



山西大學
Shanxi University

2021 届硕士学位论文

^{87}Rb BEC 双拉曼相对相位对相干跃迁操控 的实验研究

作者姓名 周方

指导教师 孟增明 副教授

学科专业 光 学

研究方向 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
光电研究所

学习年限 2018 年 9 月至 2021 年 6 月

二〇二一年六月

山西大学

2021 届硕士学位论文

^{87}Rb BEC 双拉曼相对相位对相干跃迁操控 的实验研究

作者姓名	周方
指导教师	孟增明 副教授
学科专业	光 学
研究方向	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 光电研究所
学习年限	2018 年 9 月至 2021 年 6 月

二〇二一年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2021

**Experimental study of coherent manipulation in ^{87}Rb BEC with
the phase difference of double stimulated Raman adiabatic
passage**

Student Name	Fang Zhou
Supervisor	A.P. Zeng-ming Meng
Major	Optics
Specialty	Ultracold Atomic Physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics, Shanxi University
Research Duration	2018.09-2021.06

June, 2021

Contents.....	IV
中文摘要.....	I
ABSTRACT.....	III
第一章 绪论.....	1
1.1 超冷原子简介.....	2
1.2 本文的主要工作.....	2
第二章 玻色-爱因斯坦凝聚体的制备和探测.....	4
2.1 真空系统.....	4
2.1.1 真空系统设计.....	4
2.1.2 超高真空的获得.....	5
2.2 原子能级和激光系统.....	6
2.2.1 原子能级.....	6
2.2.2 激光系统.....	7
2.3 磁光阱.....	9
2.4 磁阱转移原子的实现.....	10
2.5 532nm 远失谐光塞磁阱的实验实现.....	11
2.6 蒸发冷却.....	12
2.6.1 射频蒸发冷却.....	13
2.6.2 光阱蒸发冷却.....	13
2.7 成像系统.....	14
第三章 基于暗磁光阱实现 ^{87}Rb BEC.....	16
3.1 暗磁光阱理论.....	16
3.2 暗磁光阱的实验装置.....	18
3.3 暗磁光阱的实验过程与结果.....	19
第四章 拉曼跃迁与激光相位关系.....	22
4.1 受激拉曼跃迁的研究背景.....	22
4.2 单受激拉曼与双受激拉曼的原理模型.....	22
4.3 双拉曼相对相位调控拉曼耦合强度的实验实现.....	28
4.4 双拉曼相对相位调控拉曼耦合强度结果与分析.....	30
全文总结与展望.....	32
总结.....	32
展望.....	32

参考文献.....	33
致谢.....	37
硕士期间发表的学术论文.....	39
个人简介及联系方式.....	40
承诺书.....	41
学位论文使用授权声明.....	42

Contents

Chinese Abstract.....	错误!未定义书签。
ABSTRACT	III
Chapter 1 Introduction.....	错误!未定义书签。
1.1 Introduction to Ultracold Atoms.....	2
1.2 The main work of this article.....	2
Chapter 2 Preparation and detection of Bose-Einstein condensate.....	4
2.1 Vacuum system.....	4
2.1.1 Vacuum system design	4
2.1.2 Obtaining ultrahigh vacuum	5
2.2 Atomic energy level and laser system	6
2.2.1 Atomic energy level.....	6
2.2.2 Laser system	7
2.3 Magneto-optical trap	9
2.4 Realization of transfer atoms by magnetic Trap.....	10
2.5 Experimental realization of 532nm far detuned optical plug magnetic trap	11
2.6 Evaporative cooling.....	12
2.6.1 RF evaporative cooling	13
2.6.2 Light trap evaporative cooling.....	13
2.7 Imaging system.....	14
Chapter 3 Realization of ^{87}Rb BEC based on dark magnetic optical trap.....	16
3.1 Dark magnetic optical trap theory	16
3.2 Dark magnetic optical trap experimental device	18
3.3 Experimental process and results	19
Chapter 4 Raman transition and laser phase relationship.....	22
4.1 The research background of stimulated Raman transition	22
4.2 Principle model.....	22
4.3 Experimental realization.....	28

4.4 results and analysis	30
Conclusion and outlook.....	32
Conclusion.....	32
Outlook.....	32
References	33
Acknowledgment.....	37
Research achievement	39
Personal profiles	40
Letter of commitment.....	41
The dissertation use authorization statement.....	42

中文摘要

本文主要阐述了利用暗磁光阱技术，经过 6s 的装载时间，俘获了足够数量的 ^{87}Rb 原子，进一步采用压缩磁光阱、光学黏团、光泵浦、磁转移、射频蒸发和光阱蒸发技术，最终在红外远失谐光学偶极阱中俘获玻色-爱因斯坦凝聚体。与常规磁光阱比较，暗磁光阱能够俘获更多的原子，同时提高原子寿命，增加原子光学厚度。并通过超冷原子系统利用受激拉曼跃迁将动量传递原子，拓宽了超冷原子进行量子模拟的能力。通过控制激光相位可实现对各种新奇的拓扑量子态和拓扑量子相变的操控。

首先对实验装置和原子冷却的原理进行阐述，包括真空系统的设计、超高真空的获得、磁光阱原理、磁转移线圈的实现、532nm 远失谐光塞磁阱的实验实现、以及对射频蒸发冷却和光阱蒸发冷却做简单介绍，最后对成像系统进行描述。

其次介绍设计组合锥透镜产生一束半径可调空心光的方案。实验上利用该方法获得空心再泵浦光和退泵浦光来搭建暗磁光阱，避免了光助碰撞导致原子损失的问题，提高原子的装载效率。重点研究空心光束设计、普通磁光阱、暗磁光阱以及光助碰撞机制对超冷原子的影响机制。文中发展了获取空心光束的技术方案，同时提高了超冷原子的数量，对传统暗磁光阱进行技术更新，进一步拓展了空心光束在超冷原子领域的应用前景。

最后在 ^{87}Rb 玻色爱因斯坦凝聚体中利用两对拉曼激光实现对两个基态超精细能级 $|1,1\rangle$ 和 $|1,0\rangle$ 相干跃迁的操控。通过控制两对拉曼激光之间的相对相位实现拉曼耦合强度的调控，实验观测两个量子态的布局数随两对拉曼光之间的相对相位的变化关系。该方法为超冷原子量子模拟实验提供了一个独特的操控参量——激光相位，希望未来能够利用该技术对光与原子相互作用进行操控从而实现更为丰富的物理现象。

关键词：玻色-爱因斯坦凝聚态；暗磁光阱；光助碰撞；空心光；受激拉曼跃迁；激光相位；拉曼耦合强度

ABSTRACT

This article mainly describes the use of dark magnetic optical trap technology, finally, the Bose-Einstein condensate is captured in the infrared far detuned optical dipole trap. Compared with ordinary magneto-optical traps, dark magneto-optical traps can trap more atoms, and at the same time increase the lifetime of atoms and increase the optical thickness of atoms. And through the ultra-cold atom system, the stimulated Raman transition is used to transfer momentum to the atom, which broadens the ability of the ultra-cold atom to perform quantum simulations. By controlling the laser phase can be realized on a variety of new topologies and topological quantum state quantum phase transition control.

First, a brief introduction to the experimental device for ^{87}Rb cooling atoms, including designing a vacuum system, obtaining ultra-high vacuum, and briefly introducing the principle of magneto-optical trap, the realization of magnetic transfer coils, and the programming of timing control, to build a 532nm far detuned optical plug magnetic trap. The evaporative cooling of the radio frequency and the evaporative cooling of the optical trap are briefly introduced, and the imaging system is described at the end.

Secondly, a design scheme of using a pair of conical lenses to generate a beam of hollow light with adjustable radius is introduced. Further adopting compressed magneto-optical trap, optical glue, optical pumping, magnetic transfer, radio frequency evaporation and optical trap evaporation technology, and finally obtained 4.1×10^6 atoms Bose-Einstein condensation in the far detuned optical dipole trap body. The experiment focused on the influence mechanism of hollow beam design, ordinary magneto-optical trap, dark magneto-optical trap, and light-assisted collision mechanism on ultra-cold atoms. In this paper, a technical scheme for obtaining hollow beams is

developed, while the number of ultra-cold atoms is increased, and the traditional dark magnetic optical trap is technically updated, which further expands the application prospects of hollow beams in ultra-cold atoms.

Finally, the ^{87}Rb Bose-Einstein condensate uses two pairs of Raman lasers to realize the control of the two ground state hyperfine energy levels $|1,1\rangle$ and $|1,0\rangle$ coherent transition. By controlling the relative phase between two pairs of Raman lasers to adjust the Raman coupling strength, the experiment observed that the layout of the two quantum states is sensitive to the relative phase between two pairs of Raman lasers. This method provides a unique control parameter for ultra-cold atoms in quantum simulation experiments—laser phase. It is hoped that this technology can be used to manipulate the interaction between light and atoms in the future to achieve more abundant physical phenomena.

Keywords: Bose-Einstein condensate; dark magneto-optical trap; light-assisted collision; hollow beam; stimulated Raman transition; laser phase; Raman coupling strength;

绪论

1917年,爱因斯坦在文章中提出“受激辐射”概念^[1],1925年,爱因斯坦在玻色对光量子假说基础上敏锐地预言到重大的科研发现,首次提出玻色子在超低温下能够同时存在于能量最低量子态即玻色-爱因斯坦凝聚态(BEC)概念^[2]。直到八十年代,激光冷却技术^[3-6]飞速发展,例如:光学黏团、多普勒冷却^[7]、偏振梯度冷却、磁光阱等实验技术难点得到解决,这些实验技术能够将原子冷却到更低温度。1985年,朱棣文使用三束激光镜面反射构建两两对射的六束激光交汇区域形成光学黏团,成功将原子冷却到 240 μ k^[8];1987年,朱棣文以及贝尔实验室首次实现由一对反亥姆霍兹线圈和六束分布在空间场中三个维度上 x 、 y 、 z 两两对射的红失谐圆偏光构成的磁光阱;1988年初,William Phillips 教授和他的团队发现中性钠原子的温度约为 40 μ k,比预想的多普勒极限 240 μ k 低得多;Claude N. Cohen-Tannoudji 用两组相向传播的激光束证明一维冷却温度可低至 2 μ k^[9];为了表彰他们在激光冷却和陷俘原子方面的贡献,1997年诺贝尔物理学奖授予 Stephen Chu、Claude Cohen-Tannoudji、William D. Phillips 三人。激光冷却和俘获中性原子技术的快速发展,深化了人们对物理学基础知识的理解,拓展了人们对物理研究新方向的认知,使得人们对超冷原子领域产生了浓厚的兴趣。1995年,JILA, Rice 大学和 MIT 小组分别在铷、锂、钠原子中实现稀薄气体的玻色-爱因斯坦凝聚态(BEC)^[10-12]。因此2001年度的诺贝尔物理学奖颁发给 Cornell. E、Ketterle. W 和 Wieman. C。这一系列成果拉开了超冷原子实验研究的序幕,超冷原子研究领域才得以出现研究热潮。

自实现 BEC 之后,根据现有的光与原子操控技术,超冷原子系统基于其平台的洁净度,冷原子表现出高度可调控性,通过光与原子相互作用能够观测更多有趣的量子模拟现象。在超冷原子领域,受激拉曼跃迁作为较为创新的光操控原子技术,能够将原子的内部能态和外部动量态耦合在一起,不仅可以应用在原子冷却方向^[13-14],对原子进行速度选择,例如受激拉曼冷却^[15-16]。在超冷原子系统中利用受激拉曼跃迁过程可以将光的动量传递给原子,先后实现了人造规范势^[17-19]、人造磁场^[19]、自旋轨道耦合^[21-23]以及人造维度^[24]等,这极大的拓宽了超冷原子进行量子模拟的能力。激光的相位信息在光与原子耦合方面扮演非常重要的角色。通过控制激光的相位信息可实现对各种新奇的拓扑量子态和拓扑量子相变的操控,例如:实现人造垂直塞曼磁场操控狄拉克点处的拓扑能隙^[25]、通过调节激光相位实现一维和二维自旋

轨道耦合之间的转变^[26]、利用拉曼激光的拉盖尔-高斯轨道角动量实现原子的自旋与轨道角动量耦合^[27]。下面简单介绍下超冷原子，之后对本文的主要工作做简单阐述。

1.1 超冷原子简介

微观世界所有粒子均由玻色子和费米子构成，其中玻色子自旋为整数，在全同粒子体系中，波函数绝对对称，同时在真空中保持光速运动，没有质量，可以形成玻色-爱因斯坦凝聚体（大量玻色子保持同一状态）。典型玻色子：光子、胶子、 α 粒子；费米子为实物粒子，自旋为半整数，在全同粒子体系中，波函数反对称，在低能状态下拥有质量，遵循泡利不相容原理，两个相同费米子同时不能处于同一量子态，满足费米-狄拉克统计。典型费米子：电子、夸克、中子。我们所研究 ^{87}Rb 原子，其碱金属 ^{87}Rb 的质子数，中子数以及核外电子数分别是 37、50、37。三者粒子的自旋之和为整数，所以 ^{87}Rb 是玻色子，满足玻色-爱因斯坦统计分布。

BEC 的概念可以通过原子的波粒二象性来理解，其中 λ 为原子德布罗意波长，

$$\lambda = h / (2\pi m k_B T)^{1/2} \quad (1.1)$$

其中 h 为普朗克常数， m 是原子质量， T 是原子系统温度。系统温度与原子德布罗意波长成反比，当处于室温时， λ 很短，在 $10^{-5}\mu\text{m}$ 量级，此时原子能够呈现粒子性的特性；降低温度， λ 逐渐变长，原子波动性的特征逐渐变得明显，直到临界温度原子德布罗意波长和原子间距处于同一量级，我们可以说原子系统进入 BEC 临界值。如果温度继续降低，物质波空间位置发生重叠，当相空间密度 $\rho = 2.612$ 时，原子经过量子相变，大量原子同时聚集在原子基态，表示系统此时进入量子简并区域，形成纯玻色子凝聚^[28]。

BEC 是稀薄玻色气体在温度接近绝对零度时所呈现状态，稀薄玻色气体中原子间相互作用很弱，冷原子具备高度可调控性，长时间是国际研究热点。BEC 的大小，形状，原子密度和数量，我们在实验方面采用共振探测吸收成像飞行时间法（Time of Flight 简称为 TOF）观察超冷原子的物理参数，在关断光学势阱之后原子团会发生膨胀。BEC 的寿命很长，一般在秒量级，我们有足够时间研究玻色气体在势阱中的动力学性质。

1.2 本文的主要工作

本硕士论文基于硕士期间对 ^{87}Rb 冷原子平台暗磁光阱（Dark MOT）设计搭建及对

^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体中拉曼跃迁与激光相位关系方面的相关研究。文章主要结构如下所示:

第一章: 简单介绍超冷原子的背景以及文中实验研究的相关背景。

第二章: 简单介绍实验装置, ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的制备以及对一些玻色气体制备的相关理论

第三章: 介绍磁转移技术以及详细介绍新设计搭建的实验光路技术—暗磁光阱 (Dark MOT)。磁转移技术可以高效率把 ^{87}Rb 冷原子从一级真空气室高效率转移至二级真空气室。本文发展了利用一对锥透镜产生一束半径可调空心光的新方法, 极大的提高了激光的利用率。利用该方法获得空心再泵浦光, 在空心处注入一束退泵浦光 (depump), 搭配冷却光和磁阱构建了 ^{87}Rb 原子的暗磁光阱, 极大的避免了光助碰撞的问题, 由此俘获了足够数量的原子。暗磁光阱中原子处于较低的基态超精细能级, 原子间碰撞几率变小, 辐射陷俘效应消失, 相对于常规磁光阱可以获得更高密度, 寿命更长的 ^{87}Rb 原子样品。

第四章: 原子拉曼跃迁与激光相位关系的相关研究, 利用四束远失谐激光作用 ^{87}Rb 超冷原子, 实现 ^{87}Rb 原子两个超精细能态 $|1,1\rangle$ 和 $|1,0\rangle$ 的相干拉曼跃迁。通过改变一束拉曼激光相位, 能够观察到两个量子态布局数会随着激光相位的改变而发生变化。同时在实验方面详细测量了量子态布局数与相位的依赖关系。基于三能级原子系统, 对其进行了详细的理论推导, 模拟了激光相位对拉曼跃迁的影响, 可以通过改变激光相位去操控拉曼跃迁。

第二章 玻色-爱因斯坦凝聚体的制备和探测

2.1 真空系统

在玻色-爱因斯坦凝聚体的制备过程中，真空腔室中气压过低，会有大量的背景原子和冷原子碰撞，导致冷原子加热，进而导致制备的冷原子寿命降低。为了制备的冷原子具有较长的寿命，需要提高真空系统的真空度。这里简单计算出背景气体和冷原子碰撞效应的寿命^[29]

$$\frac{1}{\tau} = 3.3 \times 10^{16} P \sigma_b v_b \quad (0.1)$$

(2.1) 式中 σ_b 为背景气体非碱金属元素的散射截面， v_b 为气体的运动速度，为了保证冷原子的寿命在秒量级，计算得到真空度至少在 10^{-11} mbar ，所以我们需要设计超高真空腔室系统来保证实验进行。

2.1.1 真空系统设计

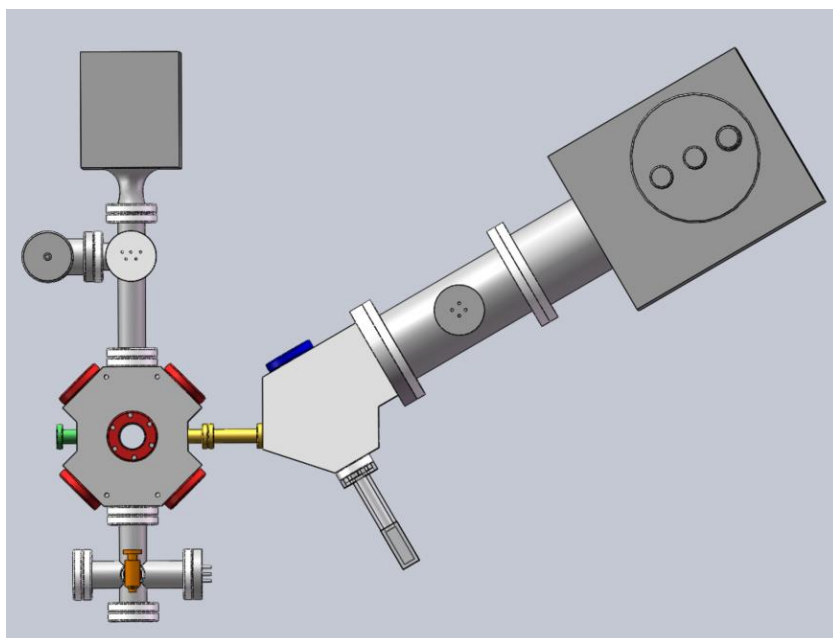


图 2.1 实验超高真空装置示意图

图 2.1 为我们自行设计的超高真空装置系统，其中包括无磁真空腔室（无磁不锈钢 316L），铷源，40L 离子泵，150L 离子泵和钛升华复合泵，热规真空计，玻璃气室。左侧为一级真空腔室，是由磁光阱（Magneto-optical trap, MOT）组成，

主要进行铷原子的俘获，装载和预冷却。图 2.1 中左下部分橙色位置为铷源放置处， ^{87}Rb 自然丰度较高，易获取，价格便宜，购置于国内新疆有色金属研究所。无氧差分铜管连接在两个真空系统中间，长 83.55mm，铜管直径为 8mm，无氧差分铜管的流导公式^[30,31]为：

$$C = C_a \frac{1}{1 + \frac{3L}{4D}} \quad (0.2)$$

C_a 为孔的流导，D 为差分铜管直径，L 为差分铜管长度。无氧差分铜管两端流量守恒，其表达式为 $SP_2 = CP_1 + Q$ ，其中 P_1 和 P_2 为分管两端气压，S 为离子泵抽速，Q 为分管气体流量，在超高真空下可忽略不计。根据设计参数两个真空腔室气压差为两个数量级。一级真空气室真空度为 10^{-9}mbar ，二级真空气室真空度为 10^{-11}mbar 。首先将铷源封装在玻璃针剂中，放置在连有真空阀门的无氧铜管中。铷源过真空阀门进入一级真空气室中，在一级真空腔室完成装载，预冷却后磁转移经过黄色无氧差分铜管进入右下角超高真空玻璃气室。最后玻璃腔室配合光塞磁阱（反亥姆霍兹线圈和 532nm 蓝失谐激光组成）进行射频蒸发，光学蒸发冷却，最后在光学偶极阱中获得 ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚态。

同时我们所设计的真空系统中一级真空腔室与二级超高真空腔室之间的夹角为 120° ，这样设计可以使得我们有足够的空间对二级真空腔室俘获的超冷原子进行进一步的实验光路和成像系统搭建，包括光塞磁阱，光学偶极阱的搭建：二维光晶格，原位成像系统搭建。

2.1.2 超高真空的获得

为了获得系统的超高真空度，我们在设计好系统之后，需要将真空系统彻底密封，密封圈是由两毫米厚的无氧铜板制成，截面为矩形，密封在两法兰刀口之间，增大压力可以加深刀口的卡入深度。密封好之后我们需要将系统真空度从标准大气压提高到 10^{-11}mbar 。

首先需要使用大小合适的铝罩将玻璃气室完全包裹，使用加热带对真空系统包裹，最后在加热带外侧包裹铝箔（起到保温减少热量损失）；同时使用热电偶密切监视系统各部分部件温度，对各部分加热带使用控温仪控温。机械泵开始工作，当气压达到 10^{-2}Pa 时打开分子泵同时对加热带通电有序缓慢升温。当各部分加热带到达设定温度时，持续烘烤 48 小时以上。烘烤结束后，一级和二级真空腔室压强达到

$10^{-4} - 10^{-5} Pa$ 时, 对钛丝通电加热放气, 当系统真空度到达 $10^{-5} - 10^{-6} Pa$ 。打开离子泵, 当系统真空度到达 $10^{-6} - 10^{-7} Pa$ 时, 关闭分子泵和机械泵。同时在保温阶段对真空系统进行除气, 真空度缓慢上升; 最后对加热带通电进行缓慢有序的降温过程, 温度降到室温, 降温过程中真空度大幅度上升。在经过几天抽取之后, 真空度可以达到稳定状态, 这时一级和二级真空腔室真空度可以稳定在 $2.7 \times 10^{-7} Pa$ 和 $1.8 \times 10^{-9} Pa$ 。

2.2 原子能级和激光系统

2.2.1 原子能级

磁光阱俘获 ^{87}Rb 原子制备玻色-爱因斯坦凝聚体的过程中, 需要不同激光配合, 运用冷却光(Cooling)、实心再泵浦光(Repump)、泵浦光(Pump)、探测光(Probe)、远失谐的红外激光、磁场等相互协同实现原子的玻色-爱因斯坦凝聚。

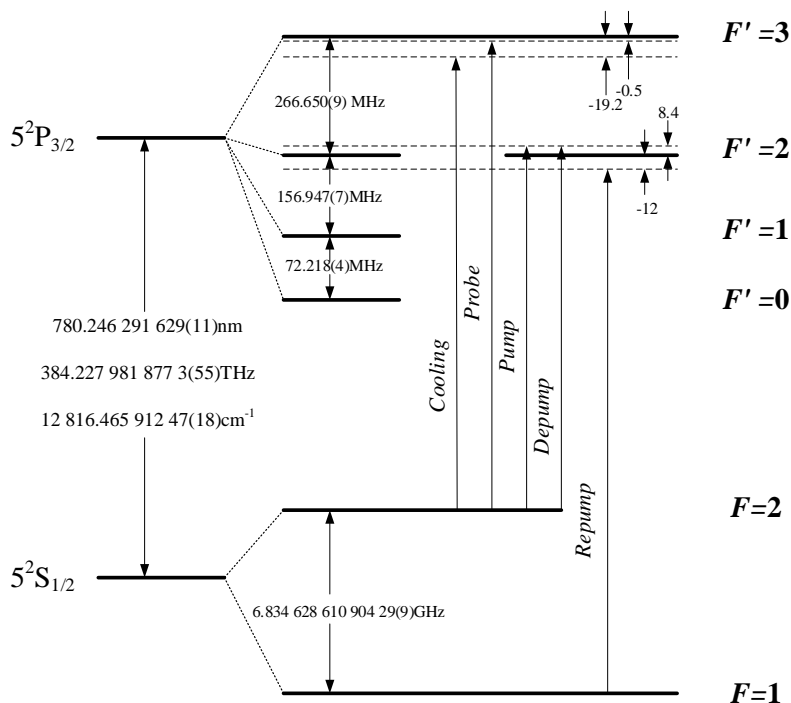


图 2.2 ^{87}Rb 原子 D_2 线超精细能级结构及所需激光跃迁图

实验中使用的大部分激光频率与原子超精细结构见图 2.2。 ^{87}Rb 原子的激光冷却一般利用 D_2 共振跃迁线, 其波长为 $780.241nm$ ^[32]。冷却光选用封闭特性最强的

$|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ 跃迁频率，且冷却光频率为红失谐 $\Delta = -19.2\text{MHz}$ 。铷原子超精细能级线宽很窄，但激发态各能级频率间隔很小，均为百 MHz，同时冷却光有一定线宽，则原子有很大几率被抽运到 $|F'=2\rangle$ 。进而自发辐射回到基态 $|F=1\rangle$ ，不参与循环冷却过程。这样经过一段时间之后，就有较多铷原子累积到基态 $|F=1\rangle$ ，参与冷却跃迁的原子就会越来越少，所以我们需要一束再泵浦光 (repump)，再泵浦光的频率为 $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$ ，这样就可以将基态 $|F=1\rangle$ 的原子重新泵浦到激光冷却的闭合跃迁中。选态抽运光相对于量化磁场为 σ^+ 圆偏光，在图 2.3 中可以观察到原子从基态 $|2, n\rangle$ 跃迁到激发态 $|2, n+1\rangle$ ，经自发辐射落到基态，且满足跃迁选择定则 $\Delta m_F = 0, \pm 1$ 。经过一段时间，原子最终全部跃迁到基态 $|2, 2\rangle$ 。光抽运的时间一般为 5.5ms, 且选择时间要合适，防止抽运不完全造成原子数目的损耗同时避免时间过长造成原子加热。

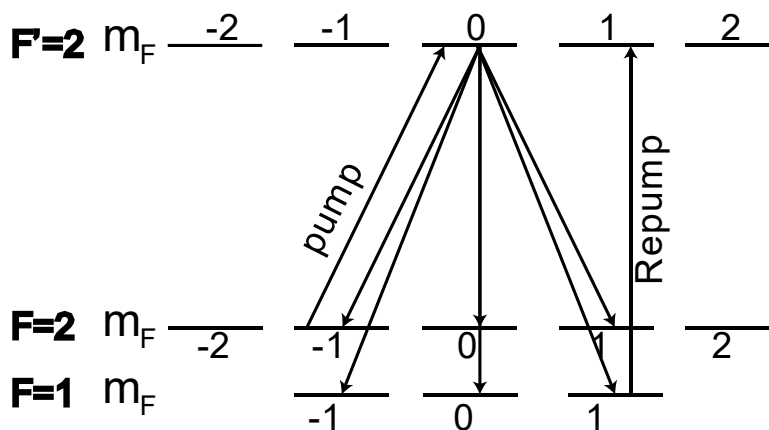


图 2.3 ^{87}Rb 原子光抽运选态能级图

2.2.2 激光系统

观察图 2.2 可以发现，冷却光，选态抽运光和探测光频率相差不大，在百 MHz 量级。如图 2.4 所示，我们用同一台半导体激光器 (Toptica 公司 DL Pro) 输出冷却光，选态抽运光和探测光；再泵浦光与其他三束光频率差为 6.834GHz 左右，所以再

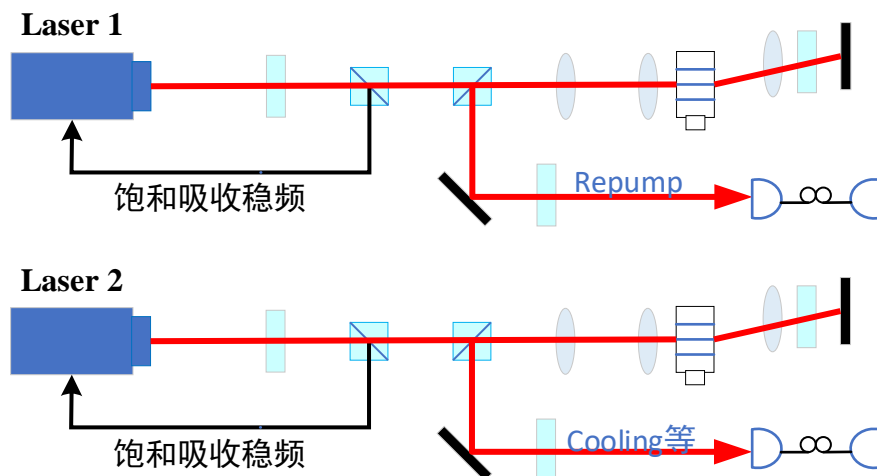


图 2.4 再泵浦光和冷却光激光系统

泵浦光需要单独使用一台激光器(Toptica 公司 DL Pro)输出。为了两台主激光器能够长期稳频,保障系统的稳定性,我们通过饱和吸收光谱技术,将在外部添加调制信号获得鉴频曲线进一步锁频。同时我们将上述光路系统单独放在一个机械平台,使用单模保偏光纤传输至主平台,这样可以减少机械抖动产生的噪声影响。Laser 1 中输出激光过偏振分光棱镜(PBS)分成两束,一部分用来通过饱和吸收稳频技术锁定激光器的频率,另一部分通过声光调制器(AOM)移频,两次穿过 AOM,获得想要的激光频率。图 2.5 是冷却光,选态抽运光和探测光的输出光路图,一部分经过锥形放大器(Toptica 公司 Boost TA)功率放大过声光调制器移频最后通过光纤分束器将功率平均分配到每一束 cooling 中。另外激光用来做 pump 和 probe,由于 probe 和 cooling, repump 这两束光作用时间不同,所以我们将 $\lambda/2$ 玻片架在自制 shutter 开关,通过控制时序来配套光路进行使用。一部分移频双穿声光调制器做 pump,其余部分分成两路 probe 光。

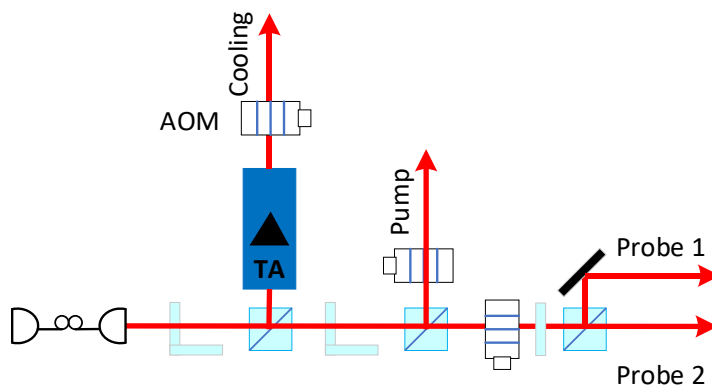


图 2.5 冷却光,选态抽运光和探测光的输出光路

2.3 磁光阱

单独使用散射力俘获原子，不能够形成原子阱模型构造。Dalibard 提出使用空间维度中不均匀的静磁场和光散射力相结合组成原子阱的构想，之后被朱棣文小组和 MIT 的 Pritchard 小组合作实现^[33]。磁光阱的出现极大简化了俘获原子的实验难度，是激光冷却技术方面很重要的环节，已经成为各个平台实现超冷原子的常规手段。图 2.6 为一维磁光阱的基本原理，我们可以通过一维磁光阱模型去理解 3D MOT。三维磁光阱是由两个反亥姆霍兹线圈和三对激光组成，其中三对激光沿空间直角坐标系两两对射，同时频率相同，均为红失谐的圆偏光。假设原子处于 $J=0$ 和 $J=1$ 两个量子态，基态总角动量为零，没有塞曼能级分裂。激发态总角动量为 1，则存在三个塞曼子能级 ($m_j = -1, 0, 1$)。在空间中添加对称线圈，通方向相反大小相

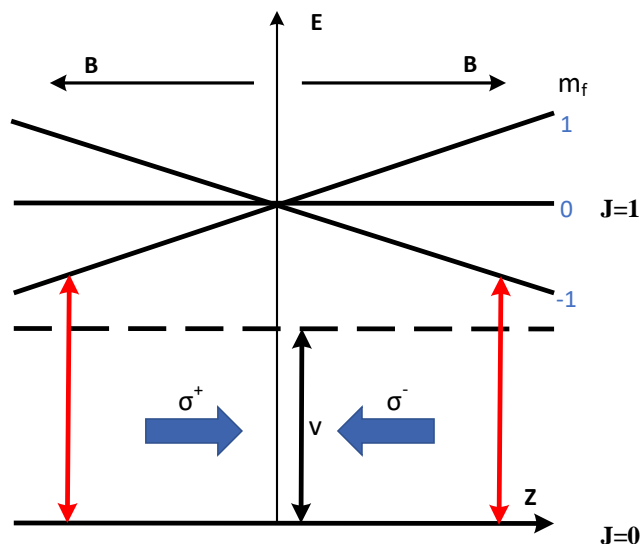


图 2.6 一维磁光阱的基本原理图

等的电流。磁场中心强度为零，附近位置磁场强度偏离中心位置距离越远，磁场强度越大，满足 $B(z) = dB/dz|z|$ 。（ dB/dz 为线性磁场梯度）塞曼能级移动满足公式

$$\hbar\Delta\omega = -\vec{\mu}\cdot\vec{B} = g\mu_B m_F B = g_F \mu_B m_F \frac{dB}{dz}|z| \quad (0.3)$$

从图 2.6 中可以看到磁场呈线性变化时，能级塞曼位移也发生变化，基态能级不变，激发态子能级 $m_j = 1$ 沿 Z 轴正向线性增高，子能级 $m_j = 0$ 无变化，子能级 $m_j = -1$ 沿 Z 轴正向减少。沿 Z 轴负方向时，塞曼能级位移发生变化刚好相反。假定 $g_F > 0$ ，则在 Z 轴正方向， $m_j = -1$ 的共振频率减少；在 Z 轴负方向， $m_j = 1$ 的共振频率减少。沿 Z 轴方向有一对功率相同相对对射的激光，这两束光设为红失谐，偏

振方向为 σ^+ 和 σ^- 。两束红失谐激光频率与原子基态到激发态的跃迁频率共振。

(1) $z > 0$ 的位置坐标, 原子吸收朝向 $-Z$ 方向的红失谐圆偏光, 原子被激发到 $\langle 1, -1 \rangle$ 态, 通过一段时间受激辐射和自发辐射, Z 轴正方向的原子会被减速, 直到原子势能小于磁阱束缚势能, 原子会被俘获在中心位置;

(2) $z < 0$ 的位置坐标, 原子吸收朝向 Z 方向的红失谐圆偏光, 原子被激发到 $\langle 1, 1 \rangle$ 态, 通过一段时间受激辐射和自发辐射, Z 轴负方向的原子会被减速, 直到原子势能小于磁阱束缚势能, 原子同样会被俘获在中心位置。由于坐标系三个方向都有这样的光散射力, 所以原子最后会被冷却到一个较低的温度。

2.4 磁阱转移原子的实现

冷原子系统所使用的磁转移真空系统是双真空腔室, 一级真空气室与最终二级玻璃真空气室 (science cell) 相差 28.2cm, 为了更高效率的将原子转移至 science cell, 防止原子加热逃逸, 我们没有使用传统的光推送原子, 这里我们选择使用 12 组互相重叠的四级线圈转移铷原子。2001 年, 德国慕尼黑的 Hansch 小组首先报道冷原子远距离的传输^[34], 利用四级线圈将原子从磁光阱移动 33cm 转移至超高真空气室, 最大限度减少铷原子云的加热。这样制作的冷原子系统能够为之后光晶格实验留下足够的空间搭建光路。

图 2.7 为磁转移线圈设计与实际制作加工图。从图中可以观察到, 在整个原子转移过程中, 共有 14 组线圈, 包括一级和二级 MOT 线圈, 中间部分为 12 组小线圈, 只对原子转移有作用 (不包括一级真空腔室 CF40 窗口的两个锥形线圈在一级 MOT 中起推送作用)。转移线圈两两重叠, 最关键在于

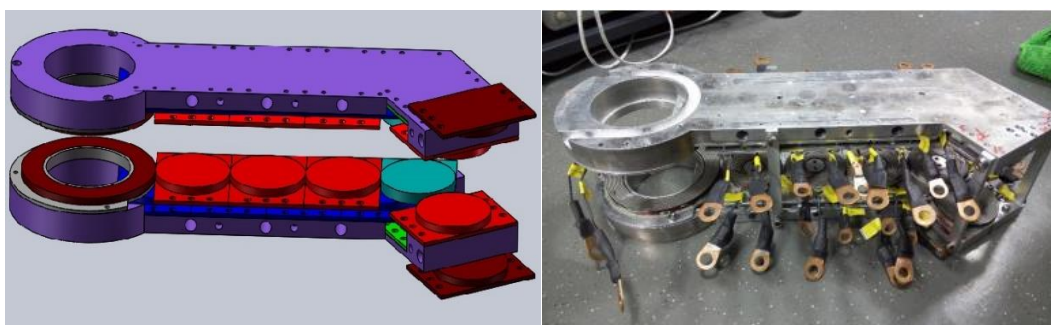


图 2.7 一组磁转移线圈设计与实际制作加工图对照

计算两个转移线圈组合之后产生新磁场的情况。两组线圈电流指向均朝同一个方向, 这样新磁场的形状与拉伸的椭圆磁场相似, 形成椭圆形的磁场囚禁场。图 2.8 表明

在相邻的三个转移线圈中，降低第一个线圈电流，提高第二个线圈电流，可以使得磁场中心转移至两个线圈的交汇处，依次操作控制 12 组转移线圈电流和时序，可以将原子转移至二级真空室。在某个时刻，原子进行转移时只有相邻的三个线圈通电流，处于工作状态，其余线圈处于非工作状态。为了保持原子稳定转移，必须控制好必要参数，包括磁场对应垂直位置的磁场俘获梯度 $\partial B_z / \partial Z$ ，某时刻磁场中心位置以及 X-Y 平面内囚禁梯度比 A 。只有这样才能很好保持磁场原有状态保持较小误差，避免原子在转移过程中磁场参数发生改变造成不必要加热引起损耗。

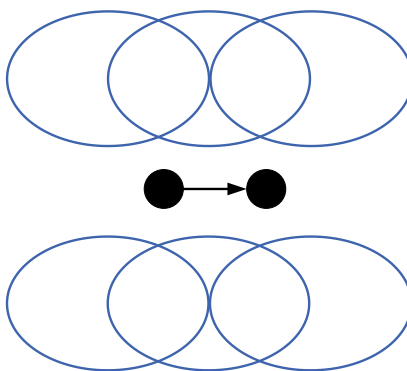


图 2.8 相邻的三个磁转移线圈结构，前者线圈的边缘处于后一个线圈的中心位置

2.5 532nm 远失谐光塞磁阱的实验实现

二级真空腔室我们使用两组上下对称的反亥姆霍兹线圈组成磁阱和一束远失谐的 532nm 激光组合光塞磁阱。由于四级线圈磁阱中心存在零点 ($B_{\min}=0$)，当铷原子在蒸发冷却过程中处于较低温度时，由于马约拉纳自旋反转效应^[35]，在降低至马约拉纳损失时，原子会从磁场囚禁态转变为非囚禁态，在 $B_{\min}=0$ 的极值点位置逃逸出磁阱，会有大量冷原子造成损失。一般大家会选择反亥姆霍兹线圈和 Ioffe 线圈^[36]组合构成 QUIC 阱，由于 Ioffe 线圈的存在，使得磁场极值点不为零，但缺点在于会造成冷原子位置偏离真空玻璃腔室中心位置，在原子位置重新返回 cell 中心时，所需 Ioffe 线圈电流控制时间较长，且两个磁场叠加造成磁场极值点附近磁场表现状态非线性，造成阱的束缚减弱，基于以上考虑，我们选择使用光塞磁阱。

当激光场作用于冷原子时，在激光电场分量的影响下，原子产生偶极矩同时，以激光场的频率振荡，再同激光电场矢量的相互作用下产生势能：

$$U_{\text{repel}}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^2} \left(\frac{r}{\omega_0 - \omega} + \frac{r}{\omega_0 + \omega} \right) I(r) \quad (2.4)$$

式中 $I(\mathbf{r})$ 为激光场的强度, ω 为激光场频率, ω_0 为原子跃迁频率, 当激光频率小于原子跃迁频率时, 所计算空间场中的势能为负值, 原子会趋向激光场中光强最强处; 当激光频率大于原子跃迁频率时, 所计算空间场中的势能为正值, 原子会远离激光场中光强最强处。为了封堵磁场零点, 我们需要选择激光频率较小的激光, 即蓝失谐。实际操作中, 为了使得光塞磁阱的效果最好, 我们需要将激光场的腰斑位置尽可能减少。

我们实验选择使用 532nm 激光封堵磁场零点, 麻省理工大学的 Ketterle 小组曾在 Na 原子的 BEC 中使用这一技术^[37]。由于 532nm 激光波长小于实验中 ^{87}Rb 冷原子跃迁波长, 使用 $f=300$ 消相差透镜, 将光强最强处汇聚于原子云中心位置, 造成电场矢量梯度分布, 使得 532nm 激光光强最强处排斥力最大, 将反亥姆霍兹线圈磁场零点消除。再光塞磁阱中实现原子俘获。

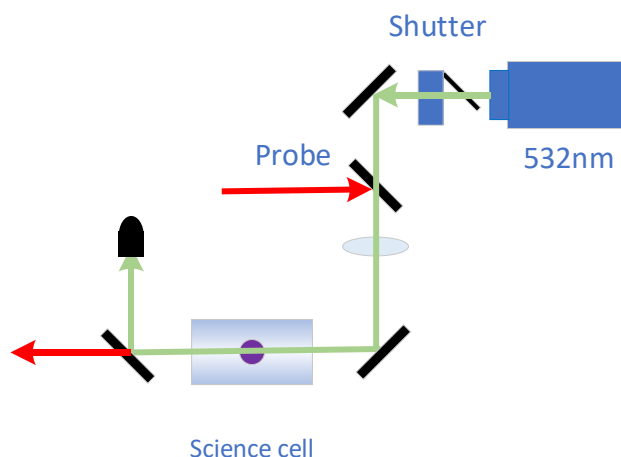


图 2.8 光塞磁阱中 532nm 激光光路图

2.6 蒸发冷却

目前基本所有需要实现量子简并的实验都需要蒸发冷却^[38,39]。激光冷却可以将原子冷却到 nk 量级, 但所获得的原子密度很低, 原因在于: (1) 原子密度达到一定程度时, 系统会成为光密介质, 共振光难以进入原子内部; (2) 原子被激发之后, 会与基态原子发生非弹性碰撞, 导致原子加热, 原子密度降低; (3) 原子密度达到一定程度时, 原子散射的光子会被另外原子吸收, 同时会收到光子的反冲作用力, 吸收光子的原子也收到光子作用, 俩原子间产生排斥力, 随着原子密度的增加, 原子间的排斥力同样增加, 直到原子间的排斥力与冷却光的俘获力达到平衡, 原子密

度不会继续增加。为了保证超低温度的同时使得原子达到量子简并态，我们采用蒸发冷却的方法。蒸发冷却的基本过程（宏观理解）：原子系统在运动过程中遵循麦克斯韦分布，总是存在一部分原子速度很快，动能较高。在磁阱蒸发冷却过程中，依靠磁共振使得动能较高的原子溢出阱外，使得原子系统重新分布，剩余原子的温度降低。不断将高能量的原子驱逐出原子系统，这样可以使得保持超低温度的同时不断增加原子系统的相空间密度。

2.6.1 射频蒸发冷却

磁阱蒸发冷却，主要利用射频场或者微波进行蒸发冷却。Pritchard 首先提出使用射频场强制蒸发过程^[40]射频场使得动量较大，能量较高的原子发生塞曼跃迁，使得原子在磁场中从低场趋近态转移到高场趋近态，从而不受磁场限制从磁阱逃逸，这些高场趋近态原子逃逸的过程中会带走较高的能量，这样会使得整个原子系统温度降低。射频蒸发冷却有几个优点：（1）可以通过调节射频场频率，功率操控原子逃逸的速率及能量；（2）无需改变阱的状态，不影响原子俘获；（3）磁阱周围势场较高，逃逸的原子不会影响被俘获原子的状态。

射频场会使得原子对应相同超精细能态（F）不同磁子能级态间（ m_F ）间发生跃迁，使用一种极其巧妙的手段，只需调节射频场频率、功率。原子在不同磁子能级间发生塞曼跃迁时，频移 ΔE 如下所示，其与磁场强度成正比：

$$\Delta E = m_F g_F \mu_B B(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

当射频场处于特定频率时，与原子频率相共振，会使得磁子能级（ m_F ）发生变化，特定频率的原子能够从低场趋近态转移到高场趋近态，使得原子从磁阱中逃逸。

2.6.2 光阱蒸发冷却

通过聚焦的远失谐红外激光建立光学偶极阱，同样可以用来俘获原子。源于光场的激光处于红失谐时，偶极力指向光强增加的地方，所以激光束的焦点可以构成一个稳定的原子偶极阱。它可以用来俘获所有超精细能级态上的原子，我们通过改变红外激光的光强，随着光强的逐步降低，光学势阱的深度也随着降低，能量较高的原子逃逸，原子体系的温度降低。但在光阱蒸发冷却过程中，光学势阱深度降低时，其势阱俘获频率也会降低，导致热平衡速率降低进而影响光阱蒸发冷却效率^[41]。

实验中我们使用固体激光器 1064nm 输出激光，过光隔离器，经过偏振分光棱镜分成两束，过光隔离器最后过单模保偏光纤（OZ 公司 NEW PMJ-3AC,3AC-1064-6）最后经过消相差透镜（Thorlabs 公司 AC254-300-B）汇聚于二级真空玻璃腔室原子样品中，在两束激光的交叉位置与原子团中心重合，构成光学偶极阱。消相差透镜可以保证光束汇聚时有较好的光斑质量。

2.7 成像系统

玻色-爱因斯坦凝聚态一般通过探测光与原子云相互作用方法来探测原子云参数^[42, 43]。探测方法^[44, 45]多种多样，其中包括非共振光破坏成像、近共振探测吸收成像、非共振光非破坏成像、荧光成像。通常使用一束近共振探测光（probe）穿过原子团中心，空间中各部分原子会吸收部分探测光，使得经过原子云的光束在空间不同位置处光强有所变化，最后探测光被 CCD 图像传感器（Charge-Coupled Device, 电荷耦合器件简称 CCD）接收成像。我们从中可以得到 BEC 在空间中密度分布，从而获得原子云中 BEC 的物理特性。但探测成像会使得原有原子云加热，所以吸收成像属于破坏性探测。

由于探测光的光强分布不均匀，我们需要探测光的直径大于原子云直径，将原子云全部覆盖，这样可以使得原子团感受到的光强较为均匀。为了获取原子云信息，单次探测是远远不够的，每次成像需进行三次图像采集。首先探测光穿过原子云区域，CCD 采集第一幅图像，即 $I(x, y)$ ；其次为了量化探测光光强变化需要拍摄第二幅图像，即原子团扩散远离探测光所在区域时，使用 CCD 采集探测光的光强分布图像 $I_0(x, y)$ （同时在拍摄前两幅图像的同时注意 CCD 不可造成相对位移，这样可以保证消除镜片部分位置洁净度差以及探测光光强分布不均的影响）；同样在背景噪声影响下，需拍摄无探测光的背景图 $I_{bg}(x, y)$ 作偏置消除背景噪声的影响。我们可以使用下列公式表达所获取的光强分布系数 $T(x, y)$ 和光学密度 $OD(x, y)$ 。

$$T(x, y) = \frac{I(x, y) - I_{bg}(x, y)}{I_0(x, y) - I_{bg}(x, y)} \quad (2.6)$$

$$OD(x, y) = -\ln T(x, y) \quad (2.7)$$

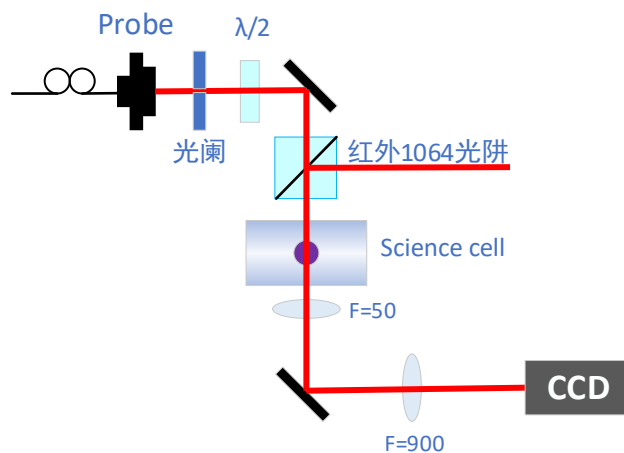


图 2.7 探测光简易光路图

探测光简易光路见图 2.7，探测光通过光纤耦合传输到实验平台，探测光光路被安置在另一光学平台，经过单模保偏光纤引入主实验光学平台，这样可以减少机械抖动，降低噪声，能够使得探测光长时间稳频。探测光经过光阑可以调节探测光斑直径，之后通过 $\lambda/2$ 玻片和 PBS 可以调节探测光光强，最后通过 F=50 和 F=900 成像透镜组可以将成像放大 18 倍，最后使用 Andor 公司生产的 CCD 成像。

第三章 基于暗磁光阱实现 ^{87}Rb BEC

BEC 的实现首先需要从背景气体中俘获原子，通过磁场转移将初步俘获的原子转移至二级真空腔室，之后通过进一步调节磁场和蒸发冷却等过程。为了获得更高密度的 BEC，在反亥姆霍兹线圈初步俘获原子之后，由于磁光阱中冷原子密度主要受辐射陷俘效应限制，当原子密度达到一定程度时，散射荧光的辐射压力和激光的束缚力形成平衡，被俘获原子的密度不会进一步提高，只能扩大被俘获的面积。1993 年，Ketterle 小组等人发明了一种新磁光阱技术——暗磁光阱 (dark spontaneous-force optical trap, 简称 Dark MOT) ^[46]，将原子制备到暗态 (暗态是由于既不能吸收光，也不可能产生荧光，处于较低的基态能级)，暗态发生光助碰撞的概率很低，他们将该技术成功运用碱金属 ^{23}Na 原子中，与普通磁光阱相比，利用暗磁光阱的技术将 ^{23}Na 原子密度提高 1~2 数量级，达到 $10^{12}/\text{cm}^3$ 。

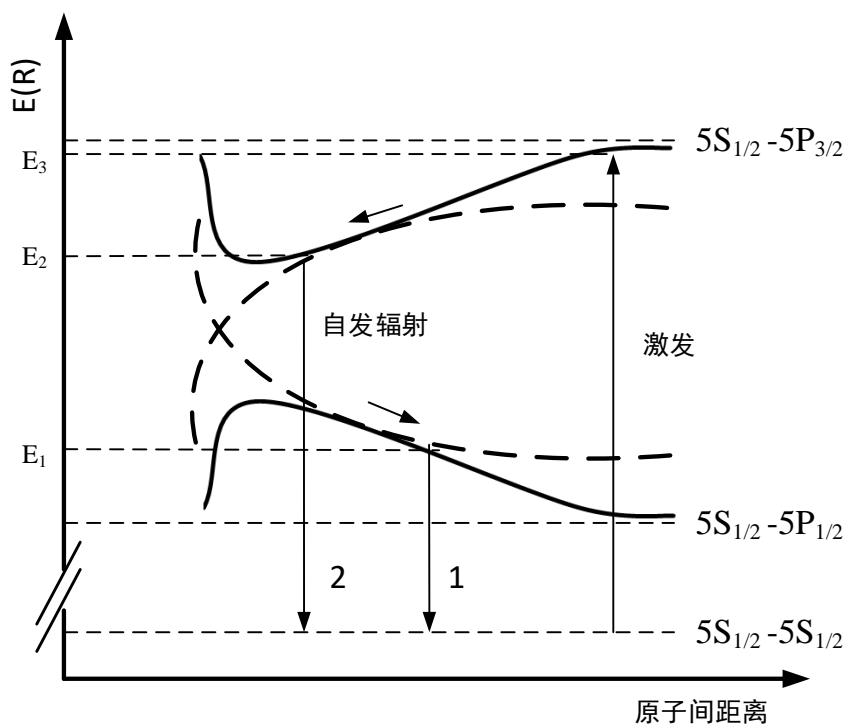
在碱金属原子系统中，我们可以演算得到 10^{11} 数量级原子约可以散射出 100mw 的近共振光，所以在近共振光功率不能降低的情况下，我们为了增加原子密度，需采用暗磁光阱技术。

3.1 暗磁光阱理论

暗磁光阱与常规磁光阱相比，原子绝大多数处于低的基态超精细结构，具有密度较高，温度较低的特点，且能够克服提高俘获原子密度的困难。

常规磁光阱中原子数的变化率为： $dN/dt = R - N/\tau - \beta_N N^2/V$ ， R 为磁光阱的装载率， β_N 为原子碰撞损失系数， N 为原子数， V 为阱体积， τ 为冷原子寿命。由上式可见，阱中俘获的稳态原子数与原子的碰撞有关。当冷原子之间碰撞造成原子损耗较大时，而装载率不变时，原子数无法得到提高。

暗磁光阱与普通磁光阱相比，暗磁光阱中心将原子从亮态制备到暗态。在本文中， ^{87}Rb 原子暗态为 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ ，亮态为 $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ 。处于暗态原子既不吸收光子，也不发出荧光，能够避免光助碰撞并克服辐射陷俘效应，可以减少原子损耗，提高原子寿命，增加原子的光学厚度。

图 3.1 碰撞过程中原子对能量随原子间距的变化关系^[49]

接下来以碱金属 ^{87}Rb 原子为例介绍势阱中冷原子的基本碰撞过程，其中主要包含两种机制(见图 3.1)，第一种精细结构交换过程^[47, 48]，基态原子受激吸收 E_3 到激发态，与基态原子碰撞形成原子对 $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ，随后转移至 $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$ 并将能量 E_1 转变为原子动量导致两个原子逃逸出势阱；第二种辐射逸出，基态原子吸收光子能量 E_3 激发到达激发态与碰撞原子形成原子对 $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ，碰撞造成原子发生自发辐射释放能量 E_2 ，原子在整个过程中吸收能量 $\Delta E = E_3 - E_2 > 0$ ， ΔE 转换为原子的动能从而帮助原子从势阱逃逸。两种碰撞机制解释了基态原子受激吸收到激发态，与被碰撞原子形成原子对，精细结构发生变化导致激发态转移和辐射重组造成原子对间距变小发生自发辐射的两种机制均存在能量转换成原子动能，从而造成构成原子对的两个原子有足够的能量逃逸出势阱。

以上两种碰撞损失机制对俘获原子数或原子密度是有影响的，但起决定性作用是辐射陷俘效应。以常规磁光阱为例，当装载率一定时，经过一段装载时间后原子密度将会达到一个恒定值，此时如果一个被俘获的原子受激跃迁到激发态后，原子会概率性的从激发态自发辐射放出光子跃迁到基态，与此同时原子将会受到光子的反冲作用，而吸收该光子的原子也会受到光子冲击力，从而造成一对原子互相排斥。原子密度增大时，原子间排斥力也会随之增加，直到与冷却光的陷俘力达到平衡，

原子密度将到达最大值。此刻激光陷俘力与荧光辐射压力达到平衡（又称辐射陷俘效应），即使进一步增加冷原子数只会使得冷原子云体积增大，但密度不会改变，这就是限制原子密度的主要原因。为了打破被俘获原子密度的限制，在不降低冷却光功率的情况下，我们需要利用暗磁光阱将原子尽可能的制备到暗态，暗磁光阱的核心在于再泵浦光为空心光。

3.2 暗磁光阱的实验装置

实验中利用半导体激光输出大约 30mW 的再泵浦光，利用调制转移光谱和饱和吸收锁频技术，将频率锁定在 $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$ 。为了避免机械抖动带来的噪声，将再泵浦光的激光器包括饱和和吸收稳频等光路单独放置一个光学平台，利用单模保偏光纤把再泵浦光引入主实验平台。过 PBS 分成两束，一束通过单模保偏光纤输出理想的高斯激光，在原子装载过程不打开，用于 Bright MOT；另一束过组合锥透镜（美国 Thorlabs 公司生产，型号 AX2520-B），将高斯光整形为空心光，见图 3.2。这种设计主要有两个优点：①通过调节两个锥透镜的距离，可以改变激光空心处半径；②利用锥透镜的特点可以低损耗的整形为空心光，提高了激光的利用率，从而尽可能俘获足够多原子。然后空心再泵浦光经过望远镜系统扩束，透镜的焦距分别为 50mm 和 300mm，扩束后的再泵浦光与一级真空腔室磁光阱的冷却光直径保持一致，最终获得的再泵浦光是一个外径 20mm，内径 7mm 的圆环。下一步把直径为 9mm 的不透明暗点粘贴在增透玻璃镜片上，暗点直径稍大于再泵浦光的空心内径，保证再泵浦光的空心内径边缘光滑，最终将空心再泵浦光光束投射到阱中心冷原子处。

利用 PBS 在空心再泵浦光的中心注入一束退泵浦光，见图 3.2。由此确保向阱中心位置移动的 $|F=2\rangle$ 态原子在退泵浦光的作用下，全部转变为暗态。最后将合束激光通过 PBS 分成两束线偏振光，利用 $\lambda/4$ 波片将激光调整为互相正交的圆偏振光，然后分别作用到暗磁光阱的水平和竖直方向，两束激光经过暗磁光阱中心后沿零度高反镜返回，由此提高了激光的利用率，并提升了原子的俘获率。

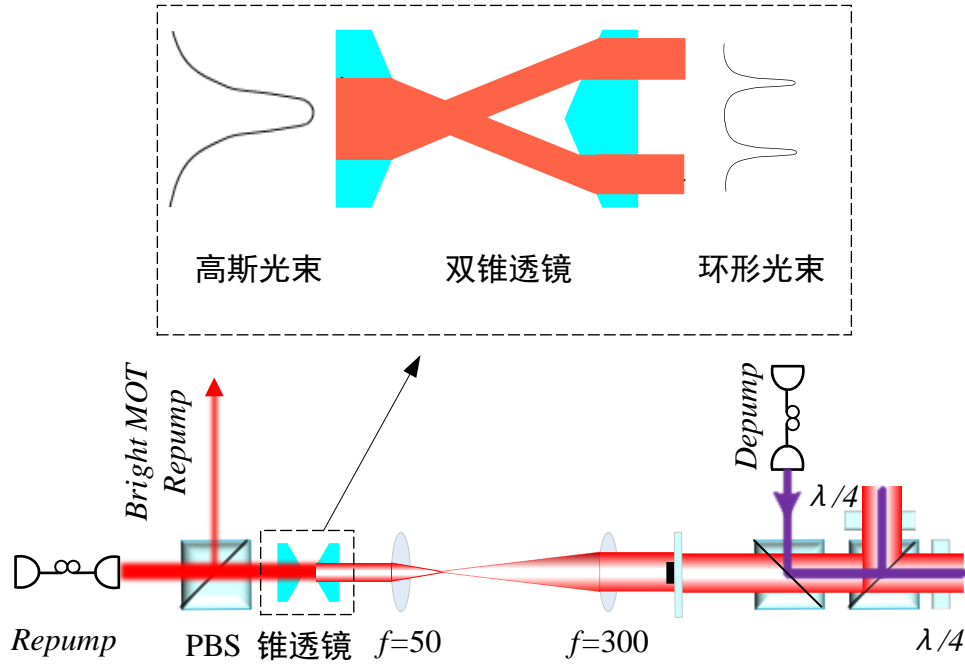


图 3.2 铷原子的暗磁光阱实验光路示意图

3.3 实验过程与结果

图 3.4 为实验时序图。实验过程中，首先打开磁场、Cooling、Dark MOT Repump 和 Depump 激光，利用暗磁光阱进行 6s 的原子装载，图 3.3 为暗磁光阱中原子荧光图。原子装载完成后，增大 Cooling 的失谐，从 -19.2MHz 到 -39MHz ，并关闭磁场大约 10.5ms 后，打开 Bright MOT Repump，进入 2.1ms 的光学黏团 (Molasses) 过程，持续增大 Cooling 光失谐到 -65MHz ，并降低功率，同时添加补偿线圈消除地磁影响。



图 3.3 暗磁光阱中原子荧光图

在 CMOT, Molasses 冷却完成后，有一部分原子处于基态 $|F=1\rangle$ ，打开 Bright

MOT repump (频率为 $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$) 避免原子继续处于基态 $|F=1\rangle$ 造成损失, 选择泵浦光 (pump) 频率 $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$, 泵浦作用时长 5.5ms, 把 ^{87}Rb 原子全部制备至低场趋近态 $|F=2, m_F=2\rangle$, 保证绝大多数原子囚禁在磁阱中。快速打开四级磁阱对冷原子进行 16ms 的绝热压缩, 进一步提高原子云的空间密度。一级磁光阱预冷却完成后, 运用磁转移技术将 ^{87}Rb 原子高效率转移至二级超高真空腔室, 最后依次进行射频蒸发冷却, 光阱蒸发冷却得到 BEC。

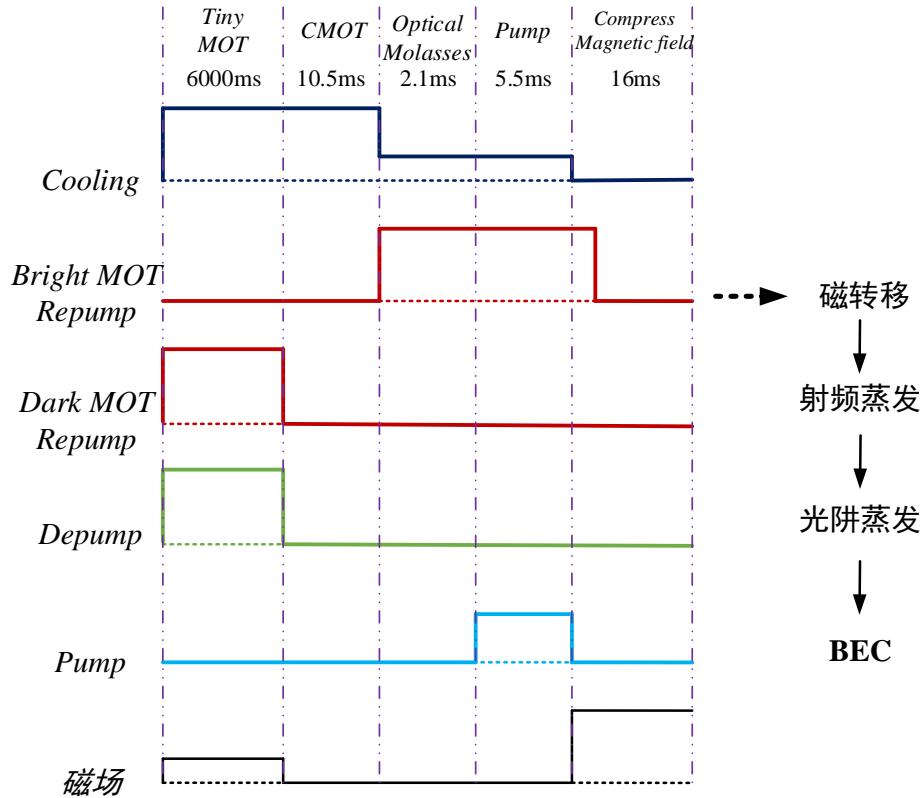
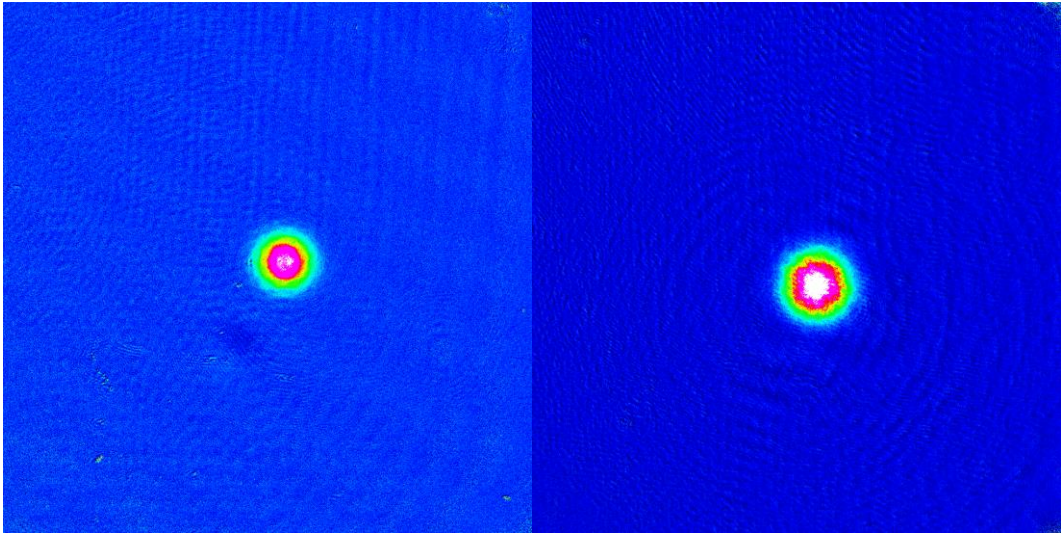


图 3.4 实验时序图

实验结果中发现暗磁光阱俘获原子效果, 无法直接观察。我们运用吸收成像技术间接观测二级真空腔室超冷原子光学厚度变化判断暗磁光阱技术优化程度。图 3.5 为搭建暗磁光阱前后, 二级真空腔室 ^{87}Rb 超冷原子光学厚度变化。从图 3.5 (a) 和 3.5 (b) 对比中, 观测到图 3.5 (b) 中心位置白色区域明显较多, 光学厚度存在显著提高。 ^{87}Rb 超冷原子密度从 2.57 提高为 2.7, 原子数量从 1.8×10^6 提高到 4.1×10^6 , 提高 2.28 倍。



(a)

(b)

图 3.5 搭建暗磁光阱前后，二级真空腔室 ^{87}Rb 超冷原子光学厚度对比图。(a) 一级真空气室选择 Bright MOT；(b) 一级真空气室选择 Dark MOT。

第四章 拉曼跃迁与激光相位关系

4.1 受激拉曼跃迁的研究背景

受激拉曼跃迁过程具有高度人为可控、多自由度的特性,通过控制激光的功率、频率、相位和原子能级构型等可实现受激拉曼跃迁的精确调控。该技术可实现原子量子态的相干操控,而不受自发辐射的影响,因此该方法在物理、化学等许多领域得到了广泛应用^[50,51],如:物质波原子干涉仪^[52,53]、拉曼冷却^[54-57]、量子比特操控^[58,59]、量子精密测量^[60,61]、量子存储^[62]、手性分子^[63,64]等。

基于铷原子的基态三能级系统,开发出利用相位精确控制受激拉曼跃迁的方法,由此精细操控原子在两个量子态之间发生相干转移。本章首先利用光学偶极阱获得了⁸⁷Rb原子的BEC,然后使用四束远失谐的激光实现⁸⁷Rb原子的两个超精细基态 $|F=1, m_F=1\rangle$ 和 $|F=1, m_F=0\rangle$ 的受激拉曼跃迁。通过连续改变一束拉曼激光的相位,观察到两个量子态的原子布局数会发生连续改变。基于四束远失谐拉曼激光作用的三能级原子系统,本章做了相关理论推导,模拟了激光相位对拉曼跃迁的影响。

4.2 单受激拉曼与双受激拉曼的原理模型

目前在超冷原子实验中,实现原子超精细能级间的跃 $\Delta_2 = \omega_{02} - \omega_2$ 迁主要有两种办法:一种是通过射频场直接去激发;另一种是利用成对的激光实现原子的受激拉曼跃迁。前者使用射频方式激发原子,因为射频的波长很长,所以动量传递近似为零,无法模拟人造自旋轨道耦合现象,而激光诱导受激拉曼跃迁既可以传递动量,又可以激发原子,所以是原子在量子态间相干转移的最佳选择^[12,14,15]。本文接下来将详细讲解相位是如何控制受激拉曼跃迁过程。

图 4.1 为一个简单的三能级原子系统,其中 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 为原子的两个基态, $|e\rangle$ 为原子的激发态,原子初始全部处于基态 $|g_1\rangle$,利用两束频率分别为 ω_1 、 ω_2 的红失谐拉曼光(Raman 1,2)作用于该三能级原子系统,由此实现原子在基态之间的拉曼跃迁。 ω_{01} 和 ω_{02} 为原子共振跃迁频率,两束激光相对于共振频率满足以下关系: $\Delta_1 = \omega_{01} - \omega_1$ 。两束激光的相位满足: $\varphi_1 = k_1 r_1 + \varphi_{ext}$, $\varphi_2 = k_2 r_2$,其中 $k_{1,2}$ 为激光的波矢; $r_{1,2}$ 为激光的光程; φ_{ext} 为外加的相位,在本文中,有一路射频信号携带着额外

相位，通过声光调制器将射频相位加载到拉曼光上。

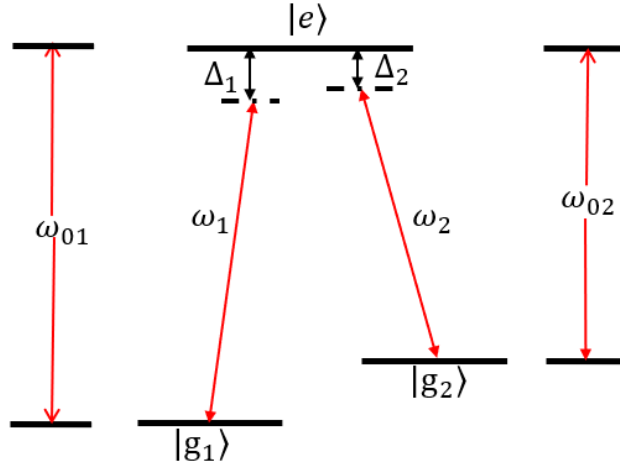


图 4.1 利用两束激光完成的原子受激拉曼跃迁示意图

在文中我们使用两束对射的拉曼激光可以用下面的关系式来表达：

$$\mathbf{E}(r,t) = \hat{\epsilon}_1 E_{01} \cos(\omega_1 t - \varphi_1) + \hat{\epsilon}_2 E_{02} \cos(\omega_2 t - \varphi_2) = \mathbf{E}^{(+)}(r,t) + \mathbf{E}^{(-)}(r,t) \quad \hat{\epsilon}_1, \hat{\epsilon}_2$$

(4.1)

其中分别为两个场的偏振向量， $\mathbf{E}^{(\pm)}(r,t)$ 为光场的正频分量和负频分量。

$$\mathbf{E}^{(+)}(r,t) = \frac{1}{2} [\hat{\epsilon}_1 E_{01} e^{-i(\omega_1 t - \varphi_1)} + \hat{\epsilon}_2 E_{02} e^{-i(\omega_2 t - \varphi_2)}] \quad (4.2)$$

$$\mathbf{E}^{(-)}(r,t) = \frac{1}{2} [\hat{\epsilon}_1 E_{01} e^{i(\omega_1 t - \varphi_1)} + \hat{\epsilon}_2 E_{02} e^{i(\omega_2 t - \varphi_2)}] \quad (4.3)$$

该自由原子系统的哈密顿量为：

$$H_A = \frac{p^2}{2m} - \hbar\omega_{01} |g_1\rangle\langle g_1| - \hbar\omega_{02} |g_2\rangle\langle g_2| \quad (4.4)$$

这里令激发态的能量为零，式中 $\frac{p^2}{2m}$ 为原子质心运动的哈密顿量， $\hbar\omega_{0\alpha}$ 为原子内部能级 $|g_\alpha\rangle$ 的能量， $\alpha = 1, 2$ ，代表两个基态。

波函数为：

$$|\psi\rangle = c_1 |g_1\rangle + c_2 |g_2\rangle + c_e |g_e\rangle \quad (4.5)$$

式中 c_1 、 c_2 和 c_e 是各个量子态的分量，它们均是含时的变量。

利用偶极近似和旋波近似，系统中光场与原子相互作用的哈密顿量为：

$$H_{AF} = -\mathbf{d}^{(+)} \cdot \mathbf{E}^{(-)} - \mathbf{d}^{(-)} \cdot \mathbf{E}^{(+)} \quad (4.6)$$

在我们实验中，超精细能级间的频率差远小于光跃迁的频率，即

$\omega_{12} = \omega_{01} - \omega_{02} \ll \omega_{0\alpha}$ 。同时我们将偶极子算符分成正频分量和负频分量，并投

影到自由原子表象可得：

$$\mathbf{d} = \mathbf{d}^{(+)} + \mathbf{d}^{(-)} = [\langle g_1 | \mathbf{d} | e \rangle \sigma_1 + \langle g_2 | \mathbf{d} | e \rangle \sigma_2] + [\langle g_1 | \mathbf{d} | e \rangle \sigma_1^\dagger + \langle g_2 | \mathbf{d} | e \rangle \sigma_2^\dagger] \quad (4.7)$$

式中 $\sigma_\alpha := |g_\alpha\rangle\langle e|$ 为湮灭算符，假设偶极矩元素是实数，把(7)代入(6)可以得到原子与光场相互作用的哈密顿量：

$$H_{AF} = \frac{\hbar\Omega_1}{2} (e^{i(\omega_1 t - \varphi_1)} \sigma_1 + e^{-i(\omega_1 t - \varphi_1)} \sigma_1^\dagger) + \frac{\hbar\Omega_2}{2} (e^{i(\omega_2 t - \varphi_2)} \sigma_2 + e^{-i(\omega_2 t - \varphi_2)} \sigma_2^\dagger) \quad (4.8)$$

上式中 $\Omega_\alpha = -\frac{\langle g_\alpha | \hat{\epsilon}_\alpha \cdot \mathbf{d} | e \rangle E_{0\alpha}}{\hbar}$ ，定义拉比频率。 Ω_α 描述了原子从基态 $|g_\alpha\rangle$ 通过光场 $E_{0\alpha}$ 跃迁到激发态 $|e\rangle$ 的耦合强度。

激光与原子相互作用后，体系的哈密顿量是含时哈密顿量，为了计算方便，接下来将通过转换坐标系或么正变换，就可以消除哈密顿量的含时项。为此，我们可以将原子变换到激光的旋转坐标系中，也就是基态原子与激光具有相同的角频率转动，这样就可以消除含时项。

假设两个基态的振幅分量在缓慢旋转，频率为拉曼激光的频率 ω_α ，那么我们便可以得到新的量子态振幅分量：

$$A_\alpha(t) = c_\alpha(t) e^{-i\omega_\alpha t} \quad (4.9)$$

将上式代入(4.5)，便可以得到在旋转坐标系下体系的波函数：

$$|\Phi\rangle = A_1 |g_1\rangle + A_2 |g_2\rangle + A_3 |g_e\rangle \quad (4.10)$$

上式中 $A_3 = c_e$ 。这里激光相对 ^{87}Rb 原子共振频率的失谐为： $\Delta_\alpha = \omega_\alpha - \omega_{0\alpha}$ ，旋转坐标系中自由原子的哈密顿量可以写为：

$$\tilde{H}_A = \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_1 |g_1\rangle\langle g_1| + \hbar\Delta_2 |g_2\rangle\langle g_2| \quad (4.11)$$

相互作用的哈密顿量为：

$$\tilde{H}_{AF} = \frac{\hbar\Omega_1}{2} (\sigma_1 e^{-i\varphi_1} + \sigma_1^\dagger e^{i\varphi_1}) + \frac{\hbar\Omega_2}{2} (\sigma_2 e^{-i\varphi_2} + \sigma_2^\dagger e^{i\varphi_2}) \quad (4.12)$$

由上即可得到有效哈密顿量，其矩阵形式可以写为：

$$\tilde{H}_{eff} = \tilde{H}_A + \tilde{H}_{AF} = \begin{pmatrix} \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_1 & 0 & \frac{\hbar\Omega_1}{2} e^{-i\varphi_1} \\ 0 & \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_2 & \frac{\hbar\Omega_2}{2} e^{-i\varphi_2} \\ \frac{\hbar\Omega_1}{2} e^{i\varphi_1} & \frac{\hbar\Omega_2}{2} e^{i\varphi_2} & \frac{p^2}{2m} \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

由此我们便可以得到该体系的薛定谔方程：

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Phi\rangle = \tilde{H}_{eff} |\Phi\rangle \quad (4.14)$$

将上面得到的有效哈密顿量和波函数代入上式就可以写出具体形式：

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A_1 = \frac{p^2}{2m} A_1 + \frac{\hbar\Omega_1}{2} e^{-i\varphi_1} A_3 + \hbar(\Delta_1 - \Delta) A_1 \quad (4.15)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A_2 = \frac{p^2}{2m} A_2 + \frac{\hbar\Omega_2}{2} e^{-i\varphi_2} A_3 + \hbar(\Delta_2 - \Delta) A_2 \quad (4.16)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A_e = \frac{\hbar\Omega_1}{2} e^{i\varphi_1} A_1 + \frac{\hbar\Omega_2}{2} e^{i\varphi_2} A_2 + \frac{p^2}{2m} A_3 - \hbar\Delta A_3 \quad (4.17)$$

上式中我们将原子的所有能级平移 $-\hbar\Delta$ ，平移的失谐量满足关系： $\Delta = (\Delta_1 + \Delta_2)/2$ 。假设 $|\Delta_1 - \Delta_2| \ll \Delta$ ，因此 $\Delta \gg \Gamma$ （ Γ 为激发态 $|e\rangle$ 的衰减率），由此便可以绝热消除掉 A_3 ，即 $\frac{\partial}{\partial t} A_e = 0$ ，因为 $\hbar\Delta \gg \frac{p^2}{2m}$ ，就可以忽略(4.17)式中的动能项 $\frac{p^2}{2m} A_3$ ，(4.17)式就可以写为： $A_3 = \frac{\Omega_1}{2\Delta} e^{i\varphi_1} A_1 + \frac{\Omega_2}{2\Delta} e^{i\varphi_2} A_2$ ，然后将此式代入公式(4.15)和(4.16)，我们就可以将三能级系统简化为二能级原子拉曼跃迁，利用上面的绝热近似，薛定谔方程可以简化为：

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A_1 = \frac{p^2}{2m} A_1 + \hbar(\Delta_1 + \omega_{AC1}) A_1 + \frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{-i(\varphi_1 - \varphi_2)} A_2 \quad (4.18)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A_2 = \frac{p^2}{2m} A_2 + \hbar(\Delta_2 + \omega_{AC2}) A_2 + \frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} A_1 \quad (4.19)$$

其中拉比频率 $\Omega_\alpha = \Omega_1 \Omega_2 / 2\Delta$ ，AC Stark 频移 $\omega_{AC\alpha} = \Omega_\alpha^2 / 4\Delta$ 。体系的矩阵薛定

谔方程满足该关系： $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = H_{2L} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix}$ ，其中哈密顿量的矩阵形式可以写为：

$$H_{2L} = \begin{pmatrix} \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_1 + \hbar\omega_{AC1} & \frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{-i(\varphi_1 - \varphi_2)} \\ \frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} & \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_2 + \hbar\omega_{AC2} \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

至此，我们就得到原子在两束拉曼激光作用下完成受激拉曼跃迁的哈密顿量和薛定谔方程。通过设定原子分布的初始条件，便可以计算出原子在两个量子态 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 的布局数分布： $|A_1|^2$ 和 $|A_2|^2$ ，其中 A_1 和 A_2 是包含时间和相位的函数，由此便可以研究相位如何控制拉曼跃迁的问题。

此外，观察哈密顿量 H_{2L} 可知，它与两束激光的相位差 $\varphi_1 - \varphi_2 = (k_1 r_1 - k_2 r_2) + \varphi_{ext} = \varphi_{Constant1} + \varphi_{ext}$ 有关，通过分析可知：波矢 $k_{1,2}$ 、光程 $r_{1,2}$ 和额外加载的相位 φ_{ext} 均可以改变哈密顿量。但是如果入射光的频率和光路恒定，那么 $\varphi_{Constant1}$ 是一个定值(即常数项)。

假设：初始原子全部制备在基态 $|g_1\rangle$ ，激光的初始相位 $\varphi_{Constant1} = 0$ ，输出脉冲为 t 的两束拉曼光，与原子作用后，通过调节耦合强度，保证布局数各占 50%。然后固定其他一切参数，调节 Raman 1 的相位 φ_{ext} 观察原子在基态 $|g_2\rangle$ 的变化情况，图 4.2 为理论计算图，从图中可以清晰的看出原子的跃迁不受拉曼激光相位的影响。虽然 A_1 和 A_2 是含相位的函数，但是相位在哈密顿量的斜对角项上，原子的布局数需要取 A_1 和 A_2 的模方，由此就消除了激光的相位，也就是说：在两束拉曼激光作用的情况下，相位对拉曼跃迁无影响。

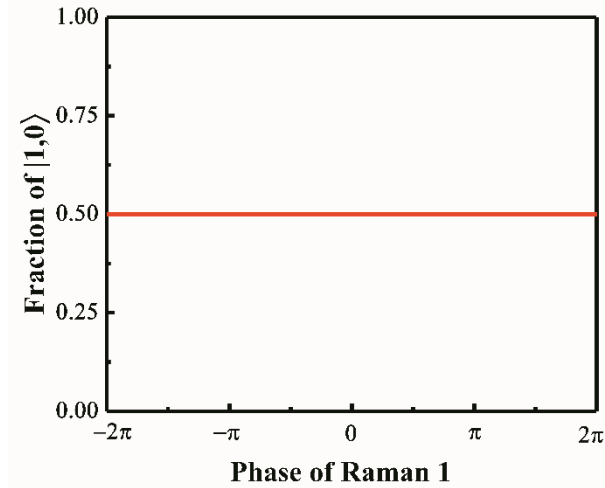


图 4.2 原子在 $|g_2\rangle$ 态的布局数分布与两束拉曼光相位的关系

为了拓展应用——利用相位调控拉曼跃迁。我们利用四束远失谐拉曼光同时作用于三能级原子系统，即在原有的基础上，多注入两束蓝失谐拉曼激光(Raman 3,4)，频率分别为： ω_3 和 ω_4 ，相位为： $\varphi_3 = k_3 r_3$ ， $\varphi_4 = k_4 r_4$ (令： $\varphi_{Constant2} = k_3 r_3 - k_4 r_4$)，失谐为： $\Delta_3 = \omega_{01} - \omega_3$ ， $\Delta_4 = \omega_{02} - \omega_4$ ，见图 4.3，此时系统的有效哈密顿方程可以写为：

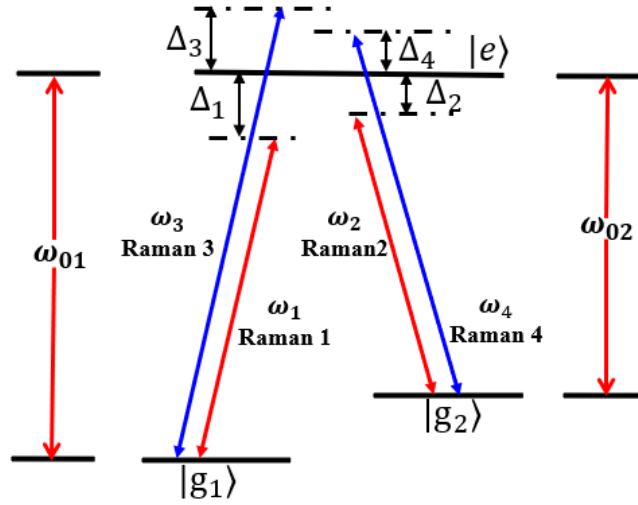


图 4.3 利用四束激光完成的原子受激拉曼跃迁示意图

$$H_{4L} = \begin{pmatrix} \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_1 + \hbar\omega_{AC1} + \hbar\Delta_3 + \hbar\omega_{AC3} & \frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{-i(\varphi_1 - \varphi_2)} + \frac{\hbar\Omega'_R}{2} e^{-i(\varphi_3 - \varphi_4)} \\ \frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + \frac{\hbar\Omega'_R}{2} e^{i(\varphi_3 - \varphi_4)} & \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_2 + \hbar\omega_{AC2} + \hbar\Delta_4 + \hbar\omega_{AC4} \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

体系的薛定谔方程为：

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = H_{4L} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

类似于上面的计算过程，假设：初始原子全部制备在 $|g_1\rangle$ ，

$\varphi_{Constant1} = \varphi_{Constant2} = 0$ ，分两次输出脉冲为 t 的两组拉曼光：Raman1、2 和 Raman3、4，与原子作用后，分别调节两组拉曼光的耦合强度，保证在两组拉曼光作用后布局数均各占 50%，然后固定其他一切参数。同时输出脉冲为 t 的两组拉曼光，调节 Raman1 的相位 φ_{ext} 观察原子在基态 $|g_2\rangle$ 的变化情况，即 $|A_2|^2$ ，由此便可以得到原子在量子态 $|g_2\rangle$ 的布局数分布，见图 4.4，从图中可以清晰的看出当四束拉曼激光作用原子时，原子在基态 $|g_2\rangle$ 布局数会随着 Raman 1 的相位 φ_{ext} 的改变而改变，由此我们便创造了一种相位调控原子拉曼跃迁的方法。

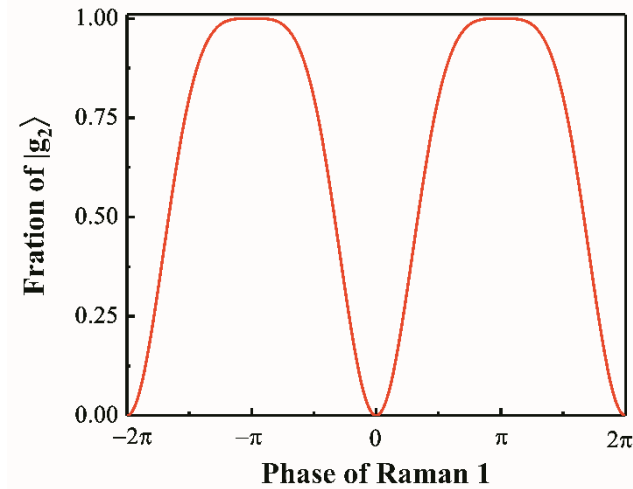


图 4.4 原子在 $|g_2\rangle$ 态的布局数分布与四束拉曼光相位的关系

4.3 双拉曼相对相位调控拉曼耦合强度的实验实现

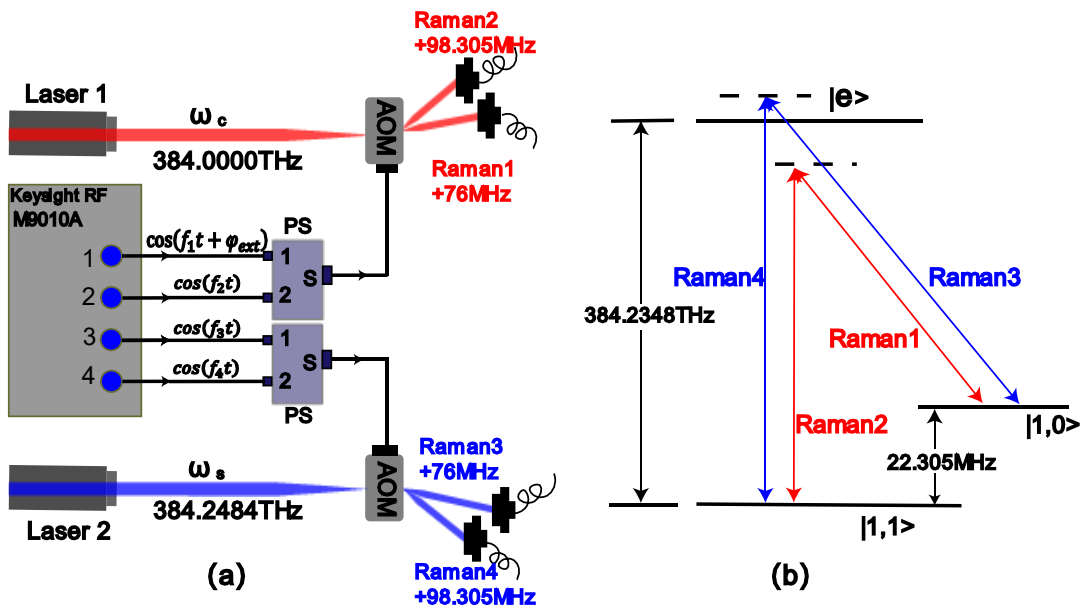


图 4.5 (a) 实验光路图, (b) 拉曼激光与 ^{87}Rb 原子能级图

图4.5(a)为产生拉曼激光的实验光路图，为了获得四束拉曼激光，我们利用两台可调谐钛宝石激光器、两个声光调制器、两个功率分配器(PS: Power Splitter)和一台四通道射频信号源(Keysight: M9010A)。信号源输出端口1、2分别输出76MHz和98.305MHz的射频信号，将两路信号接到PS的两个输入端口，然后将PS的输出接到AOM的射频输入端。1号钛宝石激光器产生一束红失谐的激光，频率为

$\omega_c = 384.0000\text{THz}$ ，然后将其注入到AOM中，由此就可以产生两束空间分离的+1级的拉曼激光：Raman 1和2。通过类似的办法，2号钛宝石激光器产生一束蓝失谐的激光，频率为 $\omega_s = 384.2484\text{THz}$ ，通过AOM后，就可以得到Raman 3和4。四束拉曼激光的频率与 ^{87}Rb 原子超精细能级分裂对应关系见图4.5(b)。实验中1路射频信号的相位 φ_{ext} 可以连续变化(调节范围为 $[-2\pi, 2\pi]$)，因为射频信号驱动AOM，由此我们便可以实现将1路的射频相位加载到Raman 1激光相位上，即通过调节射频相位就可以改变Raman 1的激光相位，进而研究相位对原子拉曼跃迁的影响。

为了实现原子的拉曼跃迁，实验中Raman 1和3为垂直偏振，Raman 2和4为水平偏振，最终Raman 1、2和Raman 3、4分别通过偏振棱镜耦合到一起同时注入到原子处。另外，磁场的量化轴选为z轴，详细光路见图4.6。

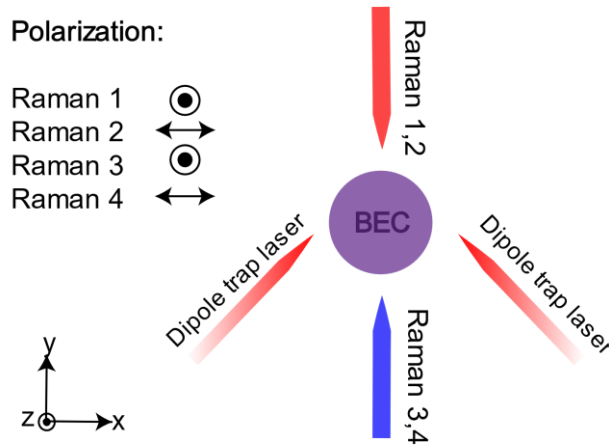


图 4.6 激光在实验中的布局原理图

实验中，首先在反亥姆霍兹线圈和532nm蓝失谐激光组合的光塞磁阱中运用射频蒸发冷却技术对 ^{87}Rb 原子进行预冷却，当 ^{87}Rb 原子温度到达 $5\mu\text{K}$ 时，将预冷却的原子样品绝热装载到光学偶极阱中，光学偶极阱是由两束波长为1064nm的红外激光在 $x-y$ 平面 90° 交叉构成，两束激光频率相差10MHz，在原子云处的腰斑直径大约为 $200\mu\text{m}$ ，最终通过光阱蒸发冷却，实现 ^{87}Rb 原子玻色-爱因斯坦凝聚体，原子总数大约为 10^5 个，全部处于 $|2,2\rangle$ 态。然后通过微波将全部原子绝热转移至基态 $|1,1\rangle$ ，此时原子处于方向为z的量化轴磁场中， $|1,1\rangle$ 和 $|1,0\rangle$ 的塞曼能级分裂为22.305MHz，见图4.5(b)，自此，完成了原子的初始制备过程。为了最终研究拉曼光的相位对原子拉曼跃迁的影响，需要将实验过程分为以下三步：第一步，沿着 $-y$ 方向输出 $12\mu\text{s}$ 红失谐的Raman 1、2，其偏振相互垂直，两束光频差与塞曼能级分裂相同，

最后利用自由飞行展开(Time of Flight: TOF)测量原子数, 通过调节光强, 让原子经历 $12\mu\text{s}$ 的拉曼跃迁后, $|1,1\rangle$ 和 $|1,0\rangle$ 布局数各50%; 第二步, 方法类似于第一步, 沿着 $+y$ 方向输出 $12\mu\text{s}$ 蓝失谐的Raman 3、4, 其偏振相互垂直, 在其作用后原子在 $|1,1\rangle$ 和 $|1,0\rangle$ 布局数也各50%; 第三步, 同时输出 $12\mu\text{s}$ 的Raman 1、2、3和4, 通过调节Raman 1的相位, 利用TOF测量原子在 $|1,1\rangle$ 和 $|1,0\rangle$ 的布局数比值, 观察相位对拉曼跃迁的影响。

4.4 双拉曼相对相位调控拉曼耦合强度结果与分析

为了避免加热原子, 两台钛宝石激光器输出的都是远失谐拉曼激光。为了研究相位对拉曼跃迁的影响, 我们分为两种情况:

第一种情况: 只利用1号钛宝石激光器输出两路拉曼光 Raman 1和2, 通过改变 Raman 1的相位 φ_{ext} 测量原子在 $|1,0\rangle$ 的布局数分布, 见图4.7, 可以看到相位对拉曼跃迁没有影响, 处于量子态 $|1,0\rangle$ 的原子布局数始终为50%。

第二种情况: 利用1号、2号钛宝石激光器输出四路拉曼光 Raman 1、2、3和4, 其中1号钛宝石激光器输出激光频率为: $\omega_c = 384.0000\text{THz}$, 此时2号钛宝石激光器输出激光频率为: $\omega_s = 384.2484\text{THz}$, 通过相应的AOM移频后, 便可以实现拉曼跃迁。在这种频率状态下, Raman 1和2的相对相位为 $\varphi'_{Constant1}$, Raman 3和4的相对相位为 $\varphi'_{Constant2}$ 。通过改变 Raman 1的相位 φ_{ext} 可测得图4.8的红色实线(红色虚线为理论拟合的结果), 图中横坐标为 Raman 1的相位(即: 射频1的相位), 纵坐标为原子处于 $|1,0\rangle$ 量子态占总量子态布局数的比例, 从图中可以看出, 通过改变激光 Raman 1的相位就可以控制原子的拉曼跃迁。

紧接着, 在 ω_s 固定的情况下, 调节1号钛宝石激光器输出激光频率为: $\omega_c = 383.7652\text{THz}$, 在这种频率状态下, 对于 Raman 1和2的相对相位为 $\varphi''_{Constant1}$, 对于 Raman 3和4的相对相位为 $\varphi''_{Constant2}$, 因为2号钛宝石激光器没有做任何改变, 因此 $\varphi''_{Constant2} = \varphi'_{Constant2}$ 。在此基础上, 通过改变 Raman 1的相位 φ_{ext} 就可以测量得到图4.8蓝色实线(蓝色虚线为改变初始相位后, 理论拟合的结果)。同样发现: 通过改变激光 Raman 1的相位就可以控制原子的拉曼跃迁。但是也发现: 改变频率以后, 布局数曲线发生了平移, 这并不是因为频率直接控制着拉曼跃迁, 而是因为激光频率的改变导致作用到原子处激光的相位发生了改变, 具体分析有两方面的原因: ①1号钛宝石激光频率的改变导致波矢发生改变; ②AOM的布喇格衍射角为: $\theta = \frac{\lambda * f_{RF}}{v}$,

其中 λ 为入射激光的波长, f_{RF} 为输入的射频频率, v 为 AOM 中声速的大小, 由此发现通过改变入射光频率, 就可以改变 AOM 衍射光的出射角度, 从而微小的改变激光的光程 $r_{1,2}$, 综上可知: 当改变频率 ω_c 时, 同时改变了激光的波矢和光程, 间接的改变了 Raman 1 和 2 的相对相位 $\varphi''_{Constant1} \neq \varphi'_{Constant1}$, 因此布局数曲线只是发生了平移。由此, 我们便实现相位精确调控原子受激拉曼跃迁的目标。

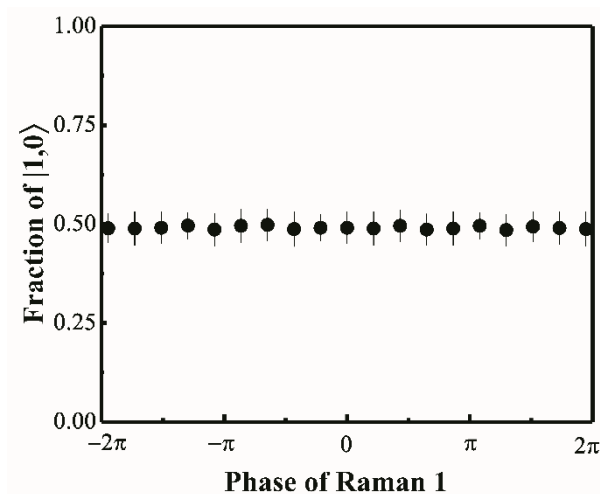


图 4.7 实验测量原子在 $|1,0\rangle$ 的布局数分布与两束拉曼光相位的关系

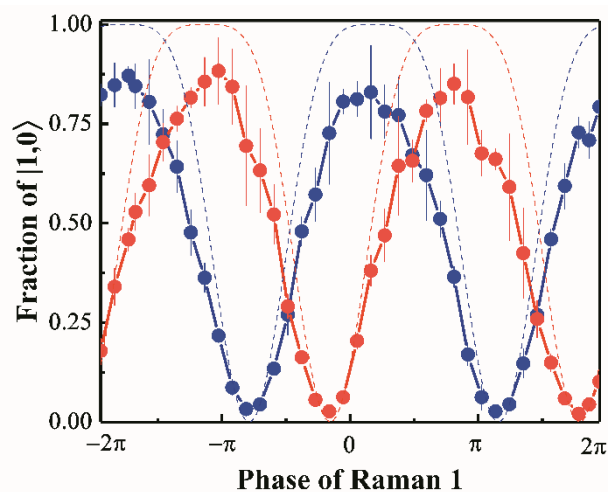


图 4.8 实验测量原子在 $|1,0\rangle$ 态的布局数分布与四束拉曼光相位的关系。红色实线使用的 1 号、2 号钛宝石激光器输出频率分别为: $\omega_c = 384.0000\text{THz}$, $\omega_s = 384.2484\text{THz}$, 红色虚线为理论计算图; 蓝色实线使用的 1 号、2 号钛宝石激光器输出频率分别为:

$\omega_c = 383.7652\text{THz}$, $\omega_s = 384.2484\text{THz}$, 蓝色虚线为理论计算图。

全文总结与展望

总结

本文主要是对我硕士阶段的工作和学习的总结，主要使用超冷 ^{87}Rb 原子作为研究对象，搭建冷原子平台，简单介绍实验装置， ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的制备以及对一些玻色气体制备的相关理论。在工作期间搭建 Dark MOT 系统，进一步提高原子密度。介绍磁转移技术以及新发展的实验装置技术 Dark MOT。磁转移技术可以使得 ^{87}Rb 冷原子能够从一级真空气室高效率的转移到二级真空气室。暗磁光阱中心将原子从亮态制备到暗态，能够避免光助碰撞并克服辐射陷俘效应，可以减少原子损耗，提高原子寿命，增加原子的光学厚度。同时利用 ^{87}Rb 超冷原子在二维光晶格中实现 Mott 绝缘态，采用单一激光光束的多次折叠反射方案实现了二维光晶格，进而通过控制面内和面外两种偏振状态产生了两种不同结构的二维光晶格。将 ^{87}Rb 原子 BEC 装载到两种光晶格中观察到从超流态和 Mott 绝缘态的量子相变，分析了两种光晶格结构对量子相变的影响；大多数情况下通过改变拉曼激光强度来调控拉曼耦合强度，文中创新性采用两对远失谐拉曼激光作用于二能级原子，发展了利用两对拉曼光间的相对相位精确控制拉曼耦合强度的新方法，实现两个量子态的相干跃迁操控。设计利用两对拉曼光的相对相位精确控制拉曼耦合强度的新方法，为超冷原子量子模拟实验提供了一个独特的操控参量——激光相位。

展望

观察到 ^{87}Rb 原子从超流态到 Mott 绝缘态之间的量子相变，并且分析了两种光晶格对量子相变的影响，为今后开展光晶格中强关联物理研究奠定基础。论文中还发展了一种利用两对拉曼光间的相对相位精确控制拉曼耦合强度的新方法，设计了稳定的拉曼激光的光路，从而保证两对拉曼光在传输过程中光程稳定，在此基础上，测量了两个量子态的布局数随两对拉曼光之间的相对相位的变化关系。该方法为超冷原子量子模拟实验提供了一个独特的操控参量——激光相位，希望未来能够利用该技术对光与原子相互作用进行操控从而实现更为丰富的物理现象。

参考文献

- [1] Einstein A. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases[M]. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1924.
- [2] Bose S N. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese[J]. Zeitschrift Für Physik, 1924, **26**(1):178-181.
- [3] Lett P D, Watts R N, Westbrook C I, et al. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit[J]. Physical Review Letters, 1988, **61**(2):169.
- [4] Metcalf H J, Straten P V D. Laser Cooling and Trapping[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2003, **20**(5):56-57.
- [5] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor[J]. Science, 1995, **269**,198.
- [6] Davis K B, Mewes, M. -O, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. Physical Review Letters, 1995, **75**(22):3969-3973.
- [7] Chu S, Bjorkholm J E, Ashkin A, et al. Cooling and Trapping of Atoms with Laser Light[M] Springer, 1986.
- [8] Chu S, Hollberg L W, Bjorkholm J E, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1985, **55**(1):48-51.
- [9] Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, et al. Laser cooling below the one-photon recoil by velocity-selective coherent population trapping[J]. physical review letters, 1988, **61**(7):826.
- [10] Anderson, M. H , Ensher, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. Science, 1995.
- [11] Davis K B , Mewes, M. -O, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. Physical Review Letters, 1995, **75**(22):3969-3973.
- [12] Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J, et al. Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions[J]. Physical Review Letters, 1995, **75**(9):1687.
- [13] Kasevich M, Chu S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms[J]. Physical Review Letters, 1992, **69**(12):1741-1744.
- [14] Davidson N, Lee H J, Kasevich M, et al. Raman cooling of atoms in two and three dimensions[J]. Physical Review Letters, 1994, **72**(20):3158-3161.
- [15] Boyer V, Lising L J, Rolston S L, et al. Deeply subrecoil two-dimensional Raman cooling[J]. Physical Review A, 2004, **70**(4).
- [16] Reichel J, Morice O, Tino G M, et al. Subrecoil Raman Cooling of Cesium Atoms[J]. Epl, 1994, **28**(7):477.
- [17] Zhengkun Fu, Pengjun Wang, Shijie Chai, et al. Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers[J]. Physical Review A, 2011,**84**(4).
- [18] Lin Y J, Compton R L, Perry A R, et al. Bose-Einstein Condensate in a Uniform Light-Induced Vector Potential[J]. Physical Review Letters, 2009, **102**.

- [19] Spielman I B. Raman processes and effective gauge potentials[J]. *Physical Review A*, 2009, **79**(6).
- [20] Lin Y J, Compton R L, Jimenez-Garcia K, et al. Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms[J]. *Nature*, 2009, **462**(7273):628-32.
- [21] Lin Y J, Jiménez-García, et al. Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates[J]. *Nature*, 2011, **471**, 83-86.
- [22] Pengjun Wang, Zengqiang Yu, Zhengkun Fu, et al. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases[J]. *Physical Review Letters*, 2012, **109**(9):095301.
- [23] Lianghai Huang, Zengming Meng, Pengjun Wang, et al. Experimental realization of two-dimensional synthetic spin-orbit coupling in ultracold Fermi gases[J]. *Nature Physics*, 2016, **12**.
- [24] Price H M, Zilberberg O, Ozawa T, et al. Measurement of Chern numbers through center-of-mass responses[J]. *Physical Review B*, 2016, **93**(24):245113.
- [25] Zengming Meng, Lianghai Huang, Peng Peng, et al. Experimental Observation of a Topological Band Gap Opening in Ultracold Fermi Gases with Two-Dimensional Spin-Orbit Coupling[J]. *Physical Review Letters*, 2015, **117**(23):235304.
- [26] Wu Zhan, Long Zhang, Wei Sun, et al. Realization of Two-Dimensional Spin-orbit Coupling for Bose-Einstein Condensates[J]. *Science*, 2016, **354**(6308):83.
- [27] Zhang D, Gao T, Zou P, et al. Observation of quantum phase transition in spin-orbital-angular-momentum coupled Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review Letters*, 2019, **112**, 110402.
- [28] Ketterle W, Durfee D S, Stamper-Kurn D M “Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates”, in *Bose-Einstein condensation in atomic gases*. 1999.
- [29] Wei Zheng, Zeng-Qiang Yu, Xiao-ling Cui, et al. Properties of Bose Gases with Raman-Induced Spin-Orbit Coupling[J]. *Journal of Physics B Atomic Molecular & Optical Physics*, 2013, **46**(13):303-303.
- [30] 陈帅. 87Rb 原子玻色-爱因斯坦凝聚的实验研究[M].
- [31] 张进一. 量子气体在自旋轨道耦合下的实验研究[D]. 2013.
- [32] Steck D A. Rubidium 87 D line data,2001.
- [33] Curtis E A, Oates C W, Hollberg L. Quenched narrow-line second- and third-stage laser cooling of ^{40}Ca [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2003.
- [34] Greiner M, Bloch I, Hansch T W, et al. Magnetic Transport of Trapped Cold Atoms Over a Large Distance[J]. *Physical Review A*, 2001, **63**: 031401.
- [35] Ketterle W, Zwierlein M W. Making, probing and understanding ultracold Fermi gases[J]. *La Rivista Del Nuovo Cimento*, 2012, **164**(5):247-422.
- [36] 王鹏军, 陈海霞, 张靖, 等. 实现玻色-费米混合气体量子简并的四极 Ioffe 组合磁阱设计[J]. *物理学报*, 2008, **57**: 4840.
- [37] Davis K B, Mewes M O, Ketterle W. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, **75**: 3969.
- [38] Hess, Harald F. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen[J]. *Physical Review B*, 1986, **34**(5):3476-3479.

- [39] Lovelace R V E, Mehanian C, Tommila T J, et al. Magnetic confinement of a neutral gas[J]. *Nature*, 1985, **318**(6041):30-36.
- [40] Pritchard D E, Helmerson K, Martin A G. //Haroche S. ed. *Proc. Atomic physics 11*. Singapore: World Scientific, 1989:179.
- [41] Grimm R, Matthias Weidemüller, Ovchinnikov Y B. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms[J]. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2000, **42**:95.
- [42] W Ketterle, Durfee D S, et al. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. In Inguscio M, Stringri S, Wieman C E, *Proceedings of the International School of Physics-Enrico Fermi-Course CXL, 1999*, P67. IOS Press
- [43] Ketterle W, Zwierlein M W. Making, probing and understanding ultracold Fermi gases[J]. *La Rivista Del Nuovo Cimento*, 2012, **164**(5):247-422.
- [44] Bergeman T, Erez G, Metcalf H J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms[J]. *Physical Review A*, 1987, **35**(4):1535-1546.
- [45] Sackett C A, Bradley C C, Welling M, et al. Bose-Einstein condensation of lithium[J]. *Bra.J.Phys.*1997, **27**, 154.
- [46] Wolfgang, Ketterle, Kendall, et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap[J]. *Physical Review Letters*, 1993, **70**(15):2253–2256.
- [47] Julienne P S, Jacques Vigué. Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metal atoms[J]. *Physical Review A*, 1991, **44**(7):4464-4485.
- [48] Gallagher A, Pritchard D E. Exoergic collisions of cold $\text{Na}^* - \text{Na}$ [J]. *Physical Review Letters*, 1989, **63**, 957–960.
- [49] Metcalf H J, Straten P V D. *Laser Cooling and Trapping*[M]. Springer, 1999.
- [50] Gaubatz U, Rudecki P, Schieman S, et al. Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laser fields[J]. *The Journal of Chemical Physics*, 1990, **92**(9):5363-5376.
- [51] Vitanov N V, Rangelov A A, Shore B W, et al. Stimulated Raman adiabatic passage in physics[J], chemistry and beyond. *Review of Modern Physics*, 2017, **89**(1):015006.
- [52] Kasevich M, Chu S. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer[J]. *Applied Physics B*, 1992, **54**(5):321-332.
- [53] Kasevich M, Chu S. Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions. *Physical Review Letters*, 1991, **67**(2):181-184.
- [54] Kasevich M, Chu S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1992, **69**(12):1741-1744.
- [55] Davidson N, Lee H J, Kasevich M, et al. Raman cooling of atoms in two and three dimensions[J]. *Physical Review Letters*, 1994, **72**(20):3158-3161.
- [56] Boyer V, Lising L J, Rolston S L, et al. Deeply subrecoil two-dimensional Raman cooling[J]. *Physical Review A*, 2004, **70**(4).
- [57] Reichel J, Morice O, Tino G M, et al. Subrecoil Raman Cooling of Cesium Atoms[J]. *Europhysics Letters*, 1994, **28**(7):477.
- [58] Law C K, Eberly J H. Synthesis of arbitrary superposition of Zeeman states in an atom[J]. *Optics Express*, 1998, **2**(9):368-71.

-
- [59]Paparella I, Moro L, Prati E. Digitally stimulated Raman passage by deep reinforcement learning[J]. Physics Letters A, 2020, **384**(14):126266.
- [60]Ringot J, Szriftgiser P, Garreau J C. Subrecoil Raman spectroscopy of cold cesium atoms[J]. Physical Review A, 2001, **65**(1):013403.
- [61]Thomas J E, Hemmer P R, Ezekiel S, et al. Observation of Ramsey Fringes Using a Stimulated, Resonance Raman Transition in a Sodium Atomic Beam[J]. Physical Review Letters, 1982, **48**(13):867-870.
- [62]Zhong-xiao Xu, Yue-long Wu, Long Tian, et al. Long lifetime and high-fidelity quantum memory of photonic polarization qubit by lifting Zeeman degeneracy[J]. Physical Review Letters, 2013, **111**(24):240503.
- [63]Král, Petr, Shapiro M. Cyclic Population Transfer in Quantum Systems with Broken Symmetry[J]. Physical Review Letters, 2001, **87**(18):183002.
- [64]Thanopoulos I, Král P. Theory of a two-step enantiomeric purification of racemic mixtures by optical means: The D₂S₂ molecule[J].Shapiro M Journal of Chemical Physics. 2003, **119**, 5105.

致谢

时光飞逝，白驹过隙，三年的硕士生涯即将结束。在山大七年的时光也即将结束。许多往事都漂浮在眼前，仿佛昨日。山大光电所严谨的治学态度，浓郁的科研氛围让我受益匪浅。大家一直牢记攀登、奉献的精神。这段硕士生涯充满了挑战和乐趣，回首过去，特别庆幸在离别校园之际有一段这样的时光，硕士论文即将截稿之际，遗憾有很多问题还没有搞明白，感慨没有把很多实验的细节想清楚，但依然需要继续往前走。在这一路，特别感谢陪伴在身旁的老师、同学和家人，在这里由衷祝愿大家身体健康。

首先感谢张靖教授，您严谨的治学态度，忘我的工作精神，熟练的实验技能，渊博的学问修养，敏锐的洞察能力以及开放的科学思维让我深深切切明白科学家的魅力。张老师对待科学独到的见解和认识，选择的超冷原子领域，为我的科研指明了一个大有可为的方向；深厚的科研积累，让我特别有幸能够站在最前沿的平台感受国际热点的科研魅力所在；张老师求真务实的态度让整个团队都以一个极高的标准严格要求自己。同时特别感谢张老师让我们领略到铷原子的魅力，感受到科研带给我们的快乐和痛苦。

由衷感谢我的指导老师孟增明老师，您的悉心指导和言语间的鼓励使我能够走完这一段旅程。论文产出期间都是您一步步的细心指点，让我能够一步步把该做的做好。每当我与文凯师兄搞不明白一些原理时，都是您不厌其烦的一遍遍给我们讲解。每当实验赶进度时，都是您与我们一起解决遇到的每一步问题。实验程序调配也都是您全程指导。工作之余，生活中也为我营造了一个特别宽松的氛围，对我未来的打算特别关心，孟老师平易近人，能够成为你的学生，我特别感激。在这里特别希望孟老师身体健康，工作顺利，阖家欢乐。

感谢山大光电所，在这里不仅学到了一些学问，更学会了做人。感谢彭堃堃教授，正所谓“上善若水，厚德载物”！彭堃堃院士的高尚品德和精神是山西大学人永远的榜样。作为一名晚辈，我不想刻意去解读他身上那些特别崇高的精神，更愿意作为一名普通的学生去感受他作为一个老师所具有的那些个人修养。感谢谢常德教授，她渊博的学术知识使我叹服，每次所里报告，谢老师的提问都让我对一些知识有新的思考。他们身上朴素的情怀，攀登奉献的精神是我们年轻学子终身学习的榜样。

感谢机加工车间石师傅、冯师傅等师傅和电子车间对我们工作的支持和配合，

使我们实验进度如期正常。感谢办公室对我们工作和生活上的照顾和帮助。

感谢玻色-费米混合气体实验室的每一位成员，感谢王鹏军老师，于旭东老师，黄良辉老师，陈良超老师，韩伟老师对我科研工作中给予的帮助和支持。感谢文凯，王良伟，李东豪，靳元彬，Sadiq，米成栋，边国旗，李子亮，师振莲给予工作和生活上的帮助。感谢闫江伟，高翔和师弟师妹：刘方德，聂亮，王星宇，苗杰，Shahjee，张越，顾正宇，单标，高晨力，李云达，王彦，是你们的帮助和配合，使得实验室的三年生涯变得特别欢乐。特别感谢文凯，王良伟师兄，是你们的帮助和指导，使得实验和论文的每个阶段都顺顺利利。感谢研究生一路同行的闫江伟，王泽荣，赵俊祥等同学的陪伴。

感谢山西大学七年时光中，赵昱博学，高立群，曹一飞，白景旭，王陈浩，程东林的陪伴，七年期间有太多的欢乐时光是在你们的陪伴下度过，祝愿直博的几位顺顺利利毕业，也希望大家无论何时何地都可以聚在一起畅饮一番，那一刻可能我就不会赖酒了。

最后感谢父母的养育之恩，从初中就外出求学，这么多年没有您们的支持和鼓励，我也没有办法完成学业。感谢我家人无私的奉献和付出，是您二老一路的支持，让我少走了很多弯路。感谢女友彭菊梅的陪伴，陪我走过硕士生涯，异地期间一起经历各种磨难，毕业之际，也是结束异地之时。你和父母都是我即使背对世界也要拥抱的人，未来的路会越来越好。最后由衷祝愿我的家人、师长、同学和朋友身体健康，快快乐乐。

周方

硕士期间发表的学术论文

1. 周方, 文凯, 王良伟, 刘方德, 王鹏军, 韩伟, 黄良辉, 陈良超, 孟增明, 张靖. ^{87}Rb BEC 双拉曼相对相位对相干跃迁操控的实验研究. (物理学报, 待发表)
2. 周方, 文凯, 王良伟, 刘方德, 孟增明. 利用暗磁光阱实现 ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体. (量子光学学报, 待发表)
3. 文凯, 王良伟, 周方, 陈良超, 王鹏军, 孟增明, 张靖. 超冷 ^{87}Rb 原子在二维光晶格中 Mott 绝缘态的实验实现. 物理学报, 2020, 69(19):193201.

个人简介及联系方式

【个人基本信息】

姓名:	周方	性别:	男
籍贯:	山西省闻喜县	民族:	汉族
出生日期:	1996年4月		
政治面貌:	中共党员		
专业:	光学		
研究方向:	超冷原子物理		
联系电话:	13467214549		
电子邮箱:	fzhou2105@163.com		

【学习与受教育经历】

2010.09—2013.06	山西省运城市康杰中学
2014.09—2018.06	山西大学物理电子工程学院本科生
2018.09—2021.06	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。

作者签名：

2021年5月15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：

202 年 月 日