

2015 届 硕 士 学 位 论 文

铯原子介质中受激拉曼四波混频增益的  
实验研究

作者姓名	王红丽
指导教师	张俊香 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 山西大学光电研究所
学习年限	2012 年 9 月至 2015 年 6 月

二〇一五年六月



山西大学  
2015 届硕士学位论文

# 铯原子介质中受激拉曼四波混频增益的 实验研究

作者姓名	王红丽
指导教师	张俊香 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 山西大学光电研究所
学习年限	2012 年 9 月至 2015 年 6 月

二〇一五年六月

**Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2015**

Experimental Investigation of the Stimulated Raman  
Four-Wave Mixing Gains in Cesium Atoms

Student Name	Hongli Wang
Supervisor	Prof. Junxiang Zhang
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics Shanxi University
Research Duration	2012.09-2015.06

June, 2015

# 目 录

中文摘要 .....	I
Abstract .....	III
第一章 绪论 .....	1
1.1 引言 .....	1
1.2 背景介绍 .....	2
1.2.1 受激拉曼散射 .....	2
1.2.2 原子介质中的四波混频效应 .....	7
1.3 论文的主要内容 .....	11
第二章 铯原子介质中受激拉曼四波混频的光放大特性 .....	13
2.1 引言 .....	13
2.2 理论计算四波混频增益过程 .....	14
2.3 受激拉曼四波混频光放大特性的实验测量 .....	17
2.3.1 实验能级及实验装置 .....	17
2.3.2 实验结果与分析 .....	19
第三章 受激拉曼四波混频产生强度差压缩光 .....	24
3.1 引言 .....	24
3.2 理论计算四波混频双模压缩态光场的产生 .....	25
3.3 频差 9.2GHz 的强度差压缩光的实验产生及测量 .....	28
3.4 两种级联四波混频实验装置介绍及量子关联的理论比较 .....	32
第四章 总结和展望 .....	34
参考文献 .....	35
攻读硕士学位期间取得的研究成果 .....	41
致    谢 .....	43
个人简历及联系方式 .....	45
承  诺  书 .....	47
学位论文使用授权声明 .....	49



# Contents

<b>Chinese Abstract</b> .....	I
<b>Abstract</b> .....	III
<b>Chapter 1 Overview</b> .....	1
1.1 Introduction .....	1
1.2 Background .....	2
1.2.1 Stimulated Raman scattering.....	2
1.2.2 Four-wave mixing in atomic medium .....	7
1.3 Main contents of this thesis .....	11
<b>Chapter 2 The amplifier of stimulated Raman four-wave mixing in cesium atoms...</b>	13
2.1 Introduction .....	13
2.2 The theoretical calculation of four-wave mixing gain process.....	14
2.3 Experimental measurment of the amplifier of stimulated Raman four-wave mixing .....	17
2.3.1 Energy level and experimental setup.....	17
2.3.2 Experimental results and analysis .....	19
<b>Chapter 3 The generation of intensity difference squeezing light in stimulated Raman four-wave mixing</b> .....	24
3.1 Introduction .....	24
3.2 The theoretical calculation of generation of two-mode squeezed state field .....	25
3.3 Experimental measurment of 9.2 GHz frequency difference lights.....	28
3.4 The introduction of two kind of cascaded four-wave mixing experiment devices and the comparison of the theory of quantum correlation.....	32
<b>Chapter 4 Conclusion and outlook</b> .....	34
<b>References</b> .....	35
<b>Research achievements</b> .....	41
<b>Acknowledgement</b> .....	43
<b>Personal profiles</b> .....	45
<b>Letter of commitment</b> .....	47
<b>Authorization statement</b> .....	49





# 中文摘要

基于量子纠缠理论,美国科学家提出了量子通信又称量子隐形传送(Quantum Teleportation)的概念,其利用携带量子信息的量子态载体如纠缠光子对等进行远距离大数据的信息传送,完成了常理上不容易被破译和窃听的量子保密通信。而在量子信息领域,非经典压缩光场和纠缠关联光场是实现量子保密通信协议、远距离信息传输等的重要量子源,在保证传输信息的相对安全、扩大传输信息的绝对容量等地方具有经典通信不可匹及的优越性。在基于纠缠交换和纠缠纯化的由量子通道和量子节点构成的量子中继站通信网络中,需要制备波长处于原子吸收线附近的纠缠态光场或量子关联光场,而这个纠缠态光场或量子关联光场可以基于非线性效应在激光与原子汽室的相互作用过程中来产生。因此,基于原子的相干效应和四波混频(FWM)过程,产生的连续变量孪生光束在量子通信网络领域备受关注。该论文围绕铯原子汽室中产生的明亮强度差压缩光的增益特性进行了实验及理论分析,并对量子关联进行了实验测量。本论文包括以下三部分:

第一部分介绍了受激拉曼过程以及原子非线性介质中的四波混频过程等基础知识。

第二部分实验研究了在铯原子介质中的受激拉曼四波混频过程中,注入的探针光与所产生的共轭光的增益特性。实验比较了探针场分别作为Stokes场和Anti-Stokes场情况下,探针光和共轭光的增益与粒子数密度、泵浦光频率失谐等的依赖关系,并分析了其增益谱线的线型和谱宽;理论拟合了在不同温度和相互作用时间下,探针光增益随泵浦光频率失谐的变化规律,与实验结果趋势一致,为进一步开展基于受激拉曼四波混频进行量子关联光束的制备提供了主要实验参数的参考依据。

第三部分,利用第二部分得出的结论,实验上产生了低于散粒噪声基准2.75dB的强度差压缩光束。测量了探针光和共轭光之间的量子关联随泵浦光频率失谐、铯原子汽室长度及温度的变化关系,且对比了探针场分别作为Stokes场和Anti-Stokes场情况下量子关联的大小。理论计算了利用单个四波混频过程来产生双模压缩态,并模拟对比了不同原子汽室中,量子关联随增益、单光子失谐以及相互作用时间的变化趋势,与实验结果吻合。此外,文章介绍了两种级联四波混频的实验方案,且理论拟合对比了相同增益下三种方案的量子关联,为下一步提高强度差压缩提供理论参考。

关键词: 受激拉曼过程; 四波混频; Stokes 场; Anti-Stokes 场



## ABSTRACT

Based on the theory of quantum entanglement, American scientists have proposed quantum communication, namely Quantum Teleportation, which uses the quantum state carrying quantum information such as entangled photons to achieve the transmission of big data information at a long distance, completing the quantum secret communication which is not easy to be decoded and eavesdropped. In the field of quantum information, non-classic squeezing and entangled fields are the most important quantum sources which have the incomparable superiority in the guarantee of the relative safety and absolute capacity. Quantum repeater station communication network composed of quantum channels and nodes based on the entanglement exchange and entanglement purification needs the wavelength of non-classic fields near the atomic absorption line. The fields can be generated in the interaction process of laser and atom based on nonlinear effects. Therefore, the continuous variable twin beams have attracted a lot of attention in the field of quantum communication network based on the atomic coherent effects and four-wave mixing process. This paper carried on the experiment and theoretical analysis about the gain characteristic of intensity difference squeezing beams produced in the cesium atomic vapor. The article consists of the following three parts:

The first part introduces the basics of the stimulated Raman scattering and four-wave mixing in atomic nonlinearity medium.

The second part experimentally investigates the classic gain of injected probe and generated conjugate lights via using stimulated Raman four-wave mixing process in cesium atoms. The dependences of gain on the atomic density and pump detuning are compared when the probe is injected into the atoms as a Stokes or Anti-Stokes field, and the line shape and width of the spectrum are also discussed. The variation of probe gain on the frequency detuning of the pump is theoretical matched. This result provides necessary information for the preparation of quantum correlation via using stimulated

Raman four-wave mixing process.

In the third part, using the second part of the conclusion, the experiment produces intensity difference squeezing beams below the shot noise level 2.75dB. The dependence of quantum correlation between the probe and conjugate light on pump detuning, the atomic vapor length and density has been investigated experimentally as well as the comparison of the quantum correlation when the probe is injected into the atoms as a Stokes or Anti-Stokes field. The generation of two-mode squeezed state in single four-wave mixing is theoretical calculated and the dependence of quantum correlation on gain, single-photon detuning and the interaction time are compared, which is agreement with the experimental result. In addition, this paper introduces two experimental schemes of cascaded four-wave mixing, and the quantum correlation in the three schemes under the same gain is theoretical fitted. This will improve the degree of the intensity difference squeezing in the next step.

**Key words:** Stimulated Raman process; Four-wave mixing; Stokes fields; Anti-Stokes fields

# 第一章 绪论

## 1.1 引言

1905年 A. Einstein 在试图解释光电效应（光电效应现象包括内光电效应、外光电效应等）中经典物理学不能解释的疑难问题时提出了光量子（light quantum）的概念，而光量子学说的提出为量子光学的建立奠定了坚实的基础，他本人也因光电效应的发现被授予了 1921 年的诺贝尔物理学奖，这也是量子光学发展史上第一个诺贝尔物理学奖。随后自二十世纪六十年代，世界上首个红宝石激光器<sup>[1-2]</sup>发明以来，使量子光学领域的科学研究工作得到了快速发展。1997年至2005年短短的八年时间里，诺贝尔物理学奖三次授予了量子光学领域的科研工作者，这足以说明量子光学已成为 21 世纪科学技术发展的新航向。在量子网络通信<sup>[3]</sup>、量子测量<sup>[4-6]</sup>等领域具有广泛的应用前景。而光子作为量子通信网络中量子信息传输的重要载体，具有亮度高、相干性好、传播速度快以及容易操控和制备等诸多优点，在量子信息网络中如量子通信密码学及量子隐形传态等领域具有广泛而深远的发展应用。量子信息网络是指由光场作为量子传输通道和由固态介质如原子介质作为量子节点所构成的复杂信息网络，因此量子信息网络的实现需求将量子关联和量子纠缠与原子界面相衔接，因而量子关联和量子纠缠光源的实验制备是实现量子通信网络最为关键的科学研究内容之一。一直以来量子关联和量子纠缠的实验制备方案主要是采用光学参量下转换<sup>[7-10]</sup>和光学倍频过程来获得，而这些方法制备的量子关联、纠缠光的波长一般都偏离原子的吸收线，限制了量子关联和量子纠缠与原子界面的结合。因此作为量子信息网络的量子源，产生的纠缠关联光子的波长需要与相应原子介质的跃迁频率相匹配<sup>[11-12]</sup>。而基于原子相干效应的非线性受激拉曼四波混频过程产生的纠缠关联光子恰好能满足量子通信协议之间的交换需要。

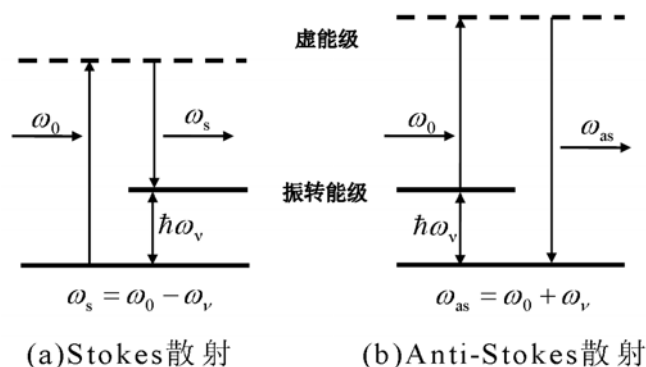
量子光学主要研究量子化辐射场的量子统计特性及其与物质（原子、分子、离子等）相互作用的各种非经典效应<sup>[13]</sup>。在光与原子相互作用的过程中，由于原子的相干效应，光与三能级原子的相互作用相比光与二能级原子的相互作用来说非线性有所增强。在由三阶非线性极化引起的非线性光学效应中，包括参量过程（原子介质和光场之间不发生能量交换，例如四波混频效应（FWM）等）和非参量过程（原子介质和光场之间发生能量交换，如受激拉曼效应（SRS），双光子吸收效应等）。利用原子介质相干性，使得非线性增强的光与原子相互作用过程，可以得到如相干布

居俘获(coherent population trapping-CPT)<sup>[14-15]</sup>、电磁诱导透明(electromagnetically induced transparency-EIT)<sup>[16-18]</sup>、超光速与减光速<sup>[19-21]</sup>、以及拉曼四波混频等非线性效应等机制，从而给量子信息网络科学的研究发展提供了技术支持。近年来，在原子介质中，利用基于原子相干效应的受激拉曼四波混频非线性效应获得明亮孪生光束的实验研究迅速发展，在亚散粒噪声测量，光谱分析，量子通信和量子纠缠成像等诸多方面都有应用。

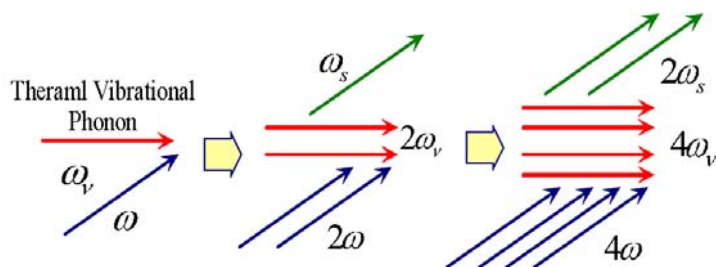
## 1.2 背景介绍

### 1.2.1 受激拉曼散射

早在 1928 年，拉曼 (C. V. Raman ) 和科瑞思南 (K.S.Krishnan) 等印度物理学家在实验中发现太阳光通过液态和气态介质后，其产生的散射光的频率会发生变化，人们按照他的名字把这种物理现象起名为拉曼散射 (又称拉曼效应，拉曼光谱)<sup>[22]</sup>。自发拉曼散射 (RS) 是由于入射光与振动或转动的拉曼介质内部原子、分子发生相互反应产生的光子的非弹性散射现象。拉曼散射过程可以发生在气体、液体以及固体等拉曼介质中。Raman 在实验中发现散射光谱中不仅有与入射光频率 ( $\omega_0$ ) 相同的频率成分外，还出现了散射光的频率成分与入射光的频率成分不同的新频率成分 ( $\omega_s$  和  $\omega_{as}$ )，若  $\omega_s < \omega_0$ ，则命名为斯托克斯 (Stokes) 拉曼散射，若  $\omega_{as} > \omega_0$ ，则命名为反斯托克斯 (Anti-Stokes) 拉曼散射。Stokes 拉曼散射和 Anti-Stokes 拉曼散射的能级结构如图 1.1 所示，图 1.1 (a) 中处于基态能级的分子吸收一个频率为  $\omega_0$  的泵浦光光子，使分子跃迁到虚能级，处于虚能级的分子辐射一个频率为  $\omega_s = \omega_0 - \omega_v$  的 Stokes 光子后，分子被激发到振转能级；而图 1.1 (b) 中分子最初处于振转能级，吸收一个频率为  $\omega_0$  的泵浦光光子后分子被激发至虚能级，随后分子跃迁至基态能级的同时散射一个频率为  $\omega_{as} = \omega_0 + \omega_v$  的 Anti-Stokes 光子。由于处于振转能级的原子数相比较在基态能级上的原子数，数目非常少，故自发拉曼散射中 Stokes 散射光强度的数量级一般比 Anti-Stokes 散射光大几个数量级<sup>[23-24]</sup>。

图 1.1 自发 Raman 散射能级示意图<sup>[23]</sup>

自发拉曼散射效应的入射光强较弱且散射效率低，且不改变拉曼介质的光学特性，其散射光为非相干光且微弱很难观测。直至二十世纪六十年代，西奥多-梅曼（Theodore Maiman）采用闪光灯照射红宝石棒产生脉冲相干光，即世界上第一台人造红宝石晶体激光器<sup>[1]</sup>，该激光器的诞生极大地促进了拉曼散射光谱学的科学理论研究和应用发展。当入射光为强激光（相干光）时产生的散射光也为高亮度的受激相干辐射场，该拉曼散射最显著的特征是有一定的阈值性并且改变了拉曼介质的光学特性，这有区别于普通的拉曼散射即自发拉曼散射，故称之为受激拉曼散射（stimulated Raman scattering, SRS）效应。该效应于 1962 年首次在进行红宝石调 Q 实验时被伍德伯里（E. J. Woodbury）和恩格（W. K. Ng）发现<sup>[26]</sup>。从此激光与物质即原子和分子等的相互作用进入了新的科研发展阶段。受激拉曼散射的量子过程可以理解为相干的强激发过程，如图 1.2 所示：初始时一个入射光光子（频率为  $\omega$ ）和拉曼介质热振动的声子相互作用（碰撞，散射）得到一个 Stokes 光子（频率为  $\omega_s$ ）和一个受激的光学声子；随后另一个入射光光子与这个产生的受激的声子相互作用，又产生一个 Stokes 光子以及一个受激的声子，长此以往得到更多的 Stokes 光子和受激的声子，形成“雪崩”过程。此过程具有显著的方向性、阈值性（只有入射光光子数目足够多达到一定数值时才会形成“雪崩”过程）和相干性（由于入射光和受激声子所形成的声波均是相干的，所以产生的受激辐射是相干光）<sup>[23]</sup>。

图 1.2 受激拉曼散射过程产生声子的示意图<sup>[23]</sup>

自发拉曼散射光都是非相干辐射，而受激拉曼散射有明显的临界值，单一的方向，单色性以及亮度高等显著特征，故其为相干辐射。在一定条件下它们的谱线有不同之处，受激拉曼散射光谱不仅有与自发拉曼散射光谱对应的谱线外，还包括一些高阶的等频率间隔的谱线，如图 1.3 所示，这种现象就是受激拉曼散射具有的多重谱线特征。图 1.3 (a) 表示自发拉曼散射产生的谱线，其中频率为  $\omega_s$  的谱线 (Stokes 光) 和频率为  $\omega_{as}$  的谱线 (Anti-Stokes 光) 对应同一对原子或分子的能级跃迁。而图 1.3 (b) 表示受激拉曼散射光谱，除了有  $\omega_{s1} = \omega_s$  线和  $\omega_{as1} = \omega_{as}$  线外，在  $\omega_0$  的低频和高频两侧还有一些等频率间隔的新谱线，其对应的散射光只出现在特定的方向。受激拉曼散射的多重谱线特性可以利用非线性介质中的多光束的相互作用理论来解释，是由入射激光，一级 Stokes 散射光和一级 Anti-Stokes 散射光之间的非线性耦合产生的。比如一级 Anti-Stokes 散射光是由入射激光和一级 Stokes 散射光在满足相位匹配条件 (1.1 式) 下，通过三阶非线性极化效应产生的，可以理解为是两个泵浦光 Pump 光子 ( $\omega_0$ )、一个一级 Stokes 散射光光子 ( $\omega_{s1}$ ) 和一个一级 Anti-Stokes 散射光光子 ( $\omega_{as1}$ ) 这四个光子在拉曼介质中的非线性耦合，也可以称为四波混频过程。

$$\Delta k = 2k_{\omega_0} - k_{\omega_{s1}} - k_{\omega_{as1}} = 0 \quad (1.1)$$

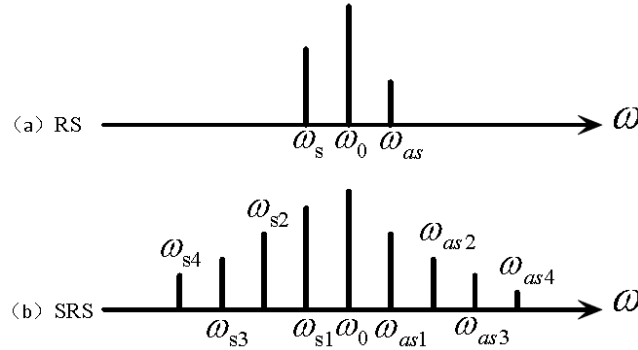


图 1.3 自发辐射 (a) 和受激辐射 (b) 拉曼散射的光谱图比较<sup>[23]</sup>

利用量子力学计算实际情况中的受激拉曼散射是困难的，因为它所包含的矩阵元是不知道的。一般人们采用经典电磁场理论来分析受激拉曼散射，假设拉曼介质单位体积内有  $N$  个相互独立的分子即谐振子，光场  $E(z, t)$  与谐振子相互作用，则谐振子的运动方程为

$$\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial q}{\partial t} + \omega_v^2 q = \frac{F(z, t)}{m} \quad (1.2)$$

其中， $\omega_v$  为共振频率， $\gamma$  为阻尼常数， $F(z, t)$  为外电场作用力， $q(t)$  为距离平衡位置的长度， $m$  为谐振子的质量。



电场  $E(z,t)$  作用下拉曼介质的极化强度为

$$P(z,t) = \varepsilon_0 N \alpha E(z,t) = \varepsilon_0 N \left[ \alpha_0 + \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 q(t) \right] E(z,t) \quad (1.3)$$

其中  $\alpha$  是分子的光学极化率,  $\alpha_0$  是平衡态的线性极化率,  $\left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 q(t)$  是非线性极化率。

则介质的线性极化强度为  $P^{(1)} = \varepsilon_0 N \alpha_0 E(z,t)$ , 三阶非线性极化强度为

$$P^{(3)}(z,t) = \varepsilon_0 N \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 q(t) E(z,t) \quad (1.4)$$

假设拉曼介质中的总光场为  $E(z,t) = E_0 e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} + E_s e^{-i(\omega_s t - k_s z)} + c.c.$ , 舍去高频项, 保留低频项, 则偶极子在外电场情况下受的力为

$$F(z,t) = \varepsilon_0 \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 \left[ E_0 E_s^* e^{-i(\Omega t - kz)} + c.c. \right] \quad (1.5)$$

受激拉曼散射产生的 Stokes 光 ( $\omega_0$ ) 引起介质的三阶非线性极化强度表示为

$$P_s^{(3)}(z,t) = \varepsilon_0^2 \frac{N}{m} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 \frac{|E_0|^2 E_s}{\omega_v^2 - \Omega^2 + 2i\Omega\gamma} e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} + c.c. \quad (1.6)$$

其中,  $\Omega = \omega_0 - \omega_s$ ,  $k = k_0 - k_s$ 。

利用泵浦光和斯托克斯光的频率差与振动频率近共振的条件即  $\omega_0 - \omega_s \approx \omega_v$ , 将 (1.6) 式与非线性三阶极化强度定义式比较, 可得由 Stokes 场引起的三阶非线性极化率公式是

$$\chi^{(3)}(\omega_s) = \varepsilon_0 \frac{N}{6m} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 \frac{1}{(\omega_s - \omega_0 + \omega_v) + i\gamma} \quad (1.7)$$

令三阶非线性极化率为  $\chi^{(3)}(\omega_s) = \chi'(\omega_s) + i\chi''(\omega_s)$ , 其实部反映相位信息, 虚部反映强度变化。则

$$\chi'(\omega_s) = \varepsilon_0 \frac{N}{12m\omega_v} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 \frac{(\omega_s - \omega_0 + \omega_v)}{[(\omega_s - \omega_0 + \omega_v)^2 + \gamma^2]} \quad (1.8)$$

$$\chi''(\omega_s) = -\varepsilon_0 \frac{N}{12m\omega_v} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 \frac{\gamma}{[(\omega_s - \omega_0 + \omega_v)^2 + \gamma^2]} \quad (1.9)$$

我们主要关心拉曼散射光的增益问题, 即考虑极化率的虚部, 利用经典的非线性耦合波方程求解得拉曼散射光的增益因子

$$g = \frac{\omega_s N}{c^2 n_0 n_s m \omega_v} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 \frac{\gamma}{[(\omega_s - \omega_0 + \omega_v)^2 + \gamma^2]} \quad (1.10)$$

由 (1.10) 式可以看出受激拉曼散射 Stokes 增益因子是一个正值, 随  $z$  的增加而增大。由于拉曼散射具有阈值性, 拉曼散射的增益强度随泵浦光强度的变化而变化, 如图 1.4 所示可以分为四个不同的区域, 1 区为自发拉曼散射区, 其增益强度随泵浦光的功率呈线性增加; 2 区为受激拉曼散射区, 该区增益随功率呈指数形式增长; 3 区为突变区, 这是由于 pump 光功率过大而引起的自聚焦等其他非线性效应加剧导致的; 4 区增益达到饱和, pump 光损耗过大, 伴随着双光子吸收等其他非线性效应的出现。随着 pump 光功率的增大, 一般高阶 Stokes 光和 Anti-Stokes 光将会出现。通常我们首先考虑频率为  $\omega_{as1}$  的一阶 Anti-Stokes 光的出现, 是由初始态处于激发态的分子或原子经过拉曼跃迁产生的。

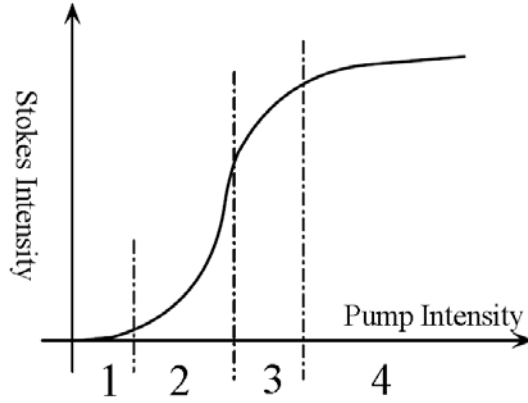


图 1.4 增益随泵浦光强度的变化示意图<sup>[25]</sup>

假设产生 Anti-Stokes 散射光的总光场为

$$E(z, t) = E_0 e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} + E_s e^{-i(\omega_s t - k_s z)} + E_{as} e^{-i(\omega_{as} t - k_{as} z)} + c.c. \quad (1.11)$$

在近共振条件下只考虑 pump 场和 Anti-Stokes 场的耦合, 其极化强度与 Stokes 场的类似, 可求得极化率的实部和虚部分别为

$$\begin{aligned} \chi'(\omega_{as}) &= -\varepsilon_0 \frac{N}{12m\omega_v} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 \frac{(\omega_{as} - \omega_0 - \omega_v)}{[(\omega_{as} - \omega_0 - \omega_v)^2 + \gamma^2]} \\ \chi''(\omega_{as}) &= \varepsilon_0 \frac{N}{12m\omega_v} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 \frac{\gamma}{[(\omega_{as} - \omega_0 - \omega_v)^2 + \gamma^2]} \end{aligned} \quad (1.12)$$

根据经典的非线性耦合波方程求得 Anti-Stokes 场的增益因子为

$$g = -\frac{\omega_{as} N}{c^2 n_0 n_{as} m \omega_v} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 \frac{\gamma}{[(\omega_{as} - \omega_0 - \omega_v)^2 + \gamma^2]} \quad (1.13)$$

(1.13) 式可以看出 Anti-Stokes 场的增益因子为负值, 表明在不考虑 Stokes 场产生的情况下, 一阶 Anti-Stokes 场的增益在拉曼介质中是呈指数衰减的。

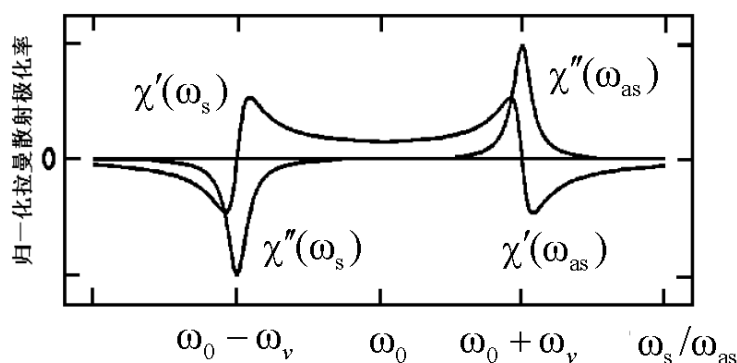


图 1.5 受激拉曼散射极化率的实部和虚部曲线<sup>[24]</sup>

自拉曼散射发现以来，由于存在气体的自聚焦阈值小、损耗低等优点使得气体介质中的受激拉曼散射研究广泛应用发展。在量子光学中，一般利用光场与原子介质如锂 (Li)、钠 (Na)、铯 (Cs)、铷 (Rb) 等碱金属原子构成的介质的相互作用来研究光场的性质。

### 1.2.2 原子介质中的四波混频效应

四波混频过程是一种光与物质间的非线性相互作用，通过与媒介的相互作用，在四个电磁场模式之间转移或交换能量和动量。一束或两束高强度的泵浦光 (pump) 诱导介质产生非线性极化，在满足相位匹配条件下，极化的介质与其他电磁场模式可相互作用。非线性相互作用强度用非线性极化率张量来描述<sup>[25]</sup>，非线性极化率的阶数比参与相互作用的光波数少一，四波混频相互作用的产生是由三阶非线性极化率  $\chi^{(3)}$  引起的。如果没有光学泵浦，原子汽室就是均匀和各向同性的，因此极化率张量可以简化为一个标量值。

四波混频起因于介质的三阶非线性极化，假设介质中有四个光波相互作用，频率分别为  $E_1(\omega_1)$ 、 $E_2(\omega_2)$ 、 $E_3(\omega_3)$  和  $E_s(\omega_s)$ 。图1.6为三种四波混频相互作用方式，图1.6(a)是三个光波场相互作用得到第四个光波场  $E_s(\omega_s)$ ，这是最一般的四波混频情况；图1.6(b)是输出光波场  $E_s(\omega_s)$  的频率与其中一个入射光波场  $E_3(\omega_3)$  频率相同的情况， $E_3(\omega_3)$  将获得增益；图1.6(c)中在两个强泵浦场的作用下， $E_s(\omega_s)$  和  $E_1(\omega_1)$  光场得到放大。

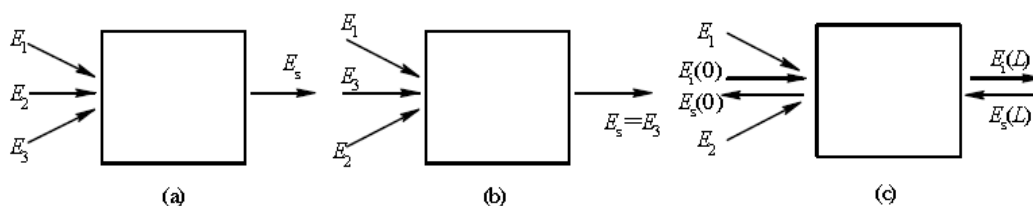


图1.6 三种四波混频的相互作用示意图

在四波混频过程中，如果参与相互作用过程的四束光波的频率一样，则称简并四波混频，反之为非简并四波混频。在原子汽室中，近共振处的极化率最强<sup>[27]</sup>，因此效率最高的四波混频发生在光波模式与介质共振时。我们在实验中选择铯 Caesium-133(<sup>133</sup>Cs)原子作为四波混频介质，这是由于它具有简单的能级结构（如图 1.7 所示）。铯原子有两个分离的精细结构跃迁：从基态  $6S_{1/2}$  到激发态  $6P_{1/2}$  和  $6P_{3/2}$ ，分别为铯原子的 D1 线和 D2。我们选择相干布居俘获现象明显的 D1 线作为跃迁能级，McCormick 等人基于基态的超精细能级劈裂，在“double- $\Lambda$ ”能级结构下（如图 1.8 所示）提出了一个 four-step mixing cycle<sup>[28]</sup>：最初原子处于基态能级  $F=3$ ，一个高强度的泵浦场驱动原子远失谐跃迁从基态  $F=3$  到虚能级  $|3\rangle$ ，一个低强度的探针光（probe）使处于虚能级  $|3\rangle$  的原子受激跃迁至基态能级  $F=4$ ，这是一个受激 Stokes（拉曼）散射过程；接着泵浦场又驱动第二个远失谐跃迁至虚能级  $|4\rangle$ ，产生自发辐射共轭光（Conjugate），这是 Anti-Stokes 散射过程。这是一个封闭循环，使原子重新回到基态能级  $F=3$ ，在基态能级间通过电磁诱导透明，相干布居俘获等建立了相干性<sup>[29]</sup>。因此，四波混频可以看成是一个相干 four-step mixing cycle 过程，把两个泵浦光光子转化为一个探针光光子和一个共轭光光子。

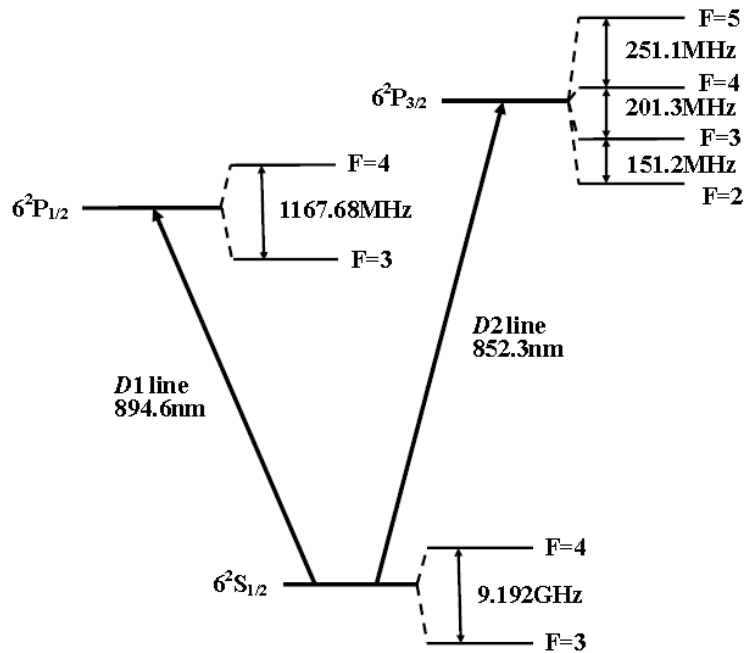


图 1.7 <sup>133</sup>Cs 原子的超精细能级结构图示

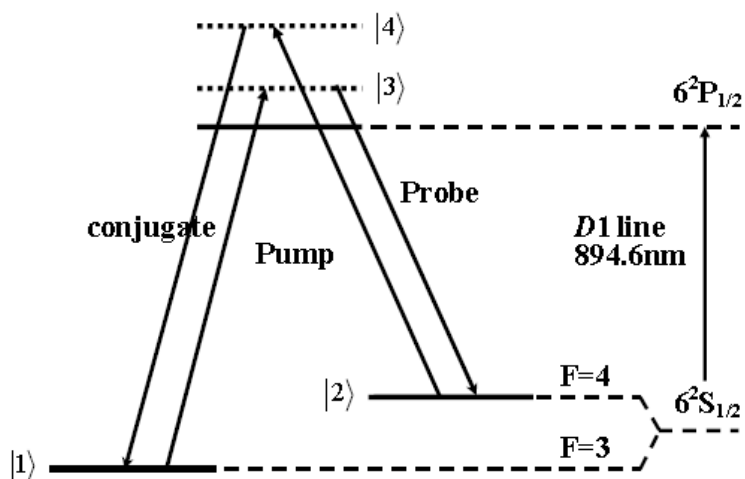


图1.8  $^{133}\text{Cs}$ 原子 D1线 “double- $\Lambda$ ” 四波混频过程

实验上产生有效四波混频需要满足几何相位匹配条件，如图1.9所示，需要光场在混频过程中保持同相位。在“double- $\Lambda$ ”能级结构下的单个四波混频循环中，四束光间满足如下能量和动量守恒关系

$$\begin{aligned} \Delta\omega &= 2\omega_p - \omega_{pr} - \omega_c \\ \Delta k &= 2\vec{k}_p - \vec{k}_{pr} - \vec{k}_c \end{aligned} \quad (1.14)$$

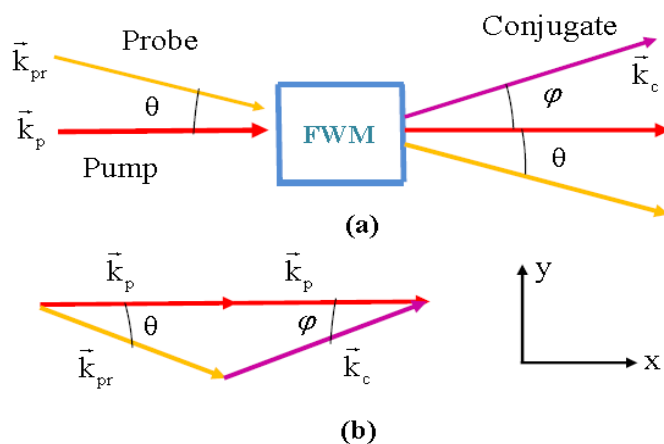


图1.9 四波混频光路示意图和几何相位匹配矢量图

泵浦光和探针光之间的夹角为 $\theta$ ，定义泵浦光和共轭光之间的夹角为 $\varphi$ ，由1.14式可求水平和竖直方向上的相位分量

$$\begin{aligned} (\vec{k}_c)_y &= k_c \sin \varphi = k_{pr} \sin \theta \\ (\vec{k}_c)_x &= k_c \cos \varphi = 2k_p - k_{pr} \cos \theta, \end{aligned} \quad (1.15)$$

其中， $|\vec{k}_i| = k_i$ 。由 1.15 式和波矢量与角频率 ( $\omega_{pr} - \omega_c \gg \omega_{pr} / \omega_c$ )，折射率 (原子介质中， $n \approx 1$ ) 的关系式可求得

$$\sin \varphi = \frac{k_{\text{pr}}}{k_c} \sin \theta = \frac{\omega_{\text{pr}} n_{\text{pr}}}{\omega_c n_c} \sin \theta \approx \sin \theta \quad (1.16)$$

同理，泵浦光-探针光间的夹角为

$$\cos \theta = \frac{4k_p^2 + k_{\text{pr}}^2 - k_c^2}{4k_p k_{\text{pr}}} \approx \frac{4(n_p^2 - n_c^2) + (n_{\text{pr}}^2 - n_c^2)}{4} + 1 \quad (1.17)$$

$\theta$ 角很小，运用二级泰勒展开  $\cos \theta \approx 1 - \theta^2 / 2$  和介质的折射率与电极化率的关系  $n^2 \approx 1 + \chi$  [30]，泵浦光同探针光之间的夹角是

$$\theta^2 = \varphi^2 \approx \frac{1}{2}(5\chi_c - 4\chi_p - \chi_{\text{pr}}) \quad (1.18)$$

真空中  $\chi = 0$ ，光束必须共线传播 ( $\theta = \varphi = 0$ ) 来满足相位匹配。而在近共振原子介质中，由于色散的缘故极化率都是非零的，这意味着有一个非零的最佳相位匹配角度，这个角度可以使混频后的光束在空间上进行分离。

目前实验上有正交振幅或正交相位压缩态 ( $\delta^2 \hat{X} < 1/4$  或  $\delta^2 \hat{Y} < 1/4$ ) [31-32]，光子数压缩态 ( $\delta^2 N_{\text{photon}} < \langle N_{\text{photon}} \rangle$ ) [33-34] 和强度差压缩态 ( $\delta^2(I_1 - I_2) < \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle$ ) [28] 等三种类型的光场压缩态。利用四波混频介质产生压缩的理论方案最早于 1979 年被 H. P. Yuen 和 J. H. Shapiro 提出 [35]。它们提出的简并四波混频方案的实验困难，在于如何避免其他噪声源的干扰以获得有效的四波混频增益。对四波混频压缩进行基本分析后证明需要一个非简并的条件，这意味着在这个过程中提供能量的泵浦光、信号光和共轭光有不同的频率。这导致了四波混频的经典解释，即相对于泵浦光频率失谐  $\pm \Omega$  的两个边带。1984 年，为了在实验上第一个测量到压缩态，几个研究小组竞相测量非经典噪声抑制，采用不同的非线性过程，每个小组最后都获得了成功。第一个报道观测到压缩的是贝尔实验室的 R. E. Slusher 小组 [36]。1985 年，他们在钠原子共振介质中，利用非简并四波混频产生了电磁场的压缩态，又称双光子相干态 (two-photon coherent state)，其中利用光学腔增强了四波混频的非线性效应即提高了四波混频增益，实验装置如图 1.10 (a) 所示。实验上一个重要的噪声源就是自发辐射噪声。原子吸收一个泵浦光光子，再释放一个与泵浦光同频率或处于原子共振频率处的光子。这个光子产生的光电流起伏使自身的噪声水平高于标准量子噪声基准 (SQL)。如果调节泵浦光失谐远离原子共振中心，这将会降低系统的非线性效率，在非线性效应和自发辐射噪声之间进行竞争。在一个给定的泵浦光失谐下，减小多普勒展宽是降低自发辐射噪声的一种技术。因此，大多数实验都选择在原子光束无多普勒效应的情况下进行的，采取的方法就是所有的光束在沿着原子轴向传播的方

向成一定夹角。在 R. E. Slusher 的实验中泵浦光和信号光之间夹角为  $0.86^\circ$ 。实验上采用高密度的钠原子光束，利用平衡零拍探测技术测量到低于散粒噪声基准 0.3dB 的压缩。

这个实验的局限性首先是平衡零拍探测系统干涉仪的机械不稳定性，任何机械振动都可以消除产生的噪声抑制；其次，这个四波混频过程是一个与相位有关系的放大过程，相位不稳定也可以抵消噪声抑制；还有用来锁腔的激光和压缩光模式之间的非线性耦合也可视为额外噪声的来源。但这个实验清晰地验证了压缩态的存在，而且是真空压缩态，其中预测的压缩光的特性和探测系统均被定量分析。尽管预测到的压缩有 -10dB，但是利用四波混频产生压缩的实验从来没有成功过，这个实验是早期压缩光探索的一个里程碑。

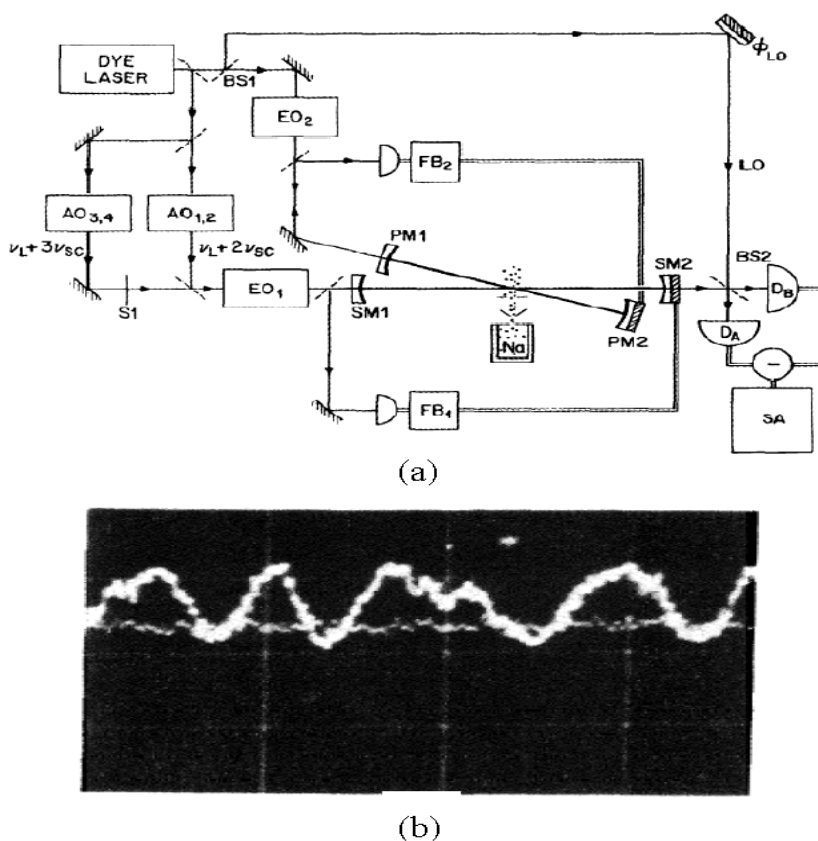


图1.10 四波混频实验装置图 (a) 和测量结果 (b) [36]

### 1.3 论文的主要内容

本文基于原子相干效应的受激拉曼四波混频非线性过程，对产生的连续变量孪生光束即明亮的强度差压缩光的增益特性进行了实验及理论上的分析，并且对孪生光束的强度差压缩进行了实验测量。论文分为四章：

## 第一章：绪论

简单叙述了光与原子的非线性相互作用中，受激拉曼散射过程以及四波混频过程等基础理论知识，理论解释了受激拉曼散射的相干强激发物理过程以及理论计算了 Stokes 和 Anti-Stokes 拉曼散射光的增益；介绍了铯原子的能级结构，“double- $\Lambda$ ”能级结构下的 four-step mixing cycle，相位匹配以及第一个测到压缩的四波混频实验。

## 第二章：铯原子介质中受激拉曼四波混频的光放大特性

介绍了铯原子介质中受激拉曼四波混频的实验过程以及原子的能级选择，研究了注入的探针光与所产生的共轭光的增益谱的谱宽和线型等增益特性。具体比较了在探针场分别作为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场情况下，探针光和共轭光的增益随粒子数密度、泵浦光频率失谐的依赖关系。且理论拟合了探针光增益随泵浦光失谐以及相互作用时间的变化规律，且与实验结果趋势一致，为下一步开展基于受激拉曼四波混频量子关联光束的制备提供了主要实验参量的选择参考。

## 第三章：受激拉曼四波混频过程产生强度差关联光束

验证了第二部分得出的结论，实验上测到了低于散粒噪声 2.75dB 的强度差压缩。理论计算了单个四波混频过程中双模压缩态的产生，理论模拟了噪声指数随增益的变化关系，与实验结果一致。实验测量了强度差压缩随单光子失谐，铯原子汽室的长度和温度的变化关系，以及对比了探针场分别作为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场情况下的量子关联的大小。最后提出了两种级联四波混频的实验方案，且理论拟合对比了相同增益下三种方案的噪声指数大小，为进一步提高量子关联提供参考。

## 第四章：总结与展望

论文在实验上测量了探针场分别作为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场情况下，增益和量子关联随粒子数密度、泵浦光频率失谐的依赖关系，实验上测得了低于标准量子极限 2.75dB 的孪生光束。由于多组分的量子纠缠和关联光束具有重要的科学意义和未来在量子信息中的潜在应用，下一步工作中，将通过级联四波混频的实验装置<sup>[37]</sup>，获得量子关联更大的多光子关联光束。



## 第二章 铯原子介质中受激拉曼四波混频的光放大特性

### 2.1 引言

在不断探索自然界未知物质世界的进程中，在最小测量精度极限（bounds）上的不断突破一直推动着物理学前沿实验向前发展。近代以激光为基础的光学实验超越了量子散粒噪声极限（shot-noise limit）的限制<sup>[38-40]</sup>。散粒噪声极限的超越，使得引力波探测<sup>[41-42]</sup>、精密测量<sup>[43-44]</sup>、光谱学<sup>[45]</sup>、模糊物体成像<sup>[46]</sup>等超高灵敏实验进入一个新的突破性阶段。这个目标可以通过一种具有特殊性质的非经典光场即压缩态（squeezed states）光场来实现。压缩态光场可以通过相干态光场即经典光场，利用非线性相互作用产生。虽然产生压缩态的实验方法不尽相同<sup>[47]</sup>，但是最常用的就是基于非线性晶体或近共振的原子汽室等非线性介质与光场的相互作用。然而，光与原子介质的耦合方法，由于其易于操控及调谐（即原子共振态的选择可以通过操控外磁场，比如通过近共振场或 Zeeman 效应来实现）的特点而被广泛研究并付诸应用。

介质中能产生强非线性过程的方法之一是四波混频，它是由四个电磁场模式相互作用来实现的<sup>[48]</sup>。利用这个物理机制，首次产生压缩态的实验发生在 1985 年<sup>[36]</sup>，系统仅看到 0.3dB 的噪声抑制，且输出态的纯度受散射过程竞争的影响<sup>[49]</sup>。随后，另一个基于光学参量振荡器（optical parametric oscillators-OPOs）产生压缩态的技术开始得到普遍应用<sup>[50]</sup>。然而，该技术本身就存在不足，这是由于其光学参量振荡器是基于一个光子转变为两个光子的参量下转换<sup>[48]</sup>，本质上参量下转换效率就不高，需要利用极高的强度来提高效率。随后，该系统采用一个共振腔来增强介质的非线性效应，转换效率的提高是以牺牲系统和环境的机械耦合为代价的。综合以上因素，就使得系统容易受外界环境波动的影响，机械不稳定性极易在低频处引入噪声。此外，腔只能与电磁场的一个模式强烈耦合，这个系统下压缩光一般是作为纯的高斯（TEM<sub>00</sub>）激光模式产生。实际上模式清洁腔（mode cleaning cavities）可以有效抑制高阶模的噪声即反压缩模式，而成像应用方面的多模压缩光需要每一个模式成分都被压缩<sup>[51]</sup>，这些限制迫使人们寻找另一种技术方案。Lett 小组提出了一个有前景的解决方案：在原子汽室中利用四波混频产生强度差压缩<sup>[22]</sup>，代替之前产生的压缩光场只在一个正交分量上受到压缩。

在量子信息领域，非经典压缩光场和纠缠关联光场是实现量子通信协议、远距

离信息传输等重要的量子资源，在保证传输信息的相对安全、扩大传输信息的绝对容量等地方具有经典通信不可匹及的优越性。在基于原子中继站的量子通信网络中，需要制备波长处于原子吸收线附近的纠缠态光场。因此，基于原子相干效应和四波混频过程产生连续变量孪生光束，在量子通信网络领域中具有很重要的优势。人们在受激非简并双  $\Lambda$  型四波混频系统中产生了高品质的强度差压缩光场<sup>[28,37]</sup>，双色两组份量子纠缠<sup>[52]</sup>，纠缠成像<sup>[53]</sup>，实现了量子态的低噪声放大<sup>[54]</sup>等。由于铯原子 D1 吸收线正好对应 InAs 量子点跃迁<sup>[55]</sup>，因此基于铯原子系统产生的孪生光束更具有实际的应用价值。我们在双  $\Lambda$  型铯原子系统中获得了低于散粒噪声基准 2.5dB 的明亮孪生光束<sup>[56]</sup>。根据量子关联和增益之间的关系可知强的量子关联需要较大的增益<sup>[57]</sup>，因此受激拉曼四波混频增益的实验研究对进一步优化提高孪生光束的关联特性及通过级联产生多组份量子关联光束具有实际的指导意义。

## 2.2 理论计算四波混频增益过程

由于相对强度差压缩实验包括对探针光和共轭光强度的测量，因此四波混频过程的量子算符模型需要分析对应的电磁场模式在介质中的传播及混频过程的算符演化。若假设四波混频过程中受周围环境影响的能量（比如对原子的能量动量转移等）损耗忽略不计，那么混频过程可以参考对应电磁场模式间的能量交换。一个简单的三模 Fock 态模型可以描述泵浦场、探针场和共轭场。拉曼四波混频的过程是一循环过程：湮灭一个泵浦光光子，出现一个探针光光子；湮灭另一个泵浦光光子，产生一个共轭光光子。如图 2.1 所示，a 为探针光，b 为共轭光，泵浦光的拉比频率为  $\bar{\Omega}$ ，探针光的频率和波矢量分别为  $\omega_a$  和  $\vec{k}_a$ ，共轭光的频率和波矢量分别为  $\omega_b$  和  $\vec{k}_b$ ，则  $\delta = \omega_{21}$ ， $\Delta = \omega_0 - \omega_{31}$  和  $\Delta + \delta = \omega_0 - \omega_{32}$ ， $\omega_0$  是泵浦光的频率。

旋波近似下，这个系统的总的 Hamiltonian 量是

$$\hat{H} = \sum_{l=1}^3 \omega_l \sigma_{ll} + \hat{H}_1(t) \quad (2.1)$$

其中，相互作用 Hamiltonian 量为

$$\hat{H}_1(t) = (\Omega e^{-i\omega_0 t} + B e^{-i\omega_b t}) \hat{\sigma}_{31} + (\Omega e^{-i\omega_0 t} + A e^{-i\omega_a t}) \hat{\sigma}_{32} + \text{H.C.} \quad (2.2)$$

其中， $\Omega = \bar{\Omega} e^{-i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}}$ ， $A = d_{32} \vec{a} e^{-i\vec{k}_a \cdot \vec{r}}$ ， $B = d_{31} \vec{b} e^{-i\vec{k}_b \cdot \vec{r}}$ 。  $d_{32}$  和  $d_{31}$  分别为对应的探针场和共轭场的耦合系数。

单个原子的动力学方程用原子算符描述，且在偶极近似下满足算符的海森堡演化方程：

$$\dot{\sigma}_{mn} = i\omega_{mn}\sigma_{mn} + i[\hat{H}_1(t), \sigma_{mn}] \quad m, n = 1, 2, 3 \quad (2.3)$$

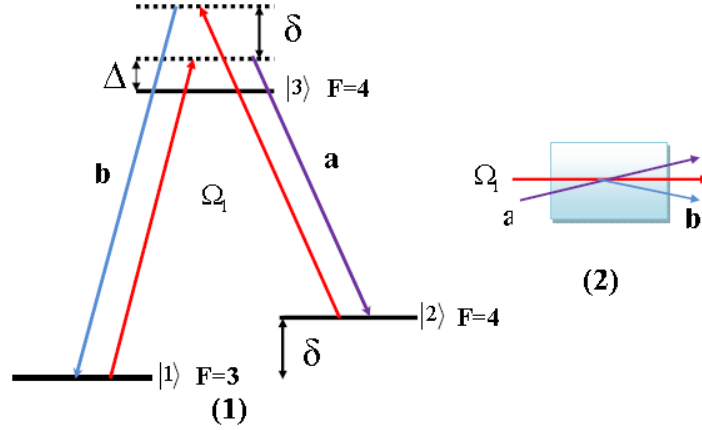


图 2.1 四波混频的能级结构图 (1) 和混频过程简图 (2)

考虑  $\delta = \omega_0 - \omega_a = \omega_b - \omega_0 = \omega_{21}$ ，原子从  $|3\rangle$  态至  $|2\rangle$  和  $|1\rangle$  的衰减率为  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$ ， $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ ， $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ ， $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  的退相干率分别为  $\gamma_{31}$ ， $\gamma_{32}$  和  $\gamma_{21}$ ，且  $\gamma_{31} = \gamma_{32} = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$ 。把 2.2 式代入 2.3 式得：

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{11} &= \gamma_1 \hat{\sigma}_{33} + i(\Omega + B e^{-i\delta t}) e^{-i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{31} - i(\Omega^* + B^? e^{i\delta t}) e^{i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{13} \\ \dot{\hat{\sigma}}_{22} &= \gamma_2 \hat{\sigma}_{33} + i(\Omega + A e^{i\delta t}) e^{-i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{32} - i(\Omega^* + A^? e^{-i\delta t}) e^{i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{23} \\ \dot{\hat{\sigma}}_{33} &= -(\gamma_1 + \gamma_1) \hat{\sigma}_{33} - i(\Omega + B e^{-i\delta t}) e^{-i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{31} - i(\Omega + A e^{i\delta t}) e^{-i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{32} \\ &\quad + i(\Omega^* + B^? e^{i\delta t}) e^{i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{13} + i(\Omega + A e^{-i\delta t}) e^{i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{23} \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{31} &= (i\omega_{31} - \gamma_{31}) \hat{\sigma}_{31} + i(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + B^+ e^{i\omega_0 t}) (\hat{\sigma}_{11} - \hat{\sigma}_{33}) + i(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + A^+ e^{i\omega_0 t}) \hat{\sigma}_{21} \\ \dot{\hat{\sigma}}_{32} &= (i\omega_{32} - \gamma_{32}) \hat{\sigma}_{32} + i(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + A^+ e^{i\omega_0 t}) (\hat{\sigma}_{22} - \hat{\sigma}_{33}) + i(\Omega^* e^{i\omega_0 t} + B^+ e^{i\omega_0 t}) \hat{\sigma}_{12} \\ \dot{\hat{\sigma}}_{21} &= (i\omega_{21} - \gamma_{21}) \hat{\sigma}_{21} - i(\Omega^* + B^+ e^{i\delta t}) e^{i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{23} + i(\Omega + A e^{i\delta t}) e^{-i\omega_0 t} \hat{\sigma}_{31} \end{aligned}$$

为了消除高频项，我们引入以下变换：

$$\begin{aligned} Q_{mn} &= \hat{\sigma}_{mn} \quad (m, n = 1, 2, 3) \\ Q_{31} &= \hat{\sigma}_{31} e^{-i\omega_0 t}, Q_{32} = \hat{\sigma}_{32} e^{-i\omega_0 t}, Q_{21} = \hat{\sigma}_{21} \end{aligned} \quad (2.5)$$

则相互作用 Hamiltonian 量和原子算符的运动方程变为

$$\hat{H}_1(t) = (\Omega + B e^{-i\delta t}) Q_{31} + (\Omega + A e^{i\delta t}) Q_{32} + \text{H.C.} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{11} &= \gamma_1 Q_{33} + i(\Omega + B e^{-i\delta t}) Q_{31} - i(\Omega^* + B^? e^{i\delta t}) Q_{13} \\ \dot{Q}_{22} &= \gamma_2 Q_{33} + i(\Omega + A e^{i\delta t}) Q_{32} - i(\Omega^* + A^? e^{-i\delta t}) Q_{23} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{33} &= -(\gamma_1 + \gamma_1) Q_{33} - i(\Omega + B e^{-i\delta t}) Q_{31} - i(\Omega + A e^{i\delta t}) Q_{32} \\ &\quad + i(\Omega^* + B^? e^{i\delta t}) Q_{13} + i(\Omega + A e^{-i\delta t}) Q_{23} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{31} &= i(\omega_{31} - \omega_0 + i\gamma_{31})Q_{31} + i(\Omega^* + B^+ e^{i\delta t})(Q_{11} - Q_{33}) + i(\Omega^* + A^+ e^{-i\delta t})Q_{21} \\ \dot{Q}_{21} &= i(\delta + i\gamma_{21})Q_{21} - i(\Omega^* + B^+ e^{i\delta t})Q_{23} + i(\Omega + A e^{i\delta t})Q_{31} \\ \dot{Q}_{32} &= -i(\delta + \Delta - i\gamma_{32})Q_{32} + i(\Omega^* + A^+ e^{-i\delta t})(Q_{22} - Q_{33}) + i(\Omega^* + B^+ e^{i\delta t})Q_{12}\end{aligned}$$

利用微扰理论求解  $Q_{31} = Q_{31}^{(0)} + Q_{31}^{(1)} + Q_{31}^{(2)} + \dots$  和  $Q_{32} = Q_{32}^{(0)} + Q_{32}^{(1)} + Q_{32}^{(2)} + \dots$ ，代入 2.6 式得：

$$\hat{H}_1(t) \approx B e^{-i\delta t} Q_{31}^{(1)} + \Omega Q_{31}^{(2)} + A e^{i\delta t} Q_{32}^{(1)} + \Omega Q_{32}^{(2)} + \text{H.C.} \quad (2.8)$$

运用二阶微扰近似，可求得相互作用绘景下系统有效 Hamiltonian 量为：

$$\hat{H}_{\text{eff}} \approx i\chi \hat{a}^+ \hat{b}^+ - i\chi^* \hat{a} \hat{b} \quad (2.9)$$

其中，

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

$N$  表示原子数。

Hamiltonian 量对应的时间演化算符是

$$\hat{U}(t) = e^{-i\hat{H}t/\hbar} = e^{\chi(\hat{a}^+ \hat{b}^+ - \hat{a} \hat{b})} \quad (2.10)$$

假设四波混频相互作用过程的时间为  $\tau$ ，描述混频过程可以表示为

$$\hat{S} = \hat{U}(\tau) = e^{s(\hat{a}^+ \hat{b}^+ - \hat{a} \hat{b})}, \quad \text{其中 } s = \chi\tau \text{ 为压缩系数。}$$

通过计算海森堡绘景下，对应场湮灭算符的时间演化方程可以求得介质中电磁场随时间的演化

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{a}] = \chi \hat{b}^+, \quad \frac{d\hat{b}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{b}] = \chi \hat{a}^+ \quad (2.11)$$

对方程 2.11 二次求导可得

$$\begin{cases} \hat{a}(t) = \cosh(\chi t) \hat{a} + \sinh(\chi t) \hat{b}^+ \\ \hat{b}(t) = \cosh(\chi t) \hat{b} + \sinh(\chi t) \hat{a}^+ \end{cases} \quad (2.12)$$

定义探针场和共轭场的增益为

$$G_{\text{probe}} = \cosh^2(\chi t) = G \quad (2.13)$$

$$G_{\text{conjugate}} = \sinh^2(\chi t) = G - 1 \quad (2.14)$$

图 2.2 给出了在不考虑原子对光场吸收的情况下，理论拟合的探针光增益随单光子失谐  $\Delta$  的变化关系曲线。随着单光子失谐的增大，探针光增益呈先增大后减小的趋势；图 2.2 中，(1) 曲线比 (2) 曲线模拟采用的原子数密度  $N$  大（即温度高），可以看出相同单光子失谐条件下，绿色曲线比红色曲线的增益大。但随着温度升高，会有其他复杂的非线性效应如自聚焦效应等参与作用，因此高温下需要考虑更多因

素。图 2.3 表示探针光增益随四波混频相互作用时间  $t$  的变化关系，可以看出，随着相互作用时间的延长，增益逐渐增大，这里的相互作用时间可以理解为铯原子汽室的长度  $L$ 。

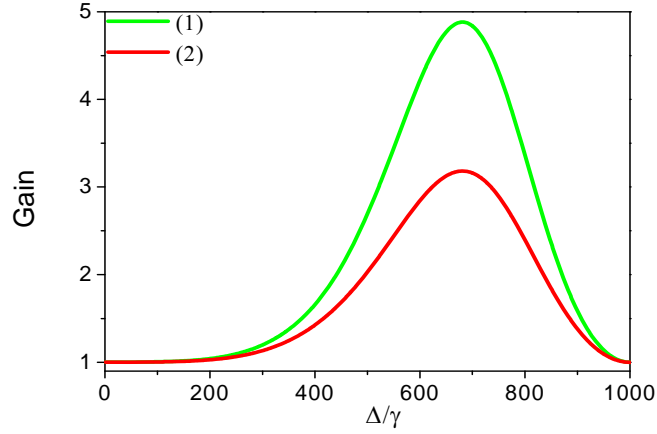


图 2.2 探针光增益随泵浦光的频率失谐  $\Delta$  的变化关系。

拟合参数： $\Omega = 100\gamma$ ， $\gamma t = 2.5$ ， $\delta = 2000\gamma$ ，(1)  $\sqrt{N}d_{31} = \sqrt{N}d_{32} = 55\gamma$ （绿色曲线）；  
(2)  $\sqrt{N}d_{31} = \sqrt{N}d_{32} = 50\gamma$ （红色曲线）。

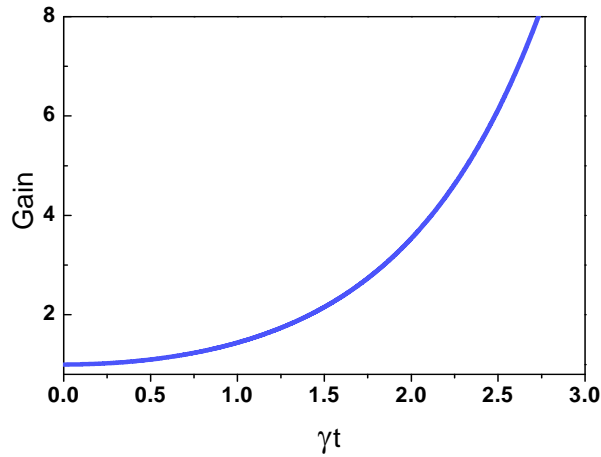


图 2.3 探针光增益随相互作用时间  $t$  的变化关系。

拟合参数： $\Delta = 500\gamma$ ， $\delta = 1183\gamma$ ， $\Omega = 100\gamma$ ， $\sqrt{N}d_{31} = \sqrt{N}d_{32} = 50\gamma$ 。

## 2.3 受激拉曼四波混频光放大特性的实验测量

### 2.3.1 实验能级及实验装置

实验中我们采用的能级系统为双  $\Lambda$  型原子系统，如图 2.4 (a) 所示。铯原子

$D1$  线基态的两个超精细分裂能级  $6^2S_{1/2}, F_g = 3$  和  $6^2S_{1/2}, F_g = 4$  与激发态能级  $6^2P_{1/2}, F_e = 4$  构成一个双  $\Lambda$  型三能级原子系统。两个基态能级  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  分别对应铯原子  $D1$  线两个基态超精细分裂  $F_g = 4$  和  $F_g = 3$ ，二者之间的频率差为  $\delta = 2\pi \times 9.2\text{GHz}$ ，激发态能级  $|3\rangle$  对应铯原子  $D1$  线激发态能级  $F_e = 4$ ，其自发衰减率为  $\Gamma = 2\pi \times 4.6\text{GHz}$ 。一束强的泵浦场同时作用于跃迁能级  $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  和  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ ，其单光子失谐分别为  $\Delta + \delta$  和  $\Delta$ 。一束弱的探针场作用于能级跃迁  $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  时，其探针场失谐为  $\Delta$  (Stokes 场)，而对应能级跃迁  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  时，探针场失谐为  $\Delta + \delta$  (Anti-Stokes 场)。基于两基态能级之间的强相干性<sup>[58]</sup>和相位匹配关系，系统同时吸收两个泵浦光子，对称地产生一个探针光光子  $a$  ( $a'$ ) 和一个共轭光光子  $b$  ( $b'$ )，如图 2.4 (b) 所示。在此过程中，探针场和泵浦场、共轭场和泵浦场满足双光子共振条件，且探针场和共轭场之间的频率差为  $18.4\text{GHz}$ 。

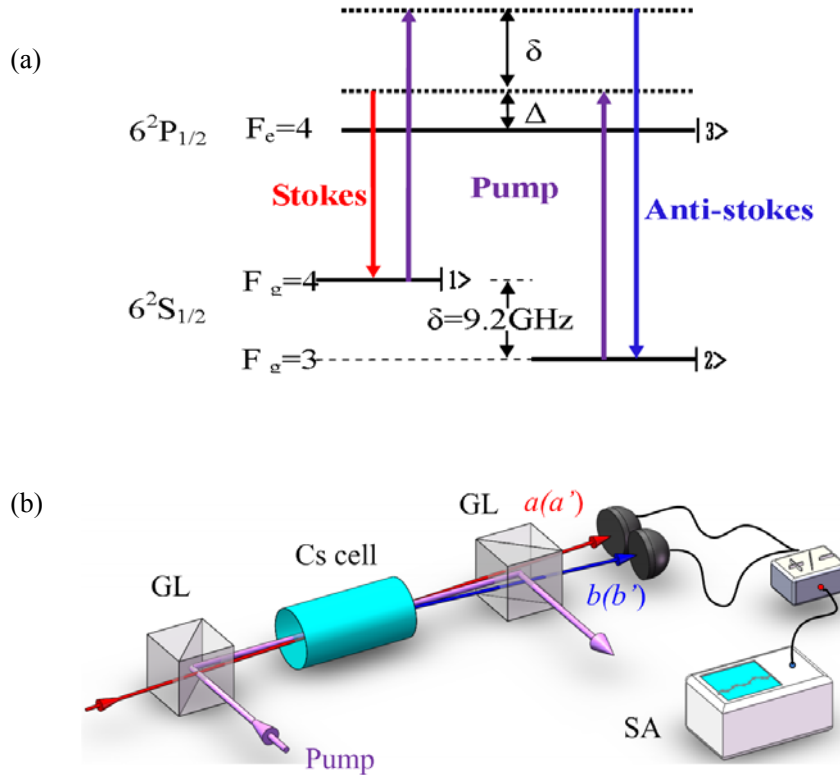


图 2.4 (a) 铯原子  $D1$  线的能级图，(b) 实验装置图。GL：格兰棱镜。

$a$  表示探针场为 Stokes 场， $b$  表示共轭场为 Anti-Stokes 场；

$a'$  表示探针场为 Anti-Stokes 场， $b'$  表示共轭场为 Stokes 场。

实验选用长度为  $L = 15\text{mm}$  的铯原子汽室，并利用加热带对其进行均匀的加热控温。实验中，我们把两台钛宝石激光器输出的高质量光束分别作为泵浦光和探针光（线宽约为  $40\text{KHz}$ ），功率大小分别为  $P_p = 500\text{mW}$  和  $P_{pr} = 100\mu\text{W}$ 。在如图 2.4

(b) 中，探针光相对于泵浦光在铯原子汽室中心以  $\theta = 0.38^\circ$  角度入射，重叠区域的光束束宽分别为  $w_p = 0.69\text{mm}$  和  $w_{pr} = 0.39\text{mm}$ 。最后通过一对自制的交直流分离的平衡零拍探测器，对放大的探针光和产生的共轭光行探测。

### 2.3.2 实验结果与分析

在拉曼四波混频过程中，定义探针光的增益  $G^{[57]}$  为放大的探针光的光功率与注入的探针光的光功率之比，共轭光的增益为产生的共轭光的光功率与注入的探针光的光功率之比，理论上共轭光的增益为  $G-1$ 。实验中探针光和共轭光增益的测量采用双光子共振增益峰值处的光电流与远失谐处的光电流相比而得。

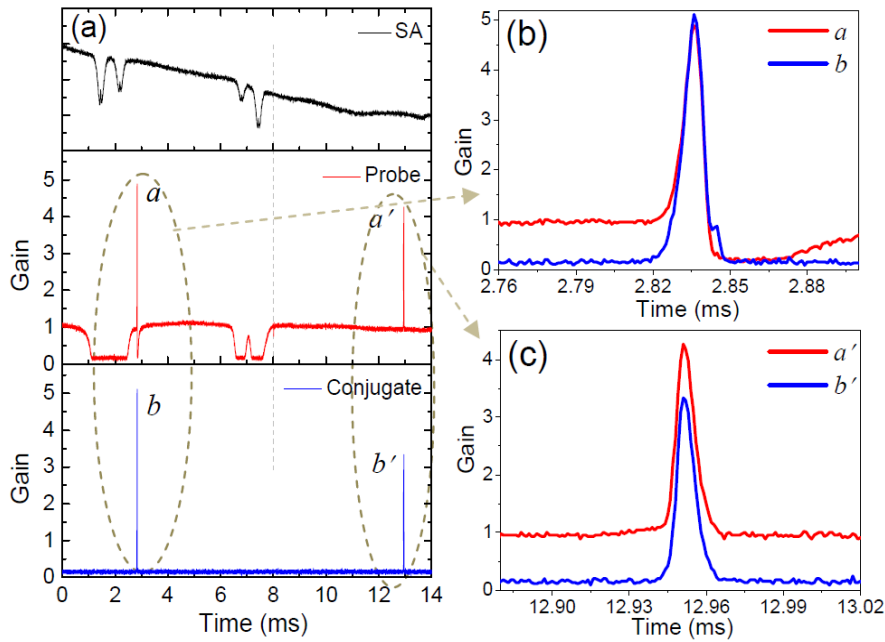


图 2.5 (a) 探针场 (红色曲线) 和共轭场 (蓝色曲线) 的增益曲线，其中黑色曲线为饱和吸收谱。(b) 信号场为 Stokes 场时探针场和共轭场的增益曲线。

(c) 信号场为 Anti-Stokes 场时探针场和共轭场的增益曲线。

实验参数:  $T=110^\circ\text{C}$ ,  $\Delta=1129\text{MHz}$ ,  $P_p=500\text{mW}$ ,  $P_{pr}=100\ \mu\text{W}$ ,  $L=15\text{mm}$ ,  $\theta=0.38^\circ$ 。

利用半导体激光器和钛宝石激光器的 EIT 谱线可以对泵浦光的频率进行监视，如图 2.5 (a) 灰色垂直虚线所示，泵浦光相对于跃迁能级  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  的单光子失谐为  $\Delta=1129\text{MHz}$ 。从图 2.5 可以看出在吸收线附近扫描探针场频率时，由于铯原子介质对探针光的剧烈吸收，探针光增益变化从 1 至 0 再到 1，在 7ms 处，由于多普勒吸收背景而导致出现一个小峰，峰值的大小和原子介质的温度有关；探针场  $a(a')$  和对应的共轭场  $b(b')$  的频率差为 18.4GHz。图 2.5 (b) 中可以看出探针  $a$  和共轭  $b$  的增益大致相等，均为 5 倍，与理论共轭光的增益比探针光的增益少 1 倍相矛盾，这是由于探针光的失谐很小，在铯原子吸收线附近吸收剧烈所致。对比图 2.5 (b) 和图

2.5 (c) 可以发现, 探针场为 Stokes 场时增益峰右侧有一个小的吸收, 这种类色散结构的增益曲线是由拉曼四波混频过程和双光子拉曼吸收<sup>[59]</sup>共同作用产生的。

图 2.6 为在不同 Cs 原子汽室温度下, 探针场分别为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场时, 放大的探针场  $a(a')$  和对应产生的共轭场  $b(b')$  的增益随泵浦光频率失谐  $\Delta$  的变化关系。从图 2.6 (a1-e1) 和 (a2-e2) 中可以看出, 在不同温度条件下, 随着  $\Delta$  增大, 探针场和共轭场的增益峰值均呈先增大后减小的趋势, 这与理论吻合很好。见图(d1), 探针光的增益  $a$  随泵浦光失谐从 0 升至 7.2 后逐渐减小至 1, 共轭光的增益  $b$  从 0 升至 7.2 后又逐渐减小至 0; 如图(d2), 探针光的增益  $a'$  随泵浦光失谐从 0 升至 7.2 后逐渐减小至 1, 共轭光的增益  $b'$  从 0 升至 6.6 后又逐渐减小至 0。

当探针场为 Stokes 场时, 在泵浦光频率失谐  $\Delta$  较小情况下,  $b$  的增益峰值 (蓝色实三角形) 比  $a$  (红色实圆形) 的大 [如图 2.6 (a1-e1) ], 这是由于  $a$  的频率处于共振跃迁能级  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$  附近, 随着温度升高即粒子数密度的增加, 原子对  $a$  的吸收损耗也相应增强, 例如  $\Delta=133\text{MHz}$  时 (第一个红色实心圆圈), 对应的增益  $G_a$  依次为 0.5、0.5、0.4、0.2、0.2; 随着  $\Delta$  增大, 原子介质对  $a$  的吸收逐渐减弱, 因此  $b$  的增益峰值又比  $a$  的小。而当探针场为 Anti-Stokes 场时 [如图 2.6 (a2-e2) ], 由于  $a'$  的频率远离原子共振中心 (大约 10GHz), 所以  $a'$  的增益峰值一直比  $b'$  的大。

当 Cs 原子汽室温度在  $95^\circ\text{C} \sim 115^\circ\text{C}$  范围内变化时, 随着温度升高, 探针场和共轭场的最大增益明显升高, 如图 a1-e1 所示探针光增益  $G_a$  依次对应为 1.9、3.2、5.1、7.2、6.1, 共轭光增益  $G_b$  依次对应为 1.8、3.6、6、7.2、7.1; 如图 a2-e2 所示, 探针光增益  $G_{a'}$  依次对应为 2.5、3.7、5.6、7.2、7.2, 共轭光增益  $G_{b'}$  依次对应为 1.3、2.1、4、6.6、5.9。在泵浦光功率和入射探针光功率一定的条件下 ( $P_p=500\text{mW}$ ,  $P_{pr}=100\mu\text{W}$ ), 当温度  $T=110^\circ\text{C}$  时, 增益达到饱和, 如图 2.6 (d1) (d2) 中各场的最大增益值约为:  $G_a=7.2$ ,  $G_b=7.2$ ,  $G_{a'}=7.2$  和  $G_{b'}=6.6$ 。

在相同铯原子汽室温度  $T$  和单光子失谐  $\Delta$  条件下, 对比探针场分别为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场的情况,  $G_{a'}$  比  $G_a$  的数值大, 这是由于铯原子介质对探针光的吸收所致;  $G_b$  比  $G_{b'}$  的数值大。所以, 选择合适的温度和泵浦光失谐可以得到最大的增益, 实验中我们一般选择探针场为 Stokes 场的情况下, 温度为  $110^\circ\text{C}$  左右, 泵浦光失谐范围一般选择在探针光增益大于共轭光增益的范围内<sup>[56]</sup>。



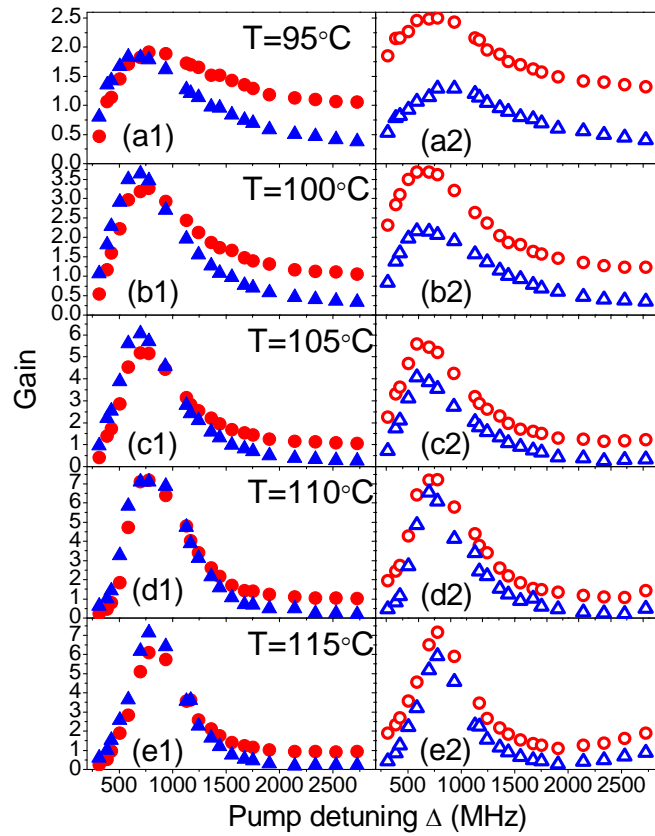


图 2.6 不同温度下增益峰值随泵浦光频率失谐  $\Delta$  的变化关系。

其中  $a$  (红色实圆形),  $b$  (蓝色实三角形),  $a'$  (红色空心圆形),  $b'$  (蓝色空心三角形)。

研究表明, 放大的探针场与产生的共轭场的量子关联不出现在最大增益处, 只有在合适的温度、功率及频率失谐等实验参量条件下, 才能获得最佳的量子关联<sup>[37, 56]</sup>。在我们的实验系统中, 大量实验验证, 在  $T=110^\circ\text{C}$ 、 $\Delta=1129\text{Mz}$  附近, 可获得较大的量子关联<sup>[56]</sup>。为此, 我们比较了在  $\Delta=1129\text{Mz}$  附近, 探针场与共轭场的增益峰值及增益谱宽度随温度的变化特点, 如图 2.7 所示。发现随着温度的升高, 探针场和共轭场的增益基本按线性增加, 在  $T=110^\circ\text{C}$  时达到最大, 然后又开始减弱, 如图 2.7 (a) 所示。

定义增益谱宽  $d$  为增益谱的半高宽。当探针场分别为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场的情况时, 在相同实验参数下, 放大的探针场和产生的共轭场的增益谱宽基本相同, 大约为  $15\text{MHz}$ , 且随着温度升高变化不明显, 而当增益由最大开始减小时, 增益谱宽略微变宽, 大致在  $16\text{MHz}-20\text{MHz}$  范围内, 并且探针场增益谱宽大于对应共轭场的增益谱宽如图 2.7 (b); 且当探针场为 Stokes 场时, 探针场和共轭场的增益谱宽均小于探针场为 Anti-Stokes 场时的情况。这主要是由于在粒子数密度很大条件下, 原子介质中的其他非线性效应, 如泵浦光的自聚焦效应等明显增强, 原子介质

中的 Langevin 噪声加剧，从而导致受激拉曼的非线性效率减弱，这同时也是降低甚至消除探针场和共轭场之间量子关联的主要因素，所以铯原子室温的选择很重要。

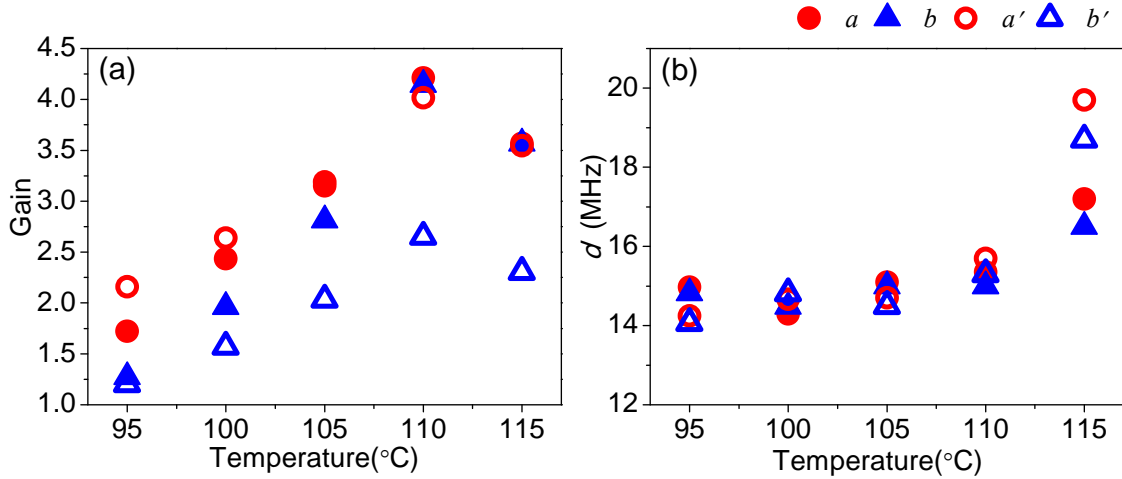


图 2.7 在相同泵浦光频率失谐下，增益谱的峰值(a)和谱宽 (b) 随温度的变化关系。

其中  $a$  (红色实圆形),  $b$  (蓝色实三角形),  $a'$  (红色空心圆形),  $b'$  (蓝色空心三角形)。实验参数:  $\Delta = 1129 \text{ MHz}$ 。

图 2.8 给出了  $105^\circ\text{C}$ 、 $110^\circ\text{C}$ 、 $115^\circ\text{C}$  温度下，探针场  $a$  ( $a'$ ) 和共轭场  $b$  ( $b'$ ) 的增益谱线随双光子失谐的变化情况。随着双光子失谐的增大，探针光和共轭光的增益均呈先增大后减小的趋势，在双光子共振附近增益达到最大。

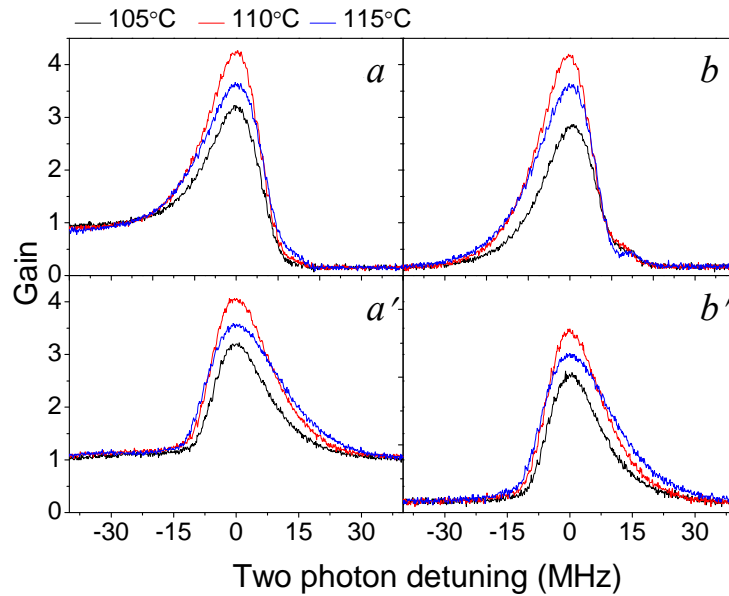


图 2.8 不同温度条件下的增益谱随双光子失谐的变化情况:  $T=105^\circ\text{C}$  (黑线),  $110^\circ\text{C}$  (红线) 和  $115^\circ\text{C}$  (蓝线)。实验参数:  $\Delta = 1129 \text{ MHz}$ 。

本章介绍了铯原子介质中，受激拉曼四波混频的实验装置以及铯原子的能级选择，实验研究了注入的探针光与所产生的共轭光的增益谱线的线型和增益谱的谱宽。同时比较了受激放大的探针场与同时产生的共轭场这一对孪生光束之间的增益情况：通过改变铯原子汽室的温度，对比分析了探针光分别作为 Stokes 光和 Anti-stokes 光时，信号光和共轭光的增益随单光子失谐的依赖关系，且理论拟合了探针光增益随泵浦光失谐以及相互作用时间的变化规律，与实验结果趋势一致，为下一章开展基于受激拉曼四波混频量子关联光束的制备提供了主要实验参数的参考。

## 第三章 受激拉曼四波混频过程产生强度差压缩光

### 3.1 引言

自 60 年前量子力学描述的电磁场引入以来, 相干态噪声基本概念可以表达为标准量子噪声 (standard quantum noise), 它是利用不确定原理描述经典光场所具有的最小量子噪声起伏<sup>[60]</sup>。而压缩光的量子噪声起伏低于标准量子噪声极限, 因此压缩态在提高光学测量精度、非线性干涉仪<sup>[61]</sup>、量子非破坏测量 (Quantum Non-demonlition-QND)<sup>[62-63]</sup>或作为量子通信方案的量子源<sup>[64]</sup>等方面得到广泛的应用。光场压缩态一般分为正交振幅或正交相位压缩态、光子数压缩态和强度差压缩态, 而具有量子关联特性的强度差压缩态的制备是实现量子通信网络最为主要的科学研究内容之一。一直以来, 量子关联和量子纠缠的实验制备方案主要是采用光学参量下转换和光学倍频过程, 而这些方法制备的量子关联、纠缠光的波长一般都远离原子的共振中心, 限制了光子对与原子的匹配结合。作为量子信息网络重要的量子源, 产生的纠缠关联光子对的波长需要与相应的原子介质的跃迁频率相匹配。自从 1985 年, Slusher 等人第一次实验上在 sodium 原子汽室中利用四波混频证明了非经典光场压缩态的存在以来, 许多小组通过不同条件, 在原子汽室中利用四波混频产生了压缩光。1996 年利用光学共振腔, A. Lambrecht 等人在冷原子系统中获得了 -2.2dB 的压缩<sup>[65]</sup>, 这与波导光纤中的四波混频系统形成鲜明对比; K. Hirose 等人在波导光纤中观察到 -4.6dB (损耗修正后为 -10.3dB) 的压缩<sup>[66]</sup>; 而利用参量下转换压缩更大, J. Laurat 等人实验上测到 -9dB 的强度差压缩<sup>[67]</sup>。在原子汽室中利用四波混频产生压缩受自发辐射噪声的影响<sup>[49]</sup>。近年来大量实验表明, 基于基态能级的相干性 (如相干布居俘获和电磁诱导透明 EIT 等) 可以减小自发辐射噪声, 使原子汽室中四波混频非线性效应增强。

2001 年 Lukin 小组, 利用两个 Pencil-shaped 形状处于基态能级的碱金属原子系综, 成功产生了分离变量的纠缠光子对<sup>[68]</sup>, 并实验描述了一个允许在长损耗通道中进行量子通信传输的实验方案, 该方案包括对原子系综的操控、光束分束、高效的单光子探测等实验技术。此后 2003 年, 这个小组在三能级双  $\Lambda$  型  $^{87}\text{Rb}$  原子能级结构下, 基于自发 Raman 散射产生了频率下移的关联光子又称 Stokes 光子<sup>[69]</sup>; 2005 年, V. Balić 等人在冷原子系综实验上, 实现了相干时间为 50ns 反向传播关联光子对的产生并进行了理论解释<sup>[70]</sup>, 为实现高效率长寿命的量子信息存储提供了必要的参

考。2007年，P.D.Lett 小组基于近共振双  $\Lambda$  型铷原子能级结构，利用受激拉曼非简并四波混频效应产生了-3.5dB（修正损耗后-8.1dB）的强度差压缩；2008年，该小组利用相同的实验装置，在分析频率 4.5KHz 处探针光和共轭光之间产生了压缩为-8 dB 的量子关联孪生光束。2014年，我们小组在热的铯原子非线性介质中观察到低于散粒噪声基准 2.5dB 的强度差压缩，并指出只有在合适的温度（粒子数密度）、大失谐（远离铯原子共振中心）和长的铯原子汽室（有效作用长度）中才能获得较大的压缩，这为量子通信网络提供了合适的量子源。由于铯原子独特的能级结构，可以应用于全光学原子钟<sup>[71]</sup>等，极大促进了量子信息网络的发展。

### 3.2 理论计算四波混频双模压缩态光场的产生

受激拉曼四波混频产生的探针场和放大的共轭场的湮灭算符表达式为

$$\begin{cases} \hat{a}(t) = \sqrt{G}\hat{a}_0 + \sqrt{G-1}\hat{b}_0^+ \\ \hat{b}(t) = \sqrt{G}\hat{b}_0 + \sqrt{G-1}\hat{a}_0^+ \end{cases} \quad (3.1)$$

其中  $\hat{a}_0$  和  $\hat{b}_0$  是混频前探针场和共轭场的湮灭算符，探针场和共轭场分别为相干光和真空场注入。 $\hat{a}(t)$  和  $\hat{b}(t)$  分别是混频后探针光和共轭光的湮灭算符，四波混频后Probe光和conjugate光的平均光子数为

$$\begin{aligned} \langle N_{probe} \rangle &= \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle = \langle G\hat{a}_0^+ \hat{a}_0 + (G-1)\hat{b}_0^+ \hat{b}_0 + \sqrt{G(G-1)}\hat{a}_0^+ \hat{b}_0^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{b}_0 \hat{a}_0 \rangle \\ &= G \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle + (G-1) \approx G \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \langle N_{conjugate} \rangle &= \langle \hat{b}^+ \hat{b} \rangle = \langle G\hat{b}_0^+ \hat{b}_0 + (G-1)\hat{a}_0^+ \hat{a}_0 + \sqrt{G(G-1)}\hat{b}_0^+ \hat{a}_0^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{a}_0 \hat{b}_0 \rangle \\ &= (G-1) \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle + (G-1) \approx (G-1) \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle \end{aligned} \quad (3.3)$$

由于探针光的光子数远大于1，所以  $G \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle \gg (G-1)$ ， $(G-1) \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle \gg (G-1)$ 。

由3.2和3.3式可得混频后探针光和共轭光的总光子数之和与差为

$$\langle N_{probe} \rangle + \langle N_{conjugate} \rangle = (2G-1) \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle \quad (3.4)$$

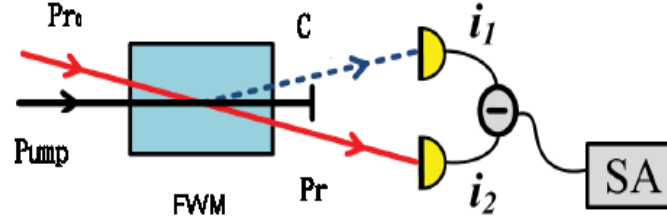
$$\langle N_{probe} \rangle - \langle N_{conjugate} \rangle = \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle \quad (3.5)$$

光子数差算符  $\hat{N}_a - \hat{N}_b$  描述光子数的相对强度起伏，从3.5式可以看出混频前后是不变的，因此在四波混频压缩前后，相对强度起伏不变，光子数之差算符的方差为

$$\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b)_{SQZ} = \text{Var}(\hat{a}^+ \hat{a}) = \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle \quad (3.6)$$

标准量子极限（standard quantum limit-SQL）是等于Probe光和Conjugate光的总光学功率的相干光的噪声：

$$\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b)_{SQL} = \langle \hat{N}_a - \hat{N}_b \rangle \approx (2G-1) \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle \quad (3.7)$$


 图3.1 FWM强度差压缩测量的实验装置的示意图<sup>[37]</sup>

定义：压缩光的方差与标准量子极限的方差之比为压缩度（noise figure or degree of squeezing）：

$$\text{NF}(i_2 - i_1) = \frac{\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b)_{SQZ}}{\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b)_{SQL}} = \frac{\langle \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \rangle}{(2G-1)\langle \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \rangle} = \frac{1}{(2G-1)} \quad (3.8)$$

若  $G > 1$ ，则  $\text{NF}^{\text{dB}} < 0$  有压缩，证明噪声抑制到标准量子极限以下，随着混频度的提高，产生更多的关联光子对，可以进一步抑制噪声。

放大的探针光和共轭光的单光束强度起伏分别为

$$\text{NF}(i_2) = \frac{\text{Var}(\hat{N}_a)_{SQZ}}{\text{Var}(\hat{N}_a)_{SQL}} = \frac{G(2G-1)\langle \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \rangle}{G\langle \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \rangle} = (2G-1) \quad (3.9)$$

$$\text{NF}(i_1) = \frac{\text{Var}(\hat{N}_b)_{SQZ}}{\text{Var}(\hat{N}_b)_{SQL}} = \frac{(G-1)(2G-1)\langle \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \rangle}{(G-1)\langle \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \rangle} = (2G-1) \quad (3.10)$$

则用dB描述的压缩度表达式为

$$\text{NF}^{\text{dB}} = 10 \log_{10}(\text{NF}) = 10 \log_{10}\left(\frac{1}{(2G-1)}\right) \quad (3.11)$$

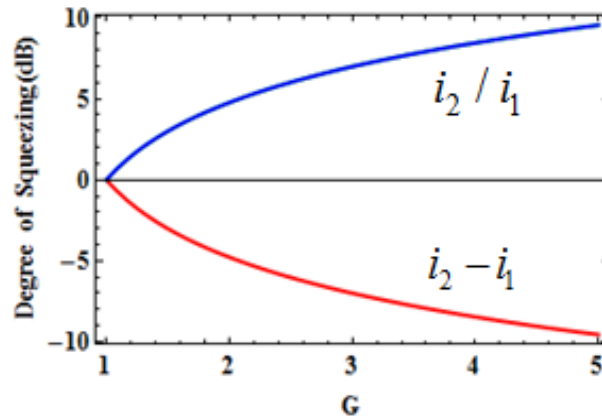


图3.2 理论模拟压缩度随探针光增益的变化关系

探针光和共轭光单光束的压缩度随增益的变化呈线性增加，当  $G > 1$  时，单光束没有压缩。图 3.2 表示压缩度随增益的变化关系，可以看出，相对强度起伏的抑制是以单光束噪声起伏的增加为代价的。

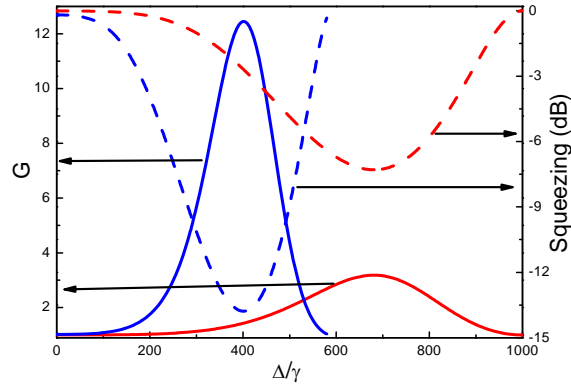


图 3.3 探针光增益  $G$  (实线) 和强度差压缩 (虚线) 随单光子失谐  $\Delta$  变化的理论拟合曲线。拟合参数:  $\sqrt{N}g_{31} = \sqrt{N}g_{32} = 50\gamma$ ,  $\Omega = 100\gamma$ ,  $\gamma t = 2.5$ ,  $\delta = 2000\gamma$  (红线) 和  $\delta = 1183\gamma$  (蓝线)。

图 3.3 表示四波混频增益  $G$  (实线) 和强度差压缩 (虚线) 随单光子失谐  $\Delta$  的理论变化的拟合曲线,  $\delta$  代表基态超精细分裂能级差, 铯原子为 9.2GHz 而铷原子为 6.8GHz, 所以红色曲线  $\delta = 2000\gamma$  代表  $^{133}\text{Cs}$  原子, 而蓝色曲线  $\delta = 1183\gamma$  代表  $^{87}\text{Rb}$  原子, 图中可以看出, 两种原子的增益和强度差压缩随单光子失谐  $\Delta$  的变化趋势一致, 但具体参数不一样。增益 (实线) 随单光子失谐  $\Delta$  的变化呈先增大后减小的趋势, 而强度差压缩随单光子失谐  $\Delta$  的变化呈先减小后增大的趋势, 说明压缩的变化趋势与增益的变化趋势是相反的。通过两种原子对比发现, 相同条件下, 不同单光子失谐处, 铷原子较铯原子容易获得大的增益和小的强度差压缩, 且铯原子获得大的增益或小的压缩需要的单光子失谐比铷原子要大。

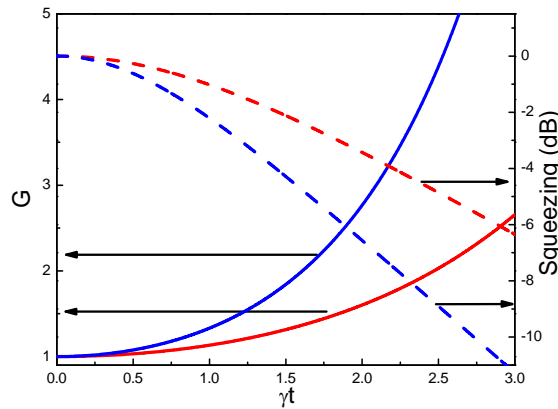


图 3.4 增益  $G$  (实线) 和强度差压缩 (虚线) 随相互作用时间  $t$  变化的理论拟合曲线。拟合参数:  $\sqrt{N}g_{31} = \sqrt{N}g_{32} = 50\gamma$ ,  $\Omega = 100\gamma$ ,  $\Delta = 500\gamma$ ,  $\delta = 2000\gamma$  (红线) 和  $\delta = 1183\gamma$  (蓝线)。

图 3.4 表示四波混频增益  $G$  (实线) 和强度差压缩 (虚线) 随相互作用时间  $t$  的理论变化曲线, 所以红色曲线  $\delta = 2000\gamma$  代表  $^{133}\text{Cs}$  原子, 而蓝色曲线  $\delta = 1183\gamma$  代表  $^{87}\text{Rb}$  原子, 图中可以看出两种原子的增益和强度差压缩随相互作用时间  $t$  的变化趋势一

致。增益（实线）随相互作用时间  $t$  的变化呈逐渐增大的趋势，而强度差压缩随相互作用时间的变化也呈逐渐减小的趋势，说明压缩的变化趋势与增益的变化趋势是相反的。通过两种原子对比，发现相同条件下，铷原子较铯原子容易获得大的增益和小的强度差压缩，且铯原子获得大的增益或小的压缩度需要的相互作用时间比铷原子的长。综上所述，说明在铯原子中获得压缩要比在铷原子中困难，需要较大的单光子失谐和较长的铯原子汽室。

### 3.3 频差 9.2GHz 的强度差压缩光的实验产生及测量

实验上我们利用控制变量法，分别对不同的单光子失谐和不同长度的铯原子汽室的增益和强度差压缩进行了测量；并且当探针场为别为 Stokes 场和 Anti-Stokes 情况下，不同温度下的强度差压缩及最佳温度下对应的双光子失谐进行了测量。

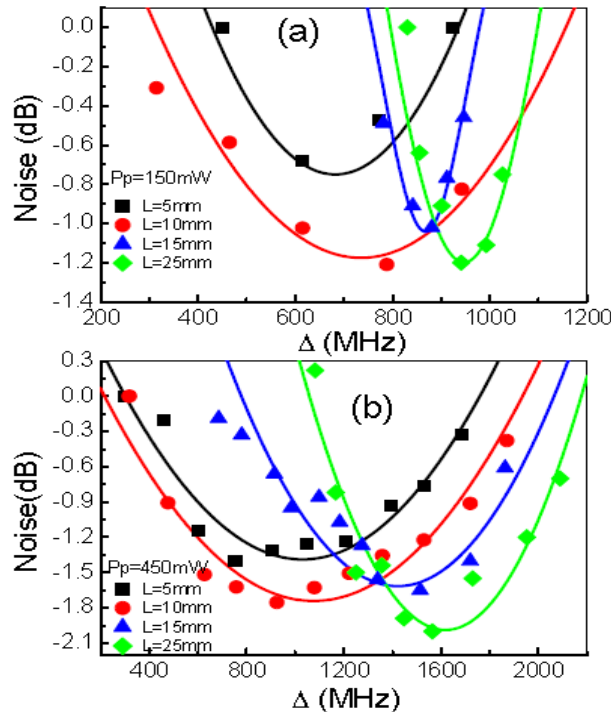


图 3.5 强度差噪声在不同长度的铯原子泡中随单光子失谐  $\Delta$  的变化趋势。

实验参数： $T=112^{\circ}\text{C}$ ， $w_p = 0.67\text{mm}$ ， $w_{pr} = 0.5\text{mm}$ ， $\theta = 0.38^{\circ}$ ， $P_{pr}=200\ \mu\text{W}$ ，

$P_p=150\text{mW}$ ，(b)  $P_p=450\text{mW}$ 。图中实线是数据点的拟合曲线。

分辨率带宽和视频带宽分别为 100KHz 和 100Hz。

图 3.5 为探针光为 Stokes 场，实验测量的不同长度的铯原子汽室下  $L=5\text{mm}$ （黑色方块）， $L=10\text{mm}$ （红色圆圈）， $L=15\text{mm}$ （蓝色三角）， $L=25\text{mm}$ （绿色菱形），强度差压缩随单光子失谐  $\Delta$  的变化关系，分离的点是实验数据点，实线是数据点理论



拟合的曲线。图中可以看出不同长度铯原子汽室的数据趋势一致，量子关联随单光子失谐呈先增大后减小的趋势，每个固定参数下获得的最大关联都有一个最优的单光子失谐，这与 3.2 节的理论拟合趋势一致。长的铯原子汽室（长的有效作用长度）产生的量子关联较大，如图 3.5（a）中，相同条件下，5mm 长的铯原子汽室中产生的噪声大约为-0.7dB，而 25mm 长的铯原子汽室中产生的噪声为-1.2dB。且随着单光子失谐的增大，最大量子关联对应的单光子失谐越大，例如图 3.5（b）中，长度为 5mm、10mm、15mm 和 25mm 铯原子汽室对应的最大量子关联处的单光子失谐分别为 1000MHz、1100MHz、1400MHz 和 1500MHz。对比图 3.5（a）和 3.5（b），相同条件下，25mm 长的铯原子汽室中，泵浦光功率 450mW 产生的压缩有-2dB，而泵浦光功率 150mW 产生的压缩只有-1.2dB，说明高泵浦光功率产生的量子关联较大。

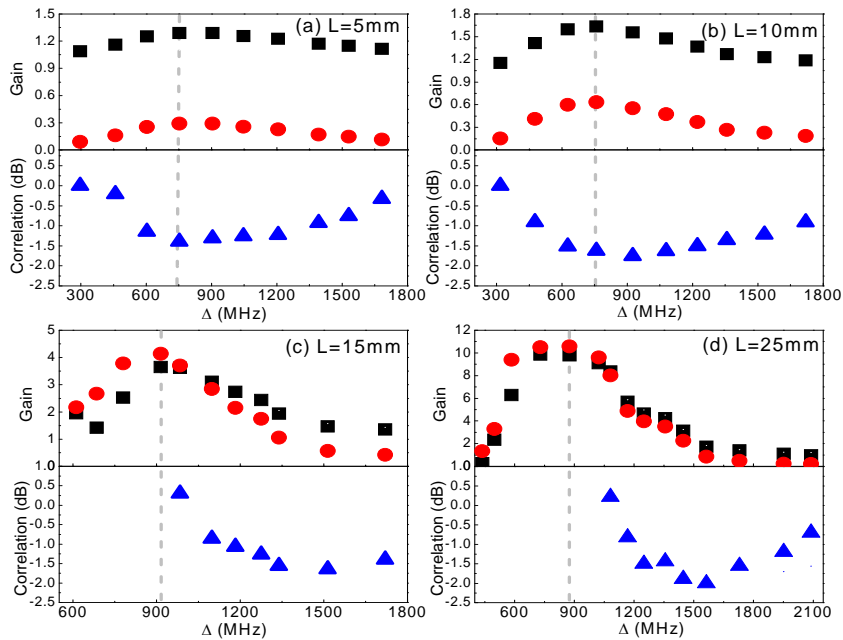


图 3.6 增益（Probe 黑色方块，Conjugate 红色圆圈）和强度差噪声（蓝色三角）随单光子失谐  $\Delta$  的变化关系。

实验参数： $T=112^{\circ}\text{C}$ ， $w_p = 0.67\text{mm}$ ， $w_{pr} = 0.5\text{mm}$ ， $\theta = 0.38^{\circ}$ ， $P_{pr}=200 \mu\text{W}$ ，

$P_p=450\text{mW}$ ，(a)  $L=5\text{mm}$ ，(b)  $L=10\text{mm}$ ，(c)  $L=15\text{mm}$ ，(d)  $L=25\text{mm}$ 。

图 3.6 描述的是探针光为 Stokes 场，双光子共振条件下，不同长度铯原子汽室中增益和强度差压缩随单光子失谐  $\Delta$  的变化关系。黑色方块是探针光的增益随单光子失谐的变化关系，可以看出呈先增大后减小的趋势；红色圆圈表示共轭光的增益随单光子失谐的变化关系，与 3.2 小节的理论拟合趋势一致。蓝色三角是实验测得的不同失谐下的量子关联随单光子失谐的变化趋势，结果再次验证了图 3.5 的结论，即

最大的量子关联存在于某一特定的失谐处; 对比四个图中(a)  $L=5\text{mm}$ , (b)  $L=10\text{mm}$ , (c)  $L=15\text{mm}$ , (d)  $L=25\text{mm}$  的变化趋势得出铯原子汽室长度为  $25\text{mm}$  时测到的量子关联最大, 验证了 3.2 节的大的量子关联需要较长的铯原子汽室的结论。

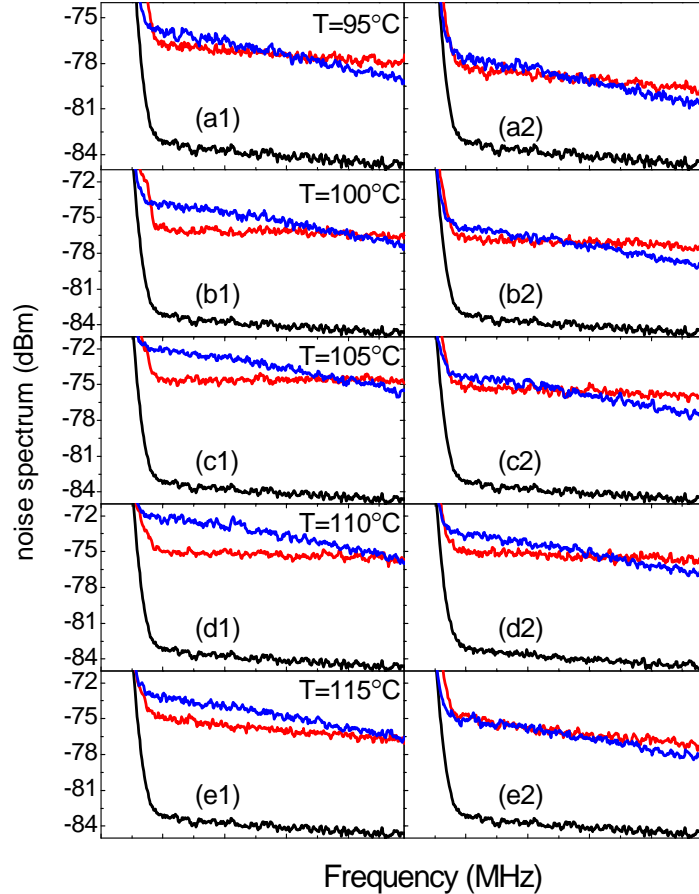


图 3.7 不同温度下的强度差噪声功率谱。其中 EN (黑线),  $\omega_a - \omega_b$

$/\omega_a, -\omega_b$ , (红线), SNL (蓝线)。实验参数:  $P_p=500\text{mW}$ ,  $P_{pr}=100\ \mu\text{W}$ ,  $L=15\text{mm}$ ,  $\theta=0.38^\circ$ 。

图 3.7 测量的是不同温度下的强度差噪声功率谱。图 a1-e1 表示输入的探针场为 Stokes 光, 产生的共轭场为 Anti-Stokes 光; 图 a2-e2-表示输入的探针场为 Anti-Stokes 光, 产生的共轭场为 Stokes 光。表 3.1 依次为上图中的实验参数。从图 3.7 可以看出固定温度外的其他参数, 不同温度下的量子关联均不相同,  $95^\circ\text{C}$ - $110^\circ\text{C}$ , 强度差压缩随温度的升高而减小,  $115^\circ\text{C}$  时又增大。因为  $110^\circ\text{C}$  时增益最大, 因此在这个温度下获得最佳的强度差压缩。这主要是由于在粒子数密度很高条件下, 原子介质中的其他非线性效应如泵浦光的自聚焦效应等明显增强, 原子介质中的郎之万噪声加剧, 从而导致受激拉曼的非线性效率减弱, 这就是降低甚至消除探针场和共轭场之间量子关联的主要因素。而相同条件下, 探针场为 Stokes 光时 (左侧图) 比探针场为 Anti-Stokes 光时 (右侧图) 测到的量子关联大, 这也就是我们实验一般测量探针

场为 Stokes 场时，探针场和共轭场的强度差压缩的原因。

表 3.1: 图 3.7 对应的实验参数

T (°C)	$\Delta_p$ (MHz)	$G_a$	$G_b$	$(a-b)/SN$ L(dB)	$G_{a'}$	$G_{b'}$	$(a'-b')/S$ NL(dB)
95	700	1.82	1.82	-0.85	2.48	1.15	-0.60
100	780	3.27	3.46	-1.97	3.62	2.07	-0.80
105	934	4.43	4.58	-2.53	4.24	2.73	-0.90
110	1129	4.80	4.74	-2.75	4.38	3.40	-1.33
115	1168	3.62	3.62	-1.75	3.47	2.26	0

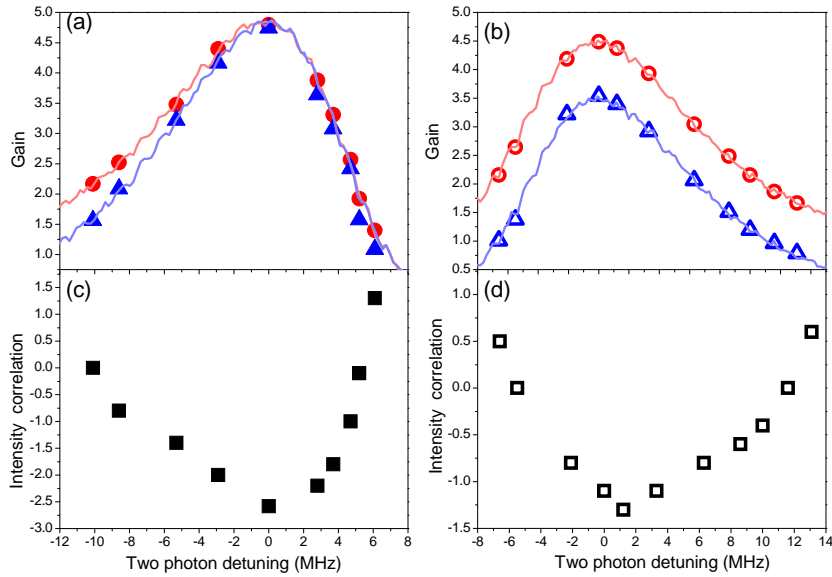


图 3.8 探针场和共轭场的增益和其对应的强度关联随双光子失谐的变化。

实验参数:  $P_p=500\text{mW}$ ,  $P_{pr}=100\ \mu\text{W}$ ,  $L=15\text{mm}$ ,  $\theta=0.38^\circ$ ,  $T=110^\circ\text{C}$ ,  $\Delta_p=1129\text{MHz}$ 。

其中定义双光子失谐  $\delta = \Delta_p - \Delta_p$ ,  $a$  (红色实心圆圈),  $b$  (蓝色实心三角),  
 $a'$  (红色空心圆圈),  $b'$  (蓝色空心三角)

图 3.8 描述的是探针场和共轭场的增益和其对应的量子关联随双光子失谐的变化，其中(a)和(c)表示的是探针场为 Stokes 场时情况；(b)和(d)表示的是探针场为 Anti-Stokes 场时的情况。定义双光子失谐为探针光相对于泵浦光的频率失谐  $\delta = \Delta_p - \Delta_p$ 。图 3.8(a) 和(b)中红色实心圆圈表示探针场为 Stokes 场的增益，蓝色实心三角表示共轭场为 Anti-Stokes 场的增益；红色空心圆圈表示探针场为 Anti-Stokes 场的增益，蓝色空心三角表示共轭场为 Stokes 场的增益。探针场和共轭场的增益随

双光子失谐增大均呈减小的趋势，双光子共振附近增益最大；且  $a$  和  $b$  的增益大于  $a'$  和  $b'$  的增益。图 3.8(c)表示输入的探针场为 Stokes 场，产生的共轭场为 Anti-Stokes 场时探针场( $a$ )和共轭场( $b$ )的强度差压缩；图 3.8 (d)表示输入的探针场为 Anti-Stokes 场，产生的共轭场为 Stokes 场时探针场 ( $a'$ ) 和共轭场( $b'$ )的强度差压缩。量子关联随双光子失谐增大呈减小的趋势，最大值在双光子共振附近，与增益的趋势相一致。对比图 3.8(c)和 3.8(d)可以发现， $a$  和  $b$  的强度差压缩小于  $a'$ 和  $b'$ 的强度差压缩，说明得到最优的量子关联是在探针光为 Stokes 光，共轭光为 Anti-Stokes 光的情况下。在我们的实验中，利用泵浦光功率为 500mW, 探针光功率 100 $\mu$ W, 铯原子汽室长度  $L=15\text{mm}$ , 探针光和泵浦光在铯原子气室中心夹角  $\theta$  为  $0.38^\circ$ , 铯原子汽室温度  $T$  为  $110^\circ\text{C}$ , 单光子失谐即泵浦光失谐  $\Delta_p = 1129\text{MHz}$  等实验参数下，于双光子共振处测到低于散粒噪声基准 2.75dB 的强度差压缩。

### 3.4 两种级联四波混频实验装置介绍及量子关联的理论比较

级联四波混频可以进一步提高产生关联光束的压缩，图 3.9 (a) 是产生四个量子关联光束的实验装置的示意图，经过第一个原子汽室放大的探针光和产生的共轭光均注入第二个原子汽室中进行放大，有两个原子汽室，但是实际有三个四波混频过程参与，这四束光与泵浦光不在同一个平面。四束光的量子关联测量如图 3.9 (a) 所示，第二个原子汽室中的两个四波混频，产生的探针场和共轭场的交流信号相减后再进行相减，最后的信号输入到谱仪 SA。理论计算这四个量子关联光束间的强度差压缩与增益（假设三个四波混频过程产生的增益均相等）的关系式为：

$$\text{NF}_{\text{four}} = 10 \log_{10} \frac{1}{(2G-1)^2} \quad (3.12)$$

图 3.9 (b) 是产生三个量子关联光束的实验装置示意图<sup>[37]</sup>，由第一个原子汽室放大的探针场  $\text{Pr}1$  注入第二个原子汽室进行再次放大，同时探针光被放大  $\text{Pr}2$ ，且同时产生共轭光  $\text{C}2$ ，第一个四波混频产生的共轭光  $\text{C}1$ 、 $\text{Pr}2$  和  $\text{C}2$  三束光的交流信号，以  $i3-i2-i1$  的顺序依次相减，把最后相减得到的信号输入谱仪，即得到三束光的强度差压缩。理论计算的三个量子关联光束间的强度差压缩与增益的（假设各增益均相等）的关系式为：

$$\text{NF}_{\text{triple}} = 10 \log_{10} \frac{1}{(2G^2-1)} \quad (3.13)$$

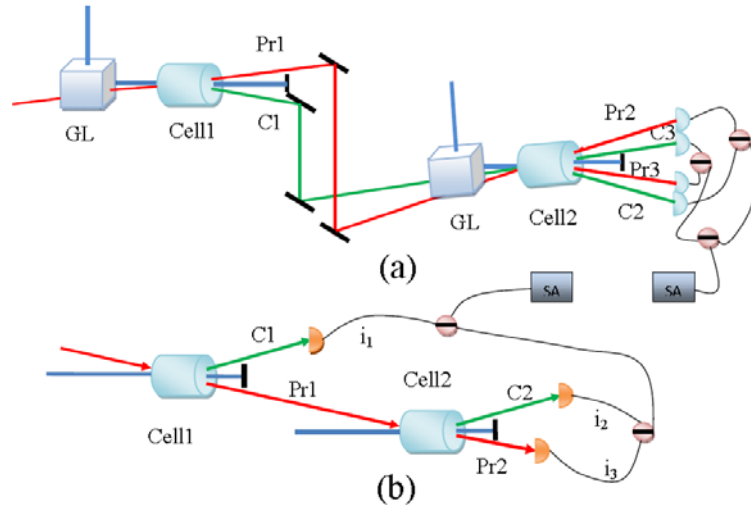


图 3.9 两种级联四波混频的实验装置图

假设所有四波混频过程的增益均相等，图 3.10 表示的是三种实验方案的噪声功率随四波混频增益的变化趋势，红色曲线是拟合公式 3.11 式的两束光的噪声功率随增益的变化关系；蓝色曲线是拟合公式 3.13 式的三束光的噪声功率随增益的变化关系；绿色曲线是拟合公式 3.12 式的四束光的噪声功率随增益的变化关系。对比可以发现相同增益下，三种方案的噪声功率大小依次为：两束光的强度差压缩，三束光间的强度差压缩，四束光间的强度差压缩。证明了图 3.9 (a) 和 (b) 所示的方案均可以提高关联光束的量子关联。

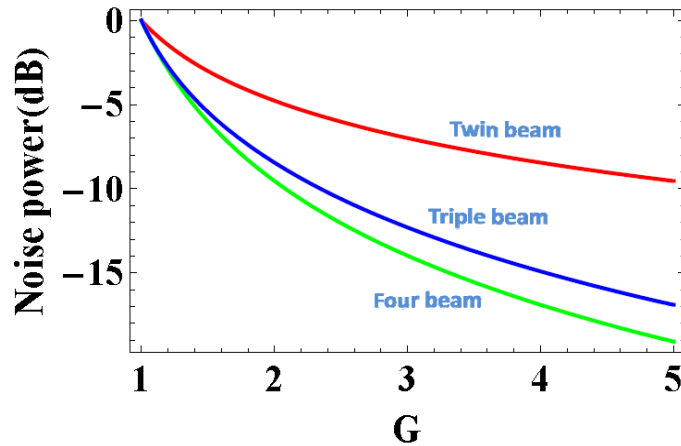


图 3.10 三种级联四波混频的实验方案测得的噪声功率随增益 G 的变化关系。

## 第四章 总结和展望

本论文叙述了光与原子非线性相互作用中，受激拉曼散射和四波混频过程等基础理论知识以及铯原子的能级结构，双  $\lambda$  型能级结构下四波混频的四步混频过程，相位匹配和第一个测到压缩的四波混频实验。实验研究了放大的探针场和产生的共轭场这一对孪生光场的增益特性：分析比较了探针场分别作为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场情况下，增益在不同温度下随泵浦光频率失谐的变化关系，以及在相同失谐条件下，增益峰大小和增益谱宽度随粒子数密度的变化特点。理论拟合了不同温度下，探针光的增益随泵浦光单光子失谐和相互作用时间的变化规律，且与实验结果趋势一致。为实现最优的强度差压缩提供了实验参数的选择依据。这部分工作对进一步研究基于受激拉曼四波混频，产生孪生光束的量子关联测量及三光子、四光子关联等的实验研究具有一定的参考价值。

与此同时，实验进一步测量了产生的孪生光束的量子关联随泵浦光失谐、铯原子汽室的长度和温度的变化关系，以及对比了探针场分别作为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场情况下随温度和双光子失谐变化的量子关联。理论计算了单个四波混频过程中双模压缩态的产生，并模拟了不同原子汽室下，噪声功率随增益、单光子失谐和铯原子汽室温度的变化关系，与实验结果趋势一致。并提出了两种级联四波混频的实验方案，理论拟合对比了相同四波混频增益下，三种实验方案的噪声指数随增益的变化关系，为进一步提高量子关联提供理论参考。当探针场作为 Stokes 场，共轭场为 Anti-Stokes 场时，实验上获得了低于散粒噪声基准 2.75dB 的孪生光束。由于多组分量子纠缠和关联光束的重要科学意义和未来在量子信息中的潜在应用，下一步工作中我们将基于级联四波混频的实验装置，获得量子关联更大的多光子关联光束。

## 参考文献

- [1] Maiman, T. H.. Stimulated optical radiation in ruby [J]. Nature ,1960,187 (4736): 493–494.G
- [2] Townes, Charles Hard. A Century of Nature: Twenty-One Discoveries that Changed Science and the World. University of Chicago. the University of Chicago Press,2003, 107-12.G
- [3] Nielsen, M.A. and Chuang, I.L. Quantum computation and quantum information. Cambridge University ,Cambridge University Press, 2000.F
- [4] John A. Wheeler and Wojciech Hubert Zurek, eds.. Quantum Theory and Measurement. Princeton University ,Princeton University Press. 1983.
- [5] Vladimir B. Braginsky and Farid Ya. Khalili. Quantum Measurement. Cambridge University ,Cambridge University Press,1992.
- [6] George S. Greenstein and Arthur G. Zajonc. The Quantum Challenge: Modern Research On The Foundations Of Quantum Mechanics (2nd ed.),2006.F
- [7] P. H. Souto Ribeiro, C. Schwob, A. Maître, and C. Fabre, Sub-shot-noise high-sensitivity spectroscopy with optical parametric oscillator twin beams, Opt. Lett.,1997, 22, 1893.F
- [8] J. Mertz, T. Debuisschert, A. Heidmann, C. Fabre, and E. Giacobino, Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams, Opt. Lett, 1991, 16, 1234.
- [9] J.Gao, F. Cui, C. Xue, C. Xie, and K. Peng, Generation and application of twin beams from an optical parametric oscillator including an  $\alpha$ -cut KTP crystal, Opt. Lett., 1998, 23, 870. [7]
- [10]S. Reynaud, C. Fabre, and E. Giacobino, Quantum fluctuations in a two-mode parametric oscillator, J. Opt. Soc. Am. B, 1987, 4,1520. [9]
- [11]J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi, Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among Distant Nodes in a Quantum Network, Phys. Rev. Lett.,1997, 78, 3221. [11]
- [12]C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. van Enk, and H. J. Kimble, Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic

- ensembles, *Nature*, 2005, 438, 828.
- [13] Marlan O Scully, M. Suhail Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge, Cambridge University Press, 1997.
- [14] U. Fano, Effects of Configuration interaction on intensities and Phase shifts, *Phys. Rev.*, 1961, 124, 1866-1878.
- [15] E. Arimondo, and G. Orriols, Nonabsorbing Atomic Coherences by Coherent 2-Photon Transitions in a 3-Level Optical-Pumping, *Lett. Nuovo Cimento*, 1976, 17, 333-338.
- [16] O. A. Kocharovskaya and Y. I. Khanin, Coherent amplification of an ultrashort pulse in a three-level medium without a population inversion, *Jetp Letters*, 1988, 48, 630-634.
- [17] S. E. Harris, Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances, *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62, 1033-1036.
- [18] M. O. Scully, S. Y. Zhu and A. Gavrielides, Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing, *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62, 2813-2816.
- [19] 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.
- [20] Daniel J. Gauthier, Duke University, and Robert W. Boyd, University of Rochester. *Fast Light, Slow Light and Optical Precursors: What Does It All Mean?*. photonics spectra, 2007.
- [21] R.W. Boyd and D.J. Gauthier. "Slow" and "fast" light. *Progress in Optics*, 2002, Vol. 43.
- [22] Raman, C. V. A new radiation. *Indian Journal of Physics*, 1928, 2: 387-398.
- [23] 石顺祥, 陈国夫. 非线性光学. 陕西, 西安电子科技大学出版社, 1996, 5: 203-214.
- [24] 钱世雄, 王龚明. 非线性光学-原理与进展. 上海, 复旦大学出版社, 2001, 7: 156-160.
- [25] A. 亚里夫. 量子电子学. 上海科学技术出版社, 1983, 500.
- [26] E. J. Woodbury, W. K. Ng. Ruby laser operation in the near IR. *Proc. IRE*, 1962, 50, 2347-2348
- [27] M. O. Scully, M. S. Zubairy. *Quantum optics*. Cambridge University Press, 1997.
- [28] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo, and P. D. Lett. Strong relative intensity



- squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor. *Optics Letters*, 2007,32(2): 178–180.
- [29] M. D. Lukin, P. R. Hemmer, M. L'öer, and M. O. Scully. Resonant enhancement of parametric processes via radiative interference and induced coherence. *Physical Review Letters*, 1998,81(13):2675–2678.
- [30] R. H. Good. *Classical Electromagnetism*. Saunders College Publishing, 1999.
- [31] H.P.Yuen. Two-photon coherent states of the radiation field. *Physical Review Letters*,1976,13,1226.
- [32] D.Stoler. Equivalence classes of minimum uncertainty packets. *Physical Review D*, 1970,1,3217.
- [33] S. Machida, Y. Yamamoto, and Y. Itaya. Observation of amplitude squeezing in a constant-current-driven semiconductor laser. *Physical Review Letters*, 1987,58,1000.
- [34] T.C.Zhang, J.P.Poizat, P.Grelu, J.F.Roch et al. Quantum noise of free-running and externally-stabilized laser diode. *Quantum and Semiclassical Optics*, 1995,7,601.
- [35] H.P.Yuen, J.H.Shapiro. Generation and detection of two-photon coherent states in degenerate four-wave mixing [J], *Optics Letters*, 1979, 4,334.
- [36] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, et al. Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity[J], *Physical Review Letters*, 1985, 55(22):2409-2412.
- [37] Zhongzhong Qin, Leiming Cao, Hailong Wang, et al. Experimental Generation of Multiple Quantum Correlated Beams from Hot Rubidium Vapor[J], *Physical Review Letters*,2014,113(2): 023602(5).
- [38] P. C. D. Hobbs. Ultrasensitive laser measurements without tears[J]. *Applied Optics*, 1997, 36(4):903–920.
- [39] C. M. Caves. Quantum-mechanical radiation-pressure fluctuations in an interferometer [J]. *Physical Review Letters*,1980,45(2):75–79.
- [40] B. L. Schumaker. Noise in homodyne detection [J]. *Optics Letters*,1984, 9(5):189–191.
- [41] C. M. Caves. Quantum-mechanical noise in an interferometer [J]. *Physical Review D*, 1981,23(8):1693–1708.
- [42] K. Goda, O. Miyakawa, E. Mikhailov, S. Saraf, R. Adhikari, K. McKenzie, R. Ward,

- S. Vass, A Weinstein, and N. Mavalvala. A quantum-enhanced prototype gravitational-wave detector [J]. *Nature Physics*, 2008, 4(6):472–476.
- [43] M. Xiao, L.-A. Wu, and H. J. Kimble. Precision measurement beyond the shot-noise limit [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(3):278–281.
- [44] I. V. Sokolov and M. I. Kolobov. Squeezed-light source for superresolving microscopy [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(7):703–705.
- [45] E. S. Polzik, J. Carri, and H. J. Kimble. Spectroscopy with squeezed light [J]. *Physical Review Letters*, 1992, 68(20):3020–3023.
- [46] M. I. Kolobov and P. Kumar. Sub-shot-noise microscopy: imaging of faint phase objects with squeezed light [J]. *Optics Letters*, 1993, 18(11):849–851.
- [47] L. Davidovich. Sub-poissonian processes in quantum optics [J]. *Reviews of Modern Physics*, 1996, 68(1):127–173.
- [48] Y. R. Shen. *The principles of non-linear optics* [J]. John Wiley and Sons, Inc., 1984.
- [49] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valley. Squeezed states in optical cavities: A spontaneous-emission-noise limit [J]. *Physical Review A*, 1985, 31(5):3512–3515.
- [50] H. A. Bachor and T. C. Ralph. *A Guide to Experiments in Quantum Optics* [J]. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2004.
- [51] G. Hetet, O. Glockl, K. A. Pilypas, C. C. Harb, B. C. Buchler, H.-A. Bachor, and P. K. Lam. Squeezed light for bandwidth-limited atom optics experiments at the rubidium D1 line [J]. *Journal of Physics B*, 2007, 40(1):221–226.
- [52] Quentin Glorieux, Jeremy B Clark, Neil V Corzo, et al. Generation of Pulsed Bipartite Entanglement Using Four-wave Mixing [J], *New Journal of Physics*, 2012, 14(12):123024.
- [53] V. Boyer, A.M. Marino, and P. D. Lett. Generation of Spatially Broadband Twin Beams for Quantum Imaging [J], *Physical Review Letters*, 2008, 100(14):143601(4).
- [54] R. C. Pooser, A. M. Marino, V. Boyer, et al. Low-Noise Amplification of a Continuous -Variable Quantum State [J], *Physical Review Letters*, 2009, 103(1):010501(4).
- [55] D. Pinotsi, A. Imamoglu. Single Photon Absorption by a Single Quantum Emitter [J], *Physical Review Letters*, 2008, 100(9):093603(4).

- [56] Miaojun Guo, Haitao Zhou, Dan Wang, et al. Experimental Investigation of high – frequency - difference Twin Beams in Hot Cesium Atoms[J], Physical Review A, 2014, 89(3):033813(6).
- [57] Martijn Jasperse. Relative Intensity Squeezing by Four-Wave Mixing in Rubidium, the degree theses of Master of Philosophy, April 2010.
- [58] Jun-Xiang Zhang, Hai-Tao Zhou, Da-Wei Wang, et al. Enhanced Reflection via Phase Compensation from Anomalous Dispersion in Atomic Vapor[J], Physical Review A, 2011, 83(5): 053841(7).
- [59] T. T. Grove, M. S. Shahriar, P. R. Hemmer, et al. Distortion-free Gain and Noise Correlation in Sodium Vapor with Four-wave Mixing and Coherent Population Trapping[J], Optics Letters, 1997, 22(11):769-771.
- [60] Roy J. Glauber. One hundred years of light quanta [J]. Reviews Of Modern Physics, 2006, 78:1267.
- [61] Z. Y. Ou. Enhancement of the phase-measurement sensitivity beyond the standard quantum limit by a nonlinear interferometer [J]. Physical Review A, 2012, 85, 023815.
- [62] Kip S. Thorne, Ronald W. P. Drever, Carlton M. Caves, Mark Zimmermann, and Vernon D. Sandberg. Quantum Nondemolition Measurements of Harmonic Oscillators[J]. Physical Review Letters, 1978, 40, 667.
- [63] M. D. Levenson, R. M. Shelby, M. Reid, and D. F. Walls. Quantum Nondemolition Detection of Optical Quadrature Amplitudes[J]. Physical Review Letters, 1986, 57, 2473.
- [64] Warwick P. Bowen, Nicolas Treps, Ben C. Buchler, Roman Schnabel, Timothy C. Ralph, Hans-A. Bachor. Experimental investigation of continuous-variable quantum teleportation. [J] Physical Review A. 2003, 67, 032302
- [65] A. Lambrecht, T. Coudreau, A. M. Steinberg, and E. Giacobino, Squeezing with cold atoms. Europhysics Letters, 1996, 36, 93.
- [66] K. Hirose, H. Furumochi, A. Tada, and F. Kannari, Photon Number Squeezing of Ultrabroadband Laser Pulses Generated by Microstructure Fibers. Physical Review Letters, 2005, 94, 203601.
- [67] J. Laurat, L. Longchambon, C. Fabre, and T. Coudreau, Experimental investigation of amplitude and phase quantum correlations in a type II optical parametric oscillator

- above threshold: from nondegenerate to degenerate operation. *Optics Letters*, 2005, 30, 1177.
- [68] L. M. Duan, M. Lukin, J. I. Cirac, P. Zoller, Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics, *Nature*, 2001, 414, 413.
- [69] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André, R.L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin, Atomic Memory for Correlated Photon States, *Science*, 2003, 301, 196.
- [70] V. Balić, D. A. Braje, P. Kolchin, G. Y. Yin, and S. E. Harris, Generation of Paired Photons with Controllable Waveforms, *Physical Review Letters*, 2005, 94, 183601.
- [71] S. Knappe, V. Shah, P. D. D. Schwindt, L. Hollberg, J. Kitching, L.-A. Liew, and J. Moreland, A microfabricated atomic clock, *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 85, 1460.

## 攻读硕士学位期间取得的研究成果

已发表的文章:

- [1] **王红丽**, 王丹, 郭苗军, 周海涛, 张俊香, 铯原子介质中受激拉曼四波混频的光放大特性, 量子光学学报, 2015,21 (1) :33-38
- [2] 周海涛, 武晋泽, **王红丽**, 刘超, 张俊香, 强耦合条件下内腔电磁诱导透明和正交模劈裂的研究, 量子光学学报, 2014,20 (3) :218-225.
- [3] 郭苗军, 武晋泽, 黄静波, **王红丽**, 周海涛, 郜江瑞, 张俊香, 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟, 光学学报, 2013,33,10.



## 致 谢

时光如梭，转眼间三年的研究生学习就要结束了，这期间的学习和科学研究工作是我今后工作和生活中宝贵的人生财富，使我各方面的素质得到了提高，我坚信一个热爱科学，善于总结，衷于协作的人会在以后工作的道路上走得更稳健。因此，我感谢光电研究所里每一位老师和同学对我的帮助和指导。

感谢彭堃墀院士和谢常德教授为我们创造的良好科研环境。

特别感谢我的指导老师张俊香教授，在学习、工作和生活上对我无微不至的关怀，在我迷茫和失意时对我的鼓励与支持，我在学业上的任何进步都离不开张老师的指导，张老师严谨的科研态度是我学习的榜样。

感谢郜江瑞教授在周四小组报告上对我的指导与鼓励，使我受益匪浅。

衷心感谢周海涛老师在科学研究上给我的帮助，从基础实验操作技能搭光路开始手把手指导我，我的成长进步离不开周老师的教诲。

感谢张靖教授、张天才教授、王军民教授、王海教授、张宽收教授、李永民教授、朱诗尧教授等老师在学习和科研上的指导和帮助。

衷心感谢实验小组的郭苗军、王丹、姜其畅、马荣、黄静波、武晋泽、刘超、蔡春晓、马志军、肖长顺和刘晋宏同学在学习和生活上的鼎力支持和热情帮助，让我感受到大家对我的温暖与关怀。

最后衷心感谢我的家人爸爸、妈妈、奶奶和牛牛等在生活上无微不至的关心和照顾，科研道路上对我的支持与鼓励，他们是我坚强的后盾。

王红丽

2015年3月1日





## 个人简况及联系方式

### 个人基本信息

姓 名：王红丽

性 别：女

出生年月：1988年3月

籍 贯：山西省临汾市

联系电话：18735102451

电子信箱：wanghongli4713@163.com

### 学习与受教育经历

2012.9-至今 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

2008.9-2012.7 山西师范大学  
专业：物理学



## 承 诺 书

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

作者签名：

2015 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：

2015 年 月 日