



Thesis for Master's Degree

山西大学

2008届硕士学位论文

铷原子热蒸气中激光模式图样
的实验研究

作者姓名: 郭璐

指导教师: 张靖 教授

学科专业: 光学工程

研究方向: 量子光学 超冷原子物理

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: 2005年9月至2008年6月

二〇〇八年六月

山西大学
2008届硕士学位论文

铷原子热蒸气中激光模式图样的实验研究

作者姓名 郭璐
指导教师 张靖教授
学科专业 光学工程
研究方向 量子光学 超冷原子物理
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 2005年9月—2008年6月

二零零八年六月

Experimental study on laser pattern formation in Rubidium atomic thermal vapor

A thesis submitted for the degree of Master

at

Shanxi University

Thesis by Guo Lu

Supervisor

Prof. Jing Zhang

State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics

Devices

Institute of Opto-Electronics

June 2008

摘 要

原子蒸气中存在着丰富的非线性效应。其中最重要的是光克尔效应和四波混频。从非线性光学建立的早期到现在，它一直是非线性光学研究的一个热门。从1970年，D. Grischkowsky对激光单次穿过钾蒸气产生的自聚焦效应进行了研究开始，国际上很多小组，先后使用不同的原子，如铯，钡，钠等研究了原子热蒸气中的非线性效应。但是在穿过原子热蒸气的激光器的选择上，大家一直使用的都是脉冲激光器。直到2002年Bennink等人首次使用连续染料激光器单次穿过钠蒸气介质对斑图模式进行了研究，并通过克尔效应给出了很好的理论解释。

我们的工作主要研究了具有高斯横向分布的连续激光束单次通过铷原子蒸后，在近共振附近铷原子蒸气中，由强的非线性克尔效应导致的激光分裂成细丝现象，并且这些细丝的衍射图样在远场通过相干迭加，可以形成具有规则结构的斑图模式。实验上研究了输入光功率，铷泡温度和抽运激光频率相对于 ^{85}Rb 原子 D_2 线的不同失谐位置等因素对斑图模式的影响。由于铷原子的超精细能级分裂，在铷原子蒸气中同时存在与三阶非线性效应相关的四波混频现象，通过扫描探测光的频率同时观察到具有斯托克斯和反斯托克斯光子的喇曼增益现象。

本论文主要分为以下几个部分：

第一，介绍了激光束在原子热蒸气中传播的相关非线性理论。

第二，对激光束在非线性质中自聚焦的成丝模型做了介绍，并对自陷模型进行了理论推导。

第三，对我们得到激光模式图样的实验装置做了详细的介绍。

第四，介绍了我们的实验结果和对结果进行的分析研究。

最后对全文做以总结。

关键词：铷原子蒸气； 克尔效应； 自聚焦； 成丝； 斑图

ABSTRACT

There are abundant nonlinear effects in atomic vapor, both Kerr effect and four wave mixing is especially important. The two phenomena have been a hot topic for nonlinear optics from the set up of the nonlinear optics to the present. In 1970, D.Grischkowsky firstly studied the self-focusing effect in Rubidium atom vapor, then many international made large quantity of work on the nonlinear effect of all kinds of atoms. In the above researches, the pulse laser is always chosen as the laser source until Bennink et al firstly used the CW dye laser to study the sodium atom vapor and gave the theoretical explanation.

In this thesis, the phenomenon of laser breaking up into filaments induced by the strong nonlinear Kerr effect in the near-resonant Rubidium atomic vapor was studied when the continuous wave laser beam which has transverse Gaussian distribution singly passes through the atomic vapor, and the regular mode pattern arising from the coherent superposition of the diffraction of filaments has been observed. We also studied the influence input power of laser, the temperature of the vapor cell and the frequency detuning of pump light relation to ^{85}Rb D_2 line on the mode pattern. Due to hyperfine splitting of Rubidium atoms, there is four-wave mixing in thermal Rubidium atomic vapor related to the third-order nonlinear effect, the Raman gain of the Stokes and anti-Stokes and anti-Stokes photons was observed by sweeping the frequency of the probe beam.

This thesis mainly consists of the following parts:

In the first part of this thesis, the basic nonlinear theory for the propagating of laser through the atomic vapor.

In the second part of this thesis, an introduction for the model of self-focusing in the nonlinear media, and the theoretical deduce about the model of self-trapping.

In the third part of this thesis, we will introduction to the experimental setup.

In the fourth part of this thesis, we will present the experimental results and analyze them.

Finally, we will give some conclusions about this thesis.

Key words: Rubidium atomic vapor; Kerr effect; Self-Focusing; Filamentation; Pattern formation

目 录

引 言

第一章 激光束在原子热蒸气中传播的相关理论.....	1
1.1 单色场中的二能级原子系统.....	1
1.1.1 二能级原子的运动密度矩阵方程.....	1
1.1.2 单色场中二能级原子的稳态响应.....	5
1.2 原子热蒸气中的非线性三阶效应.....	11
1.2.1 原子中的相干喇曼混合.....	12
1.2.2 四波混频.....	16
1.2.3 光克尔效应.....	19
1.2.4 自聚焦.....	20
第二章 激光束在非线性介质中的成丝模型.....	23
2.1 自陷模型.....	23
2.2 动态聚焦模型.....	26
第三章 铷原子热蒸气中产生激光模式图样的装置.....	29
3.1 半导体激光器系统.....	29
3.1.1 半导体激光器特性简介.....	30
3.1.2 外腔光栅反馈半导体激光器.....	31
3.1.3 宽范围外腔光栅可调谐半导体激光器.....	33
3.2 饱和吸收光谱系统.....	35
3.3 加热系统.....	36
3.4 探测器.....	37
3.5 强度噪声测试系统.....	38
3.6 实验操作过程中的注意事项.....	38
第四章 实验结果及数据分析.....	41
4.1 铷原子蒸气中四波混频.....	41
4.2 克尔效应导致的激光成丝现象.....	42
4.3 强度噪声的测量分析.....	43
第五章 总结与展望.....	45

参考文献.....	47
研究生期间完成的学术论文.....	52
致 谢.....	53
个人简况及联系方式.....	54
承诺书.....	55

Contents

Introduction

Chapter I The transmission theory of the laser beam in atom vapor.....	1
1.1 Two-Level Atom in the Monochrome Field.....	1
1.1.1 Density Matrix Equations of Motion for a Two-Level Atom.....	1
1.1.2 Steady-State Response of a Two-Level Atom to a Monochromatic Field...5	
1.2 Third order nonlinear effect in atom vapor.....	11
1.2.1 Excited state stimulated Raman Scattering from Sodium Vapor.....	12
1.2.2 Four Wave Mixing.....	16
1.2.3 Kerr effect.....	19
1.2.4 Self-focusing.....	20
Chapter II Modeling filamentation.....	23
2.1 Self-trapping model.....	23
2.2 Moving focus model.....	26
Chapter III The experimental setup.....	29
3.1 Semiconductor Laser System.....	29
3.1.1 Introduction of semiconductor lasers.....	30
3.1.2 Grating-feedback external cavity semiconductor laser	31
3.1.3 Grating wide range tunable external cavity semiconductor laser.....	33
3.2 Saturated absorption spectroscopy system.....	35
3.3 Heating System.....	36
3.4 Detector.....	37
3.5 Intensity noise test system.....	38
3.6 Notes.	38
Chapter IV The experimental results and analysis of the data.....	41
4.1 Four wave mixing in Rubidium atomic thermal vapor.....	41
4.2 Kerr effect led to the phenomenon of filamentation.....	42
4.3 Measurement and analysis of the intensity noise.....	43
Chapter V Summary and Outlook.....	45
References.....	47
Publications.....	52
Acknowledgement.....	53

Promise.....	54
Curriculum Vitae.....	55

引 言

非线性导致坍塌到一个奇异点，并伴随产生丰富的物理效应，这种现象已在物理学中的很多领域如光学^[1]，流体力学^[2]，超冷原子^[3]和等离子体^[4]中观察到。早在1965年^[5]已经提出，非线性克尔介质中光束功率如果大于临界功率 P_{cr} ^[6]，就会产生自聚焦和坍塌效应。在光学系统中，当一束具有高斯横向分布的激光或激光脉冲在非线性介质中传输时，由于束轴与边缘处场强的不同会造成折射率的非均匀分布。激光的功率超过某一临界值时，自聚焦效应占主导地位，光束不能再维持它的空间分布，振幅与位相（从噪声中）受到的微扰在非线性效应和衍射效应的共同作用下会得到快速增长，结果会使激光束分裂成许多细丝，这些细丝在传播过程中彼此之间相干迭加，在远场可以得到具有一定规则结构的光斑图样。

在非线性光学系统中，斑图模式的研究具有重要的意义。一方面，对斑图形成机理的研究可以知道：一个不规则的随机输入怎样产生出一个规则的模式输出，从而采取措施避免光丝的形成，或者对光丝的形成进行控制与利用。如在通讯与信息技术方面具有潜在应用价值的空间孤子，可以直观地理解为衍射与自聚焦平衡的结果；另一方面，这些模式在图象处理与操控等方面有很大的利用价值，如构造光学神经网络和联想记忆系统等，此外，飞秒激光在大气非线性传输时，激光成丝已显现出其在激光雷达，大气遥感等方面的应用前景。目前，人们已经在许多不同种类的非线性介质中观察到了斑图形成，包括原子蒸气，液晶材料， X_2 晶体，有机液体，玻璃，半导体，生物材料等介质^[7-8]，但是这些研究大多是在超短激光脉冲^[9]和光反馈系统中进行的，如采用反馈镜^[10-12]，谐振器^[13]或波混频器^[14-17]等作为反馈器件。

本文使用一台高功率连续可调谐半导体激光器作为抽运光单次穿过铷原子蒸气来研究远场斑图模式的形成。通过改变抽运激光的输入功率、相对于⁸⁵Rb原子 D_2 线 $F=3 \rightarrow F'$ 跃迁频率的失谐和铷泡的温度，观测远场斑图模式和光场强度噪声来研究铷原子蒸气成丝现象。由于铷原子的超精细能级分裂，在铷原子蒸气中同时存在与三阶非线性效应相关的四波混频现象，用一台外腔反馈半导体激光器作为探测光，通过扫描探测光的频率同时观察到具有斯托克斯和反斯托克斯光子的喇曼增益现象。

第一章 激光束在原子热蒸气中传播的相关理论

原子热蒸气作为一种重要的非线性介质已被广泛研究，它主要包含三阶非线性效应（克尔效应和四波混频）。早在1970年，D. Grischkowsky就对激光单次穿过钾蒸气产生的自聚焦效应进行了研究^[18]；1986年，I. Golub, R. Shuker and G. Erez观察到激光束在通过原子蒸气的过程中，会产生坍塌成丝现象，并且这些丝化的光束呈圆锥形发射状^[19]；1988年，Y. Shevy and M. Rosenbluh提出了产生圆锥形发射状光束与四波混频有关^[20]；1993年，W. Chaupczak等人通过调节穿过原子蒸气的光束强度，可以精准的操控光束的坍塌^[21]；1998年，A. Dreischuh等人通过实验证明了强激光束通过原子蒸气产生的圆锥形发散光束是由于喇曼共振的四波混频产生的^[22]；2001年，J. A. Andersen等人使激光束通过铷蒸气，得到了自聚焦形成的斑图模式^[23]；2002年Bennink等人首次使用连续染料激光器单次穿过钠蒸气介质对斑图模式进行了研究，并通过克尔效应给出了很好的理论解释^[24]。2005年，D. Aumiler等人使用脉冲激光束通过铯蒸气，在远场观测到了斑图，并分析指出产生该现象的主要原因是克尔效应^[25]。

1.1 单色场中的二能级原子系统

二能级原子系统是一个蕴藏着丰富物理过程的系统。本小节主要是讨论单色场中的二能级原子。我们使用二能级近似的方法进行讨论，这样虽然会忽略了二能级的一些特征，但它仍然描述的是一个巨大的，丰富的物理过程。下面我们从解二能级原子的运动密度矩阵入手，讨论二能级原子系统的三阶非线性极化率和非线性折射率随相对于共振频率的失谐量的变化关系。

1.1.1 二能级原子的运动密度矩阵方程

我们知道，在不同物理机制下的阻尼装置是不相同的，因此包含阻尼的模型也不是唯一的。所以我们先考虑一个没有阻尼作用的二能级运动密度矩阵，以它作为以后研究包含阻尼运动的一个起点。

如图 1.1 所示是一个二能级原子的近共振激发示意图。图中 a 表示较低的原子能级，b 表示较高的原子能级。使用哈密顿量描述这个系统为

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \quad (1.1.1)$$

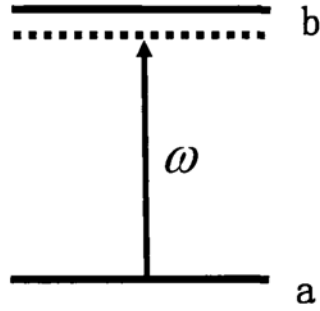


图 1.1 二能级原子的近共振激发

其中 \hat{H}_0 表示原子的哈密顿量， $\hat{V}(t)$ 表示原子和电磁场的相互作用量。能级 a 和 b 的能量表示为

$$E_a = \hbar\omega_a \text{ 和 } E_b = \hbar\omega_b \quad (1.1.2)$$

这样，哈密顿量 \hat{H}_0 可以由对角矩阵元给出

$$H_{0,nm} = E_n \delta_{nm} \quad (1.1.3)$$

假设电偶极近似法能够完全描述相互作用能量，这样相互作用哈密顿量写为

$$\hat{V}(t) = -\hat{\mu}\tilde{E}(t) \quad (1.1.4)$$

我们假设 a 态和 b 态的原子波函数已经明确了奇偶，即有 $\hat{\mu}$ 的对角矩阵元等于零 $\mu_{aa} = \mu_{bb} = 0$ ，因此有

$$V_{aa} = V_{bb} = 0 \quad (1.1.5)$$

留下的非对角矩阵元 V_{ab} 和 V_{ba} 之间的关系为

$$V_{ba} = V_{ab}^* = -\mu_{ba}\tilde{E}(t) \quad (1.1.6)$$

用密度矩阵描述整个系统的态为

$$\hat{\rho} = \begin{bmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} \end{bmatrix} \quad (1.1.7)$$

这里 $\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$ ，并且密度矩阵的时间演变可以由下式给出，

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{nm} &= \frac{-i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]_{nm} = \frac{-i}{\hbar} [(\hat{H}\hat{\rho})_{nm} - (\hat{\rho}\hat{H})_{nm}] \\ &= \frac{-i}{\hbar} \sum_v (H_{nv}\rho_{vm} - \rho_{mv}H_{vm}) \end{aligned} \quad (1.1.8)$$

接下来我们给出哈密顿量分成原子部分和相互作用部分的表达式

$$\dot{\rho}_{nm} = -\omega_{nm}\rho_{nm} - \frac{i}{\hbar} \sum_v (V_{nv}\rho_{vm} - \rho_{mv}V_{vm}) \quad (1.1.9)$$

这里， $\omega_{nm} = (E_n - E_m)/\hbar$ 为跃迁频率， n, m, v 可分别用 a 和 b 表示，这样密度矩阵元的运动方程可以表示如下

$$\dot{\rho}_{ba} = -i\omega_{ba}\rho_{ba} + \frac{i}{\hbar} V_{ba}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (1.2.10a)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \frac{-i}{\hbar} (V_{ba}\rho_{ab} - \rho_{ba}V_{ab}) \quad (1.2.10b)$$

$$\dot{\rho}_{aa} = \frac{-i}{\hbar} (V_{ab}\rho_{ba} - \rho_{ab}V_{ba}) \quad (1.2.10c)$$

我们可以看到， $\dot{\rho}_{bb} + \dot{\rho}_{aa} = 0$ ，由密度矩阵的定义我们可知

$$\rho_{aa} + \rho_{bb} = 1 \quad (1.2.11)$$

方程 (1.2.10) 是没有弛豫过程的二能级原子的运动密度矩阵方程。这个方程描述了没有弛豫的共振非线性光学过程。一般如果短脉冲激发持续的时间比物质的弛豫时间短就可以用上述方程来计算。接下来我们研究存在弛豫过程的二能级原子系统。

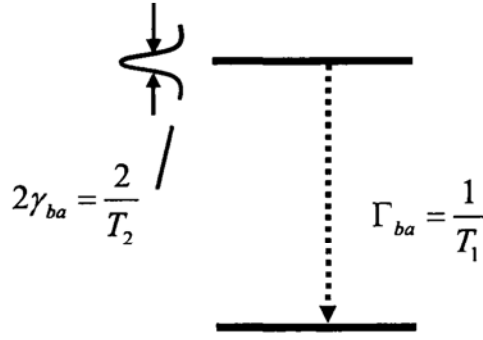


图 1.2 二能级原子的弛豫过程

如图 1.2 是二能级原子的弛豫过程。 Γ_{ba} 表示原子从高能级 b 衰减到低能级 a 的几率， $1/\Gamma_{ba} = T_1$ 为原子在 b 上的平均寿命。 T_2 为特性时间，如果在特性时间内，偶极矩是反相的，那么在弱场中跃迁线宽的固有宽度为 $\gamma_{ba} = 1/T_2$ 。这样，我们在式 (1.1.10) 中增加弛豫过程的衰减项，得到的方程如

$$\dot{\rho}_{ba} = -i(\omega_{ba} + \frac{1}{T_2})\rho_{ba} + \frac{i}{\hbar}V_{ba}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (1.1.12a)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = -\frac{\rho_{bb}}{T_1} - \frac{i}{\hbar}(V_{ba}\rho_{ab} - \rho_{ba}V_{ab}) \quad (1.1.12b)$$

$$\dot{\rho}_{aa} = \frac{\rho_{bb}}{T_1} - \frac{i}{\hbar}(V_{ab}\rho_{ba} - \rho_{ab}V_{ba}) \quad (1.1.12c)$$

由上式可知， $\dot{\rho}_{aa} + \dot{\rho}_{bb} = 0$ 仍是满足的，用 (1.1.12b) 减去 (1.1.12c) 式，我们得到

$$\frac{d}{dt}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) = -\frac{2\rho_{bb}}{T_1} - \frac{2i}{\hbar}(V_{ba}\rho_{ab} - \rho_{ba}V_{ab}) \quad (1.1.13)$$

又 $2\rho_{bb} = (\rho_{bb} - \rho_{aa}) + 1$ ，则上式写为

$$\frac{d}{dt}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) = \frac{-(\rho_{bb} - \rho_{aa}) + 1}{T_1} - \frac{2i}{\hbar}(V_{ba}\rho_{ab} - \rho_{ba}V_{ab}) \quad (1.1.14)$$

热平衡条件下的集居数差写为 $(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq}$ ，且在自发辐射跃迁的条件下

$(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq} = -1$ ，因此(1.1.14)式可以写为

$$\frac{d}{dt}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) = \frac{-(\rho_{bb} - \rho_{aa}) - (\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq}}{T_1} - \frac{2i}{\hbar}(V_{ba}\rho_{ab} - \rho_{ba}V_{ab}) \quad (1.1.15)$$

这样，(1.1.12a)和(1.1.15)就构成了有弛豫过程的二能级原子的运动密度矩阵方程。

1.1.2 单色场中二能级原子的稳态响应

上一节我们得到了二能级原子的运动密度方程，在这一节中我们以有弛豫过程的二能级系统为例，给出它的一般解。由(1.1.12a)和(1.1.15)可知有弛豫过程的二能级原子的运动密度矩阵方程

$$\frac{d}{dt}\rho_{ba} = -i(\omega_{ba} + \frac{1}{T_2})\rho_{ba} + \frac{i}{\hbar}V_{ba}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (1.1.16)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) = \frac{-(\rho_{bb} - \rho_{aa}) - (\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq}}{T_1} - \frac{2i}{\hbar}(V_{ba}\rho_{ab} - \rho_{ba}V_{ab}) \quad (1.1.17)$$

在电偶极近似下，相互作用哈密顿量可以写成频率为 ω 的单色波的形式

$$\hat{V} = -\hat{\mu}\tilde{E}(t) = -\hat{\mu}(Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t}) \quad (1.1.18)$$

则相互作用哈密顿量的矩阵源可以写为

$$V_{ba} = -\mu_{ba}(Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t}) \quad (1.1.19)$$

但是，我们把(1.1.19)式代入方程(1.1.16)，(1.1.17)式中不可以得到方程的精确解。为了得到它的精确解，我们采用旋波近似法。因为在没有自激场的情况下， ρ_{ba} 是以 $\exp(-i\omega_{ba}t)$ 变化的，所以 $\omega \approx \omega_{ba}$ ，(1.1.19)式中 $e^{-i\omega t}$ 对于 ρ_{ba} 的作用要远远大于 $e^{i\omega t}$ ，因此(1.1.19)式可以改写为

$$V_{ba} = -\mu_{ba}Ee^{-i\omega t} \quad (1.1.20)$$

把(1.1.20)代入(1.1.16)，(1.1.17)式得

$$\frac{d}{dt}\rho_{ba} = -i(\omega_{ba} + \frac{1}{T_2})\rho_{ba} - \frac{i}{\hbar}\mu_{ba}Ee^{-i\omega t}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (1.1.21)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) = \frac{-(\rho_{bb} - \rho_{aa}) - (\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq}}{T_1} + \frac{2i}{\hbar}(\mu_{ba}Ee^{-i\omega t}\rho_{ab} - \mu_{ab}E^*e^{i\omega t}\rho_{ba}) \quad (1.1.22)$$

注：旋波近似里的 ρ_{ba} 只是在近共振频率处被激发， $\rho_{bb} - \rho_{aa}$ 会在零频（自然频率）处被激发。

下面我们解方程(1.1.21)和(1.1.22)的稳态解，首先引入一个慢变参数 σ_{ba}

$$\rho_{ba}(t) = \sigma_{ba}(t)e^{-i\omega t} \quad (1.1.23)$$

则(1.1.21)和(1.1.22)式变为

$$\frac{d}{dt}\sigma_{ba} = [i(\omega - \omega_{ba}) - \frac{1}{T_2}]\sigma_{ba} - \frac{i}{\hbar}\mu_{ba}E(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (1.1.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) = & -\frac{(\rho_{bb} - \rho_{aa}) - (\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq}}{T_1} \\ & + \frac{2i}{\hbar}(\mu_{ba}E\sigma_{ab} - \mu_{ab}E^*\sigma_{ba}) \end{aligned} \quad (1.1.25)$$

使(1.1.24)和(1.1.25)右边等于零，可以解出 ρ_{ba} 和 $\rho_{bb} - \rho_{aa}$

$$\rho_{bb} - \rho_{aa} = \frac{(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq}[1 + (\omega - \omega_{ba})^2 T_2^2]}{1 + (\omega - \omega_{ba})^2 T_2^2 + (4/\hbar^2)|\mu_{ba}|^2|E|^2 T_1 T_2} \quad (1.1.26)$$

$$\rho_{ba} = \sigma_{ba}e^{-i\omega t} = \frac{\mu_{ba}Ee^{-i\omega t}(\rho_{bb} - \rho_{aa})}{\hbar(\omega - \omega_{ba} + i/T_2)} \quad (1.1.27)$$

现在我们使用上面的结果来推导极化强度（单位体积内的偶极矩）的表达式，极化强度可以由密度矩阵的非对角元给出

$$\tilde{P}(t) = NTr(\hat{\rho}\hat{\mu}) = N(\mu_{ab}\rho_{ba} + \mu_{ba}\rho_{ab}) \quad (1.1.28)$$

其中 N 是原子的密度数，用复振幅表示极化强度为

$$\tilde{P}(t) = P e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.1.29)$$

复振幅 P 与场强 E 之间的关系为

$$P = \chi E \quad (1.1.30)$$

由(1.1.27)和(1.1.30)可以得到

$$\chi = \frac{N |\mu_{ba}|^2 (\rho_{bb} - \rho_{aa})}{\hbar(\omega - \omega_{ba} + i/T_2)} \quad (1.1.31)$$

把(1.1.26)代入上式得

$$\chi = \frac{N(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq} |\mu_{ba}|^2 (\omega - \omega_{ba} - i/T_2) T_2^2 / \hbar}{1 + (\omega - \omega_{ba})^2 T_2^2 + (4/\hbar^2) |\mu_{ba}|^2 |E|^2 T_1 T_2} \quad (1.1.32)$$

这是关于极化率的总的表达式,对于线性介质和非线性介质都适用。

为了简化上面极化率的表达式,我们引入下面几个量:

$$\text{共振拉比频率:} \quad \Omega = 2 |\mu_{ba}| |E| / \hbar \quad (1.1.33)$$

$$\text{失谐量:} \quad \Delta = \omega - \omega_{ba} \quad (1.1.34)$$

这样, (1.1.32)式的极化率表达式可写为:

$$\chi = \left[N(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq} |\mu_{ba}|^2 \frac{T_2^2}{\hbar} \right] \frac{\Delta T_2 - i}{1 + \Delta^2 T_2^2 + \Omega^2 T_1 T_2} \quad (1.1.35)$$

另外,物质的正常吸收系数

$$\alpha = 2 \frac{\omega}{c} \text{Im} n = 2 \frac{\omega}{c} \text{Im} [(1 + 4\pi\chi)^{1/2}] \quad (1.1.36)$$

又因为 $|\chi| \ll 1$, 所以吸收系数可以写为

$$\alpha = 4\pi \frac{\omega}{c} \text{Im } \chi \quad (1.1.37)$$

如果 $\alpha_0(\Delta)$ 表示相对于原子共振频率失谐 Δ 处的吸收系数, 那么忽略了 (1.1.35) 分母中的 $\Omega^2 T_1 T_2$ 项, 我们可以得到 $\alpha_0(\Delta)$ 的表达式

$$\alpha_0(\Delta) = \frac{\alpha_0(0)}{1 + \Delta^2 T_2^2} \quad (1.1.38)$$

$\alpha_0(0)$ 为不饱和的谱线中心的吸收系数, 表达式为

$$\alpha_0(0) = -\frac{4\pi\omega_{ba}}{c} [N(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq} |\mu_{ba}|^2 \frac{T_2}{\hbar}] \quad (1.1.39)$$

这样, (1.1.34) 式的极化率可表示为如下形式

$$\chi = -\frac{\alpha_0(0)}{4\pi\omega_{ba}/c} \frac{\Delta T_2 - i}{1 + \Delta^2 T_2^2 + \Omega^2 T_1 T_2} \quad (1.1.40)$$

这样我们得到了极化率 χ 与失谐量 Δ 的关系式, 我们的目的是讨论失谐量与非线性介质的三阶极化率和折射率的关系。因为

$$\Omega^2 T_1 T_2 = \frac{|E|^2}{|E_s^0|^2} \quad (1.1.41)$$

$$|E_s^0|^2 = \frac{\hbar^2}{4|\mu_{ba}|^2 T_1 T_2} \quad (1.1.42)$$

所以 (1.1.40) 又可写为

$$\chi = -\frac{\alpha_0(0)}{4\pi\omega_{ba}/c} \frac{\Delta T_2 - i}{1 + \Delta^2 T_2^2 + |E|^2 / |E_s^0|^2} \quad (1.1.43)$$

把 (1.1.43) 做幂级数展开后, 只保留第一项和第二项, 极化率公式可以近似写为

$$\chi = -\frac{\alpha_0(0)}{4\pi\omega_{ba}/c} \left(\frac{\Delta T_2 - i}{1 + \Delta^2 T_2^2} \right) \left(1 - \frac{1}{1 + \Delta^2 T_2^2} \frac{|E|^2}{|E_s^0|^2} \right) \quad (1.1.44)$$

把(1.1.44)式表示成 $\chi = \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}|E|^2$ 的形式, 就得到了一阶极化率和三阶极化率的表达式

$$\chi^{(1)} = -\frac{\alpha_0(0)}{4\pi\omega_{ba}/c} \frac{\Delta T_2 - i}{1 + \Delta^2 T_2^2} \quad (1.1.45)$$

$$\chi^{(3)} = \frac{\alpha_0(0)}{12\pi\omega_{ba}/c} \left[\frac{\Delta T_2 - i}{(1 + \Delta^2 T_2^2)^2} \right] \frac{1}{|E_s^0|^2} \quad (1.1.46)$$

把(1.1.39)和(1.1.42)式代入(1.1.46), 即得到三阶极化率关于失谐量的微观表达式

$$\chi^{(3)} = -\frac{4}{3} N(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq} |\mu_{ba}|^4 \frac{T_1 T_2^2}{\hbar^3} \frac{\Delta T_2 - i}{(1 + \Delta^2 T_2^2)^2} \quad (1.1.47)$$

我们知道在三阶非线性效应中, 光克尔效应, 自聚焦只与三阶极化率 $\chi^{(3)}$ 的实部有关, 而在四波混频过程中 $\chi^{(3)}$ 的实部和虚部都有贡献。为了方便我们把(1.1.47)式写成如下形式

$$\text{Re } \chi^{(3)} = -\frac{4}{3} N(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq} |\mu_{ba}|^4 \frac{T_1 T_2^2}{\hbar^3} \frac{\Delta T_2}{(1 + \Delta^2 T_2^2)^2} \quad (1.1.48a)$$

$$\text{Im } \chi^{(3)} = \frac{4}{3} N(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq} |\mu_{ba}|^4 \frac{T_1 T_2^2}{\hbar^3} \frac{1}{(1 + \Delta^2 T_2^2)^2} i \quad (1.1.48b)$$

设 $N(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq} |\mu_{ba}|^4 \frac{T_1 T_2^2}{\hbar^3} = K$, N 为原子的密度数, 恒大于零; $(\rho_{bb} - \rho_{aa})^{eq}$ 为热

平衡状态下上下能级的差, 为 $\rho_{bb} - \rho_{aa} < 0$; T_1, T_2 为特征时间, 所以 K 恒为小于零的值。由上面的假设, (1.1.48a)和(1.1.48b)可简化为

$$\operatorname{Re} \chi^{(3)} = -\frac{4}{3} K \frac{\Delta T_2}{(1 + \Delta^2 T_2^2)^2} \quad (1.1.49a)$$

$$\operatorname{Im} \chi^{(3)} = \frac{4}{3} K \frac{1}{(1 + \Delta^2 T_2^2)^2} i \quad (1.1.49b)$$

运用 Mathematica 软件, 可以分别画出三阶极化率的实部与虚部随失谐量 ΔT_2 的变化曲线, 如图 1.3 所示。程序如下:

1. $\operatorname{Re} \chi^{(3)} - \Delta T_2$ 变化曲线的程序 ↵

```
In[1] = Plot[ $\frac{x}{(1+x^2)^2}$ , {x, -5, 5}]
In[2] = Show[%2, Frame → True,
             FrameLabel → {" $\Delta T_2 = (\omega - \omega_{ba}) T_2$ ", " $\operatorname{Re} \chi^{(3)}$ "}] ↵
```

2. $\operatorname{Im} \chi^{(3)} - \Delta T_2$ 变化曲线的程序 ↵

```
In[1] = Plot[ $\frac{-1}{(1+x^2)^2}$ , {x, -5, 5}]
In[2] = Show[%2, Frame → True,
             FrameLabel → {" $\Delta T_2 = (\omega - \omega_{ba}) T_2$ ", " $\operatorname{Im} \chi^{(3)}$ "}] ↵
```

从图中我们可以看到, 正失谐对应的 $\operatorname{Re} \chi^{(3)}$ 为大于零的值, 我们知道非线性折射率系数

$$n_2 = \frac{12\pi^2}{n_0^2 c} \operatorname{Re} \chi^{(3)} \quad (1.1.50)$$

与三阶极化率的实部成正比关系, 由此我们可以得到 n_2 与失谐量 Δ 之间的变化曲线与图 1.3A 相同, 即 $\Delta > 0$, 对应 $n_2 > 0$, 光束发生自聚焦现象; $\Delta < 0$, 对应 $n_2 < 0$, 光束发生自散焦现象。

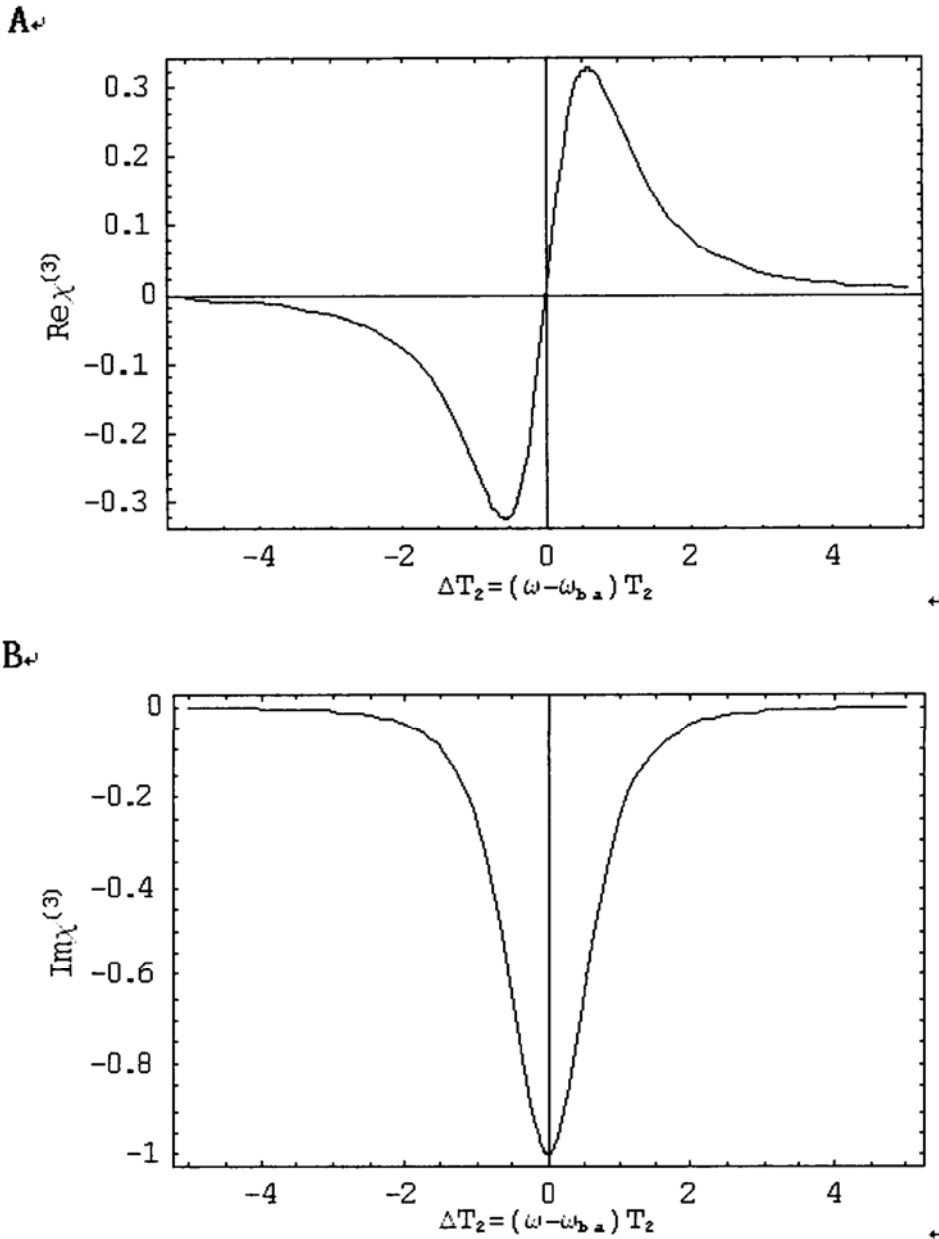


图 1.3 三阶极化率关于失谐量的变化曲线

1.2 原子热蒸气中的非线性三阶效应

原子蒸气作为一种重要的非线性介质已被广泛研究，它主要包含三阶非线性效应。三阶非线性效应与二阶非线性效应相比，有以下几点不同之处：首先若二阶非线性光学效应对应光电场与物质相互作用的二阶微扰，那么三阶效应对应的是三阶微扰，这就决定了三阶效应一般要比二阶效应更弱；其次三阶效应中有四个光电场

相互作用，这使得三阶效应比二阶效应丰富得多，除了相应于二阶效应中的谐波产生及和频，差频等混合外，还可以有其它新的相互作用过程。第三，二阶信号中一般产生的信号光频率异于入射光频率，而在三阶效应中产生的信号光频率可以等于某一入射光频率，因而是对入射光电场起衰减或放大作用，这就是双光子吸收或喇曼增益。由于拉曼增益的存在，随之产生了各种受激喇曼散射现象。第四，不同种类的三阶效应反映了不同三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ ，可以通过共振效应增强 $\chi^{(3)}$ 使得三阶效应变得相当显著，使在实际中可广泛使用。第五，三阶效应可以发生在只有一个入射光电场频率的情况，产生的效应也只对应于该入射光电场的频率，这种效应可以使介质的折射率发生变化，即所谓自聚焦，也可以产生一个具有独特相位的新的出射光，这就是简并四波混频。最后要指出在偶极近似下只有缺乏中心对称的介质才存在二阶非线性光学效应，但对于三阶非线性效应来说，不管介质具有什么对称性总存在一些非零的 $\chi^{(3)}$ 张量元，因此原则上三阶非线性效应可以在所有介质中观测到。

我们采用沿 z 方向传播的平面波假设。在一般情况下，考虑四个频率 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 和 ω_4 在介质中混频相互作用，且 $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ ，共线传播时波矢失配量 $\Delta k = k_4 - k_3 - k_2 - k_1$ ，可以写出 ω_4 频率的三阶非线性极化强度 $P^{(3)}(\omega_4)$

$$P^{(3)}(\omega_4) = 6\epsilon_0 \chi_{eff}^{(3)} E(\omega_1) E(\omega_2) E(\omega_3)$$

式中当 $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$ 时简并因子 $D=6$ ，并且有效非线性系数

$$\chi_{eff}^{(3)} = \sum_{ijkl} (e_4)_i \chi_{ijkl}^{(3)} (e_1)_j (e_2)_k (e_3)_l$$

e_1, e_2, e_3, e_4 分别是 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 和 ω_4 场的偏振方向上的单位矢量，这是一般意义上的四波混频 (FWM)。为了简洁，以下公式中标量形式的 $\chi^{(3)}$ 都是指 $\chi_{eff}^{(3)}$ 。

1.2.1 原子中的相干喇曼混合

我们以碱金属元素中的钠原子为例。钠原子是最简单的原子之一，由于钠原子的基态 $3s^2S_{1/2}$ 至第一激发态 $3p^2P_{3/2}$ 及 $3p^2P_{1/2}$ 的跃迁有很大的振子强度，使得钠原子在许多非线性效应的研究上有重要的地位。例如双光子吸收，激发态共振四波混频等^[26, 27]。

钠原子中只具有电子能级，而没有分子的振动能级及转动能级。但在这些电子能级间也可以观察到与 SRS 相似的受激电子拉曼散射 (SERS)，这些 SERS 过程所对应的激发态为原子的电子能级。

这里，我们主要介绍发生在钠原子激发态受激喇曼散射 (ESSRS)。Shevy 等人在 1985 年从钠热管炉观察到近共振激发产生的发射谱中二阶斯托克斯线与反斯托克斯线^[28]，王庶民等随后系统研究了近共振激发时钠蒸气的前向发射光谱，观察到更高阶的 ESSRS 输出，他们还测量了发射光谱的泵浦光功率，功率密度，钠原子浓度及缓冲气体压强的变化关系^[29, 30]。

当泵浦光调谐到 D_2 线近旁时，其波长为 589.04nm，可以测得发射谱中等间隔的多线结构，其典型光谱如图 1.4 所示。除了泵浦光外还产生了七条新的发射线，其波长间隔为 0.6nm 与钠原子的 $^2P_{3/2}$ 和 $^2P_{1/2}$ 的能级间隔相一致，这 7 条线相应于 2P 态的 ESSRS，其中四条为斯托克斯线，三条为反斯托克斯线。在 D_1 线附近也能观察到类似的多条发射线。

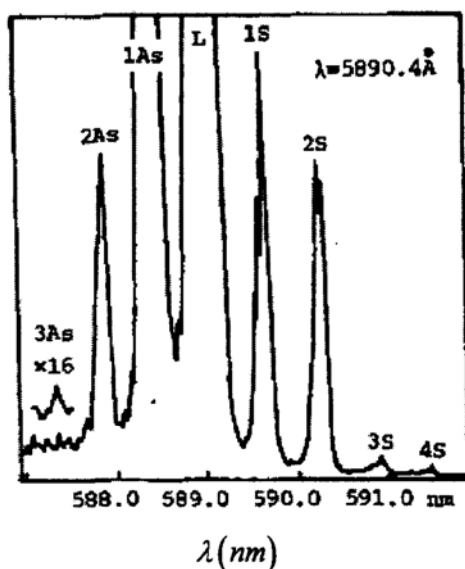


图 1.4 钠原子 D_2 线附近的输出 ESSRS 谱

产生 ESSRS 多线发射的机制是一个多步过程。当泵浦激光调谐至 D_2 线附近时，近共振激发将大量的基态原子泵浦到激发态 $^2P_{3/2}$ ，从而在 $^2P_{3/2}$ 与 $^2P_{1/2}$ 能级间形成较大的粒子数反转。正是基于这一粒子数反转，可以在泵浦光的作用下产生一阶反斯托克斯喇曼散射，其频移等于两个能级间的间隔。在这过程中，基态作为近共振中间态有增强作用。

对于一阶斯托克斯发射，则由于 $^2P_{1/2}$ 上的粒子数少于 $^2P_{3/2}$ 上的粒子数，故它不能经直接的受激过程产生，而要经过 ω_1 ， ω_{1a} ， ω_1 三个光子混频产生，如图 1.5 所示。

钠原子可以看成是由基态 $^2S_{1/2}$ 及两个激发态 $^2P_{3/2}$ 及 $^2P_{1/2}$ 组成的 V 型三能级系统，对于这样的系统，采用密度方程矩阵求解可以求得 ESSRS 所对应的增益。

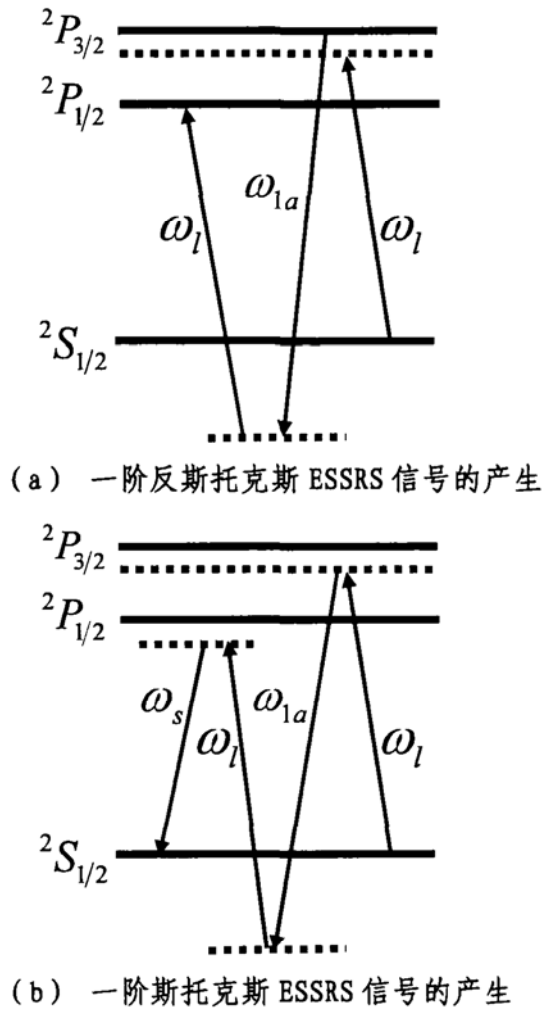


图 1.5

考虑如图 1.6 所给的 V 型三能级系统与三个近共振场(频率分别为 ω_1 , ω_1 和 ω_2) 的相互作用模型。其中两个上能级 $|2\rangle$, $|3\rangle$ 是近简并的, 且 $|2\rangle$, $|3\rangle$ 能级与基态能级 $|1\rangle$ 之间有偶极矩 μ_{21} 及 μ_{31} , 而 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级间的跃迁是偶极禁戒的, 可以写成密度阵元的运动方程:

$$\frac{\partial \rho_{ii}}{\partial t} = F_{ii} - \gamma_i (\rho_{ii} - \rho_{ii}^{(0)}) + \frac{1}{i\hbar} [H, \rho]_{ii} \quad (1.2.1)$$

$$\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = -\gamma_{ij} \rho_{ij} + \frac{1}{i\hbar} [H, \rho]_{ij} \quad (1.2.2)$$

其中 F_{ii} 为对角元的非相干激发, γ_i 和 γ_{ij} 分别是对角元 ρ_{ii} 和 ρ_{ij} 的驰豫率, $\rho_{ii}^{(0)}$ 为 $t=0$ 时刻对角元的初始值。

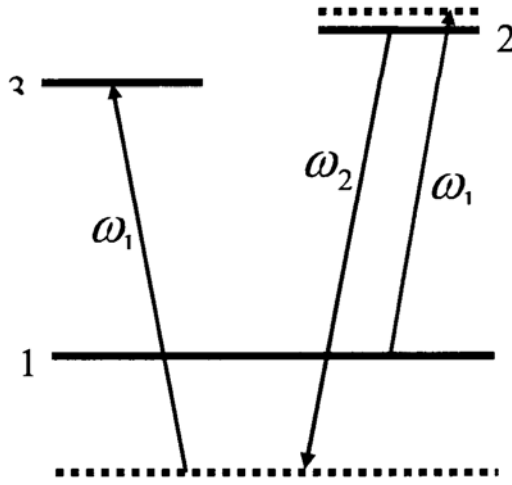


图 1.6 V型三能级系统与三光场的相互作用

取光场均沿同一方向偏振，在采用标量表示时有

$$E(t) = \frac{1}{2} (\varepsilon_1 e^{-i\omega_1 t} + \varepsilon_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c.) \quad (1.2.3)$$

并令

$$a_1 = \frac{\mu_{12}\varepsilon_1}{2\hbar}, a_2 = \frac{\mu_{12}\varepsilon_2}{2\hbar}, b_1 = \frac{\mu_{13}\varepsilon_1}{2\hbar}, b_2 = \frac{\mu_{13}\varepsilon_2}{2\hbar} \quad (1.2.4)$$

则相互作用哈密顿量 H' 为

$$H' = \begin{bmatrix} 0 & a_1 e^{-i\omega_1 t} + a_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. & b_1 e^{-i\omega_1 t} + b_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. \\ a_1 e^{i\omega_1 t} + a_2 e^{i\omega_2 t} + c.c. & 0 & 0 \\ b_1 e^{i\omega_1 t} + b_2 e^{i\omega_2 t} + c.c. & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.2.5)$$

考虑到 ω_1 及 ω_2 光场分别与 1-2 跃迁及 1-3 跃迁共振， ρ_{12} ， ρ_{13} 会随光场迅速变化，而 ρ_{23} 则是慢变的，令

$$\begin{aligned}
 \rho_{21} &= P_{21}e^{-i\omega_1 t} + Q_{21}e^{-i\omega_2 t} \\
 \rho_{13} &= P_{13}e^{i\omega_1 t} + Q_{13}e^{i\omega_2 t} + R_{13}e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} \\
 \rho_{23} &= T_{21}e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + T_{12}e^{i(\omega_1 - \omega_2)t}
 \end{aligned} \tag{1.2.6}$$

相应地,亦需令对角元有 $(\omega_1 - \omega_2)$ 的调制项。将这些式子代入密度矩阵元方程,可得所有这些系数 P_{21} , Q_{21} ...等的一组方程。采用稳态近似。并先略去 ω_2 场,只考虑入射泵浦光场的作用,求得密度矩阵对角元的零级近似。再由 ρ_{ii} 的零级近似出发,保留 a_2 及 b_2 的一次项,可以求得非对角元的有关系数的解。

这里,我们只给出 Q_{21} 的解,因为由 Q_{21} 会产生频率为 ω_2 的极化,而这正是产生ESSRS发射的源。

$$Q_{21} = \frac{ia_2(\rho_{11} - \rho_{22}) + \frac{a_2 b_1}{\gamma_{23}} P_{13} + i \frac{2a_1 a_2}{\omega_{23}} P_{12}}{\gamma_{21} + \frac{b_1^2}{\gamma_{23}} - i \left(\omega_1 - \omega_{31} - \frac{2a_1^2}{\omega_{23}} \right)} \tag{1.2.7}$$

又因为ESSRS的增益与 Q_{21} 的虚部成正比且异号,当将 P_{13} , P_{12} 等系数代入上式得到 $\text{Im}Q_{21} < 0$,则 ω_2 信号确能得到指数增长。

计算结果表明, $\text{Im}Q_{21}$ 中有几项,他们与激发态的粒子数差 $(\rho_{22} - \rho_{33})$, ${}^2P_{3/2}$ 及 ${}^2P_{1/2}$ 能级间的碰撞弛豫以及泵浦光强等有关。计算与实验结果之间有很好的吻合。

实验发现,当泵浦光功率由 200 kW/cm^2 增长至 2 MW/cm^2 时,各阶斯托克斯和反斯托克斯ESSRS输出都会增长,但已显出饱和迹象。计算表明,在增大泵浦光强时,增益先达到一个极值而随后减小,这将导致输出信号的饱和。

改变热管炉中的缓冲气体氖气的气压,也会明显看到ESSRS效应的变弱,当气压在40托以上时,只会有一条ESSRS线出现在发射光谱中。气体气压的增加,使得钠原子的碰撞过程加剧,相应于 γ_{23} 的增大。计算结果指出,当 γ_{23} 超过某个值后,增益会随 γ_{23} 增大而明显下降。

1.2.2 四波混频

四波混频是四个光场相互作用的三阶非线性光学过程。在弱相互作用下它是由三阶非线性极化率决定的。因为三阶非线性极化率在所有介质中都是存在的,所以四波混频在所有介质中都可以产生。在材料研究中,共振四波混频技术是强有力的

光谱分析工具，它比其它技术具有跟高的分辨率以及消除强的荧光背景和超快动态性质的时间分辨测量能力。

四波混频过程遵从能量守恒和动量守恒关系，由此可得到放大的探测光波光子和共轭光波光子。

假设入射到非线性介质的入射光电场为 $E_1(r,t), E_2(r,t), E_p(r,t)$ ，这时经非线性参量作用可产生其中一个波的相位共轭波。这点与三波混频 (TWM) 不同，因为 $\chi^{(3)}$ 存在于任何介质中，所以 FWM 可以在所有介质中观察到。三个光波入射到非线性介质上经三阶非线性相互作用产生频率为 $\omega_c = \omega_1 + \omega_2 - \omega_p$ 的非线性极化为

$$P_c^{(3)}(r,t) = 6\epsilon_0 \chi^{(3)} E_1(r) E_2(r) E_p^*(r) \exp\{-i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t + i(k_1 + k_2 - k_p) \cdot r\} + c.c. \quad (1.2.8)$$

上述表征的非线性极化可产生频率为 ω_c 的光电场 $E_c(r,t)$ ，它正是探测光 $E_p(r,t)$ 的相位共轭波。

用四波混频可产生前向相位共轭波，此时两个泵浦光播沿相同方向传播 $k_1 = k_2$ ，探测光波入射到泵浦区，产生一个波矢为 k_c 的相位共轭波如图 1.7。

$$k_c = k_1 + k_2 - k_p \quad (1.2.9)$$

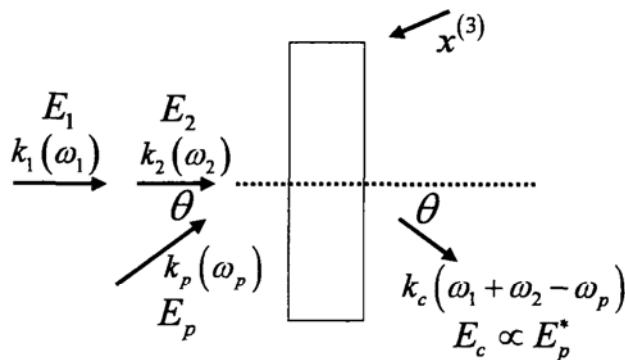


图 1.7 向前四波混频

这里因为存在相位匹配条件，限制了各个入射波允许的入射角。Heer 等人利用

若丹明 6G 染料激光的黄激光束（其波长调谐在 Na 的 D_2 线附近）射入 2mm 厚的钠蒸气池中，观察到了前向共轭波^[31]。Khyzniak 等人讨论了前向共轭波产生效率以及获得完全匹配共轭波的方法^[32]。

若三个入射的光波都具有相同的频率， $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p = \omega$ ，则相位共轭波 $E_c(r, t)$ 也具有与入射光波相同的频率 $\omega_c = \omega$ ，这样的四波混频称为简并四波混频 (DFWM)。

DFWM 能够产生相位匹配条件自动满足的背向相位共轭。这是因为产生背向相位共轭须采用的三个入射波中有两个是反向传播的，如图 1.8 所示。这时 $k_1 = -k_2$ ，因此产生的非线性极化强度按 (1.2.8) 式为

$$P_c^{(3)}(r, t) = 6\varepsilon_0\chi^{(3)}E_1(r)E_2(r)E_p^*(r)e^{-i(\omega_c t + k_p \cdot r)} \quad (1.2.10)$$

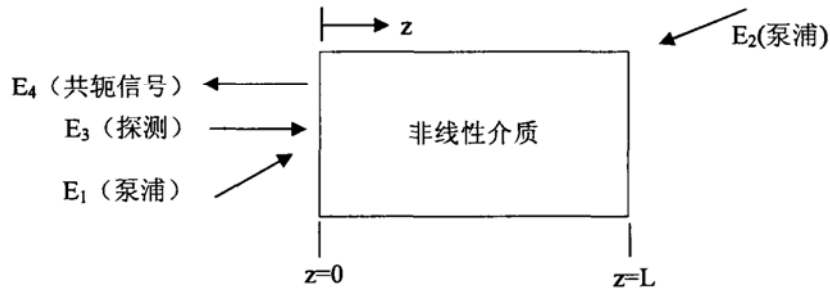


图 1.8 背向 DFWM 相位共轭的几何配置

这个非线性极化强度产生的信号波 $E_c(r, t)$ 与 $E_p(r, t)$ 不仅在光电场的振幅上是共轭的， $E_c(r, t) \propto E_p^*(r, t)$ ，而且其波矢为反号，即 $k_c = -k_p$ 。从这个意义上讲所产生的波是时间逆转的波。因此这个过程适用于探测光波的入射角是任意的情况（即 k_p 可取任意方向）。显然这种相互作用最接近理想的相位共轭镜的工作特性。这种方法首先由 Hellwarth^[33] 提出，并演示了 DFWM 补偿畸变的可能性。对理想的平面波泵浦，DFWM 可以产生出具有任意形式波前探测波的相位共轭波，因为它具有较强的消除畸变能力和信息处理能力。对于非理想的平面波泵浦，泵浦光波会影响相位共轭波的质量，这正是应用化过程的一个实际问题^[34]。

DFWM 过程还能够产生出振幅大于探测光波振幅的相位共轭波，这样可获得一个有放大作用的相位共轭镜。

1.2.3 光克尔效应

克尔在 1875 年发现当线偏振光 (ω) 通过加有电场作用的玻璃时, 变为椭圆偏振光。这现象表明玻璃在外加电场的作用下, 由原来的各向同性变成了光学意义上的各向异性。外加电场感应了线性双折射, 并且折射率的变化与外加电场平方成正比。这就是电光 Kerr 效应。如果用另一个光电场 (ω') 来代替外加电场, 同样通过三阶非线性效应在频率 ω 处产生与频率 ω' 的场强平方有关的非线性极化强度

$$P^{(3)}(\omega) = 6\varepsilon_0\chi_{eff}^{(3)}(-\omega; \omega', -\omega', \omega)E(\omega)|E(\omega')|^2 \quad (1.2.11)$$

这就是光克尔效应。克尔效应的大小用克尔系数来度量, 定义为

$$K_{\omega}(\omega) = \frac{\Delta n_{\parallel}(\omega) - \Delta n_{\perp}(\omega)}{\lambda|E(\omega')|^2} \quad (1.2.12)$$

式中 Δn_{\parallel} 和 Δn_{\perp} 分别是入射信号 ω 光电场偏振方向与外加泵浦光 ω' 光电场偏振方向相平行和垂直时的折射率改变量。

为了确定各向同性介质的克尔系数 $K_{\omega}(\omega)$ 与它的三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 之间的关系, 假设入射光 ω 沿 z 方向传播, 外加光电场 ω' 光的偏振沿 y 方向, 那么可重写 (1.2.11) 式为

$$P_x^{(3)}(\omega) = 6\varepsilon_0\chi_{xxy}^{(3)}(-\omega; \omega', -\omega', \omega)a_x(\omega)E(\omega)|E(\omega')|^2 \quad (1.2.13a)$$

$$P_y^{(3)}(\omega) = 6\varepsilon_0\chi_{yyy}^{(3)}(-\omega; \omega', -\omega', \omega)a_y(\omega)E(\omega)|E(\omega')|^2 \quad (1.2.13b)$$

这里 $a_x(\omega)$ 和 $a_y(\omega)$ 分别是沿 z 方向传播 ω 光电场偏振的方向余弦。把 (1.2.13b) 式代入耦合波方程, 得到与 ω' 光波偏振方向相同辐射的微分方程为

$$\frac{dE_y(\omega, z)}{dz} = \frac{3i\omega}{cn_0}\chi_{yyy}^{(3)}a_y(\omega)E(\omega)|E(\omega')|^2 \quad (1.2.14)$$

$E(\omega')$ 不变的情况下就有

$$E(\omega, z) \propto \exp \left\{ \frac{i\omega}{c} \left[\frac{3\omega}{kc} |E(\omega')|^2 \chi_{yyy}^{(3)}(-\omega; \omega', -\omega', \omega) \right] z \right\} \quad (1.2.15)$$

上式指数因子中方括号内的量正是折射率的变化量，记为 Δn_{\parallel}

$$\Delta n_{\parallel} = \frac{3\omega}{kc} |E(\omega')|^2 \chi_{yyy}^{(3)}(-\omega; \omega', -\omega', \omega) \quad (1.2.16)$$

同理，对与 ω' 光波的偏振方向垂直的辐射来说有

$$\Delta n_{\perp} = \frac{3\omega}{kc} |E(\omega')|^2 \chi_{xyy}^{(3)}(-\omega; \omega', -\omega', \omega) \quad (1.2.17)$$

从 (1.2.16) 和 (1.2.17) 式可见，折射率变化 Δn 与泵浦光场强平方 $|E(\omega')|^2$ 成正比。将 (1.2.16) 和 (1.2.17) 代入 (1.2.12) 式便得出克尔系数与 $\chi^{(3)}$ 之间的关系

$$K_{\omega'}(\omega) = \frac{3\omega}{2\pi c} \left[\chi_{yyy}^{(3)} - \chi_{xyy}^{(3)} \right] \quad (1.2.18)$$

1.2.4 自聚焦

当外加光电场的频率 ω' 与入射光电场频率 ω 相同时。即入射光本身也能产生自作用效应，即光的自聚焦效应。

高强度激光射入各向同性介质后，总的 ω 频率的极化强度为

$$P(\omega) = P^{(1)}(\omega) + P^{(3)}(\omega) \quad (1.2.19)$$

由 (1.2.13b) 式得，当 $\omega' = \omega$ 时

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(\omega) + 3\varepsilon_0 \chi^{(3)}(-\omega, \omega, -\omega, \omega) |E(\omega)|^2 E(\omega) \quad (1.2.20)$$

可求出此时的介电系数为

$$\varepsilon_r = 1 + \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 \quad (1.2.21)$$

根据折射率 n 与介电系数 ε_r' ($\varepsilon_r = \varepsilon_r' + i\varepsilon_r''$) 的关系

$$n^2 = \varepsilon_r' \quad (1.2.22)$$

则可求得这时折射率为

$$\begin{aligned} n &= \left[1 + \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[\varepsilon_1' + 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ &\approx n_0 + \frac{3\chi^{(3)}}{2n_0} |E(\omega)|^2 \end{aligned} \quad (1.2.23)$$

其中 n_0 是线性折射率, $\chi^{(1)}$ 和 $\chi^{(3)}$ 分别是 $\chi^{(1)}$ 和 $\chi^{(3)}$ 的实部。如将 $\frac{3\chi^{(3)}}{2n_0}$ 记为 n_2 , 则上式可以写为

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 \quad (1.2.24)$$

n_2 称非线性折射率系数, 它的量纲与 $\chi^{(3)}$ 相同 (m^2V^{-2})。 $n_2 |E|^2$ 反映了光强引起折射率的变化。当单模激光束在介质中传播时, 由于它具有高斯横向分布, 束轴与边缘处的场强不同, 因此在光束的传播过程中就造成介质折射率的非均匀分布, 这种分布使介质成为一种类透镜介质。当 $n_2 > 0$ 时类似于一个正透镜, 如图 1.9 所示。

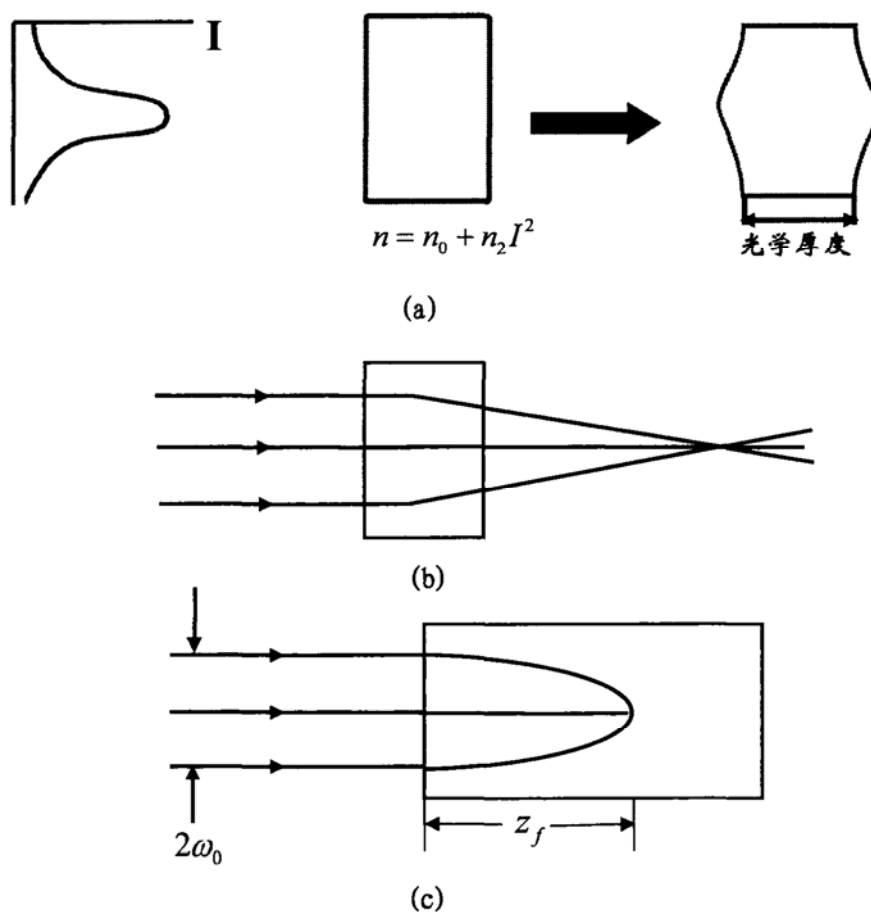


图 1.9 光的自聚焦

自聚焦的光束的传播长度 L_c 是从最小光斑处算起到开始塌陷处的距离，它的计算公式是一个半经验公式，如下所示：

$$L_c = \frac{0.367 L_{DF}}{\sqrt{\left[\left(P_{in}/P_c \right)^{1/2} - 0.852 \right]^2 - 0.0219}} \quad (1.2.25)$$

式中 L_{DF} 是光束的瑞利长度，因此，像 L_{DF} 一样， L_c 是可见的，且与腰斑半径的平方成正比。上式对中等功率的高斯光束在纯净的克尔介质中传播时产生的坍塌是非常有效的，对于非高斯光束产生的坍塌位置的估计可以参照^[33]。

第二章 连续激光束在非线性介质中成丝的理论模型

成丝的历史可以追溯到非线性光学建立的早期^[36]。当光束通过固体或液体，看到了窄长的荧光或破坏的轨迹^[37, 40]。为了解释这种现象。人们提出了两种理论模型：自陷模型和动态聚焦模型。

自陷模型认为光束的自聚焦作用和衍射作用是相互平衡的。光束的自陷（self-trapping）是指光束的自聚焦作用恰好与衍射作用相互抵消时，光束会在介质中传播很长一段距离束径不会发生任何变化的现象。但自陷不是一种稳定的状态，吸收和散射引起激光功率任何很小的衰减都可以破坏自聚焦与衍射作用的平衡。又因为具有有限截面的光束都具有衍射效应，因此，光束产生自聚焦必然存在一个临界的激光输入功率 P_c 。当输入功率大于临界功率时，自聚焦作用强于衍射作用时，光束产生自聚焦现象。一般这种模型用来解释连续或长脉冲激光作用下的自聚焦过程。

动态聚焦模型通常用来解释入射光为短脉冲的自聚焦效应。短脉冲激光束随时间周期性的变化，如果它为入射光时必须考虑光束参量随时间的变化，至少振幅随时间变化的一阶导数必须考虑，这样描述自聚焦效应的波动方程就与时间建立了关系，这种自聚焦称为动态自聚焦。

下面我们分别介绍这两种成丝模型。并且由于我们的实验中使用的是高功率可调谐半导体激光器，是一种连续激光器。因此我们会对自陷模型做详细的理论推导。

2.1 自陷模型

连续或长脉冲激光作用下，光束自聚焦后的截面尺寸，焦点位置都保持相对稳定，也称为稳态自聚焦。

稳态自聚焦方程可以从麦克斯韦方程推倒得到

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t^2} [(n_0 + \Delta n)E] = 0 \quad (2.1.1)$$

这里 $\Delta n = n_2 I(\mathbf{r}, t)$ ，为光强感应的非线性折射率。

将光电场写成平面波形式，但考虑到介质中传播时光束强度的径向分布和纵向分布都会发生变化，故光电场写为

$$E(r, t) = \frac{1}{2} A(\rho, z) e^{iks(\rho, z)} e^{-i\omega t + iks} + c.c. \quad (2.1.2)$$

其中取光束传播方向为 z 轴, $A(\rho, z)$ 是光场的振幅, ρ 是 x - y 平面上的径向距离, $s(\rho, z)$ 是表示实际的高斯束波面与理想平面波的光程差, ks 即为相位差。将 (2.1.2) 式代入 (2.1.1) 式, 应用慢变振幅近似, 可得到关于振幅 $A(\rho, z)$ 和相位 $s(\rho, z)$ 的两个方程

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial A}{\partial \rho} \frac{\partial s}{\partial \rho} + A \left(\frac{\partial^2 s}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial s}{\partial \rho} \right) = 0 \quad (2.1.3)$$

$$2 \frac{\partial s}{\partial z} + \left(\frac{\partial s}{\partial \rho} \right)^2 = \frac{1}{k^2 A} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial A}{\partial \rho} \right) + \frac{n_2}{n_0} \quad (2.1.4)$$

精确求解上述方程是很复杂的。但如果没有非线性折射率, 即 $n_2=0$ 时, 上列方程就是描述在透明介质中高斯光束传播规律的方程, 它的解为

$$A = \frac{A_0 a_0}{a(z)} \exp(-\rho^2 / 2a^2(z)) \quad (2.1.5)$$

$$S = \frac{\rho^2}{2R(z)} + \phi(z) \quad (2.1.6)$$

为此, 我们作适当近似, 即认为在介质具有非线性折射率时, 方程的解仍具有 (2.1.5) 和 (2.1.6) 的形式, 只是其中的参量需要调整。这样的近似对靠近光轴的那些光束, 即 $\rho \ll a$ 时, 是能成立的。

将 A, S 的试解代入他们的方程则可求得 $R(z), a(z)$ 和 $\phi(z)$ 分别满足的方程。这里只给出 a 的方程, 从它可了解到光束的焦点位置以及其它的一些性质。

$$\frac{d^2 a(z)}{dz^2} = \frac{1}{k^2 a^3(z)} (1 - 2B) \quad (2.1.7)$$

参数 B 的值为:

$$B = \frac{n_2 \omega^2}{\epsilon_0 c^3} P \quad (2.1.8)$$

其中 n_2 为非线性折射率系数， ω 为入射光电场频率， ϵ_0 为真空中的介电常数，由方程求的光斑大小 $a(z)$ 的解为

$$\frac{a^2(z)}{a_0^2} = (1-2B) \frac{z^2}{k^2 a_0^4} + \left(1 + \frac{z}{R_0}\right)^2 \quad (2.1.9)$$

根据以上的结果对稳态自聚焦作以下讨论：

自聚焦现象的发生有一临界功率，即当入射激光功率 P 超过某一值时，才可以发生自聚焦。根据 (2.1.9) 式，若取入射激光的波前近似为一个平面，即 $R_0 = \infty$ ，则只有 $B \geq \frac{1}{2}$ 时激光束才有可能发生自聚焦，由此得到临界功率值 P_c 为：

$$P_c = \frac{\epsilon_0 c^3}{2\omega^2 n_2} \quad (2.1.10)$$

从物理意义上看，临界功率的存在意味着入射激光束产生的自聚焦效应正好抵消由于衍射存在的发散。

从解中还可以看到，虽然光束仍保持着高斯分布，但是它的光斑大小是不断变化的。令 $a(z) = 0$ ，则可求得焦点所对应的位置

$$z_f = \frac{ka_0^2}{\frac{P}{(P_c - 1)^{\frac{1}{2}}}} \quad (2.1.11)$$

可见对于近似平面波前入射的激光， a_0 越小，则 z_f 越小。即较小的激光束截面，高的功率越容易引起激光束的自聚焦。

当入射激光束是汇聚球面波前，即 $R < 0$ 时，则有解

$$\frac{1}{z_f} = \frac{1}{|R|} \pm \frac{1}{ka_0^2} \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1.12)$$

这是自聚焦作用可有两种情况：当激光束会聚程度不太高，即 $|R|$ 比较大时，则

(2.1.12) 式右边必须取正号。若是较强会聚，即 $|R|$ 很小，以至于 $|R| < ka_0^2 \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}$

时，则 z_f 会有两个值，这正是自聚焦过程出现的双焦点现象，一个在原来的焦点之前，一个在原来的焦点之后。

当入射激光功率 P 取确定值时，则 z_f 的值为

$$\frac{1}{z_f} = -\frac{1}{R} + \frac{1}{ka_0^2} \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1.13)$$

显然，当入射激光功率 P 取确定值时，发散球面波前的半径 R 有最小限制，只有大于这个 R 值的发散波才能产生自聚焦。

上面是傍轴近似得到的解，只能适用于在光束轴线附近传播的光线。方程 (2.1.3)，(2.1.4) 更严格的解只能用计算机计算得到^[41]。

2.2 动态聚焦模型

实验上发现自聚焦引起透明介质击穿损坏时并不是固定在一点上，而是形成持续几个厘米的细线状损坏。用条纹相机拍摄的运动图像证实了这种细丝实际上对应着运动焦点的轨迹。上面关于自陷模型的介绍只适用于连续或长脉冲的激光（远大于介质产生非线性折射率的响应时间），光电场振幅与时间无关，因此不能解释上述的情况。如果入射脉冲是短脉冲，必须考虑到光束参量随时间的变化，至少振幅随时间变化的一阶导数必须考虑，这样描述自聚焦效应的波动方程与时间有关了，故称动态自聚焦。

讨论时，我们仍然略去振幅函数对 z 和 t 的二阶导数（慢变振幅近似）。但保留振幅函数对时间 t 的一阶导数得到的方程与 (2.1.3) 和 (2.1.4) 类似，仅多了一项对时间的导数项 $\frac{\partial A}{\partial t}$ 。这样由方程可以求得焦点位置为

$$Z_f(t) = \frac{ka_0^2}{2} \left\{ \left[\frac{P \left(t - \frac{n_0 z_f}{c} \right)^{\frac{1}{2}}}{P_c} \right] - 1 \right\}^{-1} \quad (2.2.1)$$

可见，在动态自聚焦中，焦点位置在介质中并不固定，而是随时间 t 变动，从上式可作出 $z_f(t)$ 与 t 的关系曲线如图 2.1 所示，从图中可以看出，当激光入射至介质后，因为自聚焦要满足阈值条件，所以在 t_A 时刻首先在 z_A 处产生一个焦点。然后它沿着 U 形线分成两支运动。焦点的运动速度由曲线的斜率确定。沿 BA 一支向光束的前进方向运动，速度可大于介质中的光速 c/n 。沿另一支 BCD 表示自聚焦焦点先是向后（迎着光束入射面方向）运动。在达到最短焦距 z_c 后又返回，再向前运动（ z_c 与输入脉冲峰值功率相对应）。这一支焦点的运动速度始终小于光束，特别在 z_c 处焦点的运动速度为零。这种双焦点的运动图像在实验中已得到了证实^[42]。

从自聚焦的破坏角度来讲，焦点运动的速度比较慢的地方亦及停留时间长的地方最易发生介质破坏，这相应于图中的 z_c 处。确实在透明的液体中已经在这个区域观测到激光引起的气泡。

对以上分析还需说明两点：

- (1) 必须注意比光更快的自聚焦焦点的运动特性并不违背狭义相对论。因为不同时刻焦点处的光场来自介质内各点发出光束的叠加，所以它并不代表各点光束的传播，不携带任何实际信息。
- (2) 上述对于动态自聚焦（亦称准稳态）的分析基于这样的假定，即介质对光场的响应非常快，认为一有激光场作用，介质折射率立刻发生变化，当激光达到自聚焦阈值时，自聚焦现象立刻发生。但当输入激光的脉冲持续时间比非线性折射率（ Δn ）的响应时间更短时，自聚焦过程中 Δn 的时间变化变的重要了，必须考虑瞬态自聚焦现象。可以定性的用图 2.2 加以说明。由于 Δn 的瞬态响应，激光脉冲的前沿部分可以影响其尾部的自聚焦。图中激光功率随时间的变化曲线中 a-f 表示满足阈值条件的各个时刻的功率。当 a 部位脉冲输入时，由于介质对场来不及响应， Δn 很小，因而它在传播时几乎是线性的衍射，到 b 部位

有稍大一些的 Δn ，但还未大到足以引起自聚焦，因此它依然衍射，但较 a 段脉冲的衍射较小。当 c 段脉冲输入时，由于先前 a,b 段脉冲产生的 Δn 已足够大，足以克服衍射效应使光线向中间会聚。同样分析 d-f 时刻的脉冲段，它们的聚焦点一个比一个向前移，且聚焦后不发散。这是因为虽然 e-f 的峰值功率变小，但由于以前引起的介质折射率变化的累积结果使 Δn 变得很大仍可形成自聚焦。如果我们在同一时刻把 a-f 各时刻输入脉冲的各自波前连接起来，就得到如图 2.2 喇叭型的脉冲激光轮廓。实验上已观察到这一现象^[43]。

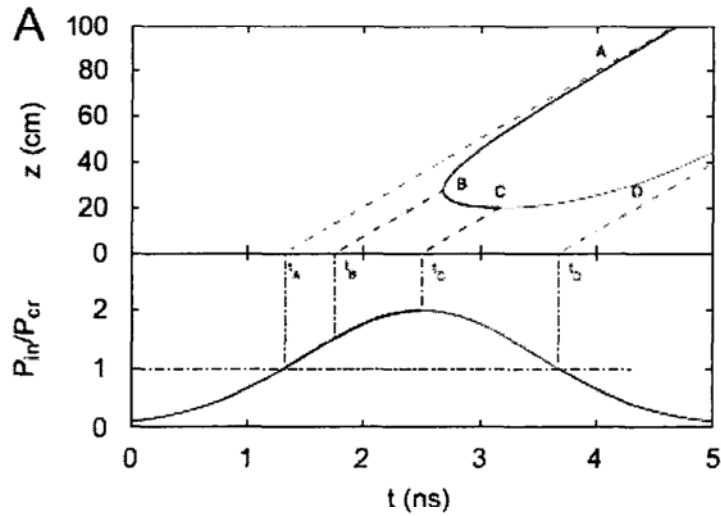


图 2.1 上面是自聚焦焦点随时间变化曲线下面是入射激光脉冲功率波形

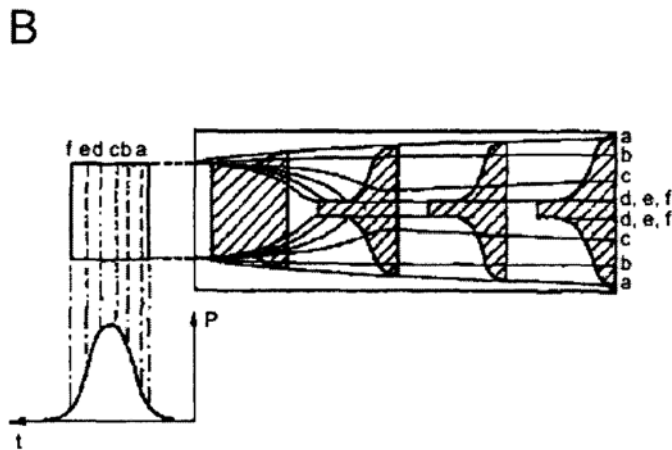


图 2.2 超短脉冲自聚焦过程的光束轮廓的变化

第三章 铷原子热蒸气中产生激光模式图样的实验装置

本章主要介绍铷原子热蒸气中产生激光模式的实验装置。实验中使用高功率可调谐半导体激光器 (TA100, Toptica) 作为泵浦光, 自制的外腔光栅反馈半导体激光器 (ECDL) 作为探测光, 通过格兰棱镜 (GL) 使这两束光以小角度在加热的铷泡中耦合。然后泵浦光在远处屏上成像, 用 CCD 相机观测并输入计算机进行记录分析。探测光由探测器探测, 在示波器上观测喇曼增益或吸收现象。另外我们还测量记录了不同条件下斑图模式对应的强度噪声谱。下面对实验的各个组成部分做一个详细的介绍, 主要包括半导体激光系统, 饱和吸收光谱系统加热系统, 探测器和强度噪声测试系统五部分。

3.1 半导体激光器系统

半导体激光器以其价格低、可靠性高、操作简单等优点而被广泛采用。半导体激光器的缺点主要有两方面, 一是输出功率比较小, 二是商用激光二极管的波长范围有一定限制。针对这两个方面的不足, 人们采取了相应的措施, 基本上解决了这些问题。

对于半导体激光器功率偏小的问题, 目前已经有比较成熟的半导体激光放大器, 能够在输入功率很小的情况下, 得到比较大的功率输出, 如德国 Toptica 公司生产的半导体激光锥形放大器 (Tapered Amplifier, TA) 在输入功率几十毫瓦时, 输出功率可以达到瓦级以上。

对于激光二极管波长方面存在的问题, 通常商用激光二极管的波长都限制在某一个波段范围内。但在原子物理和激光光谱学研究中, 要求激光器的波长位于原子的某一条跃迁线附近或者与原子的跃迁线共振, 如 ^{87}Rb 原子, 实验中我们用来标定的跃迁线是在 780nm 附近的 Rb 原子 D_2 线。商用激光二极管的波长与原子的跃迁线通常都有一定的差别, 在实验中要把激光器的波长完全调谐到原子的跃迁线上。当差别较小时, 最常用的办法是使用外部光学反馈, 如采用外腔光栅反馈的办法, 可以在一定的范围内调谐波长; 当差别较大时, 可以对激光器进行低温制冷来改变波长^[44, 45]。

我们的实验中, 使用了一台外腔光栅反馈半导体激光器 (ECDL)、一台高功率可调谐半导体激光器。下面分别做一个介绍。

3.1.1 半导体激光器特性简介

半导体激光器是利用半导体中的电子光跃迁引起光子受激发射而产生的光振荡器件。采用简单的电流注入方式进行控制。它的光电转换效率很高，输出光可以是单纵模连续输出。图3.1 是半导体能带结构示意图。能带由价带，禁带和导带组成。通过导带中的电子与价带中的空穴复合来产生受激辐射。热平衡状态下，电子基本上处于价带中，半导体介质对光辐射只有吸收而没有放大作用，当有电流注入激光器的p-n 结时，热平衡状态受到破坏，因而电流激励可使半导体介质具有增益，半导体介质对光辐射起放大作用，产生激光。

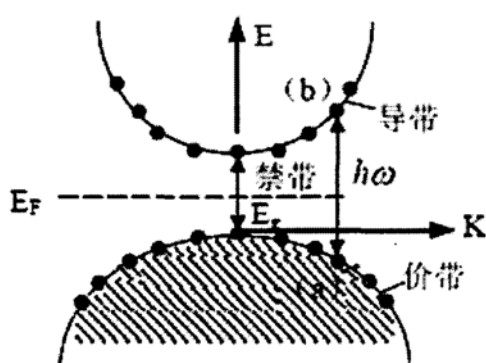


图3.1 热平衡状态下直接带隙半导体激光器能带结构及电子占据能级情况示意图

半导体激光器的工作特性与注入电流和工作温度都有很大的关系。工作温度的变化可以引起阈值电流，输出功率和激光器中心波长的变化。工作温度降低，波长减小，阈值降低，输出功率增大。

半导体激光器工作过程中，尽管受激辐射占优势，但是自发辐射始终存在，而且辐射出光子的频率，相位，偏振都存在起伏，因此激光器的输出并不是严格单色的，而是有一定的线宽。激光器自由运转时典型的线宽值是几MHz。

目前激光二极管可以做到单模输出，但是当激光器自由运转时，因为工作环境的影响，激光输出频率往往是不稳定的，是一个随时间变化的无规起伏量。影响激光器频率稳定度的因素主要有以下几个方面：

1. 温度变化引起的影响

半导体激光器的发射波长主要由半导体材料的禁带宽度决定，而禁带宽度又由

激光器中PN结的温度和注入电流密度决定。其次，半导体激光器的谐振腔的光学长度和增益曲线都与温度有关，因而激光器的波长与温度有关。随着温度的升高，波长以阶梯形式向长波长方向跳跃变化。每一步的变化是由谐振腔光学长度的变化引起的，而跳跃是由增益曲线移动造成的纵模之间跳变引起的。由于二者的变化差别引起了跳模与反常跳模。为了减小这种影响，必须对激光器进行精确控温。

2. 注入电流的影响

半导体激光器注入电流的变化不但影响激光器的温度，而且还改变载流子的浓度，从而改变激活区的折射率，因此激光器的波长会随着注入电流的起伏而改变。电流调谐曲线也是阶梯形式变化。

3. 光反馈的影响

半导体激光器对外部光反馈极其敏感。当外部不必要的光反馈回激光器会引起激光器频率突然跳模，甚至会瞬时锁定激光器。对于有前级放大的半导体激光器，不必要的光反馈会造成激光器的损伤。因此，激光器输出光首先要经过光隔离器来防止不必要的反馈光。

3.1.2 外腔光栅反馈半导体激光器

如上所述，自由运转的半导体激光器的增益曲线范围很宽，通常有几十个纳米，可以同时激发多个振荡模式，导致激光器产生多个频率的激发。尽管目前半导体激光器在自由运转时能够保证单模运转，但当工作温度或者注入电流变化时，会引起激光器在不同的模式之间跳动，噪声也显著增大。为了克服这些不足，压窄激光器的线宽，降低输出噪声，提高激光频率的稳定性和调制性，人们发现外部光学反馈可以在很大程度上改善激光器的性能。

外腔反馈通常是在外部加上一个光学色散元件，如光栅、F-P腔等把一部分输出光反馈回去，相当于增加了激光振荡腔的腔长，对空间模式和频率都会起到重新选择的作用，激光器的输出特性还受到反馈光相位的影响。图3.2是两种常用的光栅反馈方式。有关外腔反馈半导体激光器（ECDL）的文献^[46-49]已经很多，下面只作定性介绍。

在外部加上光栅让一级衍射光反馈回激光器，零级光作为输出光形成ECDL，由于光栅的色散作用，反馈回激光器的一级衍射光中不同波长的光被散射开来，调节光栅的反馈角度使其中某一个波长的光由于增益最大而形成稳定的振荡，同时其它频率的振荡由于无法获得足够的增益而受到抑制。这样通过调节光栅的反馈角度可

以在一定的范围内调谐激光器的波长，如图3.3 中的红线所示。采用光栅反馈的方法调谐波长时，距离中心波长比较远的边模由于增益较小而无法形成稳定的振荡，所以通过光栅调节波长的范围不是很大，一般是5—8nm。当然，如果使用镀有减反膜的LD 波长的调谐范围会很宽，可以达到30—40nm。可是镀减反膜的LD 价格昂贵，在实际工作中受到了一定的制约。

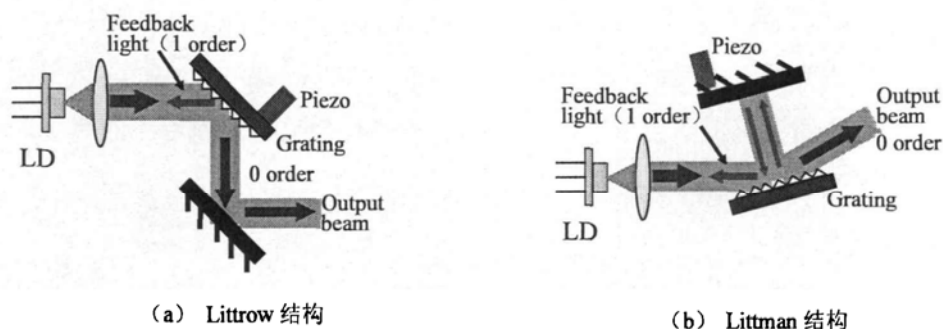


图 3.2 光栅外腔反馈半导体激光器

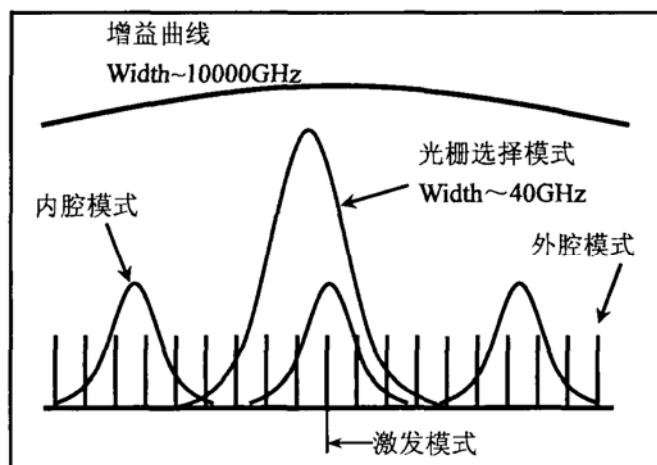


图 3.3 外腔光栅反馈半导体激光器原理

另一方面，在ECDL 中，激光二极管的前后表面形成一个谐振腔，光栅与激光二极管的后表面之间也形成一个谐振腔，在这两个谐振腔中，分别存在独立振荡的激光场。只有当这两个光场的位相一致时，激光器才能够运转在单模状态。要想在不跳模的条件下连续调谐激光器的频率，必须使这两个光场的位相始终保持一致。目前主要有两种方法，一种方法是使用前表面镀有减反膜的激光二极管，LD 前后表面谐振腔之间的激光场由于输出损耗增大而不能形成振荡；另一种方法是同时扫描激光器的腔长和驱动电流，在调谐激光器的过程中使上述两个光场的位相总保持一致，这种方法只需要一个简单的电路就能实现，而且成本便宜，因此受到了人们的

关注^[50]。在下面我们自制的低温下宽范围外腔光栅反馈半导体激光器中，使用普通的集成运算放大器LF356和一些电阻、电容制作了一个简单的电路，如图3.4所示，该电路把扫描信号分成两路，分别加载在光栅压电陶瓷PZT和激光器电流源上，调节两路信号的大小以适当的比例同时扫描激光器的腔长和电流，可以增大扫描的范围。

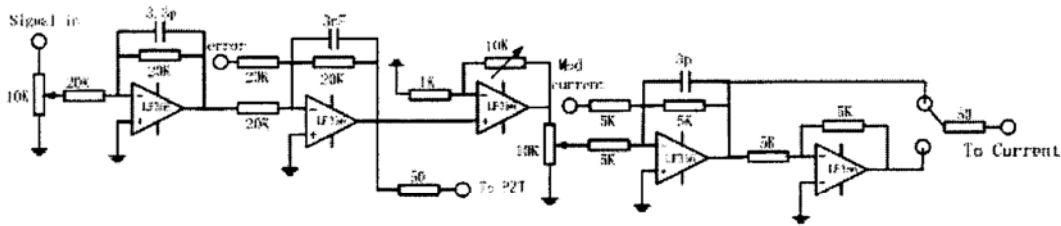


图3.4 可以同时调谐光栅压电陶瓷的电压和激光器的驱动电流的电路图

3.1.3 宽范围外腔光栅可调谐半导体激光器^[51]

我们试制了宽范围可调谐激光器，目的是想通过外腔光栅反馈来改善激光器的性能。

图3.5是我们制作的半导体激光器结构示意图。激光二极管(Sharp LT025MD0)在25℃自由运转时的波长是789nm，LD安装在紫铜热沉I中，通过对塞入热沉I中的热敏电阻(MFH103-3380+/-1%)阻值的测量来确定LD的温度。准直透镜

(Thorlabs, C230TM-B)装在一个紫铜块上。他们被固定在一个大小为100mm×100mm×80mm，壁厚为4mm的铝盒内。铝盒固定在一块大散热片上，可以及时将激光器内部产生的热量散发掉，避免铝盒温度升高引起盒内温度的反弹。所有需要固定的地方都使用尼龙螺丝，杜绝不同温度部分之间的热传递。出光孔用一片镀有双面减反膜的平面窗口密封。盒子里放入一小袋干燥剂用来吸收空气中的水分。

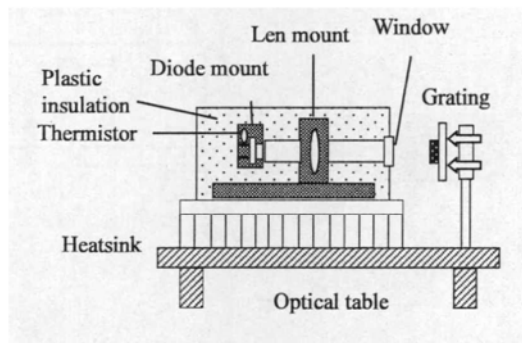


图 3.5 低温制冷激光器结构示意图

铝盒和光栅一起固定在一个自制的小平台上，光栅架在一个三维光学镜架上，

光栅的后面有一个压电陶瓷，通过调节三维光学镜架可以改变光栅的反馈角和俯仰角，能够调谐激光器的波长和反馈光的强度；扫描压电陶瓷的电压相当于细调激光器的腔长，能够在一定的范围内扫描激光器的频率。光栅的一级衍射光反馈回激光器，零级光作为输出光形成Littrow结构的ECDL，得到了窄线宽低噪声的激光输出。

为了测试激光器的性能，我们搭建了一个简单的实验装置，如图3.6所示。实验中使用的的光栅是1200线/mm，大小是12.7mm×12.7mm（Edmund Optics T43-772），对780nm激光，光栅与激光出射方向之间的夹角是27.9度；光栅的一级衍射效率是20%，衍射损耗约20%，当激光器注入电流为90mA时，得到了11mW的激光输出。输出激光通过一个与光栅底座相连的高反镜反射输出，这样调节光栅的角度输出光的方向保持不变。实验中通过调节三维光学镜架，激光器的波长可以从774nm调到782.6nm。因为LD没有镀减反膜，所以调谐的范围不是很宽。扫描压电陶瓷的电压，可以扫描出铷原子D₂线的一个吸收峰，如图3.7所示。当以适当的比例同时扫描光栅压电陶瓷的电压和激光器的电流时，可以在10GHz的范围内连续扫描而不跳模，图3.8是扫描得到的一组完整的铷原子D₂线饱和吸收谱线。我们利用平衡零拍探测技术测量了激光器的强度噪声，每只探测器前的功率为270μW，用频谱分析仪（HP8890L）记录光电流信号，如图3.9所示，在1.3MHz以后，激光器的强度噪声与散粒噪声极限（SNL）基本相等。

3.2 饱和吸收光谱系统

图3.10是一个简单的饱和吸收实验装置，一束激光穿过原子气室后，通过一

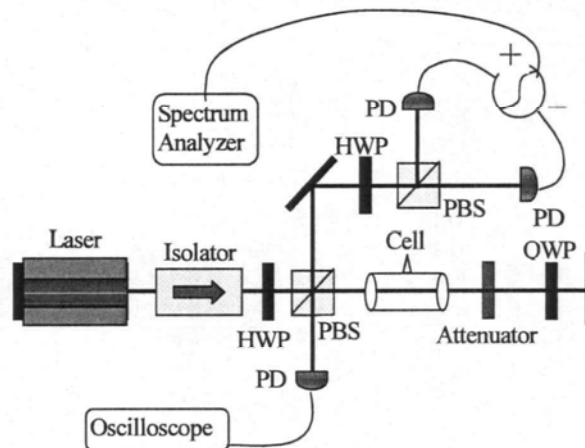


图 3.6 实验装置示意图

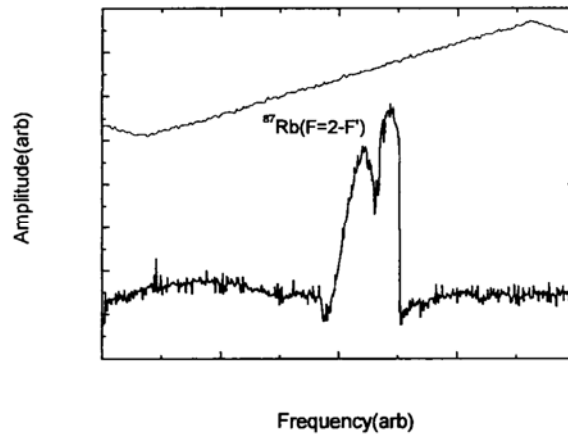


图 3.7 扫描压电陶瓷观察到的铷原子的饱和吸收谱线

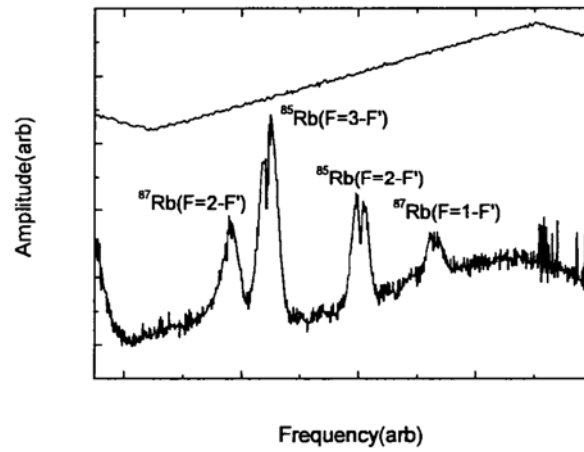


图 3.8 同时扫描压电陶瓷的电压和激光器的电流观察到的铷原子的饱和吸收谱线

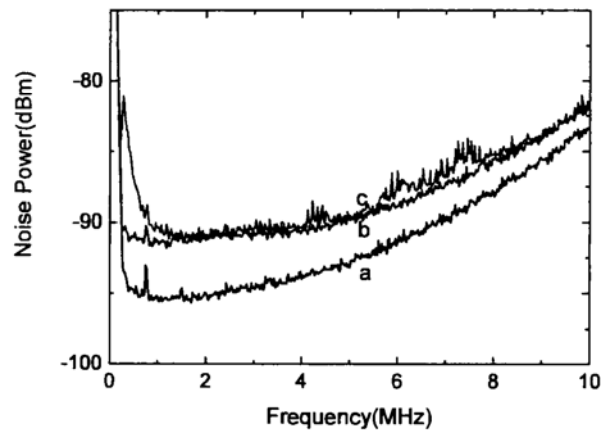


图 3.9 激光器强度噪声曲线
a: 电子学噪声; b: 散粒噪声基准; c: 激光器强度噪声

个衰减片和一个四分之一波片后被反射沿原路返回，偏振方向旋转 90° ，反射光从棱镜反射输出，由光电探测器探测^[52-54]。

注入光束是泵浦光，功率比较强，衰减后的弱的反射光束是探测光，两束光具有相同的频率。泵浦光与某一速度 $v = (v - \omega_a)/k$ 的原子相互作用，将原子激发到上能级，由于泵浦光光较强，在原子基态布居上出现一个烧孔，它的宽度为功率加宽。

$$\Delta\omega_{hole} = \Gamma' = \Gamma\sqrt{1+s_0} = \Gamma(1+I/I_{sat})^{1/2}$$

我们扫描激光器的频率，1) 当激光频率远失谐原子共振频率，由于泵浦光与探测光方向相反，泵浦光与探测光与不同速度的原子相互作用，因此泵浦光不影响探测光的吸收。2) 当激光频率接近原子共振频率时，两束光同时与速度为零的原子相互作用，泵浦光引起的烧孔效应将减小对探测光的吸收，从而使探测光在吸收曲线背景中出现一个窄的峰。可以看到在一个大的多普勒吸收背景中出现一个窄的透射峰。

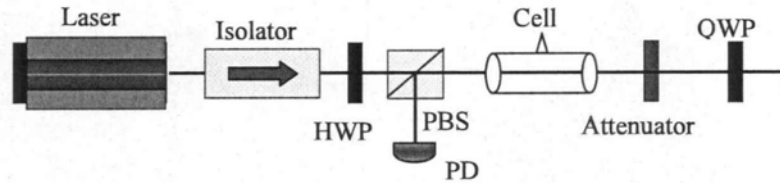


图 3.10 饱和吸收实验装置

3.3 加热系统

正如第一章中提到的，碱金属原子具有相对简单的能级结构，因此被广泛应用于原子的研究中。在我们的实验中，选用铷原子蒸气作为非线性介质。

实验中使用的铷泡长 50 mm，直径 20 mm，充有自然丰度的铷金属，没有充缓冲气体。

在对铷泡的加热中，我们自制了紫铜管，如图 3.11 所示，选用紫铜的原因是，它的导热系数要比铁大二十倍，是相当好的导热材料，可以保证铷泡的均匀受热。然后使用电加热带对紫铜管进行加热，并进行精确控温。这样，就可以得到实验中所需的温度下的铷蒸气。

3.4 探测器

探测器是实验中必不可少的探测工具。在实验中，我们使用了 Si PIN 光电二极管 S 3399 (<http://www.hamamatsu.com>)。在激光器稳频过程中，为了得到消多普勒背

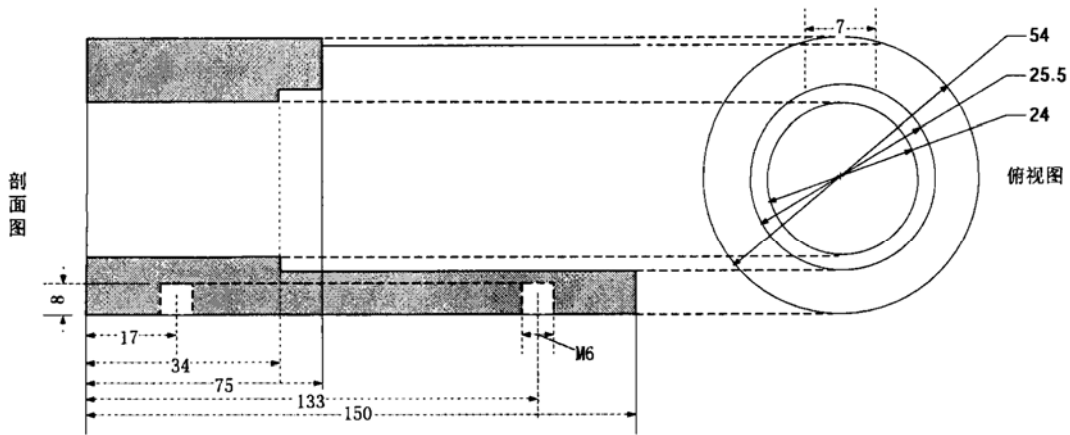


图 3.11 紫铜管设计图

景的饱和吸收信号，我们使用信号光与参考光相减。为此制作了一个差分探测器，如图所示，两只快速光电二极管串接在一起，两端接 $\pm 15V$ 的偏置电压，这样可实现探测光和参考光的光电流直接相减，运算放大器A1是电流—电压(I—V)转化器，将相减的光电流信号转换为电压信号，运算放大器A2为电压跟随器，用以监视检测光和参考光的强度是否一致。运算放大器A3进一步放大信号，然后交流耦合输出，A1, A2, A3都是很普通的集成运放LF356。整个电路封装在金属盒内。这种探测器主要有两个优点，一是可以有效地抑制半导体激光器输出的强度噪声，使我们探测的光电信号接近于散粒噪声基准，二是可以得到一个消去多普勒本底的饱和吸收信号以及由多普勒本底产生的微分误差信号。

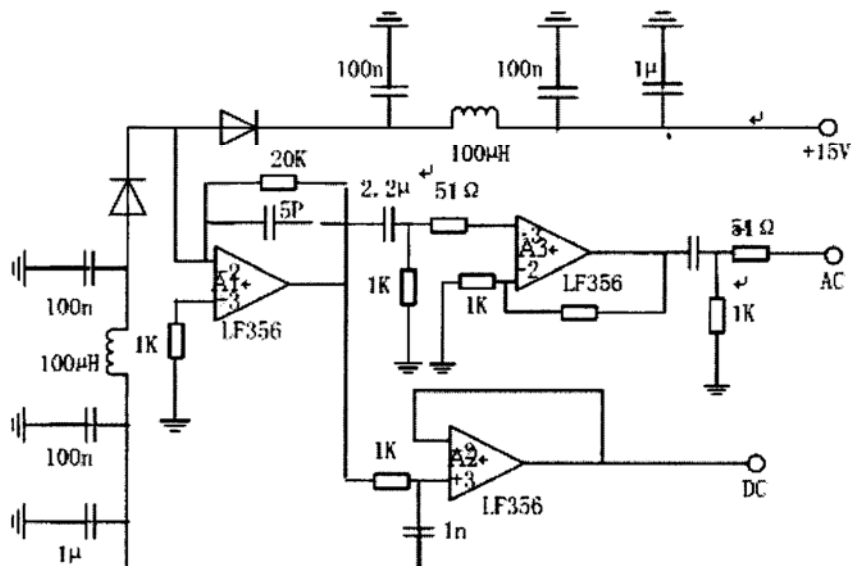


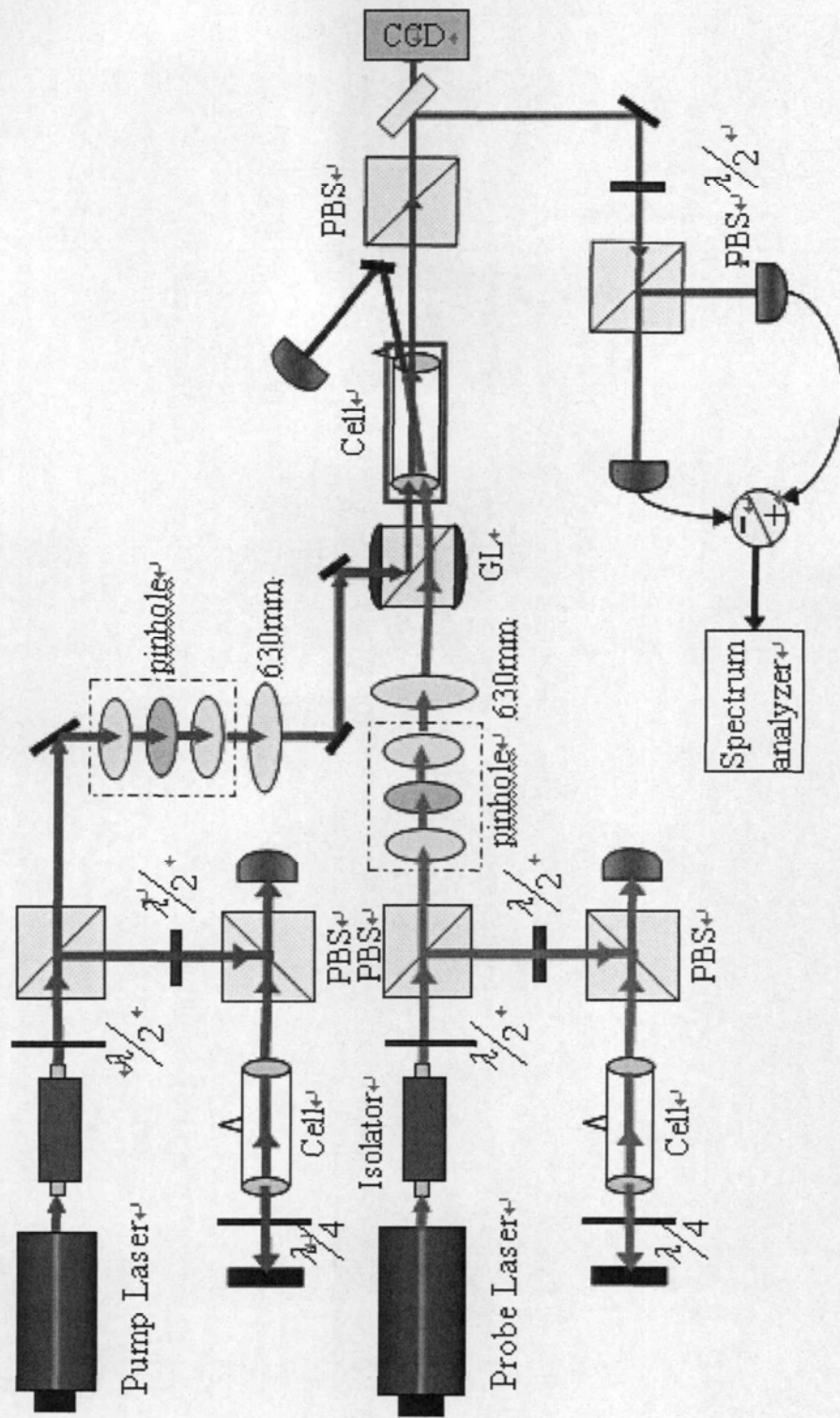
图 3.12 差分探测器电路

3.5 强度噪声测试系统

实验中，我们对泵浦光单次穿过铷蒸气后的强度噪声进行了测量，记录。如图 3.14 所示。我们使用 $\lambda/2$ 波片和偏振分光棱镜分出 $540\mu\text{W}$ 的抽运光，进入由 $\lambda/2$ 波片和偏振分光棱镜构成的 50/50 的分束器，输出的两束光分别由两个宽带低噪声探测器探测，输出的两路光电流信号经加减法器送入频谱分析仪，记录激光的强度噪声谱^[55]。

3.6 实验操作过程中的注意事项

1. 在搭建光路时探测光和泵浦光在铷泡中以小角度尽量耦合，在远场保证要完全分开。
2. 经过铷泡后，把大部分泵浦光反射出去，只留下约 1mW 的光入射到远处屏上成像。
3. 观测和记录屏上成丝的衍射花样时，需要把探测光挡住来观测衍射图样，这样是为了避免探测光对衍射图样的干扰。
4. 实验中，铷泡的温度会被加热到 140°C ，因此在实验过程中要避免烫伤。

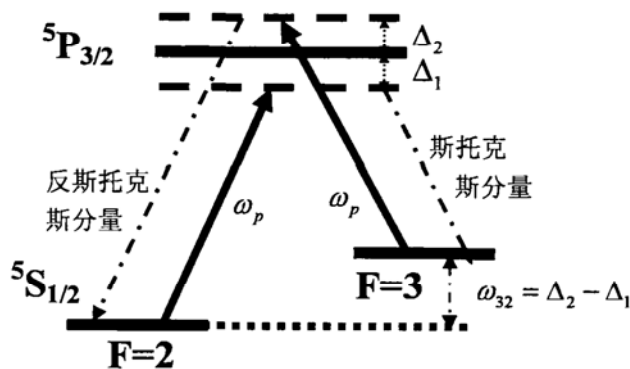


3.14 铷原子热蒸气中产生激光模式图样的实验装置

第四章 实验结果与数据分析

4.1 铷原子蒸气中四波混频

由于铷原子的超精细能级分裂，在铷原子蒸气中存在与三阶非线性效应相关的四波混频现象，我们通过扫描探测光来观察喇曼吸收或增益现象。抽运光的频率 ω_p 相对于 ^{85}Rb 原子 $^5\text{S}_{1/2}(F=2) \rightarrow ^5\text{P}_{3/2}$ 和 $^5\text{S}_{1/2}(F=3) \rightarrow ^5\text{P}_{3/2}$ 跃迁失谐分别为 Δ_1 和 Δ_2 ，如图 4.1 所示。当扫描探测光的频率时，如果两个光场满足双光子共振条件，就会产生喇曼吸收或增益现象，并且产生的两个喇曼吸收或增益峰的频率为 $\omega_p \pm \omega_{32}$ ，其中 $\omega_p - \omega_{32}$ 是斯托克斯分量， $\omega_p + \omega_{32}$ 是反斯托克斯分量， ω_{32} 是 $^5\text{S}_{1/2}(F=2)$ 到 $^5\text{S}_{1/2}(F=3)$ 基态能级跃迁。是否产生喇曼吸收或增益依赖于抽运光的频率失谐和功率、铷原子蒸气温度以及斯托克斯或反斯托克斯分量是否位于其它共振吸收线上。在铷原子蒸气温度由低变高时，从没有任何喇曼吸收和增益到能观察到喇曼吸收再逐渐出现喇曼增益。当抽运光功率为 220 mW，铷原子的蒸气温度为 130 °C 的条件下，抽运光的频率在 Rb 原子 D_2 线上不同失谐位置，观察到的喇曼增益峰或吸收峰，如图 4.2 所示。图 4.2 (b) 是抽运光的频率相对于 $F=3 \rightarrow F'$ 跃迁线正失谐 1.6 GHz 时，在高于抽运光频率 3 GHz 处看到反斯托克斯分量的增益峰，而斯托克斯分量正好被湮没在 ^{87}Rb 原子的吸收光谱中。同时观察到相对于抽运光频率正失谐 6.8 GHz 的 ^{87}Rb 反斯托克斯分量的吸收峰。曲线 (c) 是抽运光的频率相对于 $F=2 \rightarrow F'$ 跃迁线正失谐 1.5 GHz 时，在距抽运光 ± 3 GHz 处同时观测到斯托克斯和反斯托克斯分量的喇曼增益峰。这里同时观察到相对于抽运光频率负失谐 6.8 GHz 的 ^{87}Rb 斯托克斯分量的吸收峰。

图4.1 ^{85}Rb 原子的跃迁能级图

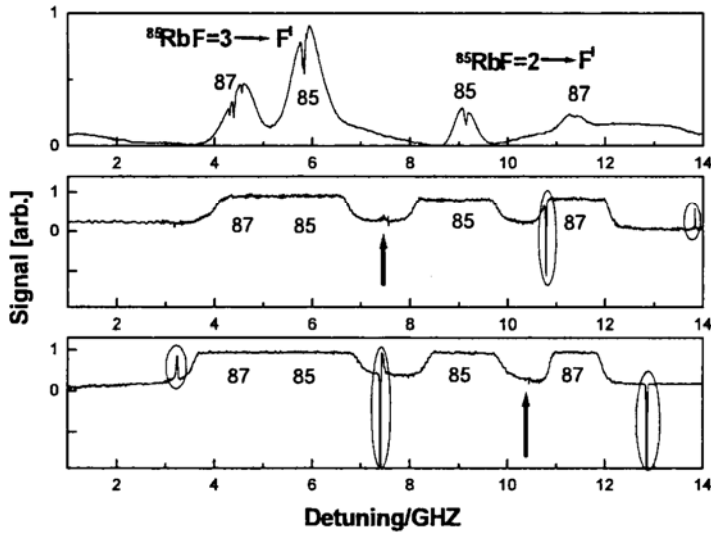


图4.2 a) 是Rb原子 D_2 线的饱和吸收光谱, (b) (c) 分别是耦合光在不同失谐位置时得到的喇曼增益峰和吸收峰

4.2 克尔效应导致的激光成丝现象

图4.3 (a) 是在铷泡温度与激光频率失谐一定的条件下, 改变抽运光功率, 在远场观察到的光束成丝的斑图模式。理论研究表明, 光束成丝后, 囚禁在每一根丝内的能量是一定的, 它不会随着输入功率的增加而增加^[56, 57]。输入功率越大, 成丝的数量就越多, 远场得到的斑图模式也就越复杂。当抽运光频率相对于 ^{85}Rb 原子 D_2 线上 $F=3 \rightarrow F'$ 的跃迁线正失谐0.4 GHz, 铷泡的温度为130 °C时, 在不同抽运光功率下, 记录远场斑图模式, 如图4.3 (a) 所示, 在低功率时, 远场的光斑形状基本上仍然是高斯分布, 随着输入功率的增加, 逐渐发生自聚焦效应, 远场光斑变大, 且在光斑周围出现了许多小斑点, 结构越来越清晰; 功率进一步增大, 光斑会逐渐呈现出比较明显的斑图模式, 这是光束在远场相干迭加的结果; 当输入功率达到220 mW时, 斑图模式的光斑最发散, 说明随着抽运光功率的增加, 非线性效应越强, 光束的成丝化现象越来越严重。

图4.3 (b) 是在铷泡温度为130°C, 注入功率220 mW时, 改变激光频率失谐, 在远场得到的斑图模式。当激光频率相对于 ^{85}Rb 原子 D_2 线上 $F=3 \rightarrow F'$ 正失谐1.5 GHz时, 斑图模式几乎没有分开, 光斑基本上呈现高斯分布, 频率正失谐为1 GHz时, 光斑变大了, 但光斑仍然呈现高斯分布, 说明这时自聚焦作用开始显现, 但光束成丝还不明显, 随着失谐越来越小, 斑图模式也渐渐散开, 当激光频率达到相对于

$F = 3 \rightarrow F'$ 正失谐0.4 GHz时, 斑图模式已经具有非常明显的形状, 继续减小失谐值, 斑图模式很快消失恢复到初始状态, 当失谐值达到相对于 $F = 3 \rightarrow F'$ 负失谐0.4 GHz时, 远场光斑变成了一个亮斑。由此可见, 当光通过原子介质时, 光与原子共振时克尔效应(三阶非线性效应)最小, 而正、负失谐, 对应的三阶非线性系数符号正好相反^[58, 59], 正失谐对应着自聚焦效应, 最大克尔效应存在一个最佳的失谐位置。

图4.3(c)是在改变铷泡温度的条件下, 注入功率为220 mW, 激光频率相对于⁸⁵Rb原子D₂线上 $F = 3 \rightarrow F'$ 的跃迁正失谐0.4 GHz时, 远场得到的光束成丝的斑图模式。改变温度实质上是改变原子的蒸气密度, 也就是改变非线性强度。从室温25 °C开始逐渐增加温度, 当温度达到100 °C时, 斑图模式开始出现, 当温度为130 °C时, 斑图模式已经非常发散。

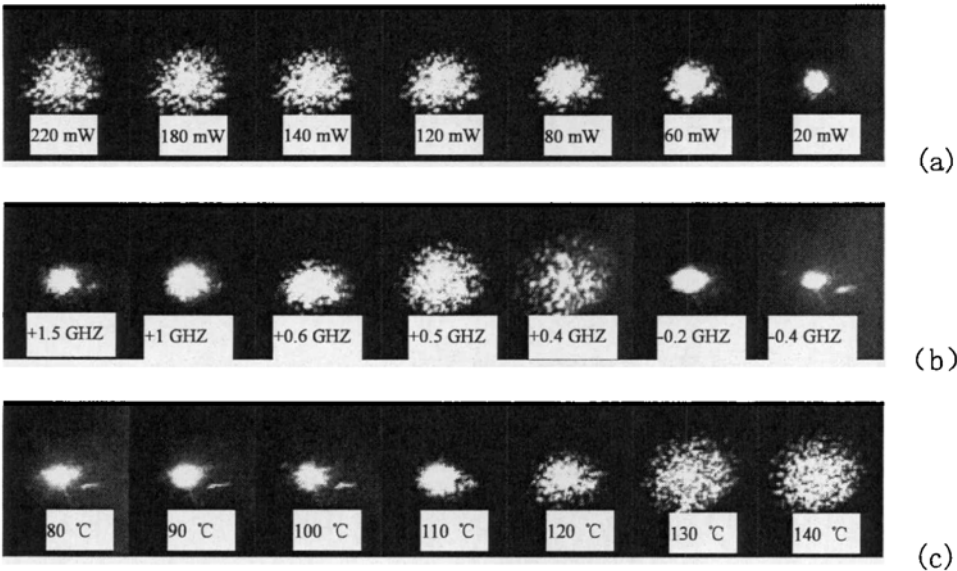


图 4.3 改变光强(a), 频率(b), 温度(c)在远场得到的斑图模式

4.3 强度噪声的测量分析

以上研究了注入激光功率, 激光频率失谐量, 铷泡的温度对远场的斑图模式的影响, 我们还同时测量了对应的激光的强度噪声。在测量强度噪声过程中, 入射到探测器的光功率始终为 270 μW 。图 4.4 和 4.5 是测得的强度噪声谱。图 4.4 是改变激光输入功率测得的强度噪声谱, 从图中可以看出: 在 20 mW 时, 强度噪声最小, 随着输入功率的慢慢增加, 强度噪声也逐渐变大, 当输入功率达到 220 mW 时, 强度噪声达到最大, 此时的斑图模式也达到了最分散的状态。说明随着输入功率的增加, 光与介质的非线性作用越来越强, 光束分裂成丝的数量越来越多, 同时也导致

光的强度噪声增大。图 4.5 是抽运光频率相对于铷原子 D_2 线上 $F = 3 \rightarrow F'$ 的不同失谐位置对应的强度噪声谱。1,2,3,4,5 分别对应的失谐量是相对于 $F = 3 \rightarrow F'$ 为 1.5 GHz, 1 GHz, 0.6 GHz, 0.4 GHz, -0.4 GHz, 其中正失谐 0.4 GHz 时强度噪声最大, 说明在正失谐 0.4 GHz 时光束成丝的数量最多, 在远场观测到的斑图模式最分散, 对应的非线性效应最强, 这正好与观察到的斑图模式的结果相一致。

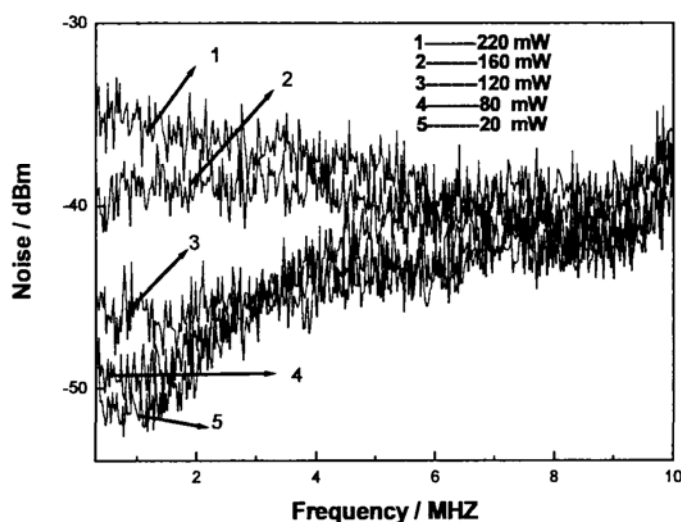


图 4.4 改变泵浦激光器的功率在铷泡后测得的强度噪声

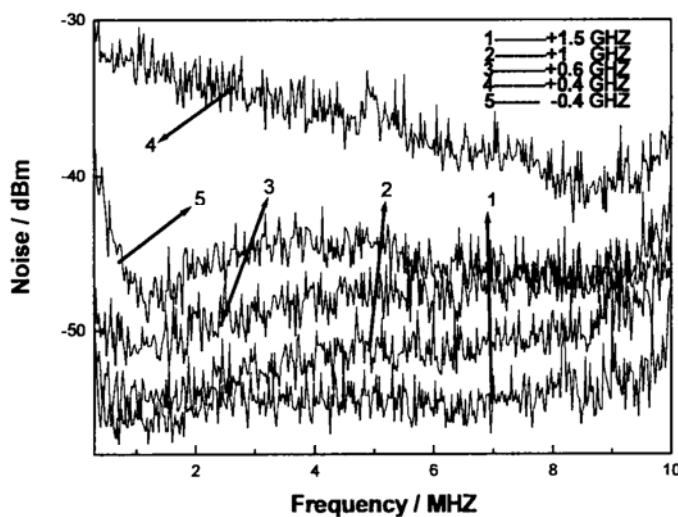


图 4.5 改变泵浦激光器的频率在铷泡后测得的噪声

第五章 总结与展望

原子热蒸气作为一种非线性介质已经被广泛的研究。本文主要介绍了激光束穿过铷原子热蒸气产生的非线性效应。我们使用一台高功率连续可调谐半导体激光器作为抽运光单次穿过铷原子蒸气来研究远场斑图模式的形成。通过改变抽运激光的输入功率、相对于 ^{85}Rb 原子 D_2 线 $F=3 \rightarrow F'$ 跃迁频率的失谐和铷泡的温度,观测远场斑图模式和光场强度噪声来研究铷原子蒸气成丝现象。由于铷原子的超精细能级分裂,在铷原子蒸气中同时存在与三阶非线性效应相关的四波混频现象,用一台外腔反馈半导体激光器作为探测光,通过扫描探测光的频率同时观察到具有斯托克斯和反斯托克斯光子的喇曼增益现象。

下面我对论文的写作思路做一个总结:

第一章介绍了激光束在原子热蒸气中传播的相关非线性理论。主要从原子中的相干喇曼混合,四波混频,光克尔效应和自聚焦四个方面进行了介绍。

第二章对激光束在非线性介质中自聚焦的成丝模型做了介绍,并对自陷模型进行了理论推导。

第三章主要是对产生激光模式图样的实验装置进行了详细的介绍,分为以下五个部分:半导体激光器系统,饱和吸收光谱系统,加热装置,探测器和对强度噪声测量的装置,最后对实验操作过程中的注意事项做了个小结。

第四章介绍了我们的实验结果和对结果进行的分析研究。按实验步骤分为三个方面:铷原子蒸气中四波混频,克尔效应导致的激光成丝效应和经过热原子后激光强度噪声的测量。

第五章是对全文的总结和前景的展望。

本文的创新点在于:

1. 监测了注入激光的强度噪声谱,验证了强度噪声谱与形成激光束远场衍射斑的关系。
2. 选用的 ^{85}Rb 原子的 D_2 线在上能级的超精细结构分裂较小,一般远小于实验中的失谐量,整个原子系统近似一个三能级结构,对以后的定量理论计算与比较提供了方便。
3. 由于铷原子蒸气中存在的强非线性效应,产生的斯托克斯和反斯托克斯光子具有量子纠缠特性^[60],因此该系统可用于量子纠缠源的产生及应用。

我们的实验选用铷原子热蒸气作为非线性介质,研究了输入光功率,铷蒸气温度和抽运激光频率相对于 ^{85}Rb 原子 D_2 线的不同失谐位置对激光束单次穿过铷蒸气的

衍射图样的影响，并同时观察到具有斯托克斯和反斯托克斯光子的喇曼增益现象。这有助于探索非线性效应在无破坏测量、量子纠缠等方向的应用。

总之，随着现代技术的飞速发展，原子热蒸气这种非线性介质会在越来越多的研究领域得到广泛的应用。

参考文献

- [1] Berge L “Wave collapse in physics: principles and applications to light and plasma waves” Phys. Rep. 1998 303 259
- [2] Zeff B W, Kleber B, Fineberg J, Lathrop D P “Singularity dynamics in curvature collapse and jet eruption on a fluid surface” Nature 2000 403 401
- [3] Donley E A, Claussen N R, Cornish S L, Roberts J L, Cornell E A and Wieman C E “Dynamics of collapsing and exploding Bose–Einstein condensates” Nature 2001 412 295
- [4] Robinson P A “Nonlinear wave collapse and strong turbulence ” Rev. Mod. Phys. 1997 69 507
- [5] Kelley P L “Self-Focusing of Optical Beams” Phys. Rev. Lett. 1965 15 1005
- [6] Fibich G and Gaeta A L “Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides” Opt. Lett. 2000 25 335
- [7] Abraham N B, Firth W J “Overview of transverse effects in nonlinear-optical systems” J. Opt. Soc. Am. B 1990 7 951
- [8] Vorontsov M A, Miller W B “Self-organization in Optical Systems and Applications Information Technology” Berlin Springer 1995
- [9] Xi T T, Lu X, Zhang J “Interaction of Light Filaments Generated by Femtosecond Laser Pulses in Air” Phys. Rev. Lett. 2006 96 025003
- [10] Alessandro G D, Firth W J “Spontaneous hexagon formation in a nonlinear optical medium with feedback mirror” Phys. Rev. Lett. 1991 66 2597
- [11] Grynberg G, Maître A, Petrossian A “Flowerlike patterns generated by a laser beam transmitted through a rubidium cell with single feedback mirror” Phys. Rev. Lett. 1994 72 2379
- [12] Schäpers B, Feldmann M, Ackemann T, and Lange w “Interaction of Localized Structures in an Optical Pattern-Forming System” Phys. Rev. Lett. 2000 85 748
- [13] Staliunas K and Sanchez-Morcillo V J “Turing patterns. in nonlinear optics” Opt. Commun. 2000 177 389
- [14] Gauthier D J, Malcuit M S, and Boyd R W “Polarization instabilities of counter propagating laser beams in sodium vapor” Phys. Rev. Lett. 1988 61 1827

- [15] Grynberg G, Bihan E L, Verkerk P, Simoneau P et al “Observation of instabilities due to mirror less four-wave mixing oscillation in sodium” *opt. Commun.* 1988 67 363
- [16] Berre M L, Ressayre E, and Tallet A “Self-oscillations of the mirror like sodium vapor driven by counter propagating light beams” *Phys. Rev. A* 1991 43 6345
- [17] Gaeta A L, Skeldon M D, Boyd, R W, Narum P “Observation of in stabilities of laser beams counter propagating through a Brillouin medium” *J. Opt. Soc. Am. B* 1989 6 1709
- [18] Grischkowsky D “Self-focusing of light by potassium vapor” *Phys. Rev. Lett.* 1970 24 866
- [19] Golub I, Erez G and Shuker R “Cherenkov emission due to laser-induced moving polarization in sodium” *J. Phys. B* 1986 19 L115
- [20] Shevy T and Rosenbluh M “Multiple conical emissions from a strongly driven atomic system” *J. Opt. Soc. Am. B* 1988 5 116
- [21] Chaupczak W, Gawlik W and Zachorowski J “Conical emission in barium vapour” *Opt. Commun.* 1993 99 49
- [22] Dreischuh A, Kamenov V, Dinev S, Gruber D et al “Spectral and spatial evolution of a conical emission in Na vapor” *J.Opt. Soc. Am. B* 1998 15 34
- [23] Andersen J A, Friese M E J, Truscott A G, Ficek Z et al “Nonlinear refraction in rubidium vapor” *Phys. Rev. A* 2001 63 023820
- [24] Bennink R S, Wong V, Marino A M, Aronstein D L et al “Honeycomb Pattern Formation by Laser-Beam Filamentation in Atomic Sodium Vapor” *Phys. Rev. Lett.* 2002 88 113901
- [25] Aumiler D, Ban T and Pichler G “Femtosecond laser-induced cone emission in dense cesium vapor” *Phys. Rev. A* 2005 71 063803
- [26] Liao P E and Jorkholm J E B “Direct Observation of Atomic Energy Level Shifts in Two-Photon Absorption” *Phy.Rev.Lett.* 1975 34,1
- [27] Kleinmann B, Trehin F, Pinard M and Grynberg G “Degenerate four-wave mixing in sodium vapor in the Rabi regime” *J.Opt.Soc.Am.B* 1985 2,704
- [28] Shevy Y, Rosenbluh M and Friedmann H “Simultaneous observation of excited-state Raman scattering and resonance-enhanced three-photon scattering” *Phy.Rev.A* 1985

- 31,1209
- [29] Wang SM, Qian S X and Li Y F “Excited state stimulated Raman scattering from sodium vapor” *Chin.Phys.Lett.* 1989 6,12
- [30] 王庶民, 金耀根, 钱士雄, 李郁芬, 光散射学报 1989 1, No2,1
- [31] Outtusch J J and Rockwell D A “Stimulated Brillouin scattering phase-conjugation fidelity fluctuations” *Opt.Lett.* 1991 16,369
- [32] Vasilev A F, Mak A A, Markosov S A and Yashin V E *Opt.Spectrosc.USSR.* 1987 63,133
- [33] Yariv A *Optical Electronics*,3rd ed, Holt Saunders 1985
- [34] Penzkofer A, Laubereau A and Kaiser W “High Intensity Raman Interactions” *Prog.Quant.Electr.* 1979 6,55
- [35] Fibich G, Eisenmann S, Ilan B, Erlich Y, Fraenkel M, Henis Z, Gaeta A L, Zigler A “Self-focusing distance of very high power laser Pulses” *Opt. Express* 2005 13 (15) 5897
- [36] Askar –yan G A “Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms” *Sov. Phys. JETP* 1962 15, 1088–1090.
- [37] Hercher M “Laser-induced damage in transparent media” *J. Opt. Soc. Am.* 1964 54, 563
- [38] Lallemand P, Bloembergen N “Self-focusing of laser beams and stimulated Raman gain in liquids” *Phys. Rev. Lett.* 1965 15, 1010–1012.
- [39] Shen Y R, Shaham Y J “Beam deterioration and stimulated Raman effect” *Phys. Rev. Lett.* 1965 15, 1008–1010
- [40] Garmire E, Chiao R Y, Townes C H “Dynamics and characteristics of the self-trapping of intense light beams” *Phys. Rev. Lett.* 1966 16 347–349
- [41] Kelley P L “Self-Focusing of Optical Beams” *Phy.Rev.Lett.* 1965 15 1005
- [42] Michael M T, Loy and Shen Y R “Experimental Study of Small-Scale Filaments of Light in Liquids” *Phy.Rev.Lett.* 1970 25 19
- [43] George, Wong K L and Shen Y R “Transient Self-Focusing in a Nematic Liquid Crystal in the Isotropic Phase” *Phy.Rev.Lett.* 1970 32 527-530
- [44] Fletcher C S, Close J D “Extended temperature tuning of an external cavity diode laser” *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* 2004 78, 305

- [45] DeMarco B “Quantum Behavior of an Atomic Fermi Gas” Ph.D. thesis, University of Colorado , Boulder 2001
- [46] Day T, Luecke F, and Brownell M “Continuously tunable diode lasers” *Lasers and Optronics* 1993 6, 15~17
- [47] Arnold A S, Wilson J S and Boshier M G, “A simple extended-cavity diode laser” *Rev Sci Instrum* 1998 69, 1236~1239
- [48] Hawthorn C J, Weber K P and Scholtena R E “Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam” *Rev Sci Instrum*, 2001 72 4477~4479
- [49] Affolderbacha C and Miletib G “A compact laser head with high frequency stability for Rb atomic clocks and optical instrumentation” *Rev Sci Instrum*, 2005 76 073108
- [50] Petridis C, Lindsay I D, Stothard D J M et al “Mode-hop-free tuning over 80GHz of an extended cavity diode laser without antireflection coating” *Rev. Sci. Instrum* 2001 72 3811-3815
- [51] 卫栋 熊德智 陈海霞 张靖 “基于降温技术的宽范围外腔光栅可调谐半导体激光器” *量子光学学报* 2007 13(1) 56
- [52] Wei D, Chen H X, Xiong D Z et al “40K-87Rb 原子冷却的半导体激光系统” *Acta Phys. Sin.* 2006 55 6342 (in Chinese)
- [53] Zhang J, Tao H, Wei D et al “Rb 原子饱和吸收稳频半导体激光器系统” *Acta Optica Sin.* 2003 23 197 (in Chinese)
- [54] Zhang J, Wei D, Xie C D, Peng K C “Characteristics of absorption and dispersion for rubidium D2 lines with the modulation transfer spectrum” *Opt. Express* 2003 11 1338
- [55] Zhang J, Zhang T C, Dong R F et al “Influence of birefringence induced at low temperature on balanced detection of polarization-dependent photon-number squeezing and its optical compensation” *J. Opt. Soc. Am. B* 2001 18 1014
- [56] Bespalov V I and Talanov V I “Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids” *JETP Lett.* 1966 3 307
- [57] R. Boyd, *Nonlinear Optics* San Diego Academic 2003
- [58] Wang H, Goorskey D and Xiao M “Enhanced Kerr Nonlinearity via Atomic Coherence in a Three-Level Atomic System” *Phys. Rev. Lett.* 2001 87 073601

- [59] Moseley R R, Shepherd S, Fulton D J et al “Spatial Consequences of Electromagnetically Induced Transparency: Observation of Electromagnetically Induced Focusing” Phys. Rev. Lett. 1995 74 670-673
- [60] Li X Y, Voss P, Sharping J E, Kumar P “Optical-Fiber Source of Polarization-Entangled Photons in the 1550 nm Telecom Band” Phys. Rev. Lett. 2005 94 053601

硕士研究生期间完成的学术论文

1. 郭璐, 卫栋, 陈海霞, 熊德智, 王鹏军, 张靖 “铷原子热蒸气中强非线性效应产生激光模式图样的实验研究” 物理学报 2008 57 7 (已接收)
2. Wei D, Xiong D Z, Chen H X, Wang P J , Guo L, Zhang J “Simultaneous magneto-optical trapping of fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb atoms” Chinese Physics Letters 2007 24 6 P1541

致 谢

时光如逝，转眼三年的硕士研究生生活马上就要结束了。回想过去经历的点点滴滴，很多事情都会浮现在眼前。导师的谆谆教导，同学的热心帮助，光电所浓厚的学术氛围和深厚的学术积淀，各位老师严谨的科学态度和勤奋钻研的科学精神是我终生享用不尽的财富。

感谢山西大学光电所，它一下子就把我带入了物理学研究的最前沿，让我在这里接触到最活跃的科学思想和科研方法，受到良好的科学训练，为我今后的工作打下了扎实的基础。

感谢彭堃墀教授、谢常德教授，他们崇高的人格，渊博的学识是我们年轻学子学习的典范，这些年他们的言传身教必定对我们今后的学习、工作与生活产生巨大的影响。

感谢我的导师张靖教授对我学习和工作上的指导与帮助。他敏锐的洞察力，严谨的科学态度和忘我的工作精神让我感受到了一名科技工作者所应具备的素质。

感谢郜江瑞教授、张天才教授、张宽收教授、王军民教授、王海教授、张俊香教授几年来的指导与帮助。

感谢张晋彪副所长、苗德嘉老师、郑晋玲老师、程娇荣老师、高星、石枫对我学习、工作的支持。感谢激光车间和电子车间王润林老师、李风琴老师、张壹老师、刘启华师傅、小胡等帮助；感谢机加工车间和外贸部石柱、冯东浩、吴艾军、张莉等师傅的帮助。

感谢同小组的卫栋，熊德智，陈海霞，叶晨光，王鹏军，于旭东，高峰，邸克，赵惠红对我的帮助。

感谢王婧，邱英，李安玲，你们的陪伴让我在七年的学习生活中，从没觉得孤单，无助。

感谢我的家人，感谢爸爸，妈妈，是你们无私的爱让我一步步成长。

郭璐

2008年3月

个人简况及联系方式

【个人基本信息】

姓名：郭璐 性别：女
籍贯：山西省岚县 民族：汉族
出生日期：1982 年12 月 健康状况：良好
政治面貌：中共党员
专业：光学工程
研究方向：量子光学、超冷原子物理
联系电话：13834661416
电子邮件：ll11z@163.com

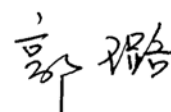
【学习与工作简历】

1998, 9 — 2001, 7	山西省岚县中学	高中
2001, 9 — 2005, 7	山西大学物理电子工程学院	本科生
2005, 9 — 2008, 6	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光学工程专业	硕士研究生

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。

学位论文作者（签章）：



2008年6月2日