10) 代入 (2.12) 可得光场极化率的实部 χ' 和虚部 χ'' 分别表示为：

$$\begin{aligned}\chi' &= \frac{N|\mu_{21}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{\Delta}{(\gamma^2 + \Delta^2)} (\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{22}) \\ \chi'' &= \frac{N|\mu_{21}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{\gamma}{(\gamma^2 + \Delta^2)} (\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{22})\end{aligned}\quad (2.13)$$

其中 N 为原子数密度， ε_0 为真空介电常数。 χ' 表征介质的色散特性， χ'' 表征介质的吸收特性。令 $\tilde{\rho}_{11} = 1$ ， $\tilde{\rho}_{22} = 0$ ，可得到光场的吸收曲线和色散曲线，如图 2.2 所示。

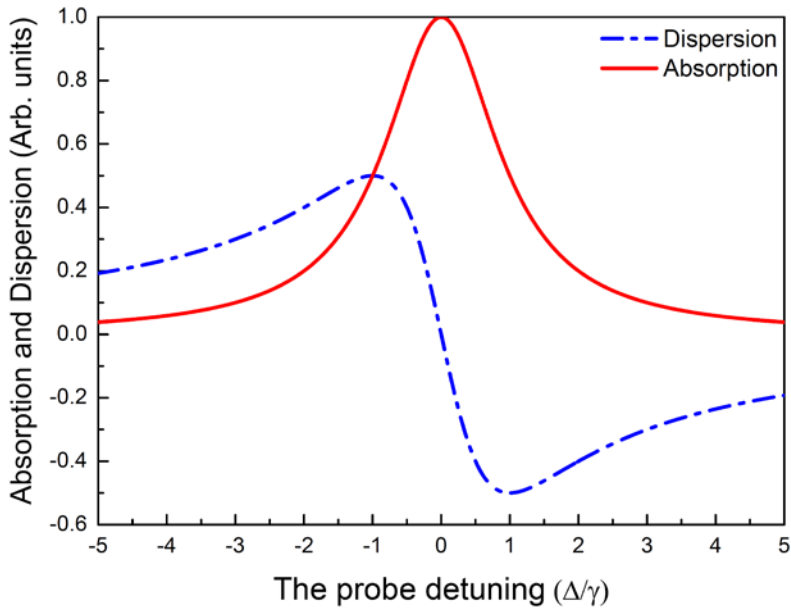


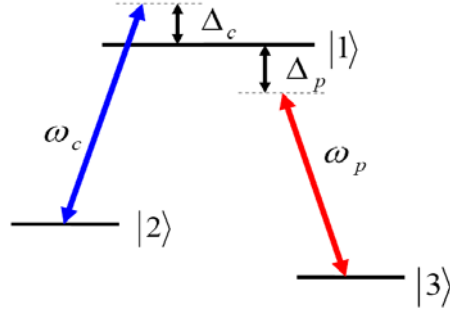
图 2.2 二能级原子对探测光的吸收和色散曲线。

由图 2.2 可知单模光场与封闭的二能级原子系统相互作用的吸收和色散情况：在光场相对原子跃迁频率共振附近，伴随着强烈的反常色散，光场具有很强的吸收；在远失谐处，光场与原子几乎没有相互作用，原子对光场几乎没有影响，光场既没有吸收，也没有色散。

2. 2Λ 型三能级原子系统 EIT 介质的吸收色散特性

总结上一小节中得到的吸收色散曲线，可以发现强吸收总是伴随着强色散，色散减小时，吸收损耗也相应的降低。我们要想在共振频率附近获得低损耗的非线性和线性效应，就需要改变这种吸收色散特性。而 EIT 效应则可以满足我们的需求，在增强色散的同时有效地降低光场的吸收损耗。因此 EIT 效应可以广泛地应用于各个领域。例如光量子存储的实现^[12-13]，无粒子数反转放大激光^[7,9]，EIT 对非线性光学效应的增强^[22-23]等，EIT 效应在这些领域方面的具体应用在第一章中有详细的介绍。

在下文中，我们推导了封闭的 Λ 型三能级结构中 EIT 的产生过程^[44]。如图 2.3 所示为 Λ 型三能级结构示意图。

图 2.3 Λ 型三能级系统结构示意图

其中探测光频率为 ω_p ，相应的 Rabi 频率为 Ω_p ，作用于 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 上；耦合光频率为 ω_c ，相应的 Rabi 频率为 Ω_c ，作用于 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 上；能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间不存在跃迁。系统总的哈密顿量为

$$H = H_0 + H_I \quad (2.14)$$

其中

$$H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| \quad (2.15)$$

$$H_I = -\frac{\hbar}{2}(\Omega_c e^{-i\omega_c t}|1\rangle\langle 2| + \Omega_p e^{-i\omega_p t}|1\rangle\langle 3|) + H.c. \quad (2.16)$$

将 (2.14)，(2.15)，(2.16) 代入 Liouville 方程 (2.4) 可以得到密度算符的运动方程组为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= -\gamma_1\rho_{11} + \frac{i}{2}(\Omega_c e^{-i\omega_c t}\rho_{21} - \Omega_c^* e^{i\omega_c t}\rho_{12}) + \frac{i}{2}(\Omega_p e^{-i\omega_p t}\rho_{31} - \Omega_p^* e^{i\omega_p t}\rho_{13}) \\ \dot{\rho}_{22} &= \gamma_2\rho_{11} - \frac{i}{2}(\Omega_c e^{-i\omega_c t}\rho_{21} - \Omega_c^* e^{i\omega_c t}\rho_{12}) \\ \dot{\rho}_{33} &= \gamma_3\rho_{11} - \frac{i}{2}(\Omega_p e^{-i\omega_p t}\rho_{31} - \Omega_p^* e^{i\omega_p t}\rho_{13}) \\ \dot{\rho}_{12} &= -(i\omega_{12} + \gamma_{12})\rho_{12} + \frac{i}{2}\Omega_c e^{-i\omega_c t}(\rho_{22} - \rho_{11}) + \frac{i}{2}\Omega_p e^{-i\omega_p t}\rho_{32} \\ \dot{\rho}_{13} &= -(i\omega_{13} + \gamma_{13})\rho_{13} - \frac{i}{2}\Omega_p e^{-i\omega_p t}(\rho_{11} - \rho_{33}) + \frac{i}{2}\Omega_c e^{-i\omega_c t}\rho_{23} \\ \dot{\rho}_{32} &= -(i\omega_{32} + \gamma_{32})\rho_{32} + \frac{i}{2}\Omega_p^* e^{i\omega_p t}\rho_{12} - \frac{i}{2}\Omega_c e^{-i\omega_c t}\rho_{31} \end{aligned} \quad (2.17)$$

其中能级间隔 $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$ ， $\omega_{13} = \omega_1 - \omega_3$ ；对应非对角元 ρ_{ij} 的衰减率为 γ_{ij} ； $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 到 $|3\rangle$ 的辐射衰减率分别为 γ_2 和 γ_3 ，激发态 $|1\rangle$ 的自发辐射率为 γ_1 ， $\gamma_1 = \gamma_2 + \gamma_3$ 。作慢变振幅近似可得

$$\begin{aligned} \rho_{12} &= \tilde{\rho}_{12} e^{-i\omega_c t}, \quad \rho_{13} = \tilde{\rho}_{13} e^{-i\omega_p t}, \quad \rho_{23} = \tilde{\rho}_{23} e^{-i(\omega_p - \omega_c)t}, \\ \rho_{11} &= \tilde{\rho}_{11}, \quad \rho_{22} = \tilde{\rho}_{22}, \quad \rho_{33} = \tilde{\rho}_{33} \end{aligned} \quad (2.18)$$

将 (2.18) 代入方程组 (2.17) 得

$$\begin{aligned}
 \dot{\tilde{\rho}}_{11} &= -\gamma_1 \tilde{\rho}_{11} + \frac{i}{2}(\Omega_c \tilde{\rho}_{21} - \Omega_c^* \tilde{\rho}_{12}) + \frac{i}{2}(\Omega_p \tilde{\rho}_{31} - \Omega_p^* \tilde{\rho}_{13}) \\
 \dot{\tilde{\rho}}_{22} &= \gamma_2 \tilde{\rho}_{11} - \frac{i}{2}(\Omega_c \tilde{\rho}_{21} - \Omega_c^* \tilde{\rho}_{12}) \\
 \dot{\tilde{\rho}}_{33} &= \gamma_3 \tilde{\rho}_{11} - \frac{i}{2}(\Omega_p \tilde{\rho}_{31} - \Omega_p^* \tilde{\rho}_{13}) \\
 \dot{\tilde{\rho}}_{12} &= (i\Delta_c - \gamma_{12}) \tilde{\rho}_{12} + \frac{i}{2}\Omega_c(\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{11}) + \frac{i}{2}\Omega_p \tilde{\rho}_{32} \\
 \dot{\tilde{\rho}}_{13} &= (i\Delta_p - \gamma_{13}) \tilde{\rho}_{13} - \frac{i}{2}\Omega_p(\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{33}) + \frac{i}{2}\Omega_c \tilde{\rho}_{23} \\
 \dot{\tilde{\rho}}_{32} &= (i(\Delta_c - \Delta_p) - \gamma_{32}) \tilde{\rho}_{32} + \frac{i}{2}\Omega_p^* \tilde{\rho}_{12} - \frac{i}{2}\Omega_c \tilde{\rho}_{31}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

其中，探测光相对于跃迁能级的失谐量为， $\Delta_p = \omega_p - \omega_{13}$ 。耦合光相对于跃迁能级的失谐量为 $\Delta_c = \omega_c - \omega_{12}$ 。通常令耦合光功率远大于探测光 即 $\Omega_c \gg \Omega_p$ 。此时 Ω_p 可以只展开到一阶。作如下近似：

$$\tilde{\rho}_{33}^{(0)} = 1, \tilde{\rho}_{11}^{(0)} = \tilde{\rho}_{22}^{(0)} = \tilde{\rho}_{21}^{(0)} = 0 \tag{2.20}$$

由 (2.20) 可知，原子都被泵浦到能态 $|3\rangle$ 上，其它能态上没有布居。在稳态情况下求解

$$\tilde{\rho}_{13}^{(1)} = \frac{\frac{i}{2}\Omega_p}{\gamma_{13} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{\gamma_{23} - i(\Delta_p - \Delta_c)}} \tag{2.21}$$

根据光场极化率所满足的关系式 (2.12)，推出探测光的极化率为

$$\chi = \frac{iN|\mu_{13}|^2}{\hbar\epsilon_0} \frac{1}{\gamma_{13} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{\gamma_{23} - i(\Delta_p - \Delta_c)}} \tag{2.22}$$

其中，原子数密度为 N ，探测光相应的跃迁能级 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 的偶极矩为 μ_{13} 。极化率表示为 $\chi = \chi' + \chi''$ ，用 χ' 来表征介质的色散特性， χ'' 来表征其吸收特性。表达式如下：

$$\begin{aligned}
 \chi' &= \frac{N|\mu_{13}|^2}{\hbar\epsilon_0 Z} \{(\Delta_p - \Delta_c)[\gamma_{13}\gamma_{23} + \frac{|\Omega_c|^2}{4} - \Delta_p(\Delta_p - \Delta_c)] - \gamma_{23}[\gamma_{13}(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{23}\Delta_p]\} \\
 \chi'' &= \frac{N|\mu_{13}|^2}{\hbar\epsilon_0 Z} \{\gamma_{23}[\gamma_{13}\gamma_{23} + \frac{|\Omega_c|^2}{4} - \Delta_p(\Delta_p - \Delta_c)] + (\Delta_p - \Delta_c)[\gamma_{13}(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{23}\Delta_p]\} \\
 Z &= [\gamma_{13}\gamma_{23} + \frac{|\Omega_c|^2}{4} - \Delta_p(\Delta_p - \Delta_c)]^2 + [\gamma_{13}(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{23}\Delta_p]^2
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

由 (2.23) 可得 Λ 型三能级 EIT 介质的吸收和色散曲线，如图 2.4 所示。

由图 2.4 可知探测光场在耦合光场干涉下与封闭的 Λ 型三能级原子系统相互作用

用的吸收和色散情况：在探测光场相对原子跃迁频率共振附近，伴随着强烈的正常色散，光场吸收损耗降低，在共振处吸收损耗最弱，折射率为 0；在一定的失谐处探测光场的吸收损耗达到最大，对应强烈的反常色散；在远失谐处，光场与原子几乎没有相互作用，原子对光场几乎没有影响，光场既没有吸收，也没有色散。

实际的光场通常都具有一定的线宽，并非严格的单模场，当探测光场射入介质后，受 EIT 效应吸收色散特性的影响，光场中对应不同频率成分，传播速度会发生不同程度的改变，这会使光场的群速度改变。在第一章中我们也提到了光脉冲在 EIT 介质中的群速度会被减慢。

在以上的理论推导过程中，假设原子速度为零，没有考虑原子的热运动，因此只适用于冷原子系统。考虑原子系统的速度分布时，由于多普勒效应，必须限制探测光场和耦合光场的传播方向。在 Λ 型三能级原子系统中，我们令两束光场传播方向一致，由此来消除一阶多普勒效应的影响，可以得到较窄的电磁诱导透明窗口。

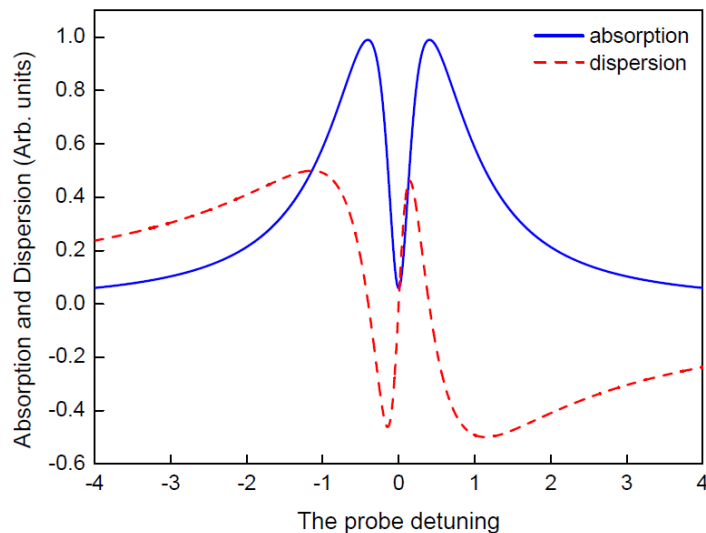


图 2.4 Λ 型三能级 EIT 的吸收和色散曲线。

2.3 本章小结

本章主要利用半经典理论解释了最基本的光与原子的相互作用。首先解释了最简单的模型—闭合二能级系统与单模光场的相互作用；其次，推导了 Λ 型三能级系统 EIT 介质的吸收和色散公式，通过分析吸收色散曲线得到了 EIT 介质中探测光场的特性。

第三章 实验的相关内容

3.1 光谱技术分析—饱和吸收光谱

在光学实验中，我们通常要判断和稳定激光的频率，当激光频率不满足实验要求时还需要移频来达到我们实验要求，因此，精确确定激光的频率就至关重要，实验中我们通常选用碱金属原子饱和吸收光谱技术来判断和稳定激光的频率。光谱的分辨率直接影响着我们对激光频率的判断。那么如何提高光谱分辨率呢？在室温下，一般碱金属原子气体的多普勒展宽为 500MHz-1GHz，而自然线宽为几 MHz。因此原子的谱线宽度主要由多普勒展宽决定。消多普勒光谱技术可以有效的克服这一效应，从而提高光谱分辨率。除了饱和吸收光谱外，消多普勒光谱技术还包括偏振光谱技术，调制光谱技术等。

3.1.1 铷原子能级结构示意图

虽然碱金属原子与氢原子的化学性质极不相同，但它们的原子结构却极为相似。它们都只有一个价电子。碱金属的其它电子形成闭合壳层。除价电子外其它电子离核较近，被束缚的较紧，比较稳定。闭合壳层中的电子与原子核组成原子实，这样最外层电子就处于原子实的中心势场中。因此，碱金属原子的能级结构也很简单，与氢原子类似。相似的能级结构导致碱金属原子光谱与氢原子光谱也相似。因此，在量子光学实验中，碱金属原子适用于饱和吸收光谱系统。在我们实验室一般使用铷原子和钾原子，这里我们选用铷原子， ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 。铷是一种银白色蜡状金属。质软而轻，其化学性质比钾活泼。易与氧作用生成氧化物。因此实验中使用的铷原子蒸汽是存放在密闭的玻璃泡中。其能级结构分别如图 3.1，图 3.2 和图 3.3, 图 3.4 所示，其中图 3.1，图 3.2 分别为 ^{85}Rb 原子 D1 线和 D2 线^[46]，图 3.3，图 3.4 分别为 ^{87}Rb 原子 D1 线和 D2 线^[47]。

超精细结构与精细结构类似。它们都是原子内部发生相互作用耦合导致了能级的分裂。但是它们形成的原因有所不同。精细结构的形成是由于电子自旋和轨道角动量耦合导致的，而超精细结构的形成是在精细结构的基础上原子核自旋角动量与自旋轨道耦合后的总角动量再次耦合导致了能级发生了更微小的分裂。

实验中涉及到的 ^{85}Rb 原子的吸收谱线为 D1 跃迁线和 D2 跃迁线。分别来看铷原子基态与激发态的精细能级：已知自旋轨道耦合后的总角动量 J 满足选择定则 $|S - L| \leq J \leq |S + L|$ ，基态 $S = 1/2, L = 0$ ， S 和 L 耦合后的总角动量 $J = 1/2$ ，激发态 $S = 1/2, L = 1$ ， S 和 L 耦合后的总角动量 $J = 1/2$ 或 $J = 3/2$ 。因此铷原子精细能级包括

基态 $5^2S_{1/2}$ 和激发态 $5^2P_{1/2}$ 、 $5^2P_{3/2}$ 三个能级。D1 线是从基态 $5^2S_{1/2}$ 到激发态 $5^2P_{1/2}$ 的跃迁线，中心波长约为 794.979nm；D2 线是从基态 $5^2S_{1/2}$ 到激发态 $5^2P_{3/2}$ 的跃迁线，中心波长约为 780.241nm。

与精细能级类似，如果考虑核自旋角动量 I 时， J 与 I 耦合，铷原子的每个精细能级会分裂为几个超精细能级。总角动量 F 满足选择定则 $|J - I| \leq F \leq |J + I|$ ，基态 $5^2S_{1/2}$ ， $J = 1/2, I = 5/2$ ，总角动量 $F = 2$ 或 $F = 3$ ，基态的这两个超精细能级频率差约为 3.0GHz；激发态 $5^2P_{1/2}$ ， $J = 1/2, I = 5/2$ ，所以总角动量 $F = 2$ 或 $F = 3$ ，分裂为两个超精细能级；激发态 $5^2P_{3/2}$ ， $J = 3/2, I = 5/2$ ，所以总角动量 $F = 1、F = 2、F = 3、F = 4$ ，分裂为四个超精细能级。

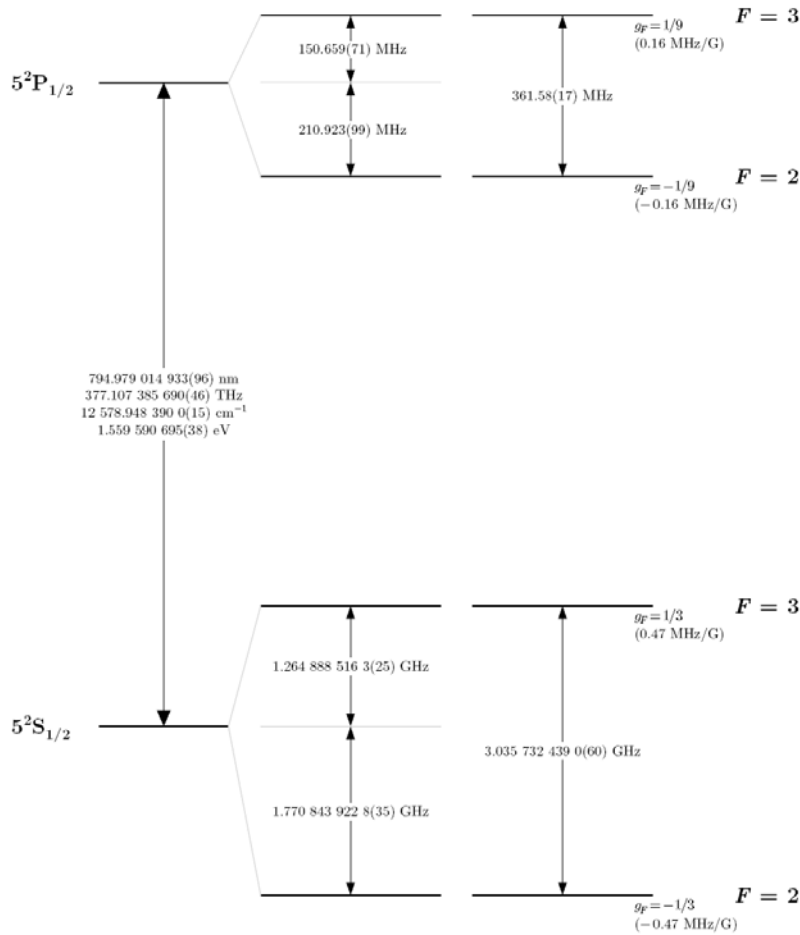


图 3.1 ^{85}Rb 原子 D1 线超精细能级结构^[46]。

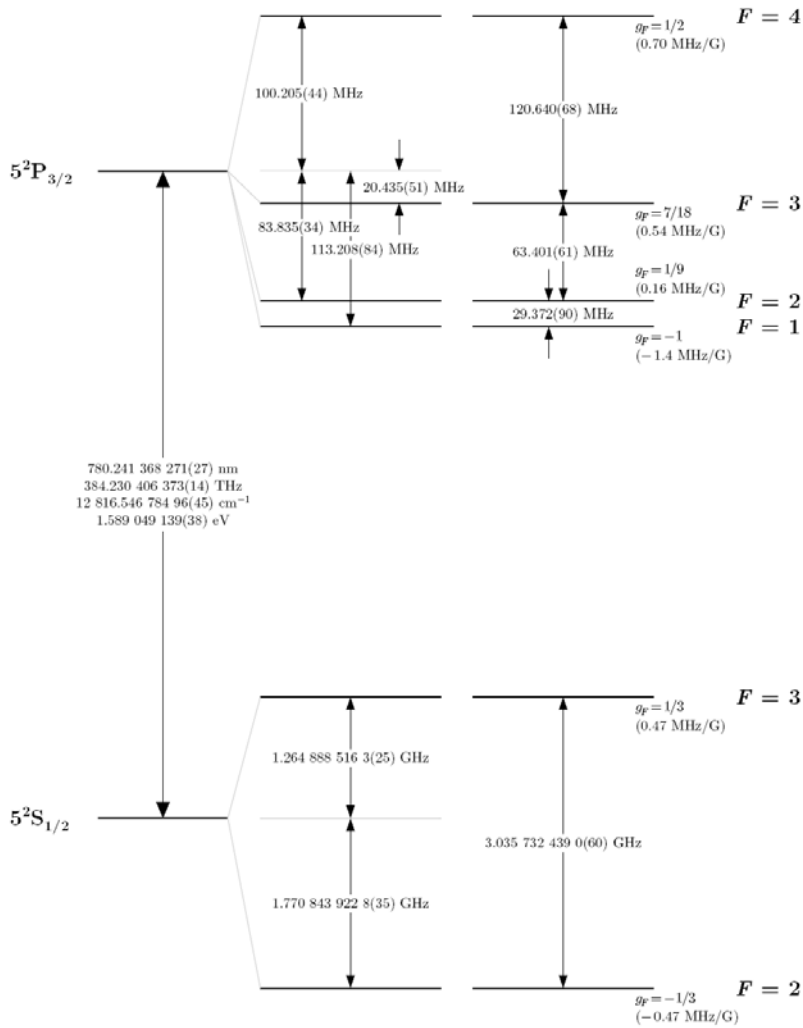


图 3.2 ^{85}Rb 原子 D2 线超精细能级结构^[46]。

实验中涉及到的 ^{87}Rb 原子的吸收谱线与 ^{85}Rb 原子类似，也主要有 D1 跃迁线和 D2 跃迁线。由于精细结构的形成是由于电子自旋和轨道角动量耦合所导致的，与原子核无关，而 ^{87}Rb 原子和 ^{85}Rb 原子除了中子数不一样外，其他都一样，因此它们形成的精细结构是完全相同的。由此可知 ^{87}Rb 原子精细能级包括基态 $5^2\text{S}_{1/2}$ 和激发态 $5^2\text{P}_{1/2}$ 、 $5^2\text{P}_{3/2}$ 三个能级。

由于超精细能级结构要考虑核自旋角动量的耦合，因此 ^{87}Rb 原子与 ^{85}Rb 原子的超精细能级有所不同。 ^{87}Rb 原子基态 $5^2\text{S}_{1/2}$ ， $J = 1/2, I = 3/2$ ，总角动量 $F = 1$ 或 $F = 2$ ，基态的这两个超精细能级频率差约为 6.83GHz；激发态 $5^2\text{P}_{1/2}$ ， $J = 1/2, I = 3/2$ ，所以总角动量 $F = 1$ 或 $F = 2$ ，分裂为两个超精细能级；激发态 $5^2\text{P}_{3/2}$ ， $J = 3/2, I = 3/2$ ，所以总角动量 $F = 0$ 、 $F = 1$ 、 $F = 2$ 、 $F = 3$ ，分裂为四个超精细能级。

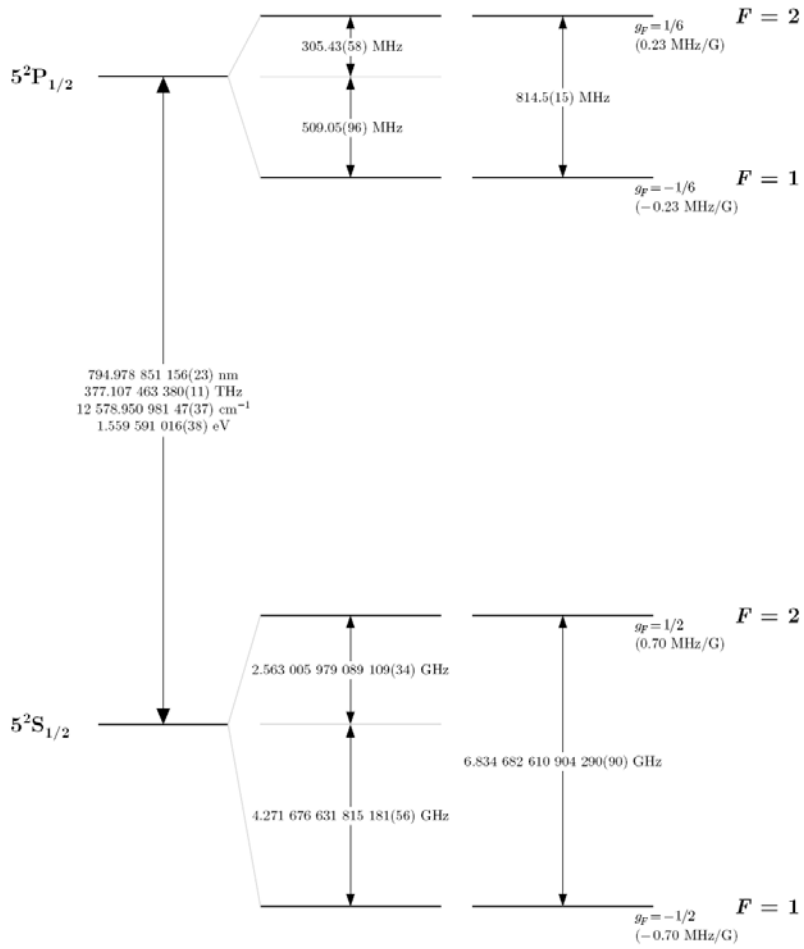


图 3.3 ^{87}Rb 原子 D1 线超精细能级结构^[47]。

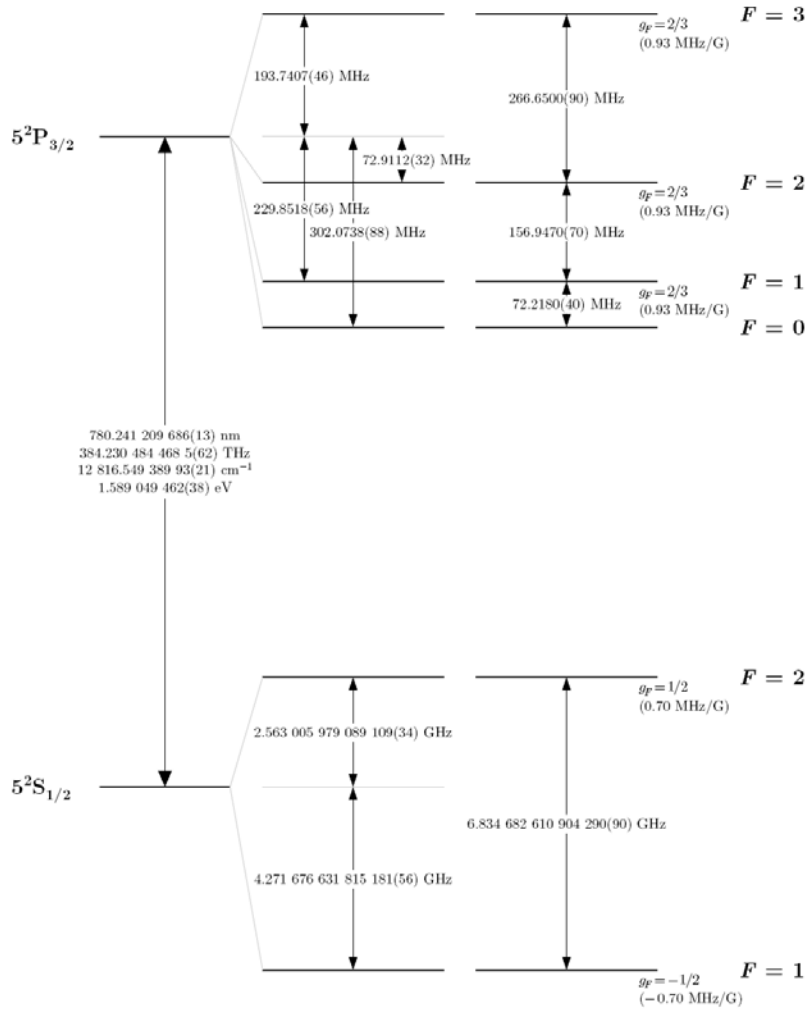


图 3.4 ^{87}Rb 原子 D2 线超精细能级结构^[47]。

3.1.2 消多普勒背景饱和吸收光谱原理

3.1.2.1 多普勒效应

当频率发出者与接收者相对静止时，接收者接收到的频率即为发出者发出的频率。但是当频率发出者与接收者相对运动时，接收者接收到的频率将与发出者发出的频率出现偏差，这种偏差与两者之间的相对速度有关。这种现象被称为多普勒效应（Doppler effect）。

设一速度为 \vec{v} 的原子静止时的跃迁角频率为 ω_0 ，则该原子的共振吸收角频率为

$$\omega'_0 = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (3.1)$$

热原子运动速度分布满足 Maxwell-Boltzmann 分布，当一束频率为 ω'_0 的激光穿过二能级热原子系统时，由 (3.1) 式可知只有满足速度为 $\vec{v} = (\omega'_0 - \omega_0)/\vec{k}$ 的原子可

以吸收光子跃迁到激发态（该二能级原子系统静止时的跃迁频率为 ω_0 ）。而基态原子在 Maxwell-Boltzmann 分布的基础上丢失了这部分原子，在其分布曲线上形象地表示为烧孔效应，如图 3.5 所示。

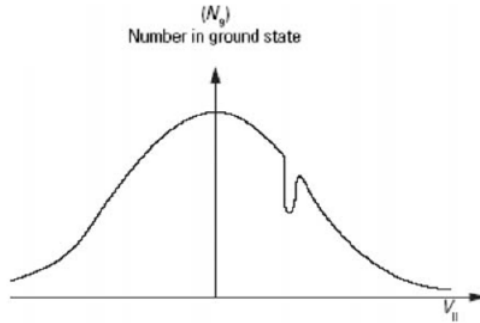


图 3.5 基态原子 Maxwell-Boltzmann 分布在泵浦光作用下，出现烧孔效应。

当激光频率扫过一个很宽的范围时，不同速度的原子吸收不同频率的光子，由于原子速度分布呈现 Maxwell-Boltzmann 分布，因此被吸收的光子的频率分布也呈现类似分布。这样光场的透射谱则呈现出一个 Doppler 背景。

3.1.2.2 饱和吸收光谱

如图 3.6 所示为饱和吸收光谱实验的实验装置。原子气室中有两部分光穿过，分别为强 Pump 光和弱 Probe 光。这两部分光频率相等(如果实验需要的话，可以对其中一束光用 AOM 进行移频)。传播方向相反，在原子气室中相交，一般处于重合状态或者有一个小角度。这两束光由一束激光经过分束器 BC 得到。探测光穿过原子气室后由探测器 PD 接收。

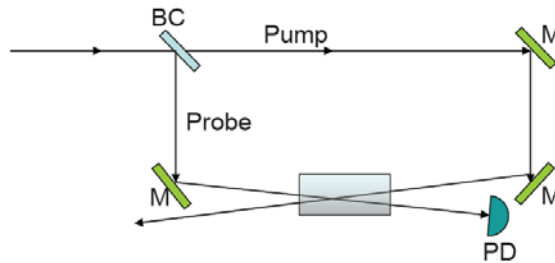


图 3.6 饱和吸收光谱实验装置

泵浦光与某一速度的原子相互作用，这部分原子受激吸收由基态跃迁到激发态。此时这一速度的原子在基态上的布居相应减少，看起来就像出现了一个烧孔，这就是 Pump 光对原子的烧孔效应。扫描激光频率时，由前面的分析可知 Probe 光的透射谱呈现为一个 Doppler 背景。当光频处于原子共振频率附近时，两束光作用于同一速度群原子。强 Pump 光使速度为 0 的原子跃迁到激发态，因此速度为 0 的原子对 Probe 光的吸收减弱，对 Probe 光造成“饱和”效应。这导致了 Probe 光的透射曲线在 Doppler 背景下于原子共振中心处出现一个饱和吸收峰。当光频远失谐于原子共振频率时，Pump 光和 Probe 光作用于不同速度群的原子，因此 Probe 光不受 Pump 光的影响。其透射谱不会出现饱和吸收峰。如图 3.7。

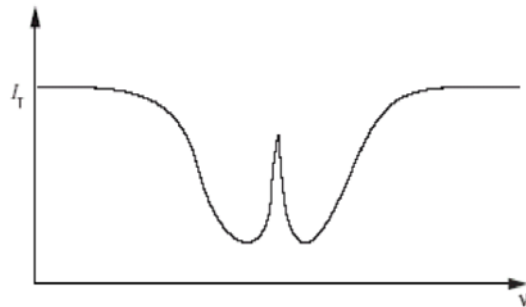


图 3.7 两束光同时与零速度原子相互作用，在共振处形成饱和吸收峰

选择一束额外的弱光穿过原子系统，可得到相应的多普勒吸收背景，Probe 光信号与该信号相减可得到消 Doppler 背景的饱和吸收谱。

3.1.2.3 饱和吸收光谱的交叉吸收线

如前所述，只有一条能级跃迁吸收线时，饱和吸收光谱中得到一个透射峰。如果有两条能级跃迁吸收线时，不仅在两个共振频率处得到两个透射峰，在这两个透射峰中间还会出现一个窄的透射峰，它对应的频率为两个共振频率的中间频率。这个多出来的透射峰被称为交叉吸收线。如图 3.8 所示^[48]。

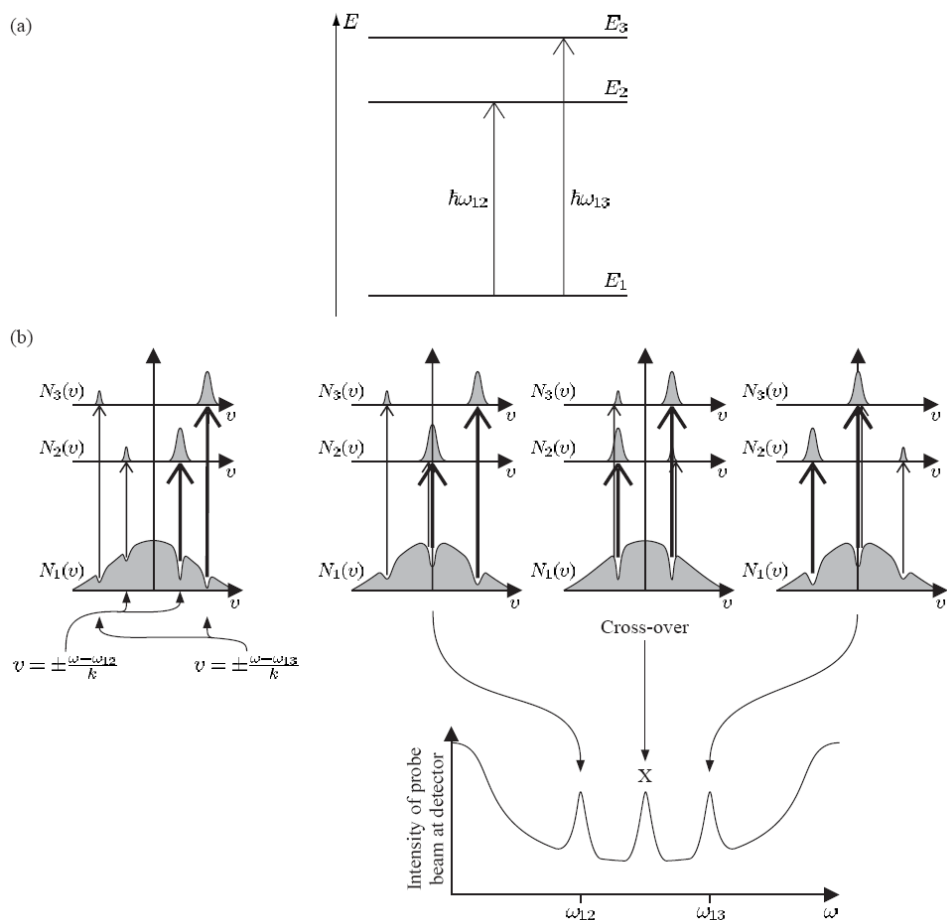


图 3.8 交叉吸收线的形成^[48]。(a) 三能级原子，两条能级跃迁频率分别为 ω_{12} 和 ω_{13} 。(b) 交叉吸收线。

设两条能级跃迁频率为 ω_{12} 和 ω_{13} ，则中间频率为 $\omega = \omega_{12} + (\omega_{13} - \omega_{12})/2$ ，同样由公式 (3.1) 可以得到速度为 $\bar{v} = \pm(\omega_{13} - \omega_{12})/2k$ 的原子分别吸收频率为 ω 的光子实现对能级 $1 \rightarrow 2$ 和能级 $1 \rightarrow 3$ 的跃迁。此时，Probe 光对能级 $1 \rightarrow 2$ 的跃迁受 Pump 光对 $1 \rightarrow 3$ 跃迁影响，因此原子对其吸收减弱。同时 Probe 光对能级 $1 \rightarrow 3$ 的跃迁受 Pump 光对 $1 \rightarrow 2$ 跃迁影响，因此原子对其吸收也减弱。这样在两共振频率的中间频率处也出现一个透射峰。

3.1.3 铷原子饱和和吸收谱的实验测量

实验装置如图 3.9 所示。从半导体激光器发出的激光经过隔离器后，经由半波片大部分光在 PBS 处透射，用于后续实验，小部分光在 PBS 处反射进行饱和吸收谱实验。这小部分光被 PBS 分为两束，其中一束较弱的透射光作为探测光穿过铷原子蒸汽玻璃泡，另一束较强的反射光作为泵浦光经由 45 度反射镜和 PBS，射入铷泡内，

传播方向与探测光相反。通过调节导光镜可以调节泵浦光与探测光重合。探测光的输出信号由探测器探测输入示波器，可以得到包含多普勒背景的饱和吸收峰。

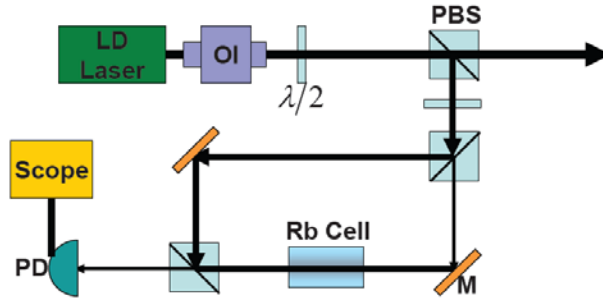


图 3.9 测量铷原子饱和吸收谱装置。LD:DL100 半导体激光器；OI:光学隔离器； $\lambda/2$:半波片；PBS:偏置分束器；PD:探测器；Scope:示波器。

这里由于实验要求不高，我们没有进行消除多普勒背景的工作。我们所使用的激光器波段在 780nm 附近，铷泡内的铷蒸汽包括 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 两种原子，因此可以测量 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 原子 D2 线的饱和吸收光谱，如图 3.10 所示。

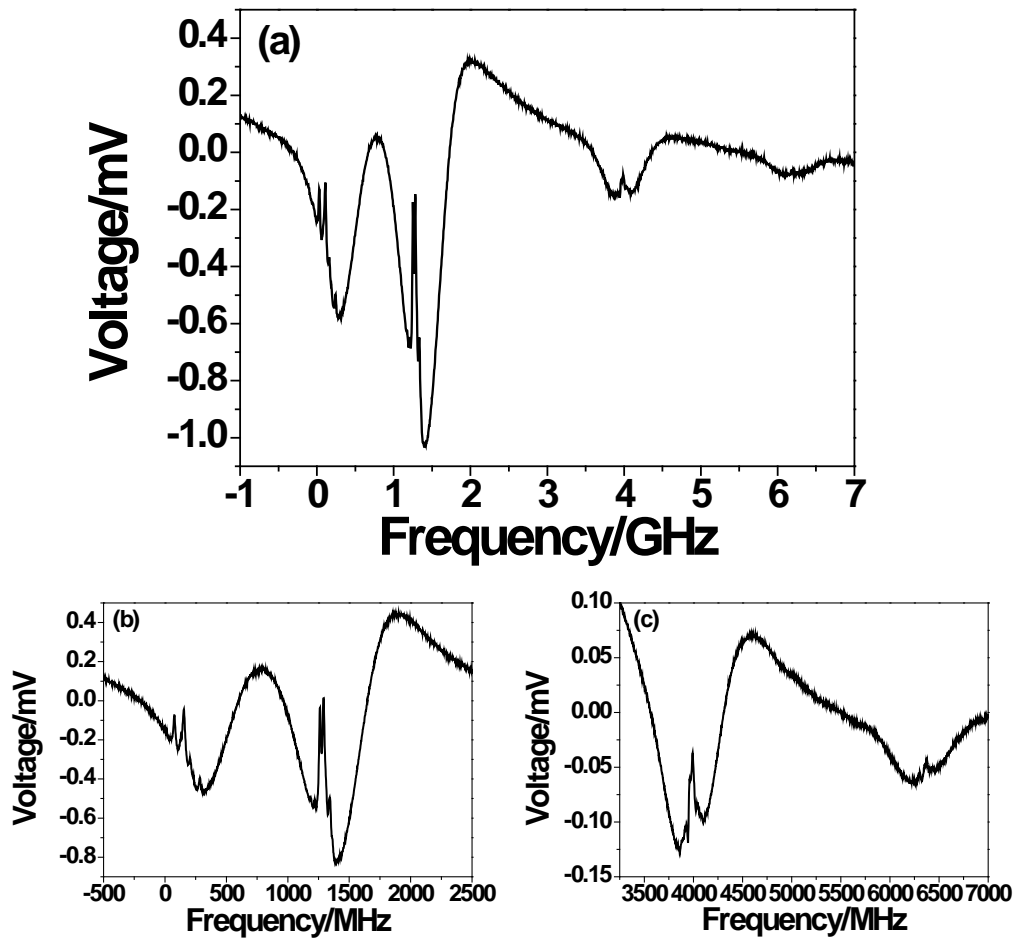


图 3.10 铷原子 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb D2 线的饱和吸收谱

如图 3.10 (a) 所示为 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 原子 D2 线的饱和吸收谱。一共有四个大的饱和吸收坑，从低频到高频每个大的饱和吸收坑分别对应的跃迁线为：
 $^{87}\text{Rb} : 5S_{1/2}, F = 2 \leftrightarrow 5P_{3/2}, F = 1, 2, 3$ 、 $^{85}\text{Rb} : 5S_{1/2}, F = 3 \leftrightarrow 5P_{3/2}, F = 2, 3, 4$ 、
 $^{85}\text{Rb} : 5S_{1/2}, F = 2 \leftrightarrow 5P_{3/2}, F = 1, 2, 3$ 、 $^{87}\text{Rb} : 5S_{1/2}, F = 1 \leftrightarrow 5P_{3/2}, F = 0, 1, 2$ 。图 3.10 (b) 和 (c) 是增大半导体激光器的扫描增益后得到的饱和吸收谱。

3.2 低噪声交直流探测器

在探究 EIT 介质中探测场量子噪声特性实验中，我们用到平衡零拍探测和自零拍探测方法，因此必须使用一对平衡的低噪声交直流探测器^[49]。实验中所采用的探测器是我们根据实验对探测器光功率范围、探测器的响应带宽、信号放大倍数、和光电二极管型号等的要求自制的一对低噪声交直流探测器。

如图 3.11 所示为不同光功率下测得的探测器的响应情况。

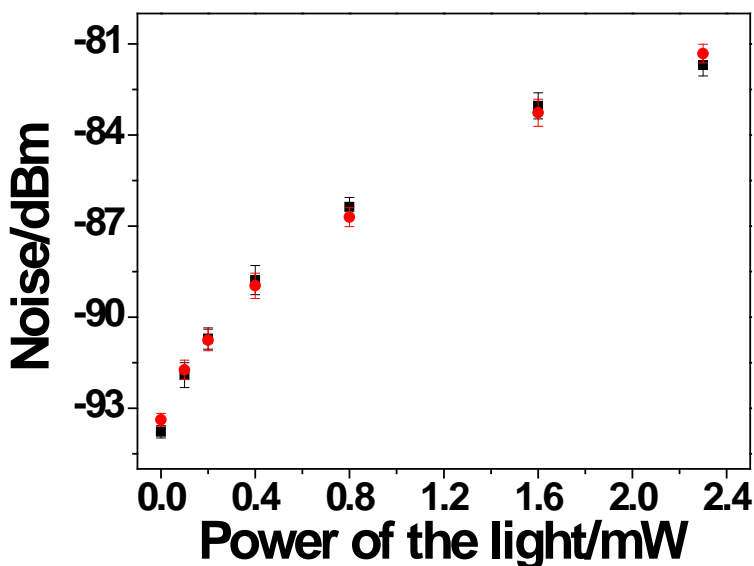


图 3.11 实验中使用的—对低噪声探测器的响应情况。

图中黑色方块对应探测器 1 的响应情况，红色圆圈对应探测器 2 的响应情况。由图 3.11 可知，这两个探测器的响应情况是一致的，对应相同的光功率，噪声基本一致。因此可以用于平衡零拍探测系统。

其中光功率为 0 时的响应情况表示探测器的电子学噪声。光功率每增加一倍，对应的噪声上涨 3dB，这表明探测器正常工作。当光功率大于 2.3 mW 时，噪声不再抬高，处于饱和状态，因此该探测器的饱和功率为 2.3 mW，适用于低功率探测。在实验中我们用来探测探测场的噪声。受电子学噪声的影响，实验中我们要求测量信号

比电子学噪声高 10dB。

3.3 平衡零拍探测系统

随着量子信息技术的发展，有效衡量量子光场态的手段越来越重要。平衡零拍探测 (Balanced Homodyne Detection) 可以有效、直接地探测电磁场模电场的正交分量。

如图 3.13 所示为平衡零拍探测系统装置图。PBS1，半波片以及 PBS2 组成 50/50 分束器。PD1 和 PD2 将光信号转化为电信号，然后放大，它们的电子学噪声和增益均相等，因此在输入光场强度相等的情况下，噪声都相等，是一对平衡探测器。S 为减法器，SA 为射频频谱分析仪 (谱仪)。本振光和信号光由相互垂直的两个方向在 PBS1 处入射，本振光的垂直偏振部分反射，信号光的水平偏振部分透射，两束光经由 PBS1 后重合，发生干涉，通过调节两束光的重合度和光斑情况调节它们的干涉度，由示波器观察测量它们的干涉度，实验中一般需调节到 94% 以上。干涉光由 50/50 分束器等分后分别由探测器 PD1 和 PD2 接收，PD1 和 PD2 输出的电信号进入减法器相减后由射频频谱分析仪记录分析光场正交位相和正交振幅分量的量子噪声特性。在实验中一般要求本振光强度远大于信号光强，大约是信号光强的 100 倍。

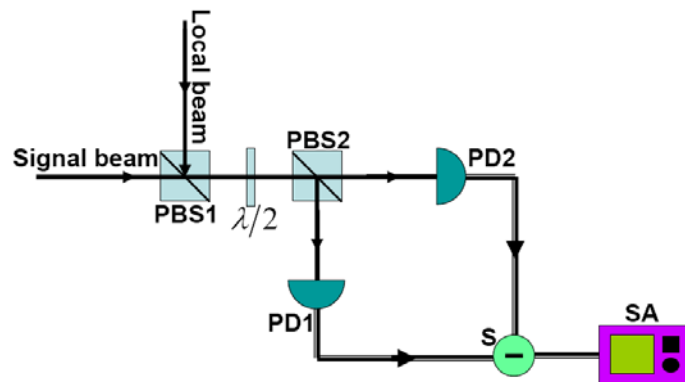


图 3.13 平衡零拍探测系统装置图

第四章 三能级 EIT 介质中探测场量子噪声特性的实验研究

自从电磁诱导透明被发现以来，它在各个相关领域已经得到了广泛的应用。作为研究热点之一的量子信息就是其中之一。量子信息主要是以量子比特为单位，运用量子力学基本原理对信息进行计算，编码，以及传输。它运用到最主要的部分就是量子系统中的相干作用。比如量子纠缠，量子不可克隆等原理。量子信息学的研究范围非常广泛：其中包括了量子通信，量子计算，量子密码术等研究领域。其中量子通信，量子计算等都属于量子信息研究的范畴。量子通信为量子信息学的一个重要分支，量子通信的实现是建立在量子网络实现的基础上的。量子网络是一种复杂信息网络，它是由量子传输通道和量子节点组成的。光与原子相互作用产生的原子相干效应可以实现量子网络。其中原子可以作为进行信息处理的存储单元，光子是信息传输的良好介质，从而达到纠缠的量子态传输。在量子信息传输过程中，包括量子信息的产生，存储以及传递等。测量噪声可以对其传输质量进行很好的判断^[14]。因此对于量子噪声的研究有其重要意义。

本章利用半导体激光器和铷原子得到电磁诱导透明介质，首先测量了不同条件下探测场的透射谱，选取耦合光和探测光对应的合适的能级及光强。然后分别采用平衡零拍探测和自零拍探测方法研究了电磁诱导透明介质中的量子噪声特性。分析得出：在 EIT 介质中耦合场与探测场相互作用导致探测场的噪声增大，在耦合光红失谐和蓝失谐时引入的额外噪声出现非对称。所观测到的噪声主要由两种机制引起。

4.1 耦合光与探测光对应能级及光强的选择

在研究透明窗口内探测场的量子噪声特性之前，我们首先要确定耦合光与探测光所对应的能级及光强，因此我们分别观察了对应⁸⁵Rb 原子和⁸⁷Rb 原子耦合光与探测光选取不同能级，调节不同的光强大小，扫描不同光场时对应的探测场透明窗口内的透射谱。由此来进行比较，选择合适的能级。下图是对应不同原子和能级所测得的 EIT 曲线。所涉及到的能级分别为⁸⁵Rb 原子 D_2 线能级 $5^2S_{1/2}, F=2$ 、 $5^2S_{1/2}, F=3$ 和 $5^2P_{3/2}, F'=2$ ；以及⁸⁷Rb 原子 D_2 线能级 $5^2S_{1/2}, F=1$ 、 $5^2S_{1/2}, F=2$ 和 $5^2P_{3/2}, F'=2$ 。

4.1.1 ^{85}Rb 原子

4.1.1.1 扫描探测光

1 耦合光对应低频频率 $F = 3 \rightarrow F' = 2$, 探测光在高频频率 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ 附近扫描。

如图 4.1 所示。

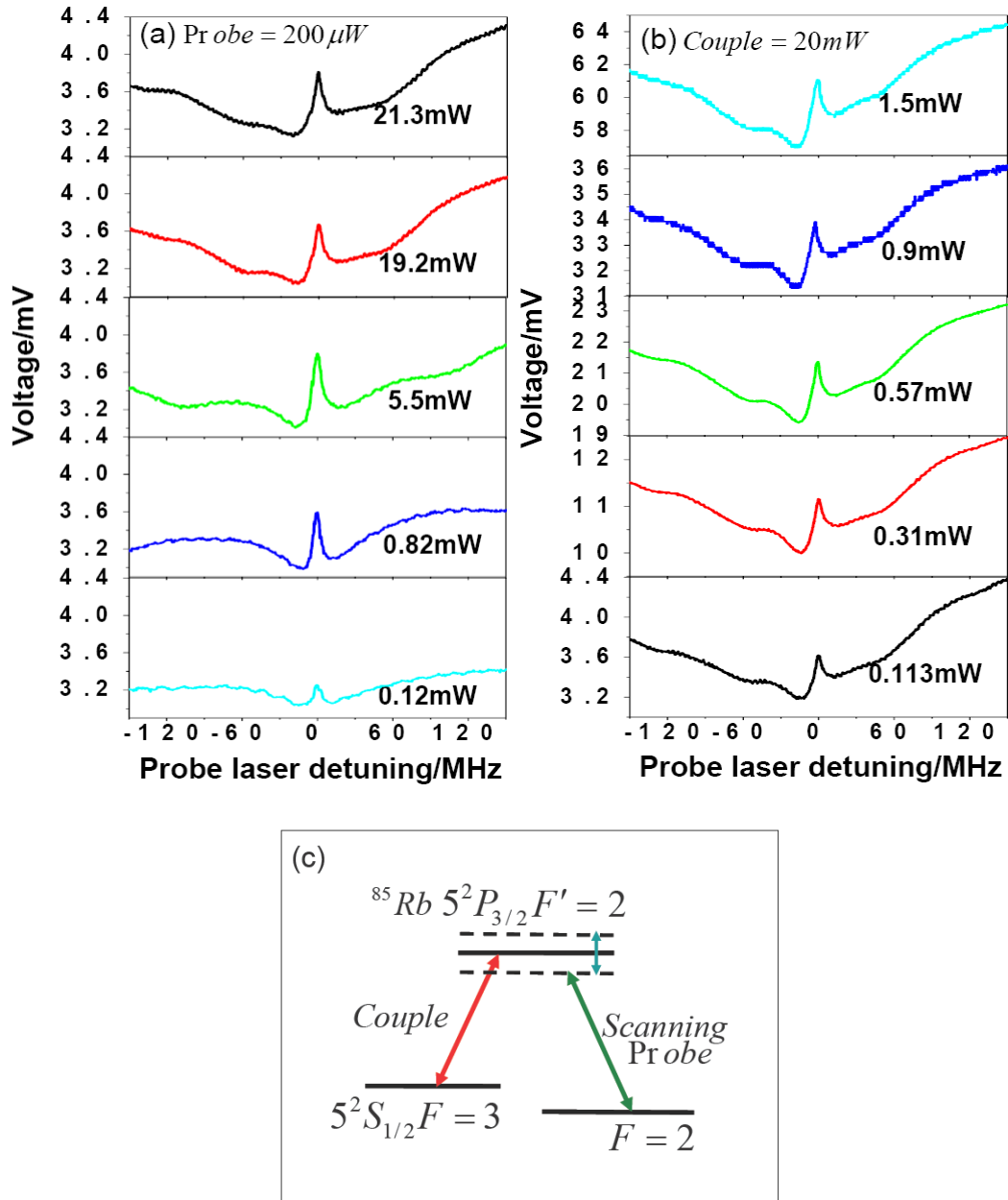


图 4.1 (a) 探测光功率为 $P_{probe} = 200 \mu W$, 耦合光功率逐渐增大。(b) 耦合光功率为 $P_{couple} = 20 mW$, 探测光功率逐渐增大。(c) 对应的能级结构。

2 耦合光对应高频频率 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ ，探测光在低频频率 $F = 3 \rightarrow F' = 2$ 附近扫描。如图 4.2 所示。

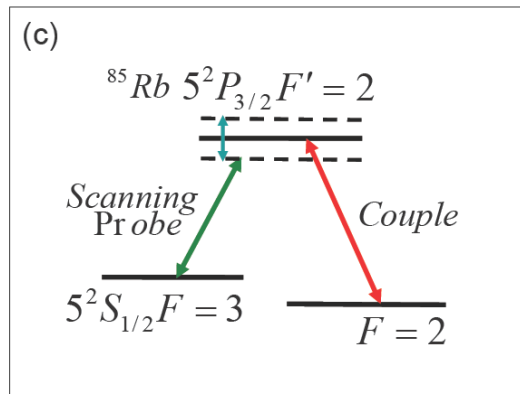
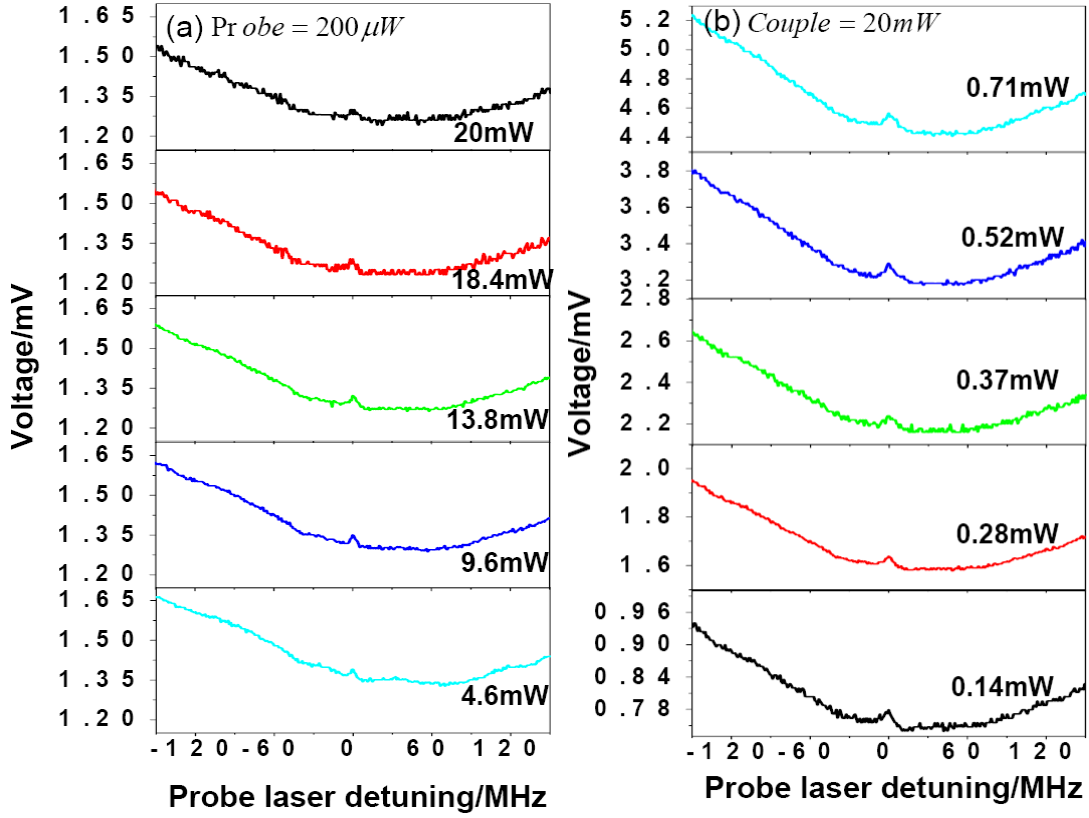


图 4.2 (a) 探测光功率为 $P_{probe} = 200\mu W$,耦合光功率逐渐增大。(b) 耦合光功率为 $P_{couple} = 20mW$,探测光功率逐渐增大。(c) 对应的能级结构。

4.1.1.2 扫描耦合光

1 探测光对应高频频率 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ ，耦合光在低频频率 $F = 3 \rightarrow F' = 2$ 附近扫描。如图 4.3 所示。

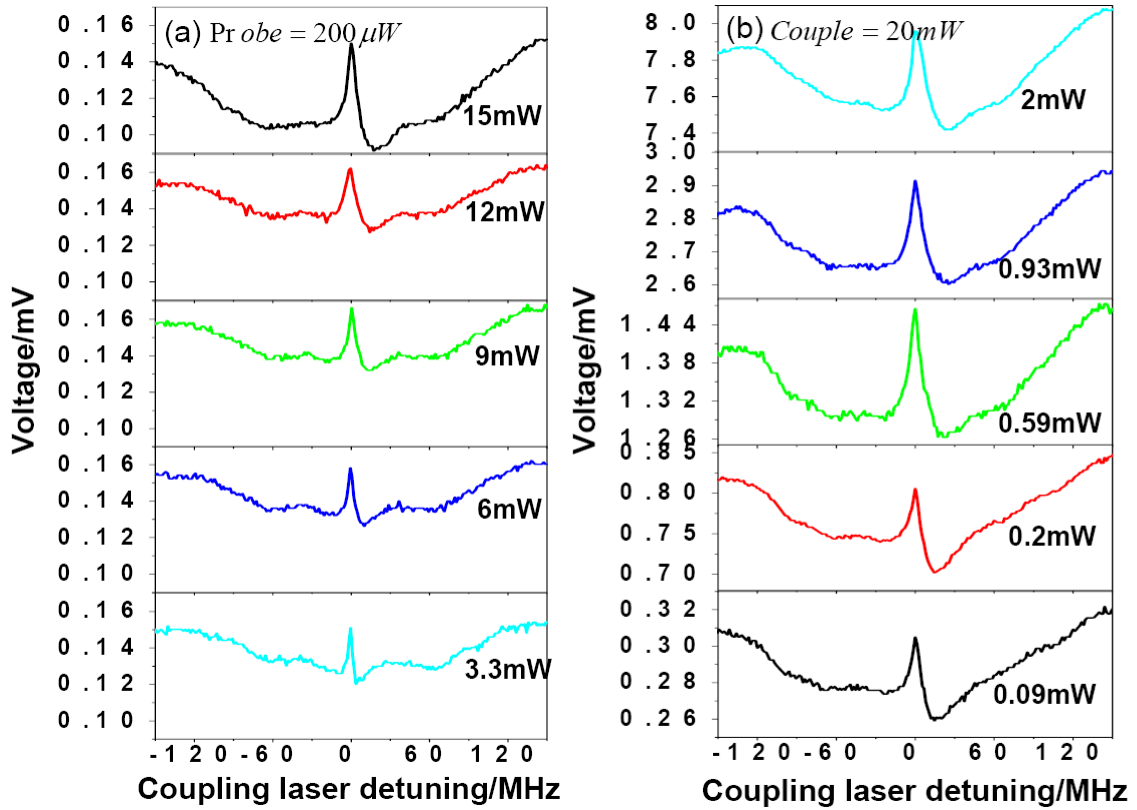


图 4.3 (a) 探测光功率为 $P_{probe} = 200 \mu W$ ，耦合光功率逐渐增大。(b) 耦合光功率为 $P_{couple} = 20mW$ ，探测光功率逐渐增大。(c) 对应的能级结构。

2 探测光对应低频频率 $F = 3 \rightarrow F' = 2$ ，耦合光在高频频率 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ 附近扫描。如图 4.4 所示。

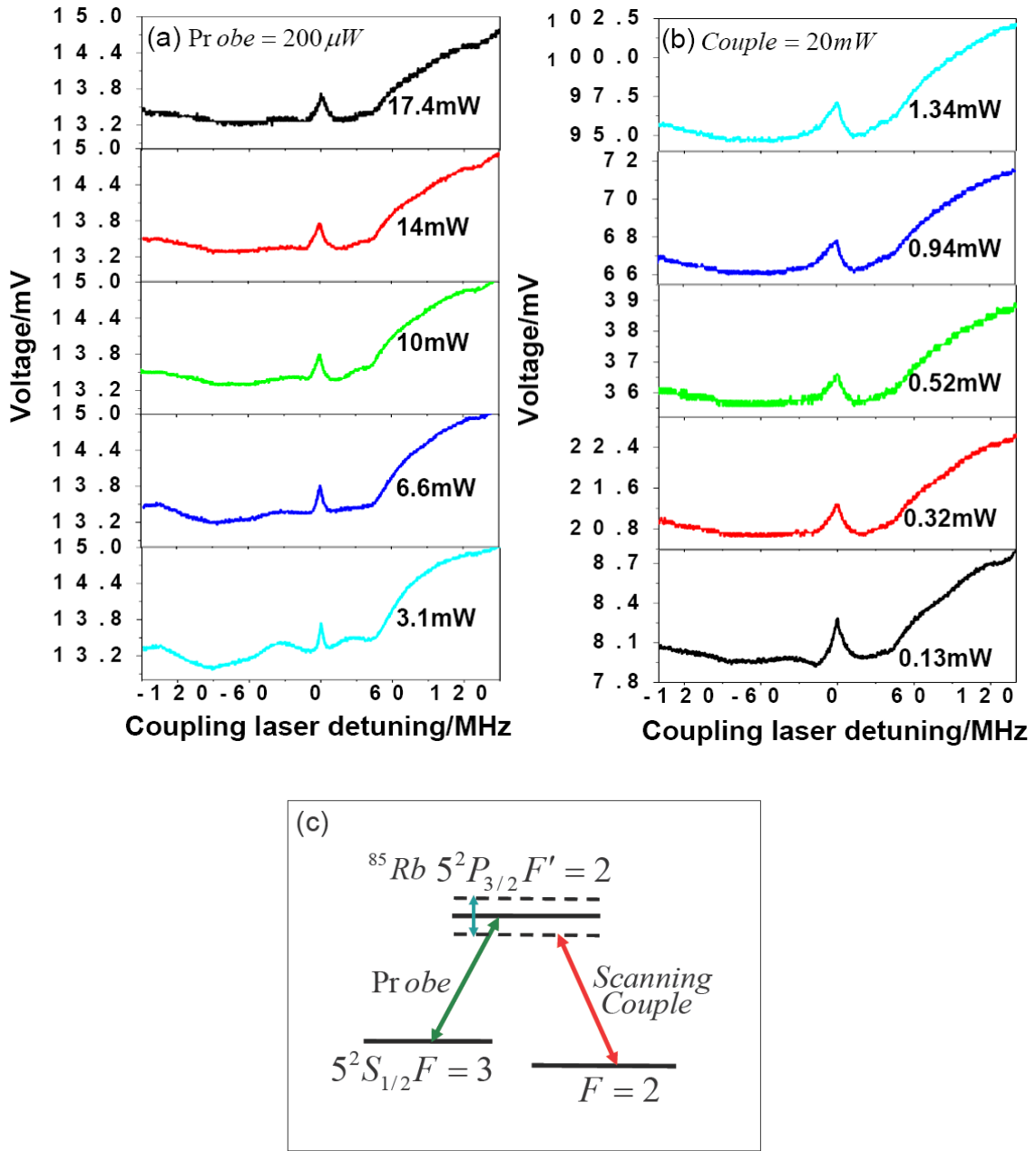


图 4.4 (a) 探测光功率为 $P_{probe} = 200 \mu W$ ，耦合光功率逐渐增大。(b) 耦合光功率为 $P_{couple} = 20 mW$ ，探测光功率逐渐增大。(c) 对应的能级结构。

4.1.2 ^{87}Rb 原子

4.1.2.1 扫描探测光

1 耦合光对应低频频率 $F = 2 \rightarrow F' = 2$, 探测光在高频频率 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ 附近扫描。
如图 4.5 所示。

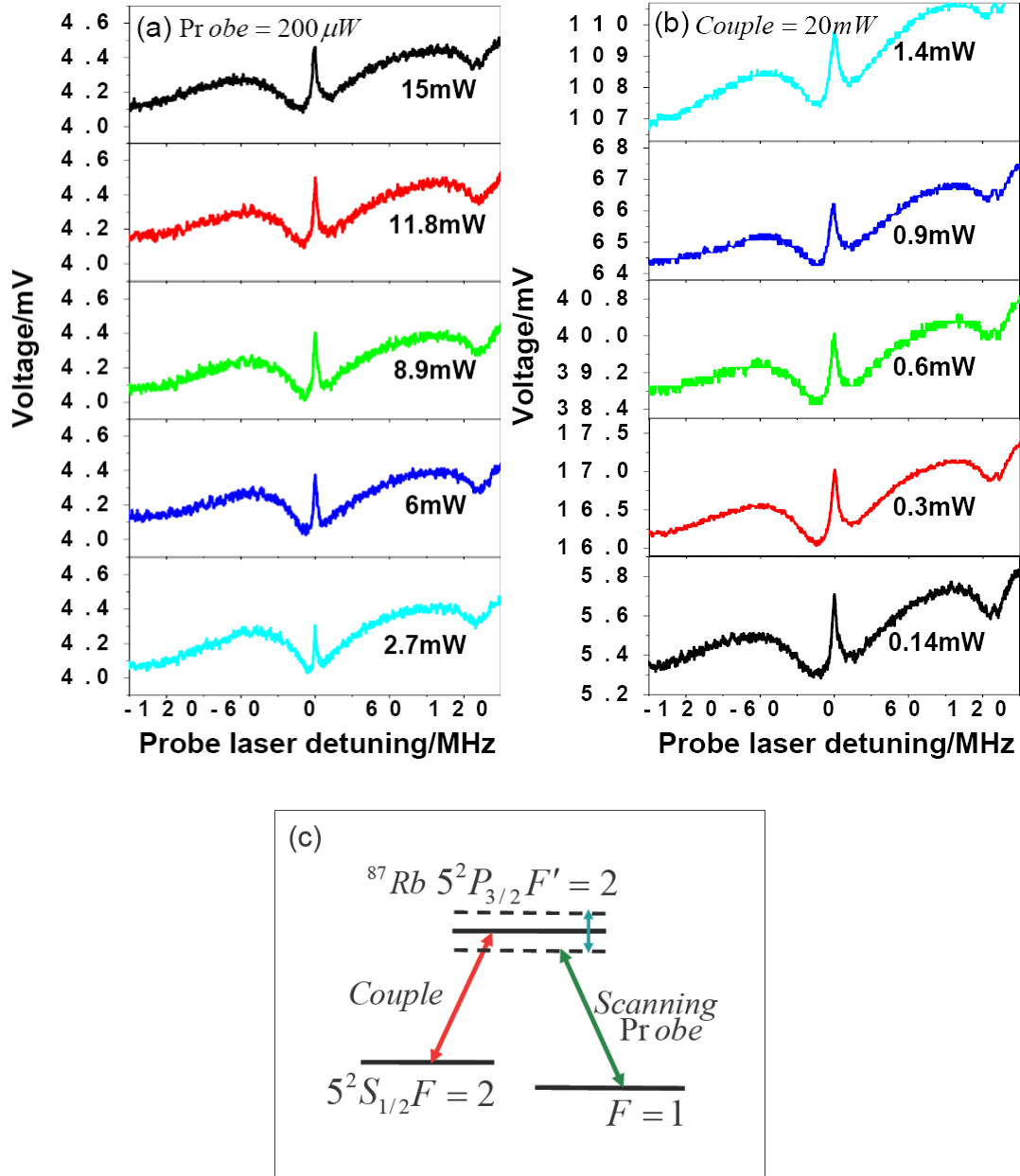


图 4.5 (a) 探测光功率为 $P_{probe} = 200 \mu W$, 耦合光功率逐渐增大。(b) 耦合光功率为 $P_{couple} = 20 mW$, 探测光功率逐渐增大。(c) 对应的能级结构。

2 耦合光对应高频频率 $F=1 \rightarrow F'=2$ ，探测光在低频频率 $F=2 \rightarrow F'=2$ 附近扫描。如图 4.6 所示。

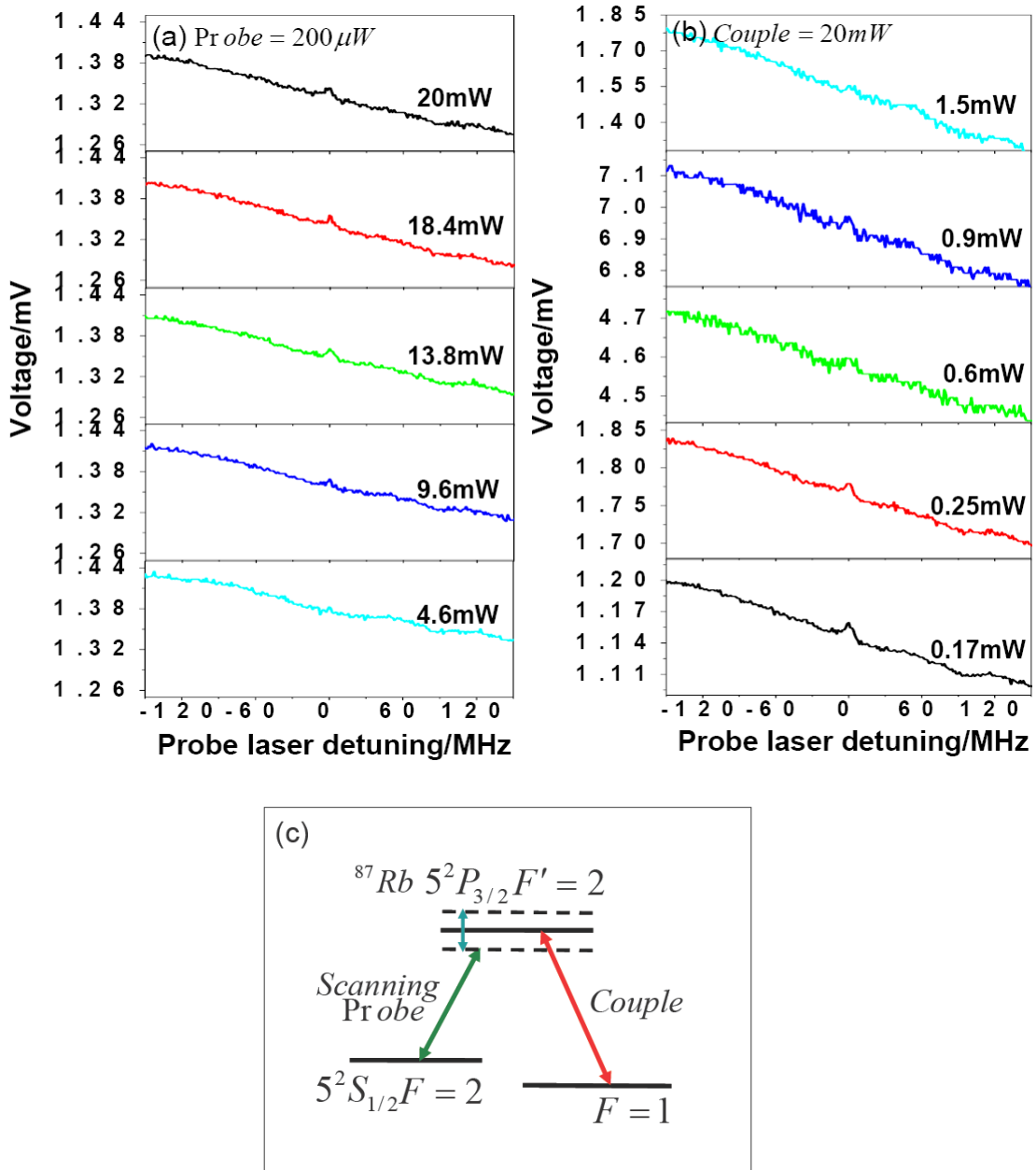


图 4.6 (a) 探测光功率为 $P_{probe} = 200 \mu W$ ，耦合光功率逐渐增大。(b) 耦合光功率为 $P_{couple} = 20 mW$ ，探测光功率逐渐增大。(c) 对应的能级结构。

4.1.2.2 扫描耦合光

1 探测光对应高频频率 $F = 1 \rightarrow F' = 2$, 耦合光在低频频率 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ 附近扫描。

如图 4.7 所示。

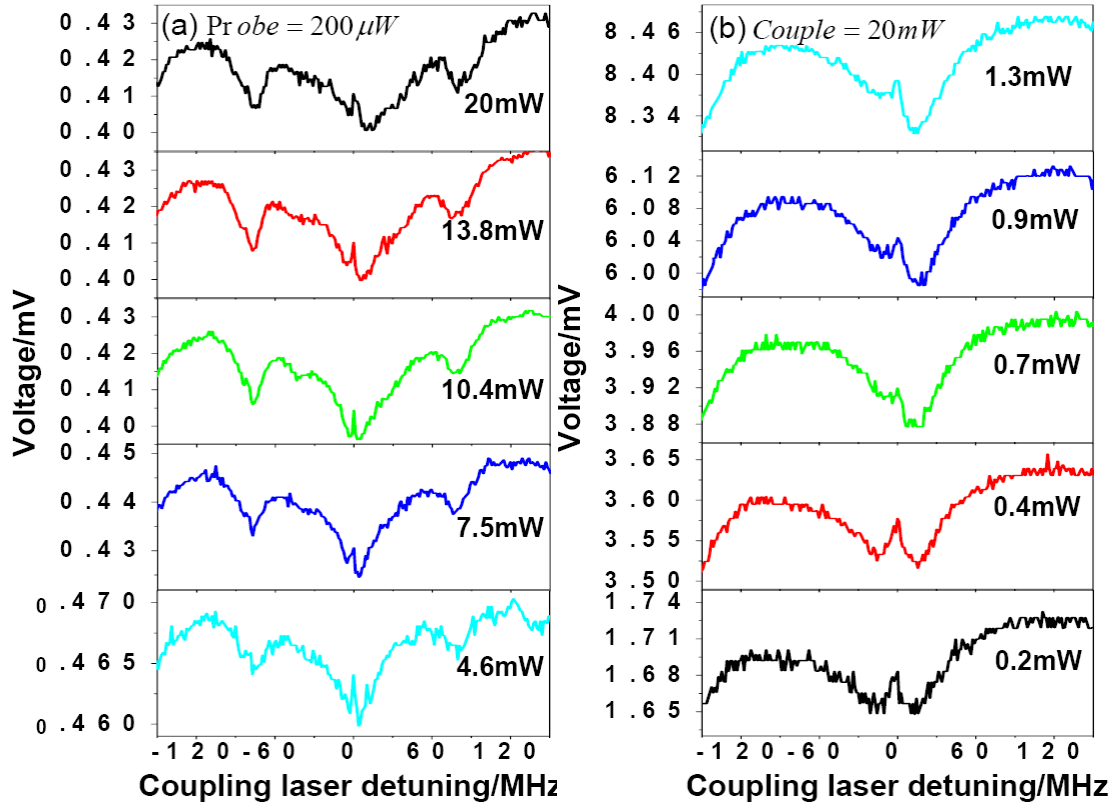


图 4.7 (a) 探测光功率为 $P_{probe} = 200 \mu\text{W}$, 耦合光功率逐渐增大。(b) 耦合光功率为 $P_{couple} = 20 \text{mW}$, 探测光功率逐渐增大。(c) 对应的能级结构。

2 探测光对应低频频率 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ ，耦合光在高频频率 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ 附近扫描。如图 4.8 所示。

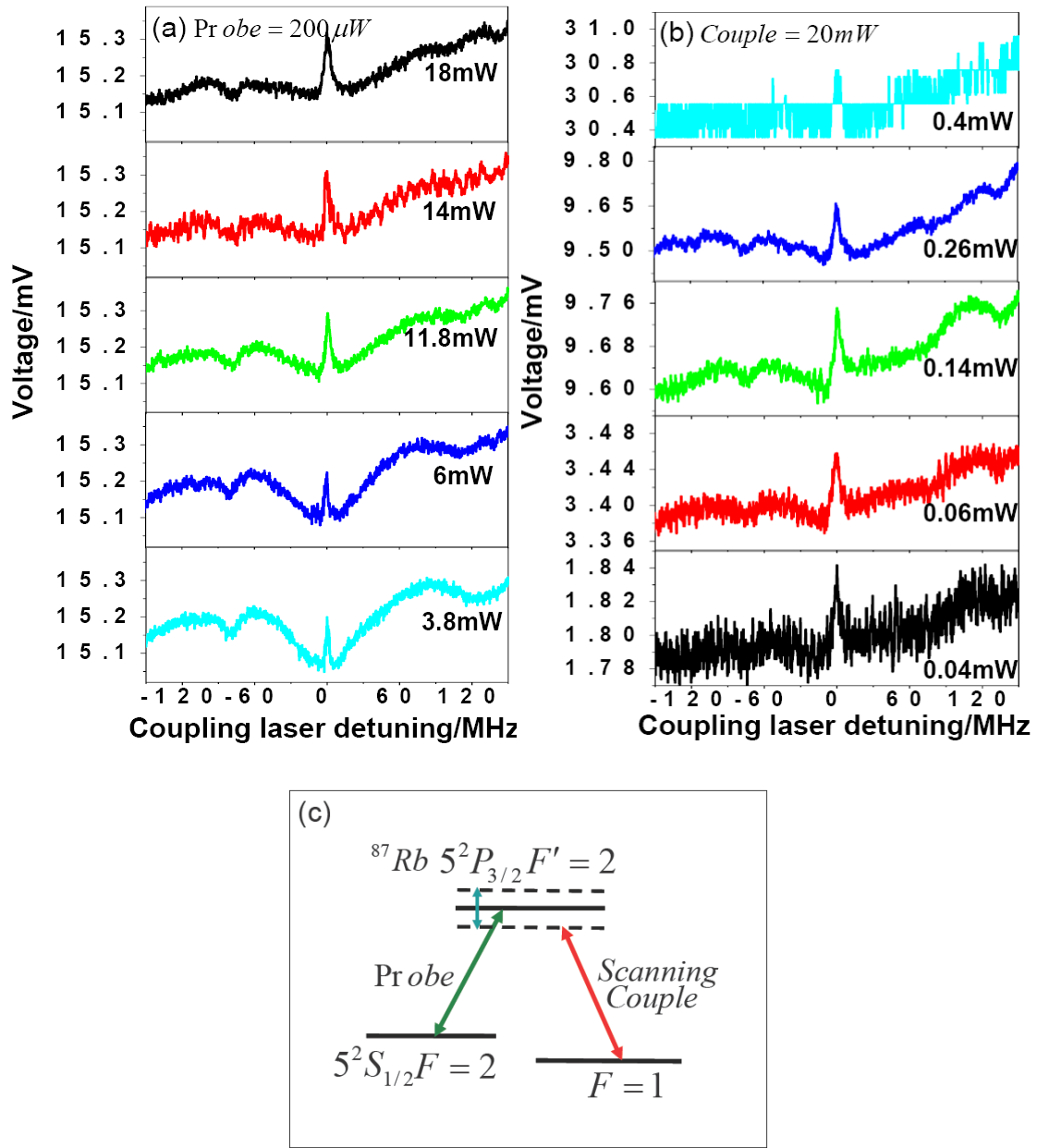


图 4.8 (a) 探测光功率为 $P_{probe} = 200 \mu W$ ，耦合光功率逐渐增大。(b) 耦合光功率为

$P_{couple} = 20 mW$ ，探测光功率逐渐增大。(c) 对应的能级结构。

通过比较可以得到： ^{85}Rb 原子形成的 EIT 的透明度比 ^{87}Rb 原子的效果好，因此我们实验中选择 ^{85}Rb 原子；对于能级的选择，由图可知耦合光对应低频，探测光对应高频得到的 EIT 效果比耦合光对应高频，探测光对应低频的效果好，因此我们选择能级为：耦合光对应 ^{85}Rb 原子低频频率 $F = 3 \rightarrow F' = 2$ ，探测光对应 ^{85}Rb 原子高频频率 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ ；至于扫描耦合光和探测光对 EIT 透明度没有很大影响，两者不

同之处取决于两台激光器的线宽不一样，所以得到的 EIT 有所差别，但是不影响实验的进行，因此，根据我们的实验要求，选择扫描耦合光；由图 4.3 (a) 我们还可以得到固定探测光光强时，耦合光光强越强，得到的 EIT 效果越好，但是耦合光超过一定功率后，对 EIT 效果几乎没有影响。根据实验的具体情况，我们选取耦合光光功率为 $P_c = 6mW$ ，探测光光功率为 $P_p = 90\mu W$ 。

4.2 探测场量子噪声特性的实验研究

4.2.1 能级结构的选择和实验装置

我们选用如图 4.3 (c) 所示的 Λ 型三能级结构，其中两个基态 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 分别对应于 ^{85}Rb 原子 D_2 线能级 $5^2S_{1/2}, F=2$ 和 $5^2S_{1/2}, F=3$ 。激发态 $|c\rangle$ 对应于 ^{85}Rb 原子 D_2 线能级 $5^2P_{3/2}, F=2$ 。两个基态 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 与激发态 $|c\rangle$ 之间的跃迁角频率分别为 ω_{ac} 和 ω_{bc} 。

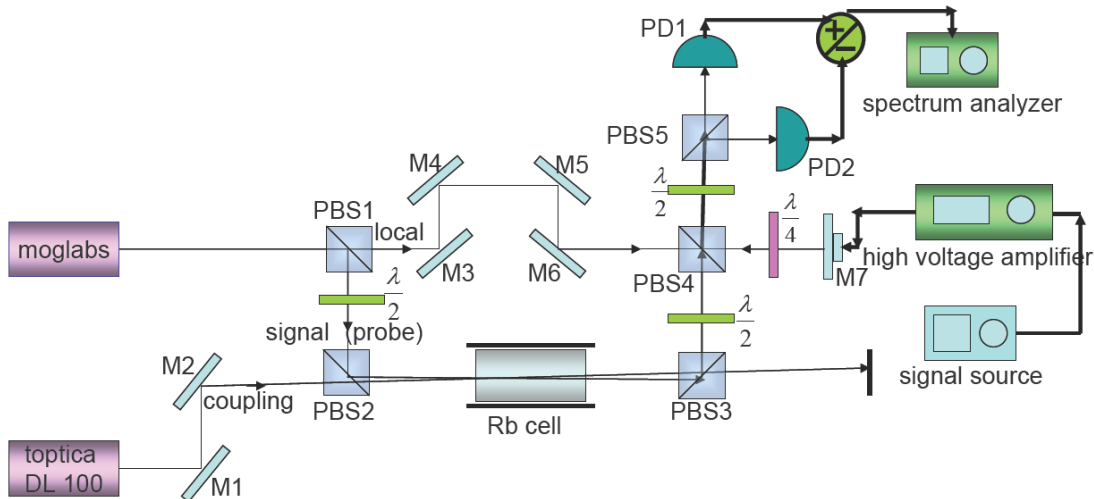


图 4.9 实验装置图

图 4.9 为实验装置图，我们将 Toptica 公司产的 DL 100 半导体激光器输出的光作为耦合光作用在 $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁线，其频率可以跃迁线为中心扫描，频率失谐为 Δ_c 。另一台 Moglabs 公司产的半导体激光器输出的光通过 PBS1 分成两束，一束光强较强，另一束较弱。较弱的光作为探测光作用在 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁线，并与其共振（探测光失谐 $\Delta_p = 0$ ），较强的光作为平衡零拍探测的本振光。

探测光与耦合光经 PBS2 以小角度在铷泡内耦合。铷泡长 3.5 cm，外部包有两层高磁导率合金，用来屏蔽外界杂散磁场。PBS3 将耦合光与探测光分离。本振光通过 PBS4 后，经 0° 全反射 M7（固定在压电陶瓷上）反射，且两次通过 $1/4$ 波片，其偏振方向改变 90° 后与探测光重合干涉，再经过 $1/2$ 波片和 PBS5 等分，形成平衡零拍探测光路。本振光与探测光的相对相位可以通过 M7 上的压电陶瓷扫描。M7 上压电陶

瓷的信号由信号源经高压放大器放大后提供，通过调节高压放大的偏置和增益来调节本振光与探测光的相对相位和扫描范围。用低噪声探测器 1、2 分别探测被等分的两路光场，交流信号经过减法器相减后输入谱仪来观测。挡住信号光，只有本振光时信号表示 SNL，打开信号光对应的信号表示探测场的噪声。这样我们调节高压放大的偏置时在谱仪上所观察到的现象即为本振光与探测光相对不同相位对应的探测场的噪声。

4.2.2 透明窗口内探测场的输出噪声谱的实验测量

利用图 4.9 所示的实验装置，我们分别用平衡零拍探测方法和自零拍探测方法测量了探测场的输出噪声谱。

4.2.2.1 平衡零拍探测方法测量

在平衡零拍探测系统中我们选取的实验参数如下：耦合光功率为 $P_c = 6mW$ ，探测光功率为 $P_p = 90\mu W$ ，本振光功率为 $P_l = 3.5mW$ ，干涉度为 94%，耦合光扫描频率为 5 Hz，谱仪分析带宽 RBW=30 kHz，视频带宽 VBW=100 Hz。

实验中我们首先测量了固定探测光频率扫描耦合光频率时探测光的透射谱，（通常情况的 EIT 是固定耦合光频率，扫描探测光频率，在我们的实验中，固定探测光频率扫描耦合光频率时探测光的透射谱也呈现相同的 EIT 线型。本振光与探测光来自同一激光器输出，由于本振光与探测光通过干涉进行平衡零拍探测，如果探测光和本振光的频率扫描会对平衡零拍探测引入相位起伏，影响噪声谱的测量。所以我们选择固定探测光和本振光频率扫描耦合光频率。）如图 4.10 所示。这里我们先将探测光频率调节到与 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁共振处，此时由于探测光与二能级原子作用而被强烈吸收，探测光光强减弱。当打开耦合光时，随着耦合光频率的扫描，探测光的强度吸收谱在耦合光失谐范围内呈现 W 型即 EIT 现象，其原因为：在耦合光扫描频率逐渐接近 $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁线时，由于耦合光的泵浦效应而使基态 $|b\rangle$ 上的原子布居数增大，而使探测光的吸收变大，当耦合光与 $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁线共振时，由于 EIT 效应，探测光的吸收减弱，而出现透明峰，而在耦合光远失谐时由于耦合光的泵浦效应减弱而使探测光的吸收也变弱。图 4.10 (a) 为耦合光频率在相对 $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁 $\pm 200MHz$ 扫描时的透射谱，(b) 为我们减小耦合光的扫描范围时探测光的透射谱。接下来我们利用平衡零拍探测测量了本振光与探测光的相对相位为 0、 $\pi/3$ 、 $\pi/2$ 时探测光的噪声谱，如图 4.11 所示。

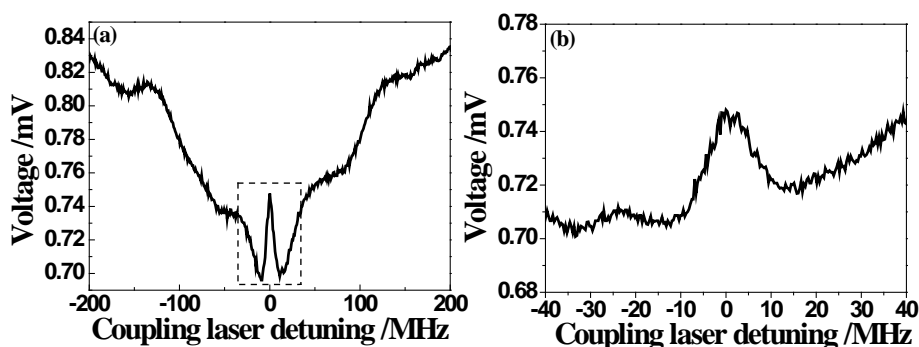


图 4.10 EIT 曲线。(a)耦合光频率在相对 $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁线-200MHz 到+200MHz 之间扫描，探测光与 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁线共振；(b) 减小耦合光扫描频率时探测光的强度透射谱。

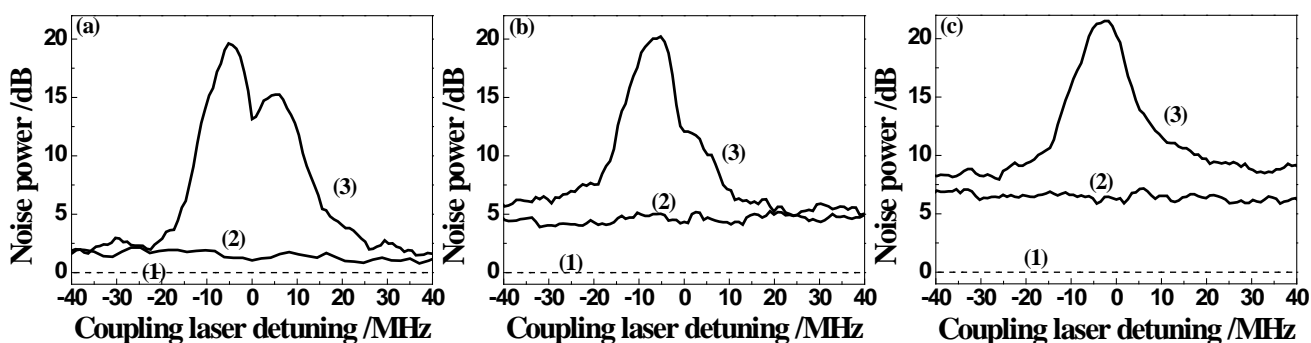


图 4.11 探测场的噪声谱。(1) 散粒噪声基准；(2) 挡住耦合光时噪声谱；(3) 打开耦合光时噪声谱。(a) 本振光与信号光的相对位相为 0；(b) 本振光与信号光的相对位相为 $\pi/3$ ；(c) 本振光与信号光的相对位相为 $\pi/2$ 。

图 4.11 (a)、(b) 和 (c) 中的曲线 (2) 为挡住耦合光时探测光的噪声谱，可以看出探测光自身的正交振幅噪声接近散粒噪声基准，正交位相噪声高于散粒噪声基准 5-7 dB。当打开耦合光时，如图 4.11 曲线 (3) 所示，探测光在 EIT 介质中耦合光共振处附近呈现出很大的额外噪声，额外噪声主要由两种机制产生：一是 EIT 介质中的色散（相移）导致探测光位相与振幅噪声之间的相互转化；另一个是在 EIT 介质中耦合场与探测场相互作用导致探测场的噪声增大。在 EIT 介质中当耦合光与 $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁共振时，即满足双光子共振条件（ $\Delta_c - \Delta_p = 0$ ，因为探测光与 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁线共振， $\Delta_p = 0$ ）时，探测光相移为 0，而在双光子失谐（ $\Delta_c - \Delta_p \neq 0$ 或 $\Delta_c \neq 0$ ）时，探测光相移不为 0，且耦合光红失谐（或双光子红失谐）时对应探测光负的相移，

耦合光蓝失谐（或双光子蓝失谐）时对应探测光正的相移。图 4.11 (a) 曲线 (3) 为本振光与探测光的相对相位为 0（即测量探测光正交振幅噪声）时的情况，在耦合光共振处，探测光本身的正交位相噪声不会转化为正交振幅噪声，而只有 EIT 介质中耦合场与探测场相互作用导致探测场的噪声增大，因此在耦合光共振时探测光会出现一个最低点；而在耦合光红失谐（或双光子红失谐）和蓝失谐（或双光子蓝失谐）处正交振幅噪声谱会出现两个峰，其中包含两种机制引入的额外噪声，即：探测光自身部分正交位相噪声转化的正交振幅噪声和 EIT 介质中耦合场与探测场相互作用过程中转化的正交振幅噪声两部分。图 4.11 (b) 曲线 (3) 为本振光与探测光的相对相位为 $\pi/3$ 时的情况，此时测得的噪声是探测光部分正交位相噪声和部分正交振幅噪声以及耦合光转化的噪声。由于其他跃迁能级的影响，使 EIT 介质对探测光的色散产生不对称，在我们的实验中铷原子 D_2 线其他能级使耦合光红失谐（双光子红失谐）的色散变大，蓝失谐时的色散减小。对应红失谐时吸收和相移变大，蓝失谐时吸收和相移减小。因此当平衡零拍探测系统中本振光与探测光的相对相位为 $\pi/3$ 时，在耦合光红失谐区域，探测光自身的正交位相噪声会有较大部分转化为所探测的噪声分量上来，而耦合光蓝失谐时探测光自身的正交位相噪声会有相对较小部分转化为所要探测的噪声分量上。所以在图 4.11 (b) 中，耦合光红失谐时和蓝失谐时，噪声出现不对称，红失谐时较高，蓝失谐时较低。在图 4.11 (c) 曲线 (3) 为本振光与探测光的相位为 $\pi/2$ ，在双光子共振处噪声达到最大值，其中包括探测光自身的正交位相噪声和 EIT 介质中耦合场与探测场相互作用过程中转化的正交位相噪声两部分。

4.2.2.2 自零拍探测方法测量

在原来的系统中挡住本振光，只留下耦合光和探测光。探测光依然在 PBS5 处等分，这样就构成了自零拍探测系统。然后我们同时利用自零拍探测方法测量了探测光的噪声谱，即探测光正交振幅噪声谱。在自零拍探测系统中我们选取的实验参数如下：耦合光功率为 $P_c = 6\text{mW}$ ，探测光功率为 $P_p = 500\mu\text{W}$ ，耦合光扫描频率为 5 Hz，谱仪分析带宽 RBW=30 kHz，视频带宽 VBW=100 Hz。如图 4.12 所示，与平衡零拍探测比较，可以看出该结果与图 4.11 (a) 曲线 (3) 振幅噪声谱的线型基本一致。

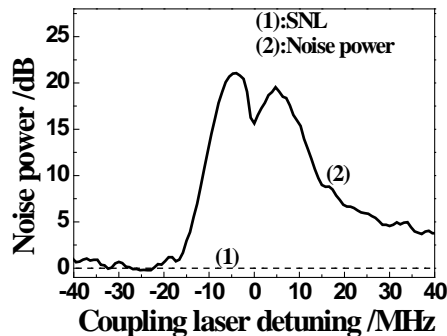


图 4.12 自零拍探测系统下的探测光的振幅噪声。

4.2.3 噪声转化与耦合光功率及谱仪分析频率的依赖关系

利用自零拍探测方法还研究了噪声转化与耦合光功率和谱仪分析频率的依赖关系，结果如图 4.13，图 4.14 所示。

图 4.13 中，探测场功率为 $500\mu\text{W}$ 。我们可以看到探测光的额外噪声随耦合光功率增大而增加，当耦合光功率大于 13 mW 后，耦合光引入探测光额外噪声出现饱和不再增大。

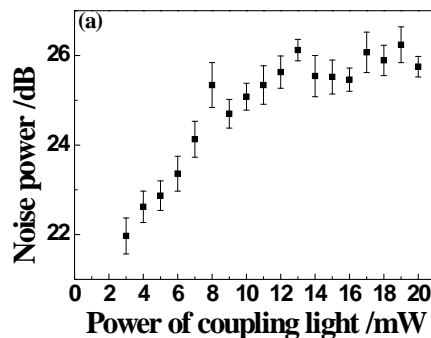


图 4.13 探测光噪声随耦合光功率的变化

图 4.14 中探测场功率为 $500\mu\text{W}$ ，耦合场功率为 6mW 。黑色方块为探测光的正交振幅噪声，从该图可以看出随着分析频率的增加，由于原子跃迁线宽导致引入探测光额外噪声降低。

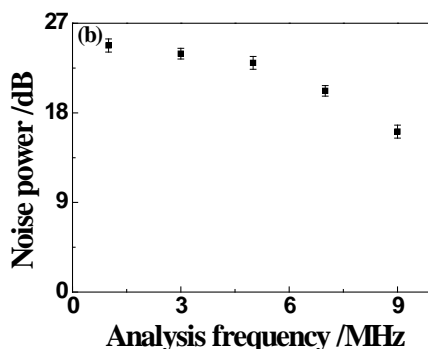


图 4.14 探测光噪声随分析频率的变化

4.3 本章小结

首先，我们在 ^{85}Rb 原子气体中实现了 EIT, 然后观察了不同条件下探测场透明窗口情况。比较各种条件我们挑选合适的能级和功率研究了探测场的输出噪声谱。实验中探测场和耦合场都是使用的半导体激光器，两台半导体激光器的振幅噪声接近于散粒噪声基准，所以实验中的噪声来源为探测场和耦合场的位相噪声。在实验中我们分别利用平衡零拍探测系统和自零拍探测系统测量了探测场的噪声谱，得出结论：在 EIT 介质中耦合场与探测场相互作用导致探测场的噪声增大，在耦合光红失谐和蓝失谐时引入的额外噪声出现非对称。所观测到的噪声主要是由两种机制引起的：一是 EIT 介质中的色散（相移）导致探测光位相与振幅噪声之间的相互转化；另一个是在 EIT 介质中耦合场与探测场相互作用导致探测场的噪声增大。

第五章 总结与展望

本文主要在实验上研究了电磁诱导透明介质中探测光场的量子噪声特性。第一章回顾了电磁诱导透明 (EIT) 的物理机制, 研究进展及其应用。第二章理论分析了二能级原子系统和 Λ 型三能级原子系统的吸收色散特性, Λ 型三能级原子系统具有强色散, 弱吸收的特点, 由此得出 EIT 介质的价值所在。第三章介绍了探究 EIT 介质中光场量子噪声特性的研究实验中运用到的相关知识, 包括饱和吸收光谱技术, 低噪声交直流探测器以及平衡零拍探测系统。第四章具体介绍了实验过程及结果分析。通过实验得出结论: EIT 介质中光场的额外噪声主要来源于两种机制——一是 EIT 介质中的色散 (相移) 导致探测光位相与振幅噪声之间的相互转化; 另一个是在 EIT 介质中耦合场与探测场相互作用导致探测场的噪声增大。实验的创新之处在于使用平衡零拍探测系统来测量噪声, 不仅可以得到探测场的振幅噪声, 而且能够测得探测场的位相噪声。通过改变探测场与耦合场之间的相对位相可以观察到探测场噪声对其的依赖关系, 可以更清晰地判断不同噪声的来源。

量子信息中各个环节都很重要, EIT 效应的价值不仅体现在实现量子存储, 它的量子噪声特性可以作为提高量子存储效率的重要依据。在量子存储中, 通常用输出场量子噪声与输入场量子噪声的相似程度来衡量存储效率。因此我们希望输出场的量子噪声尽量少的引入额外噪声, 而光场的额外噪声主要来源于位相噪声向振幅噪声的转化, EIT 介质中, 探测光频率等于双光子失谐时, 位相噪声向振幅噪声的转化可以得到很好的抑制。同时通过分析 EIT 介质中输出光场额外噪声的来源可以有效降低其引入的量子噪声, 以此来提高量子存储的效率。除此之外还可以将 EIT 介质中探测场的量子噪声应用于测量光场的位相噪声。

参 考 文 献

- [1] G. Alzetta, L. Moi, and G. Orriols. Nonabsorption hyperfine resonances in a sodium vapour irradiated by a multimode dye-laser [J]. *Il Nuovo Cimento*, 1979, 52B, 209-218.
- [2] K. Nittoh, Y. Yoshida, et al.. Observation of dynamic Stark effect in Zeeman-split absorption lines and determination of dipole moment [J]. *J. Phys. B*, 1998, 31, 1813-1823.
- [3] K. J. Boller, A. Imamolu, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2593-2596.
- [4] O. Schmidt, R. Wynands, Z. Hussein, et al.. Steep dispersion and group velocity below $c/3000$ in coherent population trapping [J]. *Phys. Rev. A*, 1996, 53(1), R27-R30.
- [5] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas. *Nature(London)*, 1999, 397, 594-598.
- [6] A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin and S. E. Harris. Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 2447-2450.
- [7] A. S. Zibrov, M. D. Lukin, et al.. Experimental Demonstration of Laser Oscillation without Population Inversion via Quantum Interference in Rb. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75, 1499-1502.
- [8] S. E. Harris. Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62, 1033-1036.
- [9] A. Imamoglu and S. E. Harris. Lasers without inversion: interference of dressed lifetime-broadened states. *Opt. Lett.*, 1989, 14, 1344-1346.
- [10] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84, 5094-5097.
- [11] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. Quantum memory for photons: Dark-state polaritons. *Phys. Rev. A*, 2002, 65, 022314.
- [12] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Bohroozi, and L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, 2001, 409, 490-493.
- [13] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, et al.. Storage of light in atomic vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86, 783-786.
- [14] D. N. Matsukevich and A. Kuzmich. Quantum State Transfer Between Matter and

Light. Science, 2004, 306, 663-666.

[15] M. T. L. Hsu, G. Hétet, et al.. Quantum study of information delay in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97, 183601.

[16] M. Arikawa, K. Honda, et al.. Quantum memory of a squeezed vacuum for arbitrary frequency sidebands. *Phys. Rev. A*, 2010, 81, 021605(R).

[17]李媛. 电磁诱导透明介质中光场的量子噪声特性研究. 山西大学博士学位论文, 2013, 36-50.

[18] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Progress in Optics*, 1996, 35, 257-354.

[19] S. M. Barnett, and P. M. Radmore. *Methods in theoretical quantum optics*. OUP, Oxford, 1997.

[20] J. P. Marangos. Topical review electromagnetically induced transparency. *Journal of Modern Optics*, 1998, 45, 471-503.

[21] O. A. Kocharovskaya, Y. I. Khanin. Coherent amplification of an ultrashort pulse in a three-level medium without a population inversion [J]. *Jetp Lett*, 1988, 48(11):630-634.

[22] S. E. Harris, E. Field, and A. Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. Lett.* , 1990, 64, 1107-1110.

[23] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Kasapi. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 1992, 46, R29-R32.

[24] M. Xiao, Y. Q. Li, S. Z. Jin, and J. Gea-Banacloche. Measurement of dispersive properties of electromagnetically induced transparency in rubidium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 666-669.

[25] Yong qing Li, and Min Xiao. Transient properties of an electromagnetically induced transparency in three-level atoms[J]. *Opt, Lett.* , 1995, 20, 1489-1491.

[26] A. Dantan, and M. Pinard. Quantum-state transfer between fields and atoms in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 2004, 69, 043810.

[27] P. Barberis-Blostein. Two-photon detuning and decoherence in cavity electromagnetically induced transparency for quantized fields. *Phys. Rev. A*, 2008, 77, 013801.

[28] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency with matched pulses[J]. *Phys. Rev. Lett.* , 1993,70, 552-555.

- [29] Junxiang Zhang, Jin Cai, Yunfei Bai al.. Optimization of the noise property of delayed light in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 2007, 76: 033814.
- [30] Hoonsoo. Kang, Gessier. Hernandez, and Yifu. Zhu. Superluminal and slow light propagation in cold atoms. *Phys. Rev. A*, 2004, 70, 011801(R).
- [31] 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.
- [32] O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully. Stopping Light via Hot Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86, 628-631.
- [33] Chien Liu, Zaehary Dutton, Cyrus H. Behroozi, and Lene Vestergaard Hau. Observation of coherent optical information storage in an ultracold atomic gas. *Nature*, 2001, 409, 490
- [34] M. Bajcsy, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin. Stationary Pulses of light in an atomic medium. *Nature*, 2003, 426, 638.
- [35] I. E. Mazets and B. G. Matisov. Adiabatic Raman polariton in a Bose condensate. *JETP Lett.*, 1996, 64, 515-519.
- [36] Bo Zhao, Yu-Ao Chen, et al.. A millisecond quantum memory for scalable quantum networks. *Nature physics*, 2008, 7, 1153.
- [37] R. Zhao, Y. O. Dudin, et al.. Long-lived quantum memory. *Nature physics*, 2008, 7, 1152.
- [38] R. Zhang, S. R. Garner, and L.V. Hau. Creation of Long-Term Coherent Optical Memory via Controlled Nonlinear Interactions in Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.* 2009, 103, 233602.
- [39] Zhongxiao Xu, Yuelong Wu, Long Tian, Lirong Chen, Zhiying Zhang, Zhihui Yan, Shujing Li, Hai Wang, Changde Xie, and Kunchi Peng. Long Lifetime and High-Fidelity Quantum Memory of Photonic Polarization Qubit by Lifting Zeeman Degeneracy. *Phys. Rev. Lett.* 2013, 111, 240503.
- [40] H. Schmidt and A. Imamoglu. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.* , 1996, 21, 1936.
- [41] A. Andre, M. Bajcsy, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin. Nonlinear Optics with

- Stationary Pulses of Light. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94, 063902.
- [42] S. Rebic, D. Vitali, et al.. Polarization Phase Gate with a tripod atomic system. *Phys. Rev. A*, 2004, 70, 032317.
- [43] Yanxu Han, Jintao Xiao, et al.. Interacting dark states with enhanced nonlinearity in an ideal four-level tripod atomic system. *Phys. Rev. A*, 2008, 77, 023824.
- [44] M. O. Scully, and M. S. Zubairy. *Quantum optics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997.
- [45] R. W. Boyd. *Nonlinear optics*. New York: Academic Press, INC, 1992.
- [46] Daniel A. Steck. Rb85 D line data. 2013, 9, 20, revision 2.1.6.
- [47] Daniel A. Steck. Rb87 D line data. 2010, 12, 23, revision 2.1.4.
- [48] C. J. Foot. *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2005, 152-162.
- [49] 周倩倩. 用于量子光学实验的宽带低噪声探测器研制及应用. 山西大学硕士论文, 2010.

攻读学位期间取得的研究成果

已发表文章：

王芳，于旭东，孟增明，张靖，电磁诱导透明介质中探测场量子噪声特性的实验研究，光学学报，2014，34（5），0527001.

致 谢

光阴似箭，三年的研究生生涯即将结束。值此离别之际我的内心充满了深深的眷恋与不舍。回首这三年的时光，我百感交集。在这里有进步，有失败，有收获，也有遗憾。感谢大家对我的鼓励与支持，不论欢乐与忧伤都陪伴于我左右。尊敬的彭堃堃院士和谢常德教授的严于律己和无私奉献深深感染着我，鞭策着我。感谢两位老师对年轻学生的用心培养和深切关怀。在光电研究所的点点滴滴我都会铭记在心，在这里收获的宝贵经验将为我人生未来的道路指明方向。

在此，我衷心地感谢我的导师张靖教授，张老师正直刚毅的人格精神、严谨的治学态度、精益求精的工作作风、渊博的知识、对学生的热情和关怀永远是我奋发向上，刻苦钻研的动力。您对我不辞辛劳的指导与教育让我受益匪浅，谢谢您。

感谢王鹏军副教授和于旭东老师对我的耐心指导和帮助，让我在科研的道路上少走弯路。感谢其他各位老师的专业知识和实验技能上的无私传授和指导。同时感谢电子车间、激光器车间、机加工车间还有光电所办公室的各位老师和师傅们在工作中的大力配合和支持。

感谢实验小组的付正坤、孟增明、黄良辉、李卫、陈良超同学以及毕业的师兄师姐柴世杰、程峰钰、霍强、张岩、邸克在实验和学习中的支持和帮助，感谢彭鹏、王亚琼、樊浩、靳元彬、任珂娜同学的热情与努力，感谢宿舍同学邓雪，孔德欢，刘岩以及其他同学的陪伴。是你们在这严肃认真的科研生活中增添了色彩，注入了活力。是大家让我感受到了家一般的温暖，体味到了亲人一般的深情厚意。

最后感谢我的家人，感谢父母的养育之恩，感谢你们对我的关心与照顾。我会继续努力报答你们的恩情。

因为有你，我不再有恐惧与彷徨。

因为有你，我不再有孤独与寂寞。

因为有你，我对世间充满着爱意。

因为有你，我对未来满怀着希望。

感谢有你。

王芳

2014.5

个人简况及联系方式

个人基本信息

姓 名：王芳

性 别：女

出生年月：1988 年 12 月

籍 贯：山西省太原市

联系电话：13233695822

电子信箱：fangwang22@163.com

学习与受教育经历

2011.9-2014.7 山西大学光电研究所，量子光学与光量子器件国家重点实验室
专业：光学（硕士）

2007.9-2011.7 山西大学物理电子工程学院
专业：物理学（学士）

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

