

2016 届硕士学位论文

重力对冷原子磁阱装载的实验研究

作者姓名	王亚琼
指导教师	王鹏军 副教授 张 靖 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 山西大学光电研究所
学习年限	2013 年 9 月—2016 年 6 月

二〇一六年六月

山西大学
2016 届硕士学位论文

重力对冷原子磁阱装载的实验研究

作者姓名	王亚琼
指导教师	王鹏军 副教授 张 靖 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 山西大学光电研究所
学习年限	2013 年 9 月—2016 年 6 月

二〇一六年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2016

Experimental Study of Gravity's Influence on Loading
Cold Atoms into Magnetic Trap

Name	Yaqiong Wang
Supervisor	A.P. Pengjun Wang Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Field of Research	Ultracold atomic physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics, Shanxi University
Research Duration	September 2013—June 2016

June, 2016

——谨以此书献给我最亲爱的父亲和母亲

目 录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 玻色爱因斯坦凝聚和简并费米气体	1
1.2 相关领域最新实验进展	2
1.3 论文结构	4
第二章 原子气体的冷却机制	5
2.1 玻色爱因斯坦凝聚和简并费米气体产生的条件	5
2.2 激光冷却	7
2.3 蒸发冷却	9
2.4 协同冷却	12
第三章 ^{87}Rb - ^{40}K 实验平台的搭建	13
3.1 真空系统	13
3.2 光学系统	15
3.3 磁光阱	19
3.3.1 磁光阱的基本原理	19
3.3.2 二维磁光阱 (2D MOT)	20
3.3.3 两级磁光阱	22
3.4 磁阱	23
3.4.1 磁阱装载	24
3.4.2 532nm 绿光光塞	25
3.5 光学偶极阱	28
第四章 重力对 ^{87}Rb 冷原子四极磁阱装载的影响	31
4.1 磁场线圈竖直放置时原子振荡现象及再装载效率	31
4.2 磁场线圈水平放置时的再装载效率	33
4.3 理论计算	33
4.3.1 磁场的分布	33
4.3.2 考虑重力磁场等势能面的偏移	36
4.3.3 抵消重力所需磁场梯度	36
总结与展望	38
参考文献	39
硕士研究生期间取得的研究成果	43
致 谢	44
个人简历及联系方式	46
承 诺 书	47

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Preface	1
1.1 BEC and DFG	1
1.2 The latest experimental progress in related fields	2
1.3 Overview of this Thesis	4
Chapter 2 Laser cooling technology atomic gases	5
2.1 Conditions of produce BEC and DFG	5
2.2 Laser cooling	7
2.3 Evaporative cooling	9
2.4 Collaborative cooling	12
Chapter 3 ^{87}Rb-^{40}K Experiment platform	13
3.1 Vacuum system	13
3.2 Optical system	15
3.3 Magneto optical trap	19
3.3.1 Fundamental of MOT	19
3.3.2 2D MOT	20
3.3.3 Two levels MOT	22
3.4 Magnetic trap	23
3.4.1 Loading of magnetic trap	24
3.4.2 532nm optical plugged	25
3.5 Optical dipole trap	28
Chapter 4 The Influence of Gravity's Effect on Loading cold ^{87}Rb Atoms into Quadrupole Magnetic Trap	31
4.1 Atomic oscillation phenomenon and loading efficiency when magnetic coils placed vertically	31
4.2 Loading efficiency when magnetic coils placed horizontally	33
4.3 Theoretical calculation	33
4.3.1 Distribution of the magnetic field	33
4.3.2 Offset of potential energy surface when considering gravity	36

4.3.3 The magnetic field gradient B' to balance the gravity -----	36
Summary and Outlook -----	38
Research Achievementsy -----	39
Publication -----	43
Acknowledgment -----	44
Personal profiles -----	46
Letter of commitment -----	47
Authorization statemen -----	48

中文摘要

超冷原子系统有着十分显著的优点，即拥有高度人为可控多自由度的特性。包括原子数目、系统温度、不同自旋组分、束缚势构造、原子间相互作用等都可以在实验中人为精确控制，所以近年来，超冷原子迅速发展成为量子模拟的理想平台，为量子霍尔效应、磁单极子等拓扑态以及拓扑绝缘体的制备、超流等课题提供了有效的研究平台。

自 2012 年我们实验室首次实现并报道了费米量子简并气体的自旋轨道耦合后，实验室于 2013 年起开始搭建新的 ^{87}Rb - ^{40}K 实验平台，目标是在实现玻色爱因斯坦凝聚(BEC)和简并量子费米气体(DFG)后研究超冷原子相关领域的前沿问题。

本论文在介绍新实验平台选用的冷却技术以及系统各部分的搭建及构成的同时，探究了在不断尝试各种实验方案的情况下观察到的 ^{87}Rb 原子团有趣的振荡行为，并依据理论分析选择了合适的磁阱，从而提高了原子的俘获效率。

我们在真空系统中采用激光冷却技术及磁阱、光阱、磁光阱技术来获得冷原子样品，然后对其进行进一步的蒸发冷却。由于蒸发冷却过程需要足够的弹性碰撞，而温度极低时费米 ^{40}K 气体的 s 波碰撞不能发生，实验中选用协同冷却技术，即将费米 ^{40}K 气体与玻色 ^{87}Rb 气体混合，通过二者之间的碰撞和 ^{87}Rb 气体的蒸发冷却实现 ^{40}K 气体的冷却并最终达到量子简并。

特别的，实验室通过不断地改进与优化，最终设计了现在的 2D-3D 两级磁光阱系统，除了传统意义上两级磁光阱俘获转移原子较快、捕获原子数较多、原子寿命较长的优点外，通过光束的多次反射与扩束提高了光束的利用率并增大了磁光阱的体积。

实验中用来囚禁原子的最简单的磁阱为四极磁阱，我们在将 ^{87}Rb 光学黏团 (molasses) 装载到磁阱的过程中观察到了原子团有趣的振荡现象。通过对比研究竖直和水平放置四极线圈两种情况下原子团的不同行为，结合理论上计算的线圈轴向和径向磁场分布，发现 ^{87}Rb 原子产生的振荡主要来自于重力导致磁场中心的偏移，从而选择了水平放置磁场线圈的方法。此外，通过计算 ^{87}Rb 原子 $|2,2\rangle$ 态补偿重力时所需的磁场梯度 B' ，探究了磁场参数对于振荡现象的影响，提高了原子冷却后磁阱的再俘获效率。

由于四极磁阱中心磁场为零，原子的塞曼能级简并，容易由于马约拉纳自旋翻转而逃逸出磁阱。我们采取的措施是选用失谐合适的 532nm 绿光作为光塞推

开位于磁场零点的原子从而避免原子损失。

在 532nm 绿光光塞磁阱中得到原子数和相空间密度都较大的 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子后,将原子团转移到交叉远红失谐光学偶极阱中,通过进一步蒸发冷却,实验中成功于 2016 年 1 月 28 日首次在新系统中实现了 ^{87}Rb 原子的玻色爱因斯坦凝聚

关键词：超冷原子；原子冷却技术；2D-3D 两级磁光阱；振荡

Abstract

Ultracold atoms system has significant advantages such as highly controlled degrees of freedom. For example, we can accurately control the number of atoms, the temperature of system, components of different spin, the structure of bound potential and the interaction between atoms. In recent years, ultracold atoms system becomes ideal quantum simulation platform because of its rapid development. It provides an effective platform for the research such as Quantum Hall Effect, Magnetic monopoles, and Superfluid.

Since 2012 our laboratory reported the spin orbit coupling of quantum degenerate Fermi gases for the first time, in 2013 our laboratory began to build a new ^{87}Rb - ^{40}K experiment platform, aims to achieve Bose Einstein Condensation (BEC) and Degenerate Quantum Fermi gas (DFG), after then research frontier in the field of related areas of ultracold atoms.

This paper introduces the new experimental system, the cooling technology, as well as the influences of gravity on ^{87}Rb atoms recaptured by the quadrupole magnetic trap after Sisyphus cooling. We choose the suitable magnetic trap on the basis of theoretical analysis to improve atoms' capture efficiency.

In the vacuum system, we use laser cooling technology, magnetic trap, optical trap, magneto optical trap technique to obtain samples of cold atoms, and then the atoms could be further cooled by evaporative cooling. The evaporative cooling process needs enough elastic collision which can't happen in ^{40}K Fermi gas at ultra-low temperature. We use Synchronous cooling technology by mixing the ^{40}K Fermi gas and ^{87}Rb Bose gas, through the elastic collision between them to cooling ^{40}K and achieve its quantum degeneracy.

We design a 2D-3D magneto optical trap through the constant improvement and optimization, the final system through multiple reflections of the light beam improved utilization of beam and increase

the volume of magneto optical trap .

Quadrupole magnetic trap is the simplest magnetic trap which can capture atoms. When the quadrupole magnetic field coils are placed vertical and horizontal respectively, the gravity's effect is investigated on recapturing atoms with the magnetic quadrupole trap. We observe the oscillation of ^{87}Rb atoms in the quadrupole magnetic trap by time-of-flight and absorption image. The magnetic field distribution in both cases is calculated and presents that ^{87}Rb atoms' oscillation comes from the offset of center of the magnetic field due to gravity. After calculating and analyzing the magnetic field gradient B' to balance the gravity for state of ^{87}Rb atom, we explore ^{87}Rb atoms oscillation, and choose the configuration with placing the magnetic field coils horizontally to increase the recapture efficiency of quadrupole magnetic trap.

We choose 532nm optical plugged magnetic field to avoid the loss of atoms' number caused by Majorana Spin Flipping.

For now, we get a large number of both ^{87}Rb and ^{40}K atoms with high density in the optical plugged magnetic field. The gases would then be transferred to a crossed far red detuning optical dipole trap. There, the gases could be further cooled to a quantum degenerated state. ^{87}Rb atoms' Bose Einstein Condensation is observed on January 28, 2016 at the first time at our new ^{87}Rb - ^{40}K experiment platform.

Key words: Ultracold atoms; Atomic cooling technology; 2D-3D MOT; Oscillation

第一章 绪论

我们实验室于2013年起开始搭建新的 ^{87}Rb - ^{40}K 实验平台，目标是在实现玻色爱因斯坦凝聚（BEC）和简并量子费米气体（DFG）后研究超冷原子领域的前沿问题。在绪论中，我们首先介绍温度极低时玻色子中存在的玻色爱因斯坦凝聚现象以及费米子对应的量子简并现象，然后介绍以超冷原子为研究平台进行的相关领域的最新研究成果，最后简述本篇论文的基本结构。

1.1 玻色爱因斯坦凝聚和简并费米气体

玻色子和费米子广泛存在于自然界中，常见的粒子如光子、介子、氦核、 α 粒子等都属于玻色子，它们共同的特点是总自旋数为 $1/2$ 的偶数倍，在数量较大时服从玻色爱因斯坦统计规律；另一些常见的粒子如电子、质子、中子等属于费米子，它们对应的总自旋数为 $1/2$ 的奇数倍，在宏观上满足费米狄拉克统计规律。

在温度足够低的情况下，大量玻色子聚集在能量最低的能态上的现象即为玻色爱因斯坦凝聚^[1-2]。一般实验上认为低于 $1\mu\text{K}$ 为超低温，但这对实现 BEC 还不够，由波粒二象性可知，粒子对应的德布罗意波长可表示为：

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}} \propto \frac{1}{\sqrt{T}} \quad (1.1)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数， m 为粒子质量， T 为宏观温度。要使系统进入 BEC 临界态通常需要将温度降到 100nk ，对应的典型密度为 10^{13} 至 10^{15}cm^{-3} ，此时 $\rho = n\lambda_{dB}^3$ 接近 1，粒子会明显表现出波动性。当 $\rho \approx 2.612$ 时经过量子相变，原子之间的平均距离小于对应的德布罗意波长，粒子表现出量子特性进入量子简并区域^[9]，大量玻色子聚集在系统最低的量子态上形成纯的 BEC，这一部分将在第三章 3.1 节详细介绍，而相同条件下，费米子由于受到泡利不相容原理的制约，会形成费米海。

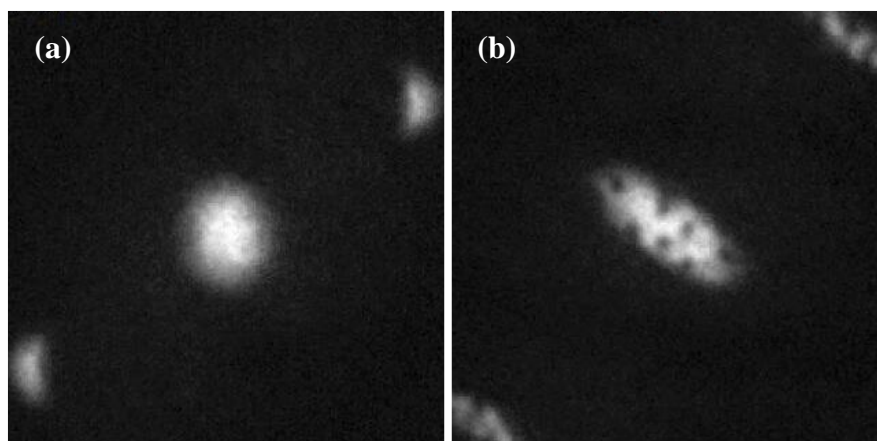
二十世纪八十年代开始，实验上的冷却技术得到了飞速发展，其中激光冷却可将温度降至 μK 量级，蒸发冷却可达 nK 量级。在此基础上，美国实验天体物理联合研究所的 Eric A.Cornell、麻省理工学院（剑桥）的 Wolfgang Ketterle 以及科罗拉多大学的 Carl E.Wieman 于 1995 年观察到了 ^{87}Rb 、 ^{23}Na 向 BEC 的转变^[3-4]。由于极低温下费米气体的 s 波碰撞被禁止，导致量子简并费米气体的实现较为困难，直到 1999 年 Jin 小组利用双组份费米子 ^{40}K 首次在实验上得到量子简并费米气体^[5]。随后，Hulet 和 Salomon 利用玻色子 ^7Li 和费米子 ^6Li 在磁阱中的共同冷却实现了费米气体的量子

简并^[6-7]。

1.2 相关领域最新实验进展

超冷原子因其高度人为可控多自由度的特性，迅速成为一个量子模拟的理想平台。由于原子数目、不同自旋组份、系统温度、束缚势构造、原子之间的相互作用都可以人为精确控制，这就为许多前沿课题的研究，比如研究量子霍尔态、磁单极子等拓扑态以及拓扑绝缘体的制备、Mott 绝缘位相、超流、新奇量子相(FFLO 等)提供了很有效的实验平台^[8-11]。

由于原子是电中性的，所以在通常情况下不能模拟与带电粒子相关的物理问题。2009 年 NIST 的 Spielman 小组采用两束失谐的激光（激光的失谐近似等于两个自旋态的能级差）在中性原子中制造了人造规范势并观测到了量子涡旋^[12]，如图 1.1 所示。



(a) 有效磁场为零时；(b) 有效磁场不为零时的原子飞行吸收成像。

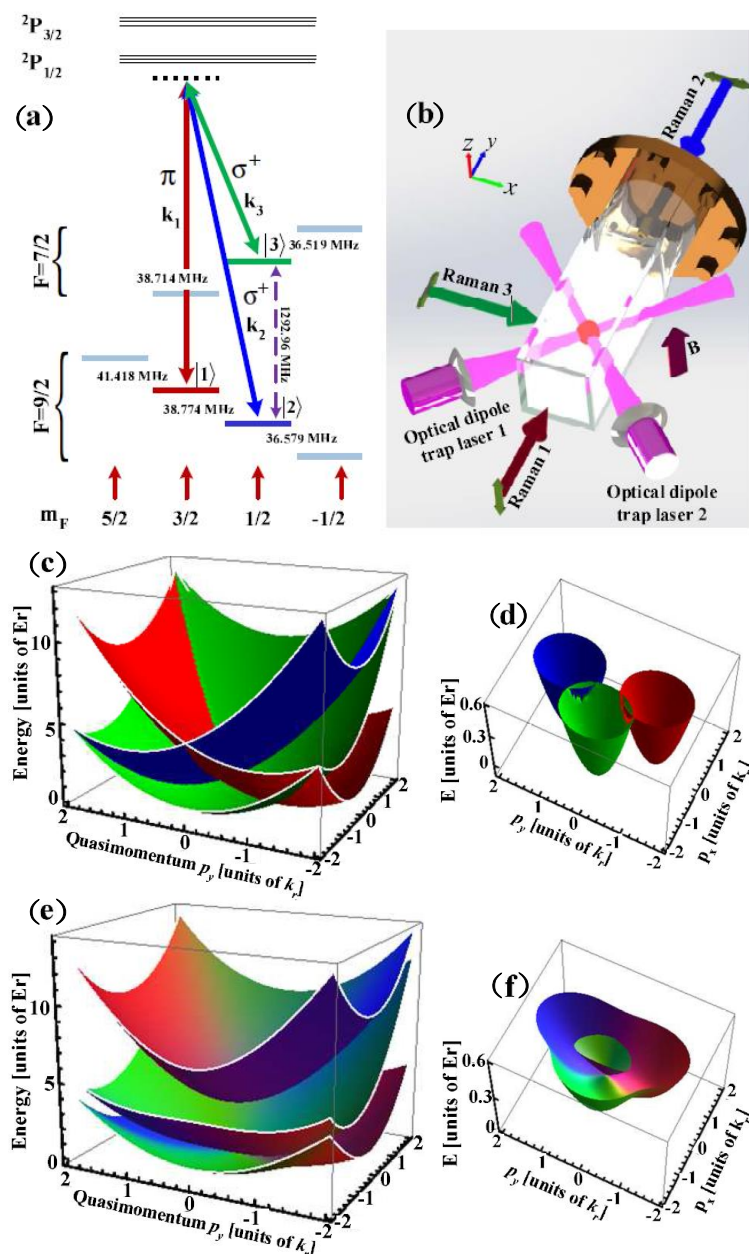
图 1.1 中性原子 ^{87}Rb 中的量子涡旋

2011 年 Spielman 小组首先在 BEC 中实现了自旋轨道耦合并成功模拟了电子在固体中的行为。他们在实验中利用两束拉曼光，在原子不同自旋态之间引入了空间依赖的光学耦合，从而产生一个依赖于几何路径的 Berry 位相，实现了稳定的超流涡旋矩阵。由于人造磁场强度很大，且解决了之前旋转原子带来的损耗问题，为很多研究内容带来新的可能。此后，Spielman 小组在原来的基础上在 BEC 中实现了自旋轨道耦合^[13]，可以通过调节激光的强度来实现耦合强度大小的连续变化，这对凝聚态物理的研究有非常大的帮助。

2012 年，我们实验室在国际上率先实现并报道了费米子的自旋轨道耦合^[14]，其意义在于费米子系统在实际材料中存在更为广泛，因此费米子的自旋轨道耦合应用价值更大。

接着在 2013 年，我们实验室利用自旋轨道耦合技术，成功在单一自旋的 ^{40}K 费米子中生成了 s 波超冷分子^[15]，进一步拓宽了超冷分子的研究领域。

但是，之前实验中所得到的自旋轨道耦合都是在一维系统中，为了更好的探索二维以及三维的拓扑相，在实验中实现 2D 的自旋轨道耦合显得格外迫切。2015 年，我们实验室首先实现并报道了费米气体中二维的自旋轨道耦合^[16]。如图 1.2 所示，这个工作为我们了解新的拓扑态提供了实验依据。



(a) 为 ^{40}K 产生二维自旋轨道耦合的能级原理图；(b) 为实验装置图，三束拉曼光两两耦合两个超精细能级，这三个能级分别为 $|9/2, 3/2\rangle$ 、 $|9/2, 1/2\rangle$ 、 $|7/2, 1/2\rangle$ ，原子最初被制备在

$|9/2, 5/2\rangle$ 能级, 两束拉曼光在 y 轴方向相互对射, 第三束拉曼光沿着 x 轴方向, 与前两束拉曼光均垂直; (c) 无自旋轨道耦合时的能量色散图; (d) 为 (c) 的局部放大; (e) 为三个坠饰态在调制自旋轨道耦合为 $-\Omega_{12} = 2\Omega_{13} = 2\Omega_{23} = E_r$ 时能量色散图, 图中显示出两个坠饰态在狄拉克点处接触; (f) 为 (e) 的局部放大; (e) 和 (f) 中三种颜色分别代表了三个不同的超精细能态, 不同颜色的深浅代表了对应自旋态在坠饰态中对应的百分比。

图 1.2 ^{40}K 费米气体中二维的自旋轨道耦合

实验中通过射频信号来探测能量色散图, 并且观察到了高度可控的狄拉克点, 这个狄拉克点是由于二维的自旋轨道耦合产生。我们希望这样高度可控的二维自旋轨道耦合可以有助于探究无间隙的拓扑态以及光晶格中的韦尔半金属等研究课题。

1.3 论文结构

本篇论文的结构是: 第一章, 绪论, 介绍了与本文相关的玻色爱因斯坦凝聚和量子简并费米气体的相关背景和超冷原子研究领域的成果和进展。第二章, 主要介绍为实现 BEC 和 DFG 实验室采用的冷却技术: 激光冷却、蒸发冷却和协同冷却。第三章, 介绍了新 ^{87}Rb - ^{40}K 混合气体实验平台的真空装置、光路系统、原子捕获与冷却系统(磁光阱、磁阱、光阱)以及相关实验过程与 ^{87}Rb 原子 BEC 的实现。第四章, 介绍竖直和水平放置四极线圈两种情况下, 重力对磁光阱中 ^{87}Rb 原子进行偏振梯度冷却后重新磁阱俘获的影响, 通过原子自由飞行吸收成像, 实验上观测到了竖直放置磁场线圈时原子在重力方向的振荡, 从理论上计算了线圈轴向和径向磁场分布, 找到 ^{87}Rb 原子产生振荡的主要原因, 从而选择了水平放置磁场线圈的方法, 提高了原子冷却后磁阱的再俘获效率。

第二章 原子气体的冷却机制

实验中通常采用激光冷却技术^[17-19]及磁、光阱技术^[19-23]来获得冷原子样品，然后对冷原子进行进一步的蒸发冷却^[24-25]形成 BEC 和 DFG。本章主要探究形成玻色爱因斯坦凝聚和量子简并费米气体的条件以及冷却技术中的激光冷却、蒸发冷却和协同冷却。

2.1 玻色爱因斯坦凝聚和简并费米气体产生的条件

理想玻色气体的物态方程为：

$$\frac{P}{k_B T} = \frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z) - \frac{1}{V} \ln(1 - z) \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z) + \frac{1}{V} \cdot \frac{z}{1 - z} \quad (2.2)$$

其中 $\nu = \frac{V}{N}$ 为比容， $\lambda = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}$ 为平均热波长。

由于 (2.2) 式等号右边第二项 $\frac{1}{V} \cdot \frac{z}{1 - z}$ 中有 $\langle n_0 \rangle = \frac{z}{1 - z}$ ，其中 $\langle n_0 \rangle$ 为动量

为零的单粒子态的平均占据数，所以 $\frac{1}{V} \cdot \frac{z}{1 - z} = \frac{\langle n_0 \rangle}{V}$ 大于等于零，即要求 $0 \leq z \leq 1$ ，

而函数 $g_{3/2}(z)$ 为函数 $g_n(z) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z^l}{l^n}$ 的特殊情况，且当 z 为 0 到 1 之间的实数时，

$$g_{3/2}(z) = z + \frac{z^2}{2^{3/2}} + \frac{z^3}{3^{3/2}} + \dots \quad (2.3)$$

是 z 的正的单调递增有界函数，在 $z = 1$ 处，导数是发散的但是函数值为有限值：

$$g_{3/2}(1) = \zeta\left(\frac{3}{2}\right) = 2.612\dots \quad (2.4)$$

其中 $\zeta(x)$ 是 x 的黎曼 Zeta 函数，因此对于满足 $0 \leq z \leq 1$ 的所有 z 值，有

$g_{3/2}(z) \leq 2.612\dots$ ，将 (2.2) 式改写为： $\lambda^3 \cdot \frac{\langle n_0 \rangle}{V} = \frac{\lambda^3}{\nu} - g_{3/2}(z)$ ， $0 \leq z \leq 1$ ，即

当 $\frac{\lambda^3}{\nu} > g_{3/2}(1)$ 时, 有 $\frac{\langle n_0 \rangle}{V} > 0$ 这表明具有有限份额 (且不是小量) 的粒子数占据了动量为零的单粒子态, 这一现象就是玻色爱因斯坦凝聚。对于凝聚区和非凝聚区, 分割面方程为:

$$\frac{\lambda^3}{\nu} = g_{3/2}(1) \quad (2.5)$$

给定一个比容值后, 带入关系式 $\lambda_c = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T_c}}$, 可确定临界温度:

$$T_c = \frac{2\pi\hbar^2}{mk_B [\nu g_{3/2}(1)]^{3/2}} \quad (2.6)$$

给定一个温度 T 后, 可确定临界比容:

$$\nu_c = \frac{\lambda^3}{g_{3/2}(1)} \quad (2.7)$$

综合 (2.6) 式和 (2.7) 式, 产生玻色爱因斯坦凝聚的条件是: $T < T_c$ (当 ν 一定时) 或 $\nu < \nu_c$ (当 T 一定时), 可见低温和高密度是产生玻色爱因斯坦凝聚的条件。

对于理想费米气体, 其物态方程为:

$$\frac{P}{k_B T} = \frac{1}{\lambda^3} f_{5/2}(z) \quad (2.8)$$

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{\lambda^3} f_{3/2}(z) \quad (2.9)$$

其中函数 $f_{3/2}(z) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(-1)^{l+1} z^l}{l^{3/2}} = z - \frac{z^2}{2^{3/2}} + \frac{z^3}{3^{3/2}} - \frac{z^4}{4^{3/2}} + \dots$, 在绝对零度附近时,

可近似得到 $k_B T \ln z = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{6\pi^2}{\nu}\right)^{2/3} = \varepsilon_F$, 这里 ε_F 为绝对零度的化学势, 又称为费米能。在温度极低时化学势为:

$$\mu = \varepsilon_F \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k_B T}{\varepsilon_F}\right)^2 \right] \quad (2.10)$$

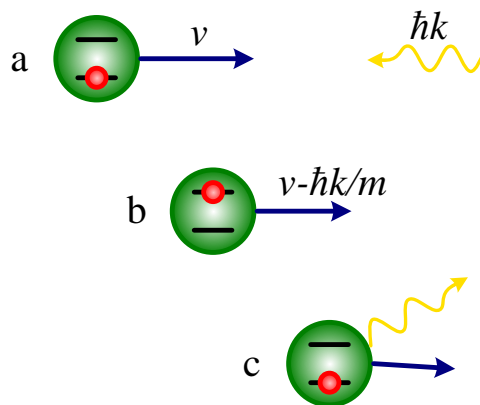
定义费米温度 T_F 为 $k_B T_F = \varepsilon_F$, 则 T_F 为密度的函数, 当 $T \ll T_F$ 时表示低温和高密度, 在此区域中, 因为粒子倾向于进入可行的最低的能级, 将此时的费米气体称为量子简并费米气体。

2.2 激光冷却

即使我们已经明确了产生玻色爱因斯坦凝聚和量子简并费米气体的条件是低温和高密度，在实验上达到所需的条件仍是举步维艰。常温下，空气中相对分子质量不同的粒子的平均运动速率不同，大致为每秒几百米，氢分子由于相对质量较小平均运动速率可达 1100m/s，想要有这样大的速率下对原子进行一段时间的观测或研究几乎是不可能的。因为降低原子气体的温度等价于减小原子的速率，所以在 BEC 理论提出后的几十年中，许多物理学家致力于研究如何实现对原子的减速。

直到二十世纪八十年代，激光冷却与俘获技术日新月异的发展为超冷原子、分子的相关实验领域奠定了基础。1997 年，美国斯坦福大学的朱棣文教授、法国法兰西学院和巴黎高等师范学院的 Claude Cohen-Tannoudji 教授以及美国国家标准技术院的 William D. Phillips 教授因为在激光冷却技术方面做出的杰出贡献获得诺贝尔物理学奖。目前，激光冷却与俘获技术已经成为量子简并气体实验获得冷原子的基本方法。

我们可以用一个形象的例子描述激光冷却的物理机制。首先将被冷却的原子想象成一个沿着某一方向做匀速直线运动的篮球，在它运动方向的正前方放置一台乒乓球发射机，正对篮球不断发射乒乓球。可以知道，尽管单个乒乓球对篮球的动量影响有限，经过大量乒乓球的碰撞，篮球的速率会不断减小。在这个例子中，乒乓球代表的是激光中的光子。当然，激光冷却存在比单纯碰撞复杂的物理过程，但基本的思想也是减小原子动量从而实现冷却。



(a) 相向运动的原子速度为 v ，光子的动量为 $\hbar \vec{k}$ ；(b) 原子吸收光子后处于激发态，速度减小

$\frac{\hbar \vec{k}}{m}$ ；(c) 自发辐射放出光子后，原子平均速度降低。

图 2.1 二能级原子激光冷却示意图

如图所示一束速度为 \vec{v} 的原子束被一束激光反向照射, 假设原子具有二能级结构且质量为 m 速度为 \vec{v} , 光子具有的动量为 $\hbar\vec{k}$, 其中 \vec{k} 为波矢量, 方向为激光传输的方向。对原子来说, 从基态吸收一个这样的光子跃迁到激发态的同时速度会减小 $\frac{\hbar\vec{k}}{m}$, 为了继续吸收光子, 原子从激发态朝随机方向自发辐射出去一个光子从而回到基态, 在此过程中, 辐射出光子的方向是平均对称分布, 所以它们对原子动量的总贡献为零。也就是说每经过一次这样的过程, 原子在 $-\vec{k}$ 方向速度会减小 $\frac{\hbar\vec{k}}{m}$ 。在一段时间内, 原子感受到的平均力为:

$$F = R\hbar k \quad (2.11)$$

其中 k 为光子的波矢, 散射速率 R 为:

$$R = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4(\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.12)$$

对应的 $\Gamma = \frac{1}{\tau}$ 表示原子自然线宽 (τ 为原子在激发态的寿命), I 代表激光强度,

$I_{sat} = \frac{2\pi^2\hbar\Gamma c}{3\lambda^3}$ 为激光的饱和强度, $\Delta = \omega_L - \omega_0$ 表示激光频率 ω_L 相对于原子谐振频率 ω_0 的失谐。由于多普勒效应可知, 要使原子能吸收光子, 光子的频率需要略小于原子的共振频率。

考虑原子在一对对射的红失谐激光中, 由于多普勒效应, 迎面传播来的激光更接近原子的谐振频率 ω_0 , 而与原子运动方向相同的激光则更远离 ω_0 , 所以原子更容易吸收反向的光子从而降低速度。实验中, 只要选取合适的失谐 Δ 就可以有效地实现原子减速。

对射激光中原子的受力为:

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4(\Delta - kv)^2/\Gamma^2} - \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4(\Delta + kv)^2/\Gamma^2} \right] \quad (2.13)$$

可见, 当 $v = 0$ 或者 $|kv| \gg \Gamma$ 时, 原子受到的合力为零, 在激光强度不饱和且原子速度较小的情况下 ($|kv| \ll \Gamma$), (2.13) 式可以线性地表示为:

$$F \approx \frac{8\hbar k^2 \frac{\Delta}{\Gamma} I/I_{sat}}{[1 + I/I_{sat} + 4(\Delta/\Gamma)^2]^2} \cdot v = -\alpha v \quad (2.14)$$

其中， α 为阻尼系数。

激光冷却通过降低原子的动能实现温度的降低 $E_k = \frac{1}{2} k_B T$ ，当自发辐射对原子产生的加热作用与激光冷却的减速作用达到平衡时，原子不能被继续冷却，对应的温度为多普勒冷却极限：

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.15)$$

激光冷却可以使原子温度降低至几百 μK ，由于三维光学黏团达到了比多普勒冷却极限更低的温度，在探究其他冷却机制的同时，定义了激光冷却极限即光子反冲极限，表示的是静止的原子吸收或放出一个光子时动量变化引起的温度变化，这是一般激光冷却能达到的最低温度：

$$T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B} \quad (2.16)$$

以 ^{87}Rb 原子为例，对应的多普勒冷却温度为 $T_D = 143.4 \mu K$ ，激光冷却极限为 $T_R = 0.370 \mu K$ 。

由于碱金属原子并不是理想的二能级结构且对射的红失谐激光彼此并不独立，它们会互相干涉从而产生光场偏振梯度，由于光抽运效应中不同偏振态的光子能使原子在不同的 Zeeman 能级间跃迁，可通过增大激光频率的失谐并减小激光功率对原子进行亚多普勒冷却。由于偏振梯度冷却要求原子在光泵浦时间内的运动小于一个光波长，也就是要求原子速度较低，所以实验上一般先用一对激光强度约为 I_{sat} 且失谐一个原子线宽的激光对原子进行多普勒冷却，然后增大失谐并降低光强进行偏振梯度冷却。

2.3 蒸发冷却

激光冷却技术从实验上极大地降低了原子的温度，但是距离得到量子简并的原子还有很大距离。为进一步降低原子温度并提高相空间密度，实验中采用的方法是蒸发冷却^[27]。

蒸发冷却技术最先是由 Hess 在 1985 年提出的。基于 Migdall 在同年实现了中性原子在阱中的俘获，Hess 设计了利用蒸发冷却实现 BEC 的方法并首次在磁阱中实现

了自旋极化氢原子的冷却^[28]。蒸发冷却技术的又一次飞跃是 1994 年 Davis 和 Petrich 等人将该技术与激光冷却技术结合并成功应用于碱金属原子气体。紧接着在 1995 年 Eric A.Cornell、Wolfgang Ketterle、Carl E.Wieman 在 ^{87}Rb 和 ^{23}Na 中直接观测到了冷原子向玻色爱因斯坦凝聚态的转变^[2-3]。至今，蒸发冷却依然是实现量子简并的关键技术。

蒸发冷却的基本思想是在磁阱、光阱等保守势阱中，连续地降低势阱深度使能量较大的原子逃逸到势阱外，剩余原子经过弹性碰撞重新达到新的平衡，从而一步步降低原子的平均动能，起到冷却的作用^[28-30]。首先，原子的能量服从玻尔兹曼分布： $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T_1)$ ，其中 T_1 为特征温度，让能量大于 $E_{cut} = \eta k_B T_1$ 的原子脱离阱的束缚（ η 的取值约为 3 到 6），这就使得剩余原子的平均能量降低（也就对应原子温度降低），经过一段时间的碰撞，原子的能量会形成新的玻尔兹曼分布 $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T_2)$ ，可知 $T_2 \leq T_1$ ，然后让能量大于 $E_{cut} = \eta k_B T_2$ 的原子脱离，从而逐渐实现原子系统温度的不断降低，如图 2.2 所示。图中速度分布的不对称是因为实验中势阱深度的改变是连续的（光阱是连续降低阱的深度，磁阱是固定合适的大小然后连续减小射频），原子没有足够长的时间实现标准的玻尔兹曼分布，由于不断去掉能量大的原子，分布在低能量的原子比例较高。我们原以为在蒸发冷却过程中会损失大量原子，但实际上原子团的相空间密度增长六个数量级可能只减少 1% 的原子。

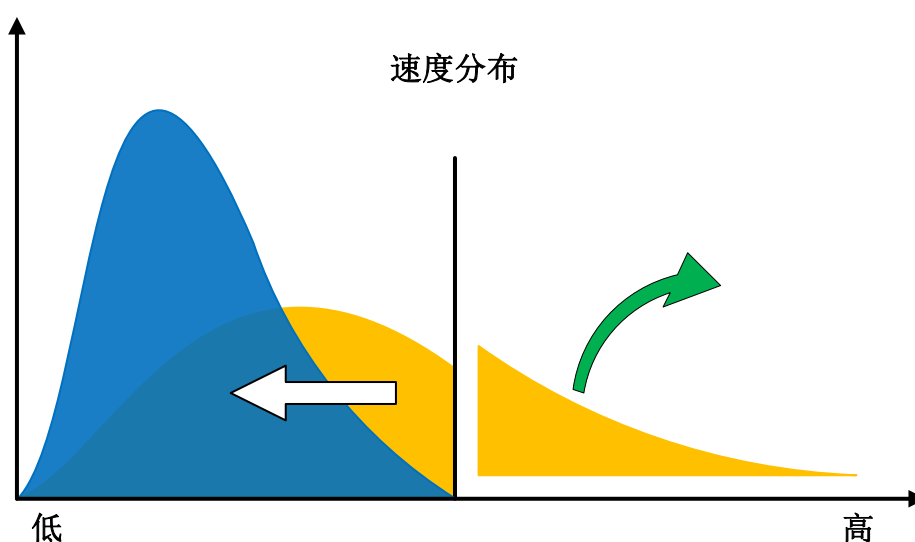


图 2.2 蒸发冷却原理示意图

实验中要得到寿命较长的原子团就要考虑影响原子团寿命的因素。由于原子的

热弛豫时间比原子团的寿命短得多，所以原子寿命主要取决于加热过程中的碰撞造成的损失。由蒸发冷却的原理可知，弹性碰撞是重新达到热平衡从而降低原子团温度必不可少的过程，所以原子团的寿命主要受到非弹性碰撞的制约。理论上我们用到的碱金属原子的蒸发冷却极限在 μK 量级 (10^{-12}K)，实验上目前可以达到的温度为 nK 量级 (10^{-9}K)。

在磁阱中通常采用的蒸发冷却的方法有射频蒸发冷却和微波蒸发冷却，我们实验中选取的方法是射频蒸发冷却。在射频蒸发冷却中，可以通过调节射频频率将能量较高的原子从束缚态转移到非束缚态，如使原子从 $|F, m_F\rangle$ 态转移到 $|F, m_F - 1\rangle$ 态从而可以逃离阱的束缚，原子处在不同位置时的共振条件为：

$$g_F \mu_B B(x) = \hbar \omega_{RF} \quad (2.17)$$

其中 μ_B 为波尔磁矩， $B(x)$ 代表原子所处位置对应的磁场大小， ω_{RF} 为射频场的频率，

g_F 为朗道因子，且实验中用到的 ^{87}Rb 的 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态对应 $g_F = \frac{1}{2}$ ， ^{40}K 的

$|F = \frac{9}{2}, m_F = \frac{9}{2}\rangle$ 态对应 $g_F = \frac{9}{2}$ 。

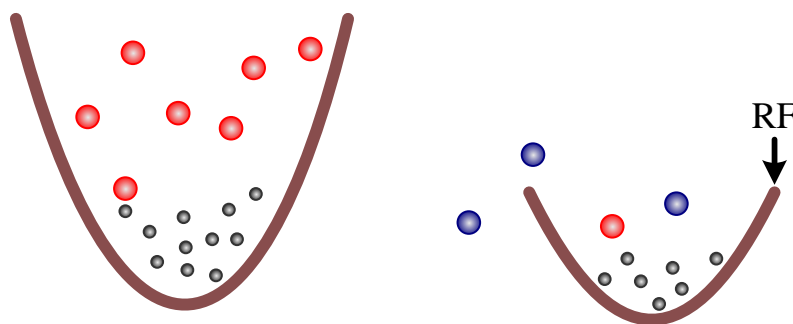


图 2.3 射频蒸发冷却原理示意图

图 2.3 为射频蒸发冷却示意图，黑点代表在束缚态的冷原子，红点代表能量较高的原子，蓝点代表其吸收射频光子后自旋翻转到非束缚态的原子。对于 ^{87}Rb 气体，参考蒸发冷却最优曲线，扫描射频信号在 5 秒内连续地从 38MHz 变为 15MHz，接着在 6 秒内减小为 2 MHz。能量较高的原子吸收射频光子后自旋翻转到高场趋近态 $|F = 2, m_F = -1\rangle$ 、 $|F = 2, m_F = -1\rangle$ ，然后逃逸到磁阱外。剩余的原子经过一段时间后重新达到热平衡。实验中 ^{87}Rb 原子的相变温度约为 $T_c = 500\text{nK}$ 。

2.4 协同冷却

由蒸发冷却过程的物理机制可知足够的弹性碰撞是必不可少的。因为在温度极低的情况下，只有 s 波碰撞可以发生，然而对于极低温的自旋偏振费米气体，由于受到泡利不相容原理的约束，s 波碰撞是无法发生的，所以不能直接有效地对其进行蒸发冷却。这是费米气体进一步冷却的最大障碍，也是费米气体量子简并比玻色爱因斯坦凝聚晚实现的主要原因。这个困难主要可以通过两种方法解决，一是将费米气体制备到不同超精细态再进行蒸发冷，二是将玻色气体与费米气体混合后进行蒸发冷却也就是协同冷却。

1999 年 Jin 小组采取第一种方法，在磁阱中选用 ^{40}K 的 $|F = 9/2, m_F = 7/2\rangle$ 和 $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ 自旋态进行蒸发冷却并率先实现了费米气体的量子简并^[4]。

我们实验室采用的协同冷却，即利用 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子之间的碰撞对 ^{40}K 原子进行冷却。对于 ^{40}K 和 ^{87}Rb 的混合气体，以实验中采用的 ^{87}Rb 的 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态和 ^{40}K 的 $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ 为例，二者具有相同的磁矩 $\mu_{\text{Rb}} = \mu_{\text{K}}$ 。

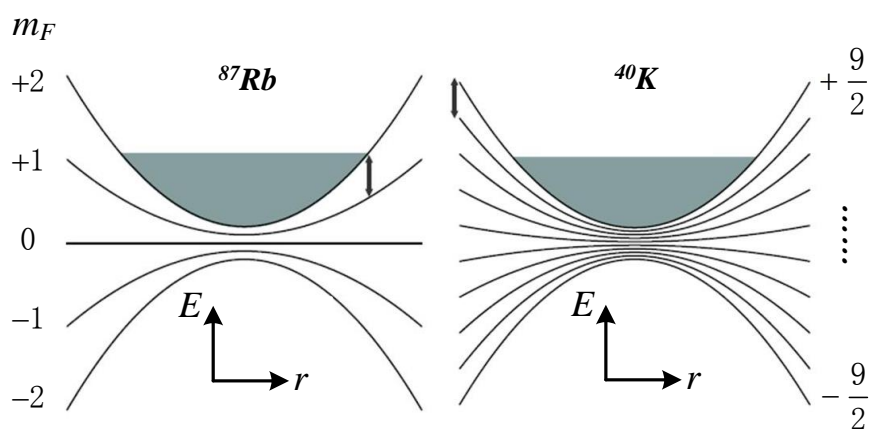


图 2.4 相同谐振势中 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的超精细塞曼子能级

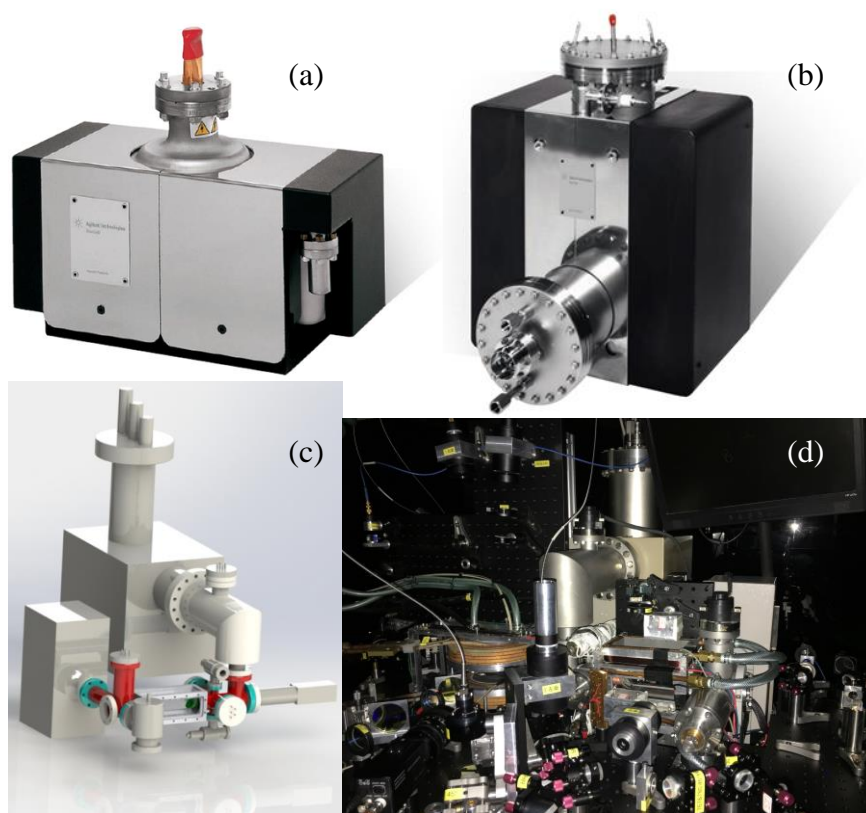
如图 2.4 所示，由于 ^{40}K 原子有 10 个自旋态而 ^{87}Rb 只有 5 个自旋态，在磁场相同时， ^{87}Rb 的塞曼分裂为 ^{40}K 的 2.25 倍。箭头长度表明了射频光子会导致铷原子的塞曼跃迁，却对钾原子几乎没有影响，也就是在蒸发冷却过程中，射频光子只能引起 ^{87}Rb 的自旋翻转而对 ^{40}K 几乎没有影响。随着蒸发冷却过程的不断进行，铷原子的温度会不断降低，而钾原子通过和铷原子的弹性碰撞也可以逐渐在达到新的热平衡的过程中降低温度，从而最终实现量子简并。

第三章 ^{87}Rb - ^{40}K 实验平台的搭建

本章主要从真空系统、光学系统、原子捕获与冷却系统（磁光阱、磁阱、光阱）等方面介绍实验室新 ^{87}Rb - ^{40}K 实验平台的搭建过程及现阶段进展。在3.1节中介绍了真空系统以及抽真空的详细过程，在3.2节中介绍了实验中的主要光路，在3.3节中重点介绍了实验室多次尝试、改进后设计的2D-3D磁光阱，在3.4节中介绍了磁阱的基本构成以及532nm光塞的影响和作用，最后在3.5节中介绍了光学偶极阱中原子的俘获。

3.1 真空系统

实验中采用机械泵、分子泵和离子泵对真空系统抽真空。首先采用机械泵和分子泵共同作用将真空度降至 Pa 量级，然后采用离子泵进一步降低系统的真空度。因为实验室采用两级磁光阱，即在 2D MOT 中捕获原子然后推送到 3D MOT 进行下一步实验，所以当真空度较高时同时有两台离子泵分别对两级磁光阱抽真空，其中第一级真空气室与铷源和钾源相连。对 2D MOT 抽真空的离子泵型号为 Agilent VacIon Plus 40(40 升)，对 3D MOT 抽真空的离子泵型号为 Agilent VacIon Plus 150(150 升)与钛升华泵组合使用，如图 3.1 所示。



(a) Agilent VacIon Plus 40; (b) Agilent VacIon Plus 150 与钛升华泵; (c) 与二级

MOT 组装之后的真空系统设计图；(d) 为实验室实拍图。

图 3.1 真空系统

从抽真空性能而言, Agilent VacIon Plus 150 的性能要优于 Agilent VacIon Plus 40, 这样的选择是由于两级磁光阱对真空度有着不同的要求。第一级真空气室为 10^{-8} Pa 量级, 有助于 2D MOT 从背景气体中俘获足够数量的冷原子, 第二级真空气室为 10^{-9} Pa 量级, 满足实现玻色爱因斯坦凝聚和量子简并费米气体的实验要求, 这样的配置既获得了足够数量的原子又保障了原子在磁光阱中的寿命。

真空系统的搭建和装配有很高的要求, 如严谨的步骤和极高的洁净度, 有关内容在之前的博士论文里有详细介绍^[31], 在此不做赘述, 本节简要介绍新平台抽真空的过程。为防止真空系统由于受热不均匀而漏气, 实验中将加热带无重叠地缠绕在真空系统上, 并在加热带外包裹铝箔起到均匀受热、减缓热量散失的作用。开启分子泵抽气(此时未开启离子泵)一段时间后 2D MOT 的真空度降为 5.910^{-4} Pa, 3D MOT 的真空度降为 1.510^{-3} Pa, 并在一段时间无显著变化后逐步缓慢升温, 在重要位置安装热电偶, 使用控温仪进行控温, 同时继续用热规管监测真空度。为防止升温过快导致真空系统各部分热膨胀不均匀造成的漏气, 实验室通常每半小时升温 2 至 3℃, 由于玻璃 cell 使用的胶合剂能承受温度的限制, 所以该部分的加热上限设置为 80℃, 其余部分可适当增加到 120 至 150℃。在加热过程中由于气体受热膨胀, 两级 MOT 内压强均有增加, 随着抽真空时间的加长真空度会逐渐好转。

真空系统加热的过程其实是排出杂质气体的过程, 开启离子泵时, 由于离子泵上吸附的气体被放出, 真空度瞬间降低, 若真空度不降反而上升, 则说明离子泵上杂质气体已被去除, 离子泵可以正常开启工作。由于用于钛升华的钛丝在离子泵内, 无法直接加热, 实验室通常在打开离子泵之前采用加电流升温的方法蒸出杂质气体, 所加电流一般要求小于钛升华过程的 46 至 48A。

为钛丝加电流之前 2D MOT 的真空度为 6.510^{-5} Pa, 3D MOT 的真空度为 6.910^{-5} Pa, 实验中依经验依次进行三组加热排气过程, 每组三根钛丝。第一组设定电流为 38A, 效果较好的设置是选取周期为 30 分钟, 其中钛丝的加热时间为 6 分。由于钛丝上吸附有气体, 初次升温时会大量释放出来导致真空度下降, 所以一般选择将同一根钛丝连续加热 3 次再换下一根, 实验中我们会记录加热钛丝之后真空度最差的时候(通常为加热 6 分钟结束时)和最好的时候(30 分钟周期的结束时)。通常情况下, 同一根钛丝连续加热到第三次时出现的最差真空度也能与最好值在同一量级。在第一组

三根每根三次点完后，将设置电流调至 42A 与 45A，重复之前的操作分别进行第二组和第三组加热排气过程。

真空系统加热排气完毕后，2D MOT 的真空度为 5.910^{-5}Pa ，3D MOT 的真空度为 5.410^{-7}Pa 。开启 2D、3D 离子泵后关闭大阀门和分子泵，经过一天持续抽真空后，2D MOT 的真空度降至 1.810^{-5}Pa ，3D MOT 的真空度降至 8.710^{-8}Pa ，接着开始给真空系统缓慢降温（幅度和升温时一致），2D MOT 和 3D MOT 内的压强随温度降低均有大幅减小。在将真空系统温度降至室温时，2D MOT 的真空度为 6.410^{-8}Pa ，3D MOT 的真空度为 1.210^{-9}Pa 。

抽完真空，设置好光路后，未捕获到原子，加热铷源使原子释放到真空系统中：

表 3.1 加热铷源对实验现象及参数的影响

时间	温度($^{\circ}\text{C}$)/电压(V)	2D 真空度 (Pa)	备注
9:40	63/50	7.4	原子团隐约可见
10:00	66/50	8.3	—
11:00	69/50	1.0	—
12:00	72/75	1.2	—
14:00	75/75	1.5	—
14:30	78/75	1.7	—
15:30	81/80	1.9	—
16:00	84/90	2.3	—
16:50	90/100	3.0	—
17:30	93/100	3.7	—
18:00	96/100	4.4	—
8:30(next day)	80/80	1.5	经过整晚加热，原子数目显著增多

3.2 光学系统

如图 3.2 所示，两条红线表示 ^{87}Rb 原子在负失谐 19.2MHz 的冷却光 (cooling) 作用下由基态 $F=2$ 跃迁到激发态 $F=3$ ，且在 $5^2P_{3/2}$ 的 $F = 3$ 态的原子通过自发辐射只能回到基态 $F=2$ ，从而实现循环冷却。绿线表示由于实验中的 cooling 光具有一定的线宽且原子激发态超精细能级之间的频率差很小，原子吸收光子后有可能跃迁到激发态的其他超精细能级上，进而自发辐射回到与 cooling 光不共振的其他基态。所以，我们需要加一束再抽运光 (repump) 将这些落在其他基态的原子重新抽运到循环冷却的过程中，这个过程也有一定的冷却作用，在图中用蓝线表示。

此外，推送光 (push)、探测光 (probe) 与 cooling 光对应的跃迁能级相同，只是负失谐的大小不同。push 光的作用是将 2D 磁光阱中的原子推送到 3D 磁光阱中，

负失谐为 29.6MHz，probe 光用于吸收成像探测冷原子团的位置从而得出速度分布，负失谐为 0.5MHz。pump 光的作用是将原子制备到低场趋近态上，失谐为 1.2MHz。

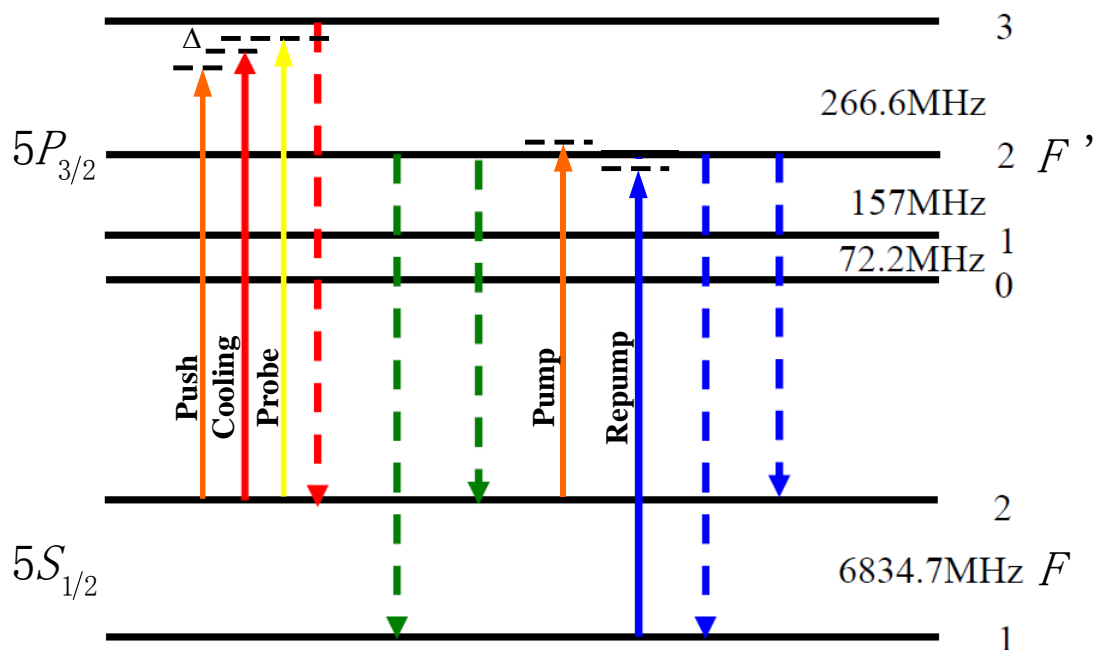


图 3.2 ^{87}Rb 超精细能级结构图

钾原子的冷却过程中也有这样的问题，且由于其超精细能级间的频率差更小，光抽运现象更为严重，在实验中所要求的 repump 光功率更大。

实验室选用三台德国 Toptica 公司生产的光栅外腔反馈半导体激光器（型号为 DL100）来产生 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子激光冷却与俘获所需的各束激光（由于铷原子基态 $5S_{1/2}$ 对应的 $F=1$ 和 $F=2$ 之间相差 6.8GHz，所以实验中 Rb cooling 光和 Rb repump 光需要由两台 DL100 激光器分别产生）。使用外腔式半导体激光器（ECDL）并经过饱和吸收转移光谱技术进行稳频后，利用声光调制器（AOM）进行移频从而获得实验中需要的不同频率的激光，之后使用注入锁定从激光器(SL)和半导体激光放大器（BoosTA）对激光进行锁定和放大。

通过上述方法，三台稳频后的 ECDL 主激光器通过 AOM 移频生成 Rb cooling、Rb repump、K cooling、K repump 四束频率不同的激光，之后再通过单模保偏光纤将所得的各束激光转移到另一个光学平台上。这样所有的激光源就可以单独放在一个光学平台上免受外部各种因素的影响从而保证激光束的稳定性。由于实验中需要在同一个气室中俘获、冷却 ^{87}Rb - ^{40}K 混合气体，所以俘获原子所需的激光也要耦合在一起。

实验室根据对不同作用的光束的实际需求搭建光学系统，其中 Rb cooling、Rb repump、K cooling、K repump 光路基本一致（区别在于移频所需的 AOM 不同），钾原子对应的 cooling 光和 repump 光的光路图如图3.3所示，其中为(a)为示意图，(b)为实验室实际拍摄的图。

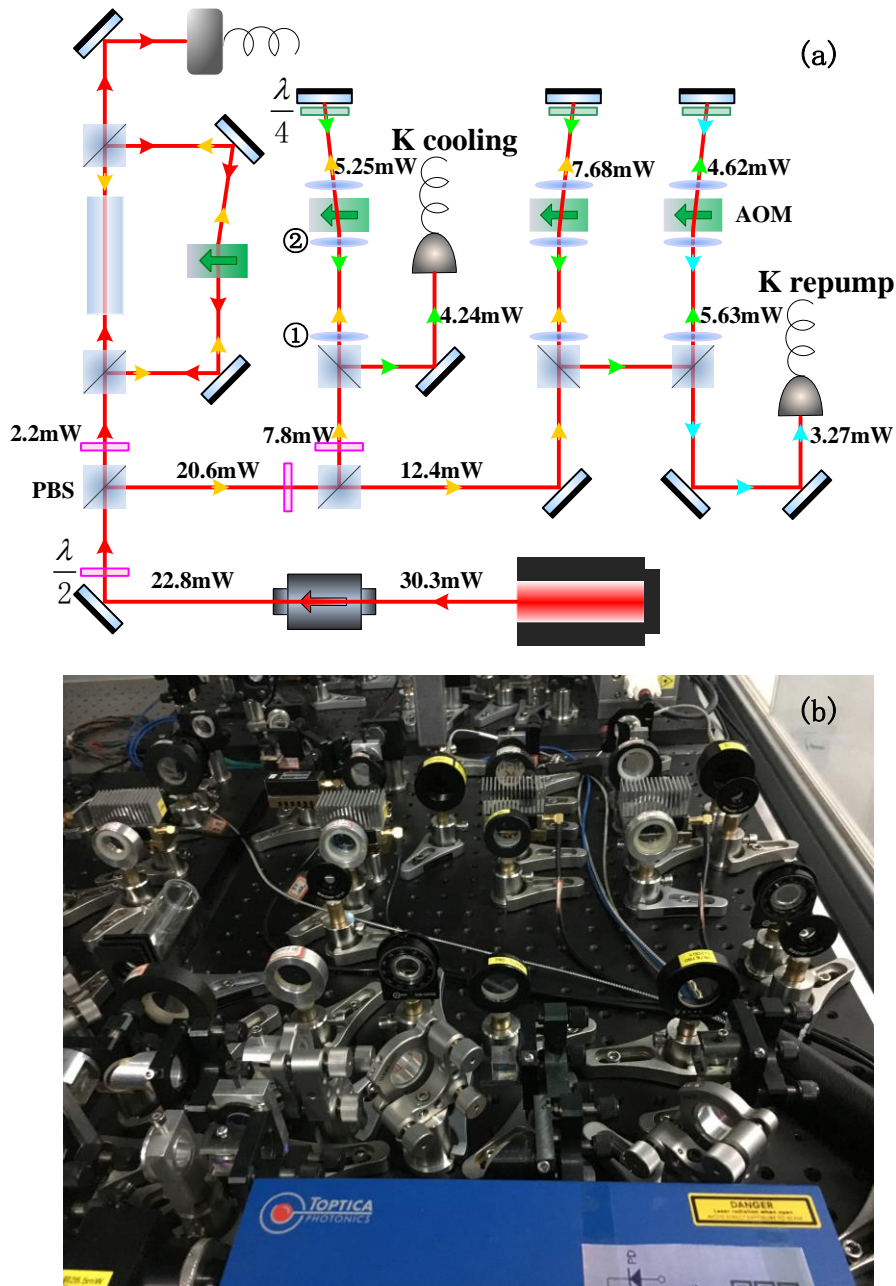


图 3.3 钾原子 cooling 光和 repump 光的光路图

值得关注的是，实验室在使用 AOM 进行移频的每一条光路中，都在分光棱镜（PBS）和 AOM 之间加了一对透镜（如①和②），用于调节入射光的形状和质量。

这两个透镜焦距的选取以及摆放的位置对于 AOM 的效率有着非常大的影响, 经过实验中大量的尝试, 最终选择透镜①焦距为 200mm、透镜②焦距为-50mm 的组合, 结合实验中选用的 Mini Circuits 公司生产的声光调制器 (AOM) 对激光进行移频, 经过调节后, 激光单次穿过 AOM 移频的效率约为 80%, 双穿时效率在 60%以上, 且工作性能比较稳定。其中 Rb cooling 光 和 Rb repump 光用到的 POS 100, K cooling 光和 K repump 光用到的 POS 300 测试的频率随电压的变化参数如图 3.4 所示:

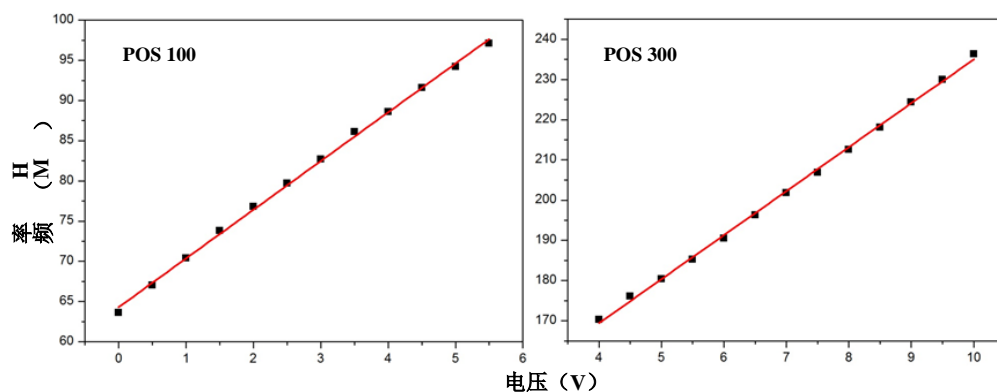
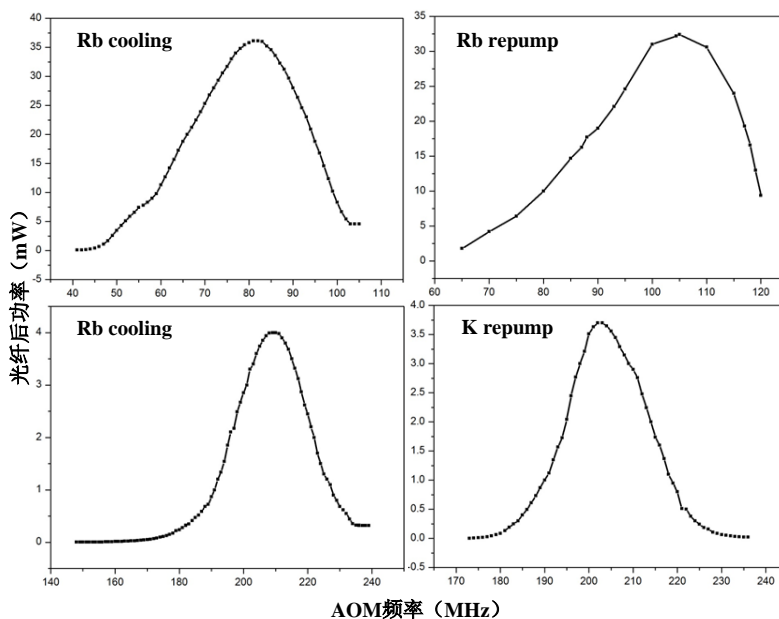


图 3.4 POS100、POS300 输出频率随电压的变化

实验中为了使经过移频后的光斑位置稳定, 采用了双穿 AOM 的方法, 在理论上光线会原路返回, 所以改变 AOM 的频率并不会影响光纤的效率。但是由于实际中存在角度偏移, 我们测试了 AOM 和对应光纤组成的系统, 在光路调节好之后改变 AOM 的频率观察光纤的出光功率从而判断系统是否调节到位, 并为之后实验中可行的移频给出参考, 如图 3.5 所示:



3.5 AOM 频率对光纤功率的影响

3.3 磁光阱

单单依靠多普勒冷却并不能成功捕获原子，因为要俘获原子不仅需要依赖于速度分布的力（如多普勒力），还需要和原子位置相关的力，或者更准确地说需要和原子到阱中心的距离相关的回复力。要实现 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的俘获，需要对逃离冷却光作用区域的原子提供一个阻尼力，即需要一个与原子位置有关的俘获阱。在实验中，主要用到的俘获阱包括磁阱、光阱和磁光阱^[20-21]等。在本节中主要介绍磁光阱(MOT)的相关理论和工作机制，包括磁光阱的基本原理，二维磁光阱(2D MOT)的常见的结构，实验室采用的两级磁光阱系统的特点。

3.3.1 磁光阱的基本原理

磁光阱俘获原子主要是利用了四极阱空间分布不均匀的磁场能使原子能级产生随空间位置变化的塞曼能级分裂，进而引起激光散射力的不平衡，从而更强地束缚原子。

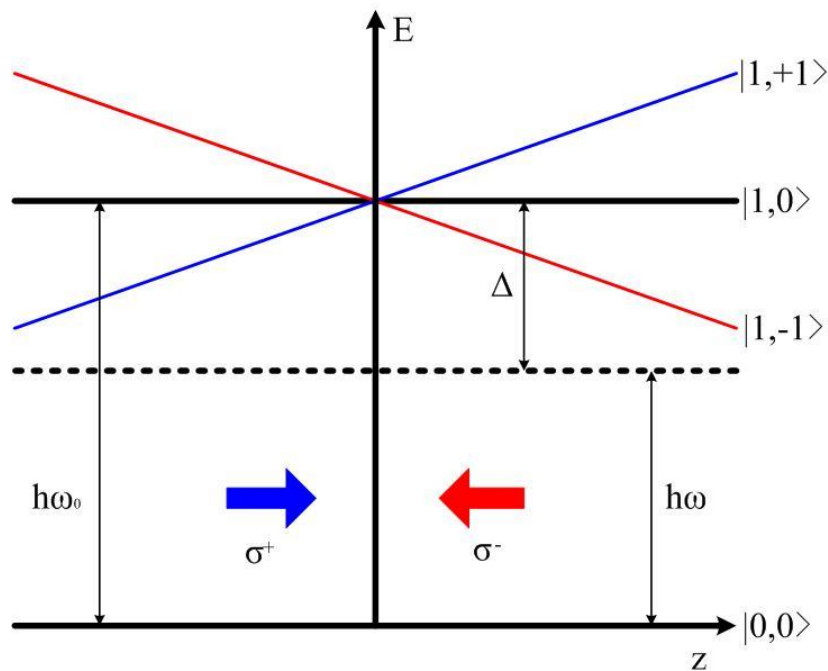


图 3.6 二能级原子一维磁光阱原理示意图

一维磁光阱原理示意图如图 3.6 所示，设二能级原子的基态角动量为 $J = 0$ ，激发态角动量为 $J = 1$ ，原子处于线性梯度磁场中，则磁场强度为 $B(z) = B'|z|$ ，其中 B' 为磁场梯度，则该原子的基态不发生 Zeeman 分裂，原子的激发态在磁场中分裂为三个 Zeeman 子能级， $\Delta E = \mu_B g_F m_F B$ ，由于中心位置两侧的磁场方向相反，所

以激发态对应的三个 Zeeman 子能级分裂的排序也相反, 在 $z = 0$ 的位置有 $B = 0$, 此时三个 Zeeman 子能级简并。假设两束方向相反的圆偏光沿 z 轴方向对射, 其中 σ^+ 光沿 z 轴正方向, σ^- 光沿 z 轴反方向。对于 z 轴正半轴的原子, 处于 $|1, -1\rangle$ 态的子能级较接近激光的共振频率, 容易散射 σ^- 光子, 所以受到指向 $z = 0$ 区域的净散射力。同理, 对于处于 z 轴负半轴的原子, $|1, 1\rangle$ 态的子能级较接近激光的共振频率, 所以散射较多的 σ^+ 光子, 受到指向 $z = 0$ 区域的净散射力^[31-32], 从而受到磁光阱的约束。

3.3.2 二维磁光阱 (2D MOT)

Nellessen 等人于首次在实验上实现原子在二维空间上的俘获^[33], 且原子在空间的第三个维度上可以进行移动, 通过选取合适的实验装置则可以有效产生冷原子束。

二维磁光阱 (2D MOT) 的主要组成部分有: 两组反向亥姆霍兹线圈在空间形成二维四极磁场; 两对反向传播的圆偏振激光束 σ^+ 和 σ^- 在二维空间内使原子减速。因为在 2D MOT 轴向 (即 z 轴方向) 原子没有被冷却, 可以从束缚的原子团两端逃离形成冷原子束。

这种仅使用两对反向传播激光束的方案通常被称为纯 2D MOT, 其主要特点是原子要通过一小孔才能逃离真空腔室。原子要实现在真空腔室中被冷却并顺利通过小孔, 必须满足两个条件: 首先, 原子的径向速度 (即在 $y-z$ 平面内的速度) 要小于磁光阱的捕获速度, 其中捕获速度主要由真空腔室中光束的横向面积给出; 其次, 原子的轴向速度必须足够小以至于能够使得原子留在阱中, 直至原子被冷却到较低的径向速度。这是因为原子束在轴向上的发散角 (由原子的径向速度决定) 必须足够小才能使得磁光阱中的原子穿过小孔。

根据实验数据拟合得到的高斯函数可知, 2D-MOT 中原子束的纵向速度分布峰值很窄, 实验时必须选择合适的峰值速度, 才能保证原子在二级真空腔室 (3D-MOT) 中被有效捕获 (Catani 等人测得的值为 33mm/s ^[34], Schoser 等人实验中测得 ^{87}Rb 的原子通量每秒可达到 6×10^{10} ^[35])。

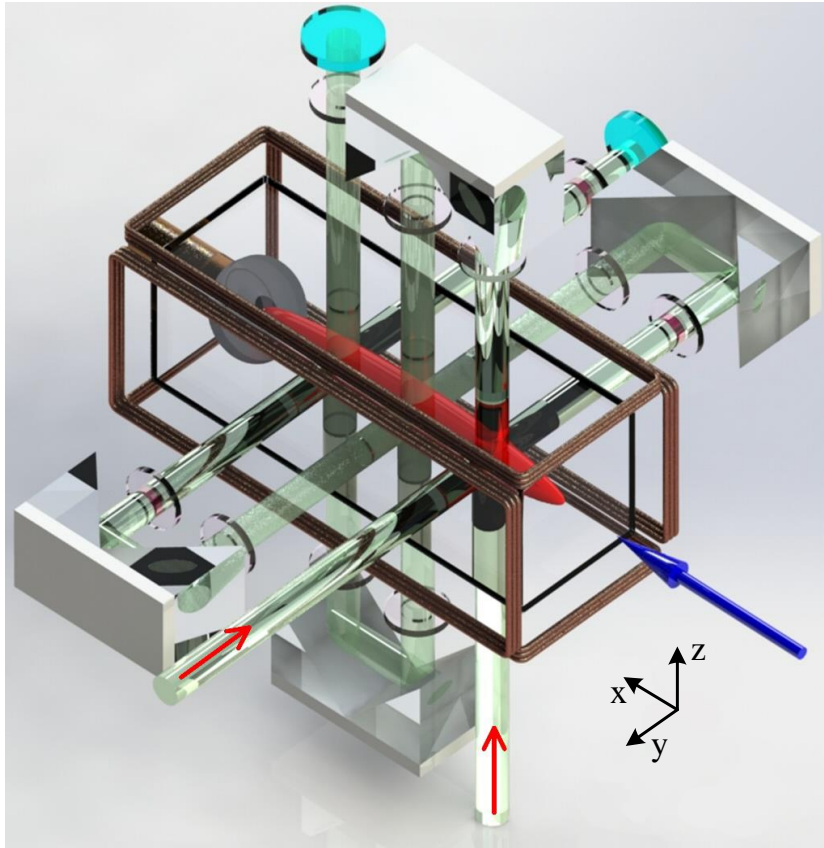


图 3.7 实验室采用的 2D-MOT 示意图

基于纯 2D MOT 实验装置，逐渐有改进的方案被提出，其中常见的为加一束推送光的方案。由于纯 2D MOT 原子束在两侧都有逃离，而我们通常只使用一侧的原子束，为了提高原子的利用率，新加入一束推送激光。推送光可以有效确定原子从哪一端逃离，也可以额外给原子束中的原子加速，推动它们逃离腔室。需要注意的是，当使用这种方式的 2D^+ MOT 为 3D MOT 提供原子源时，必须考虑到光强过大的推送光可能扰乱 3D MOT 的捕获过程。

此外，还有一种 2D^+ MOT 的方案是上述加推送光的 2D^+ MOT 方案的扩展，在此方案中，不仅有一束推送光，还有另外一束与推进光束反向传播的 MOT 光束。MOT 光束通常从侧面进入真空并且通过一个 45° 反射镜（中心有孔）沿着真空腔室的轴反射。原子通过真空腔室中心的小孔逃离腔室。由于反向传播的光束和推送光共同作用，可以在轴向上冷却俘获一定的原子，靠近轴线的原子被推送光加速用作 3D MOT 的原子源。这是目前报道的俘获铷原子效率最高的装置^[35]。

实验室经过多次尝试设计 2D MOT 如图 3.7 所示，利用光束多次反射提高了光束的利用率并增大磁光阱的体积，缺点是在光束和光束相邻的部分容易出现薄弱区

域。实验中采用光纤导入，可以得到质量很好的光束，通过扩束以及不断调节使示意图中红色箭头所指的光截面积不断增大至彼此重叠，从而得到与原子体积相当的磁光阱。

3.3.3 两级磁光阱

实验室采用 2D -3D 两级磁光阱来对混合原子气体进行冷却。与单磁光阱相比，两级磁光阱的优点有许多。如果只有一级磁光阱，当真空度比较高时，对应背景气体比较少，我们很难在其中捕获足够数目的原子，无法满足进一步实验的需求；如果真空度不高，则表示气室内背景气体较多，与俘获的碱金属原子之间会产生剧烈碰撞，最终导致目标原子在磁阱中停留的时间太短，也会影响后续的冷却和实验。针对两级磁光阱的设计，由于双 3D 磁光阱从背景气体中俘获原子所需时间较长，大约需要几十秒^[12]，而使用 2D -3D 磁光阱装载原子所需要的时间则很短，只需要几秒，所以我们新的 ^{87}Rb - ^{40}K 平台选用了 2D -3D 两级磁光阱。

实验中，真空度约为 10^{-8}Pa 的 2D MOT 作为提供原子束的部分，对 ^{87}Rb 原子在两个方向（y 方向和 z 方向）上提供预冷却。冷却后的原子束沿着 x 轴经过差分管进入真空度约为 10^{-9}Pa 的 3D MOT 玻璃气室，如图 3.8 所示。

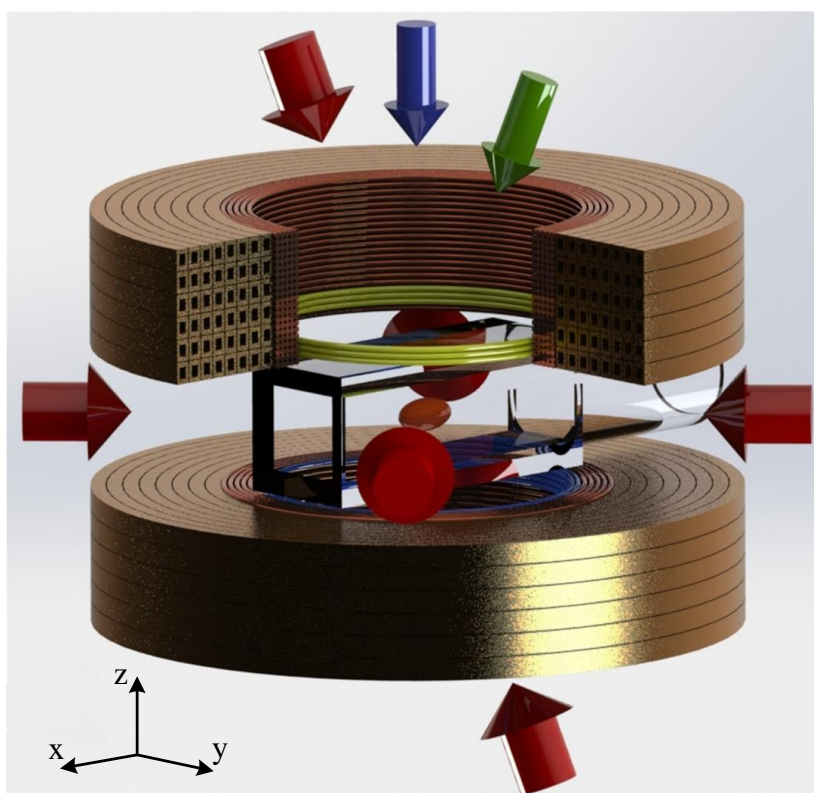


图 3.8 3D 磁光阱示意图

图中最外层为空心方铜管绕制的一对四极线圈,由于能承受大电流且中心可以通水冷却,可以用于 Feshbach 实验。内层还有一对漆包线绕制的四极线圈,上部浅黄色小线圈为蒸发冷却过程中需要的射频线圈,需要尽可能地靠近原子。下方蓝色标识的线圈是泵浦线圈,提供 molasses 装载到磁阱中所需的 pump 磁场,六个红色箭头表示六束相互对射的冷却光,蓝色箭头代表 pump 光绿色箭头代表 probe 光,将 probe 光略微倾斜可避免在 cell 上多次反射所造成的干涉效应。

经过压缩磁光阱后,通过偏振梯度冷却将 ^{87}Rb 原子团的温度进一步降低有利于装载到磁阱中。由于偏振梯度冷却过程对于外界磁场非常敏感, Zeeman 分裂会导致原子对 σ^+ 和 σ^- 光失谐不同,造成同等大小光强的两束光对应的辐射压力不等,所以需要 molasses 的 3 对光可以较为精确地调节,冷却光交叉的位置要尽可能与磁阱中心位置重合使得装载过程满足模式匹配。在不外加磁场和平衡的六束激光下,得到在三维空间近似为球形、量级为 10^8 - 10^9 个的 ^{87}Rb 原子光学黏团。

经过 CMOT, molasses 等阶段将 ^{87}Rb 原子进一步冷却后,要将原子囚禁在磁阱中进行进一步的蒸发冷却。在此之前,需要对原子进行光抽运选态。我们选择将 ^{87}Rb 原子制备到磁阱束缚比较强的低场趋近态 $|2, 2\rangle$ 态,这样可以避免自旋交换碰撞,有利于以后磁阱中的蒸发冷却。实验中光抽运的时间要选择合适的,时间过短,会因为抽运不完全而造成原子数目的损耗,时间过长会因为光的散射造成对原子团的加热。此外,通过 3D MOT 外的 3 对地磁场补偿线圈可以消除地磁场的影响。

接着在四极磁场线圈中通入大小相等方向相反的电流,从而实现原子在磁阱中的再俘获。

3.4 磁阱

在上节中我们提到,处于磁场中的原子由于塞曼效应会产生能级分裂, $\Delta E = \mu_B m_f g_F B$,若 $m_f g_F > 0$,对应的原子能量随着 B 减小而减小,在 B 取极小值的点能量也为极小值,对应的态叫做低场趋近态可以被磁阱束缚;若 $m_f g_F < 0$,情况正好相反,原子能量随着 B 的减小而增大,在 B 取极小值的点能量为极大值,对应的态叫做高场趋近态,不能被磁阱束缚。实验中用来囚禁中性原子的最简单的磁阱为四极磁阱,即一对正对放置并通以反向电流的线圈。但是由于四极磁阱中心磁场为零,原子的塞曼子能级简并,容易由于马约拉纳自旋翻转而逃逸出磁阱。堵住磁场零点的实验方法有许多,如加入合适的 Ioffe 线圈、构造 TOP 阱以及构造光塞势阱。实验中我们采取的措施是选用失谐合适的 532nm 绿光作为光塞推开位于磁场零点的

原子从而避免原子损失。本节主要介绍四极磁阱的装载以及选取 532nm 光塞对实验的优化。

3.4.1 磁阱装载

在原子冷却和俘获过程中，实验中通常需要线圈来构造一个四极磁阱^[37]，要求线圈所占体积小可以获得大的通光方向^[38]，线圈的电感小可以实现迅速关断，可以水冷易于散热保持磁场稳定性。实验上我们采用的磁场线圈是由外包绝缘玻璃丝的空心方铜线绕制而成的，铜线中间空心部分通水冷却控温，接触横截面积大、电阻较小，可以实现较大的磁场。同时由于中空部分有效地降低了电流的趋肤效应。方铜线横截面参数为 6.7mm × 4.6mm，通水孔参数为 4.5mm × 3mm。磁阱装载过程分为两步，首先快速打开一定磁场梯度的磁阱，用于俘获原子（磁阱快速上升时间），然后再缓慢增加磁场梯度绝热压缩原子团来增加原子的密度（磁阱压缩时间），这样这样可以同时保证俘获原子的数目和密度^[39]。最后通过原子吸收在 CCD 成像，对两种放置四极线圈的 ^{87}Rb 原子在水平和垂直(重力方向)两个方向进行分别测量。

图 3.9 是 3D MOT 中对 ^{87}Rb 原子团进行操控的时序图。如图所示，通过光学黏团冷却后打开泵浦光将 ^{87}Rb 原子制备到低场趋近态 $|2, 2\rangle$ 态。 Δt_1 为磁阱上升时间，对应的过程为磁阱快速装载过程，磁场线圈电压上升到 V_1 ； Δt_2 为磁阱压缩时间，对应的过程为磁阱压缩过程，磁场线圈的电压从 V_1 增加到 V_2 。经过优化后的磁阱再俘获效率约为 $\eta_2=87\%$ 。

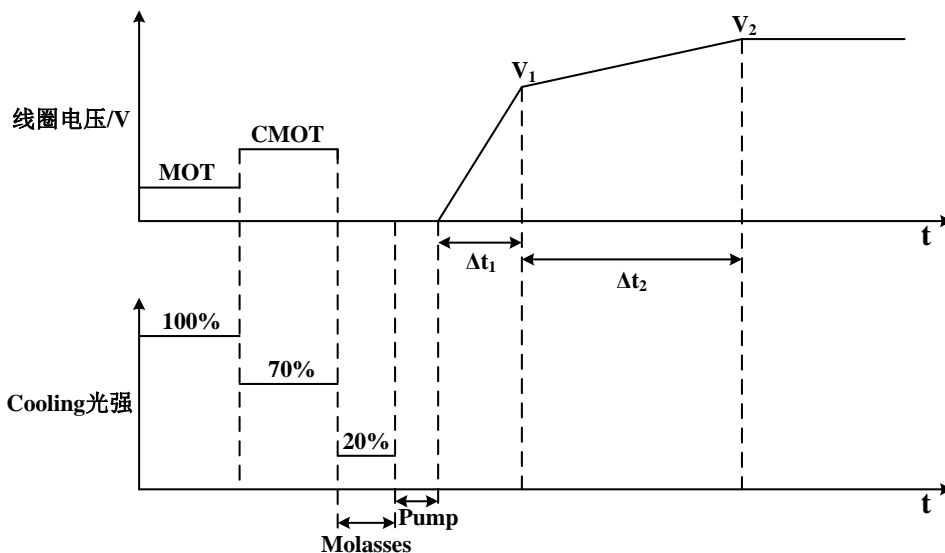


图 3.9 3D MOT 中对 ^{87}Rb 原子操作的时序图

值得一提的是，我们实验室在磁阱装载时尝试将四极线圈竖直放置并观察到了

^{87}Rb 原子团有趣的振荡现象，这一部分内容将在第四章详细介绍。

3.4.2 532nm 绿光光塞

由于四极磁阱中心磁场为零，原子的塞曼子能级简并，马约拉纳自旋翻转会造成原子数的损失，所以不同实验室会采用不同方法消除零点。

实验室对比了使用QUIC阱和532nm光塞磁阱消除四极阱磁场零点的方案如图3.9所示，可以直观看出，随着Ioffe线圈电流的增大，磁场零点被逐渐消除，但是磁阱的极小值点也会发生移动，为了避免磁阱极小值点移动对原子的加热效应，实验上需要缓慢绝热的增加Ioffe线圈的电流。而对于用532nm绿光堵塞磁场零点的方案，亦可从图上直观看出，加上绿光后，磁场的零点被消除。对比这两种方法对应的蒸发冷却的过程，蓝线表示光塞磁阱，红线表示QUIC阱，可以看出532nm光塞磁阱能较快地完场蒸发冷却。

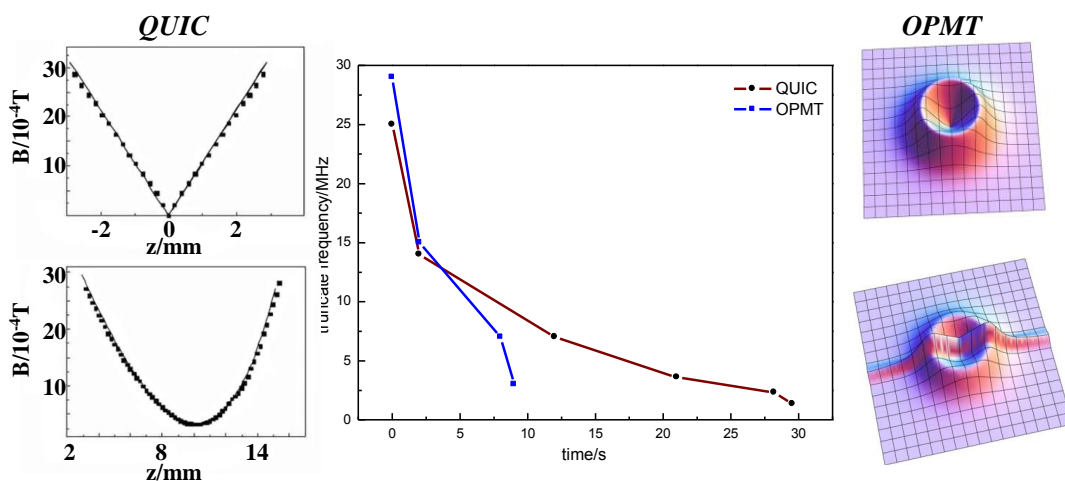


图 3.10 QUIC 阱和 532nm 光塞磁阱消除磁场零点方案的对比

图3.10中，左图对应QUIC阱的方案，右图对应532nm光塞磁阱的方案，中间为两种方案中截止频率与时间的关系，可以看出光塞磁阱中的截止频率在较短的时间可以降下来，也就是说光塞磁阱比QUIC阱能更快更有效地降低原子温度。

实验室采用的是宇光公司生产的18W的532nm绿光激光器，调试时在24.4A时出光，在48A时功率达到18.4W，对应的LBO温度为142.6 $^{\circ}\text{C}$ ，设置阈值电流47A，工作电流48A，手动步长选择1A以下的档，关机时电流快速将为零，LBO降温需要20分钟。

图 3.11 为实验中光塞磁阱对应的光路图。绿光经过透镜聚焦后打在原子团上，由于 532nm 激光相对于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子是远失谐的光束，所以很难直接看到 532nm 激光对原子团的影响。实验上先采用一束与铷原子近共振的探测光（probe 光）扫描

原子团的位置，然后将 532nm 激光与 probe 光重合，从而打在原子团上。由于实验中用到的 532nm 绿光功率很高，为避免其进入 CCD 对成像造成影响，在光路中使用定制的高倍率反射镜（对 532nm 高反，对 780nm 高透），多次反射 532nm 激光排除对成像的干扰。

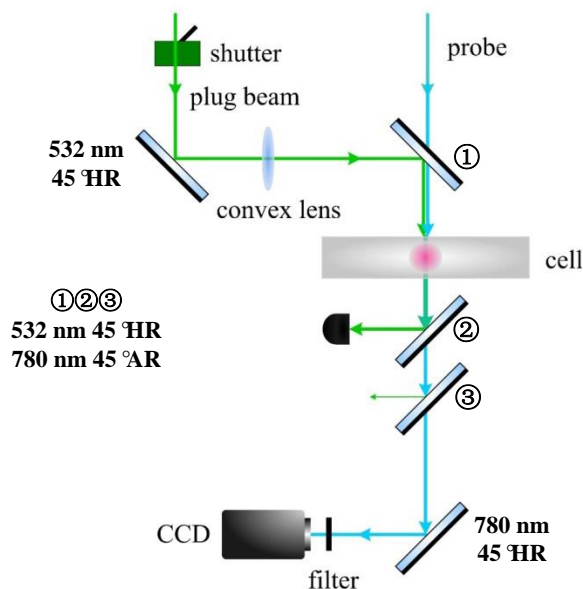


图 3.11 为实验中光塞磁阱对应的光路图

分别在竖直和水平方向使用 CCD 成像系统观察原子团，发现 532nm 激光确实将原子从磁场零点排斥开，如图 3.12 所示。

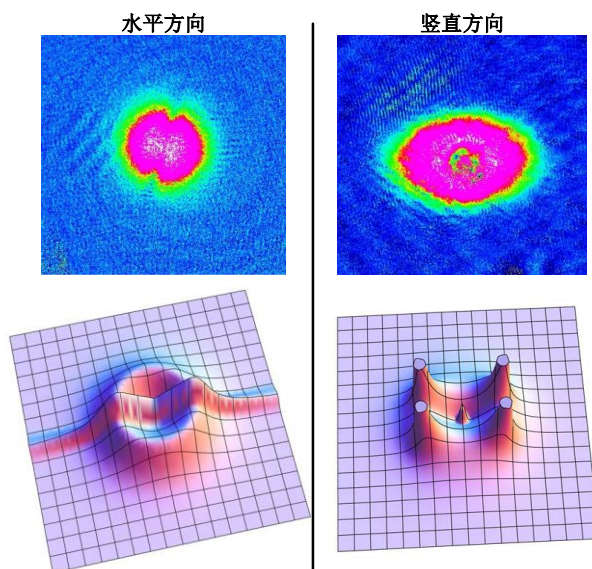


图 3.12 532nm 光塞将原子从磁场零点排斥开

图 3.13 分别为绿光对磁阱中 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子寿命的影响，可以看出，绿光对 ^{87}Rb 原子的寿命基本没有影响，但是会造成 ^{40}K 原子寿命在一定程度上的降低。

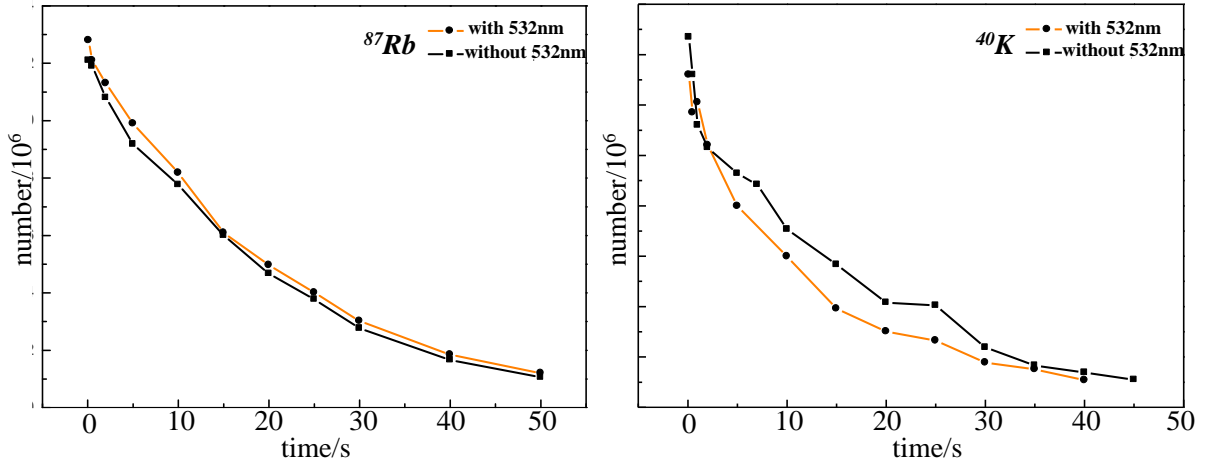


图 3.13 绿光对磁阱中 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子寿命的影响

图 3.14 为蒸发冷却的过程，随着截止频率的降低原子团的温度和数目在逐渐减小，图中蓝线和黑线分别对应加 532nm 绿光和不加时的情况，可见这两种情况对原子团的温度基本没有影响，但是对原子团的数目和光学密度有较大影响。

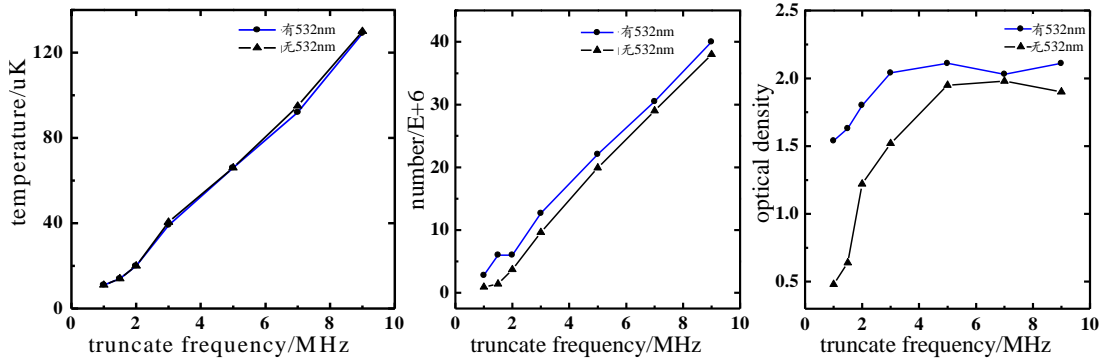


图 3.14 蒸发冷却过程中原子团温度、数目、密度与截止频率的关系

随着蒸发冷却温度的不断降低，绿光的影响会越来越明显，如图 3.15 所示，箭头所指方向为蒸发冷却温度降低的方向，可以看出冷却温度越低，加 532nm 光塞后得到的原子比不加时的增加越显著。

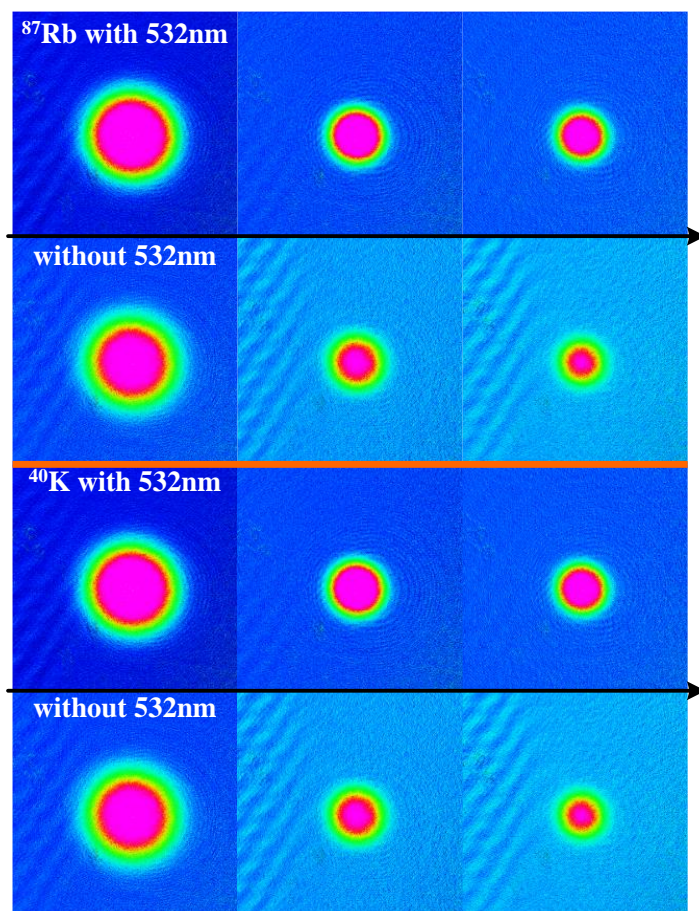


图 3.15 绿光的影响随蒸发冷却温度的降低越来越明显

3.5 光学偶极阱

在光塞磁阱中得到原子数和相空间密度都较大的铷原子和钾原子后，将原子团转移到交叉远红失谐光学偶极阱中（两束光与原子分别红失谐，频率基本相同略有差异），在 CCD 中成像如图 3.16 所示。使用光学偶极阱可以对中性原子进行束缚最早是由 Askaryan 教授于 1962 年提出的^[40]，朱棣文教授于 1986 年在三维方向光阱中首次成功俘获中性原子^[41]。

光学偶极阱是原子和远失谐于原子跃迁频率的激光的电偶极相互作用产生的。中性原子在外光场电场分量的作用下会产生电偶极矩，并在外光场的驱动下以激光的本征频率震动产生光学偶极力。除了偶极力，中性原子在外光场中还会受到散射力，由于实验室选用的 1064nm 激光远失谐于铷原子和钾原子对应的波长 767nm 和 780nm，原子被激发的几率很低，所以由光子散射产生的散射力可以忽略。只考虑原子受到偶极力，外光场可以形成束缚原子的光学偶极阱，且原子受到的力指向光功率密度较大的地方，也就是说，原子将被囚禁在 1064nm 远红失谐高斯激光束的腰斑

处。由于远失谐的激光场可以俘获不同自旋态的原子，所以可以实现各种单态甚至是多种态复合的 BEC。在实验中需要注意的是，由于 1064nm 激光为不可见的红外激光且实验室用到的功率较高，所以需要佩戴护目镜，同时需要处理好杂散光的处理，注意实验平台的整洁，避免聚集可燃物从而保障实验的安全。

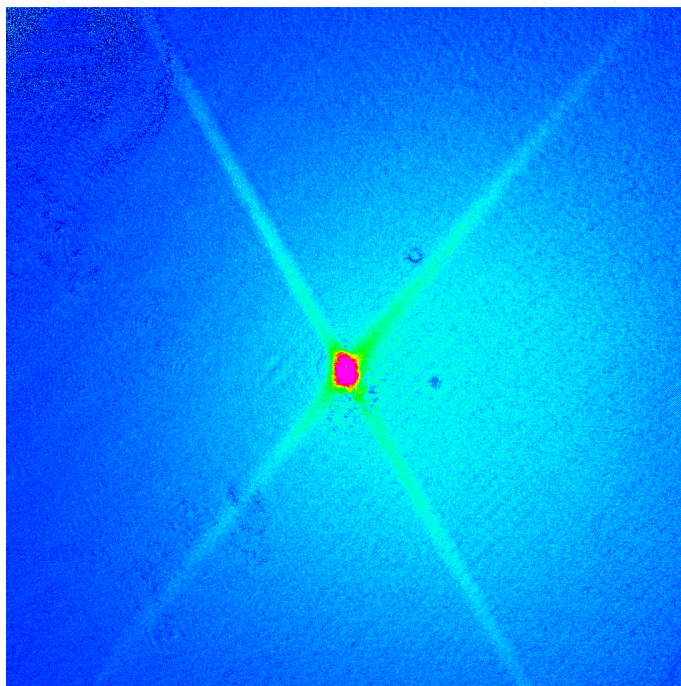


图 3.16 ^{87}Rb 在光学偶极阱中的吸收成像实验图。

通过进一步蒸发冷却，实验室成功于 2016 年 1 月 28 日首次在新 ^{87}Rb - ^{40}K 系统中实现的了 ^{87}Rb 的玻色爱因斯坦凝聚，接下来实验室将进一步改进实验系统的各项参数，逐步实现 ^{40}K 的量子简并。

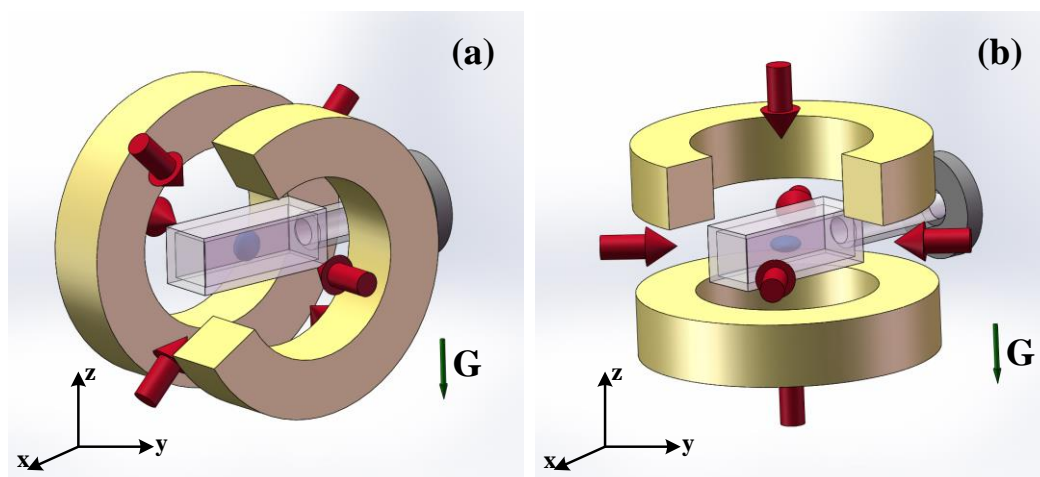
第四章 重力对 ^{87}Rb 冷原子四极磁阱装载的影响

在 3.4.1 节中曾提到，当四极线圈竖直放置时，在将做完 molasses 的原子装载到磁阱的过程中观察到了原子团有趣的振荡现象。本章会详细介绍将四极磁场线圈竖直放置和水平放置两种情形下，重力对原子偏振梯度冷却后四极磁阱重新俘获过程的影响。线圈竖直放置时，通过原子自由飞行吸收成像，在 CCD 中观测到了原子的振荡，之后绘制了四极磁阱的磁场分布并分析了震荡的成因，进而计算了 ^{87}Rb 原子 $|2, 2\rangle$ 态补偿重力时所需的磁场梯度 B' ，探究了磁场参数对于振荡现象的影响，并最终选择了将四极磁场线圈水平放置的方案，提高了原子偏振梯度冷却后四极磁阱的再装载效率。

4.1 磁场线圈竖直放置时原子振荡现象及再装载效率

在经过光学偏振梯度冷却原子过程并采用圆偏振光将原子泵浦到低场趋近态上后，需要重新打开四极磁阱实现原子的再装载。在重新装载过程中，由于磁场的打开需要一定时间，原子团在重力作用下会产生一定位置偏离，所以合适的磁阱设计对提高冷原子磁阱再俘获效率十分重要。

实验中将 3D 磁光阱的四极线圈放置如图 4.1 所示，其中 (a) 对应四极线圈竖直放置，(b) 对应四极线圈水平放置。



(a) 竖直放置磁场线圈；(b)水平放置磁场线圈

图 4.1 3D 磁光阱实验装置：

由图 3.8 对 ^{87}Rb 原子团进行操控的时序图可知，在 molasses 后没有加压缩磁场，此时 ^{87}Rb 原子团在空间中近似为球形如图 4.2(a)所示。在压缩磁阱过程中，改变磁阱压缩时间 Δt_2 ，并沿 y 轴方向观察原子团的行为如图 4.2 所示。其中图 4.2(b)、(c)、

(d)均为加压缩磁场时观察到的原子团，对应的磁阱压缩时间分别为 60 ms、80 ms、90 ms，且磁阱初始电压均为 $V_1=6\text{ V}$ ，对应的电流为 $I=6.67\text{ A}$ ，磁场梯度为 $B'=5\text{ G/cm}$ ，磁阱上升时间均为 $\Delta t_1=10\text{ ms}$ ，磁阱终止电压均为 $V_2=9\text{ V}$ 。

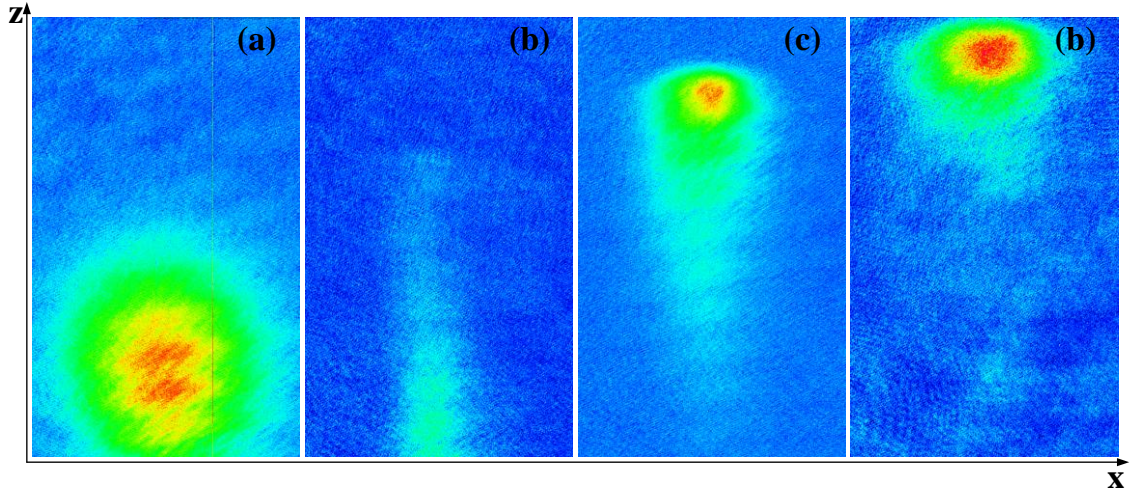


图 4.2 磁阱压缩时间对 ^{87}Rb 原子的影响

可以直观看出，原子团先是下落一段距离，随着压缩时间增大，原子团开始逐渐上升并形成振荡。在垂直方向（沿 z 轴负方向即重力方向）观察原子团时，原子团的形状如图 4.3 所示。图 4.3 对应的压缩时间为 $\Delta t_2=80\text{ ms}$ ，由于 ^{87}Rb 原子团在磁场线圈轴向方向（ y 轴方向）被压缩的程度较强，在垂直方向观察时，原子团呈现扁的椭圆形，中心位置并没有发生明显变化，并且在这个方向未观察到明显振荡现象。

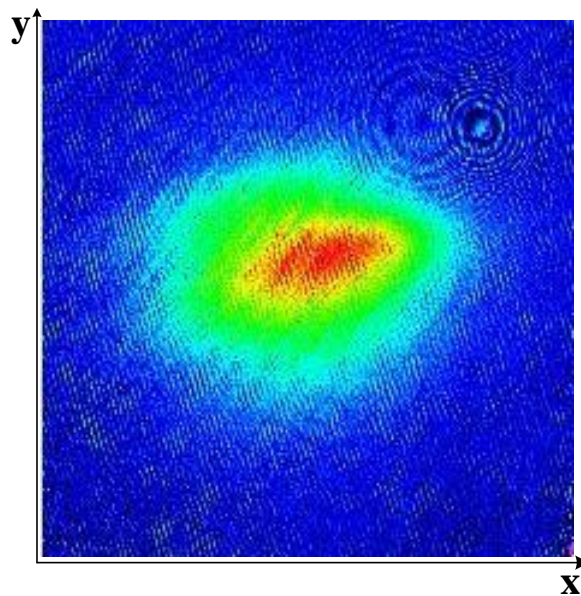


图 4.3 ^{87}Rb 原子俯视图

综上，当四极磁阱轴向与重力方向垂直，将原子团装载到磁阱的过程中，在重力

方向观察原子，原子水平方向没有明显振荡现象。在水平方向观察原子，原子团先下落后向上振荡的现象。由于存在振荡现象，损耗较大， ^{87}Rb 原子再装载效率约为 $\eta_1=20\%$ 。

4.2 磁场线圈水平放置时的再装载效率

当四极线圈水平放置即磁阱轴向与重力方向一致时，在将原子团装载到磁阱的过程中，各个方向均未观察到原子团在重力方向有明显的振荡现象如图 4.4 所示，其中图 4.4(a)为水平面(x-y 平面)的圆形原子团，图 4.4(b)为垂直面(x-z 平面)的椭圆形原子团且在重力(z 轴)方向压缩较大，此时原子再装载效率约为 $\eta_2=87\%$ 。

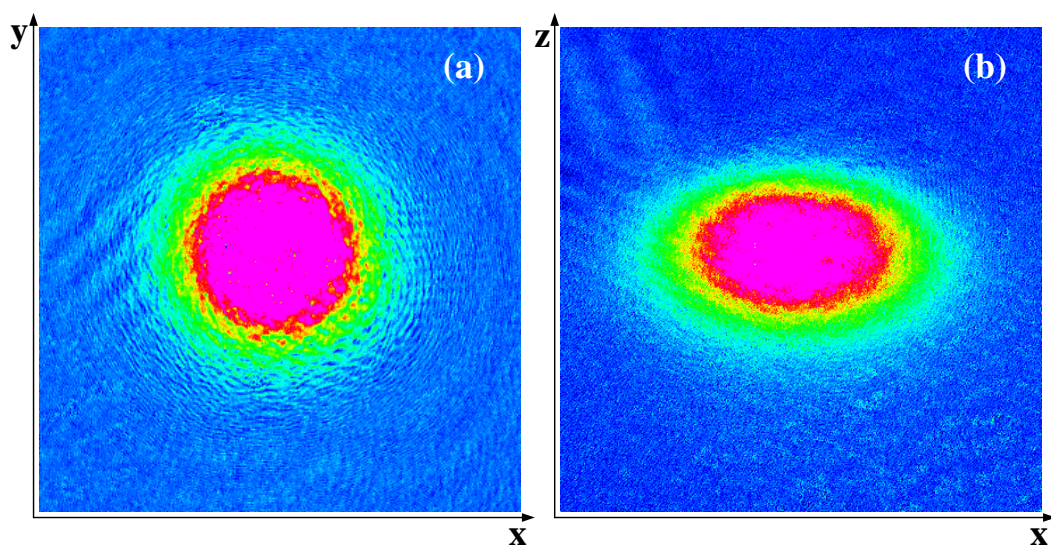


图 4.4 磁场线圈水平放置时各个方向均未观察到明显振荡现象

4.3 理论计算

4.3.1 磁场的分布

为了研究图 4.1(a)中四极磁场线圈竖直放置时 ^{87}Rb 原子团振荡产生的原因，首先分析四极磁场的空间分布。

选取坐标空间如图 4.5 所示，将两个大小相等半径为 R 的线圈正对且互相平行，以双线圈圆心连线方向为 y 轴，两圆心连线中垂面为 $x-z$ 平面，即 y 轴对应线圈的轴向， x 轴和 z 轴对应线圈的径向。圆心到 $x-z$ 平面的距离记为 D ，圆形线圈中通以方向相反、大小相等的电流 I ，根据单线圈空间磁场分布，可以分别写出两个线圈的磁场^[42]。

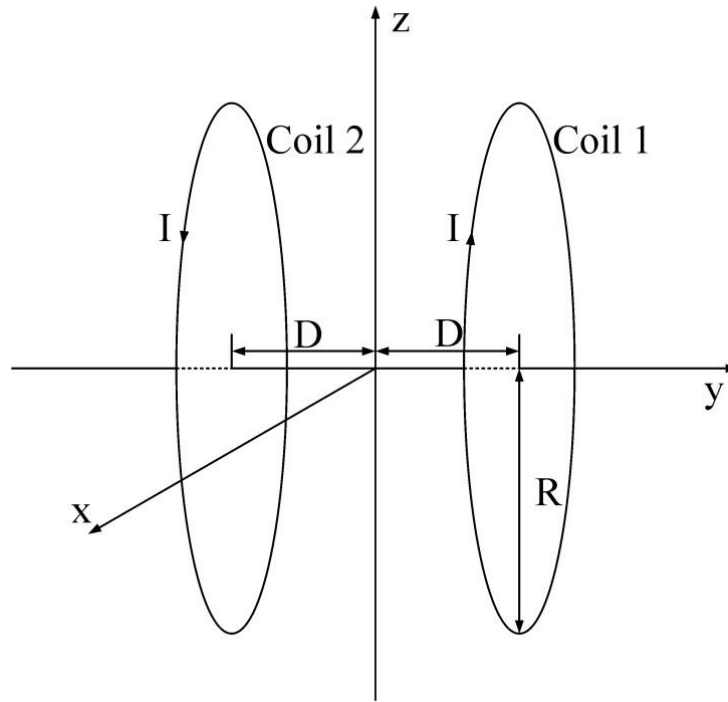


图 4.5 反向亥姆霍兹线圈磁场坐标轴

对于线圈一，有：

$$B_{y_1} = -\frac{\mu I}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{(R + \rho)^2 + (y - D)^2}} \left[K(a) + \frac{R^2 - \rho^2 - (y - D)^2}{(R - \rho)^2 + (y - D)^2} E(a) \right] \quad (4.1)$$

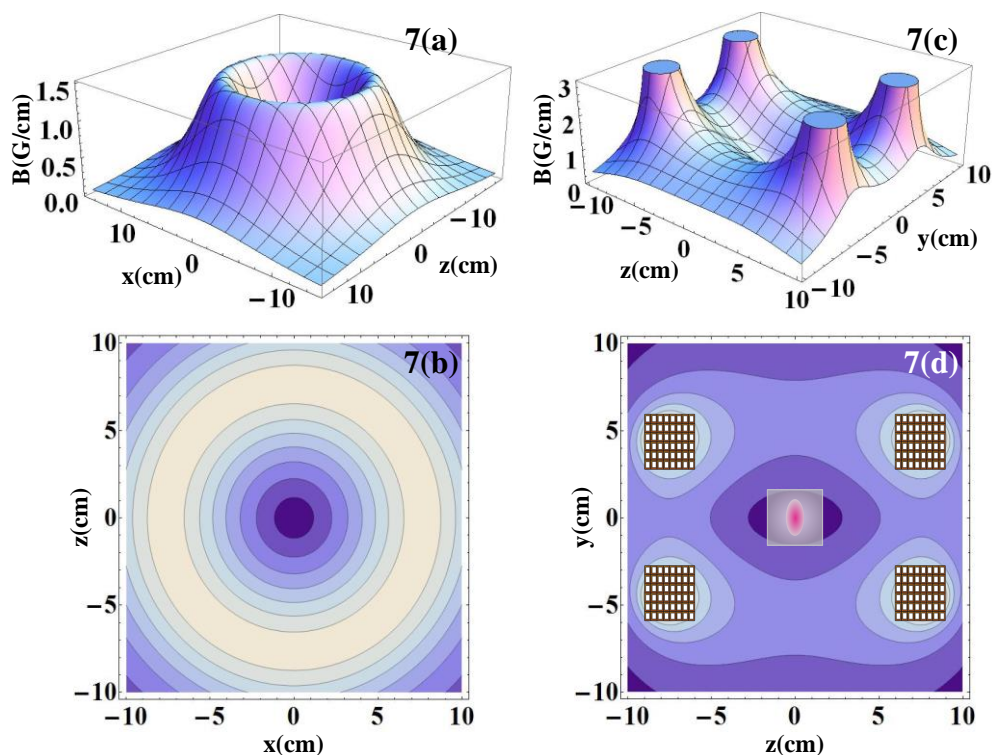
$$B_{\rho_1} = -\frac{\mu I}{2\pi} \cdot \frac{1}{\rho} \frac{y - D}{\sqrt{(R + \rho)^2 + (y - D)^2}} \left[-K(a) + \frac{R^2 + \rho^2 + (y - D)^2}{(R - \rho)^2 + (y - D)^2} E(a) \right] \quad (4.2)$$

其中 $K(a)$ 为第一类完全椭圆积分， $E(a)$ 为第二类椭圆积分， $\rho = \sqrt{x^2 + z^2}$ ，

$$a = \frac{4R \cdot \rho}{(R + \rho)^2 + (y - D)^2}。$$

对于线圈二，将 (4.1)、(4.2) 式中的 I 换成 $-I$ ， D 换成 $-D$ 即可得出 B_{y_2} 与 B_{ρ_2} 。

由 Mathematica 软件编程绘图得到双线圈在通以反向电流时的磁场分布如图 4.6 所示。



(a) x-z 平面磁场分布 3D 图；(b) x-z 平面磁场等高图；(c) y-z 平面磁场分布 3D 图；(d) y-z 平面磁场等高图

图 4.6 反向亥姆霍兹线圈磁场分布图:

其中, 图 4.6(a)和(b)分别是 x-z 平面磁场分布 3D 图和对应的等高图, 图 4.6(c)和(d)为 y-z 平面磁场分布 3D 图和对应的等高图, 玻璃 cell、原子团以及四极磁场线圈位置如图 4.6(d)所示。从图 4.6(a)、(b)可以看出, 四极磁场在 x-z 平面(即线圈径向)具有各向同性, 而线圈轴向磁场梯度为径向梯度的两倍^[43]。

由于实验中磁阱快速上升需要一定的时间, 在此期间原子团会在重力作用下下落, 所以原子团中心将与四极阱的中心不重合, 同时由于原子团被俘获在磁阱中时带有一定初始速度, 因此, 原子团在重力方向上将产生振荡。磁场线圈水平放置时, 重力方向的磁场梯度是竖直放置时的两倍, 因此在重力方向达到相同磁场梯度所需的电流比竖直放置磁场线圈时要小, 对应达到所需磁场梯度的时间要短, 所以水平放置线圈与竖直放置相比, 它在重力方向上产生较小的振荡。同时考虑磁阱快速上升过程是一个非绝热装载过程, 磁场梯度过大会导致原子加热。将四极线圈水平放置时, x-y 水平面的磁场梯度是对应的重力方向的一半, 因此磁阱快速上升过程中原子在 x-y 方向上加热较小; 而竖直放置线圈时, y 方向的梯度是重力方向的两倍, 它会导致在 y 方向上有较大的加热, 不利于磁阱的再装载及原子的冷却。

4.3.2 考虑重力磁场等势能面的偏移

本节探究在四极线圈水平放置时，考虑重力对等势能面的影响。

在图 4.1(b) 中，线圈水平放置且考虑重力对原子的作用时，四极阱中原子的有效势可改写为：

$$U(r) = \mu B' \sqrt{\frac{x^2}{4} + \frac{y^2}{4} + z^2} + mGz \quad (4.3)$$

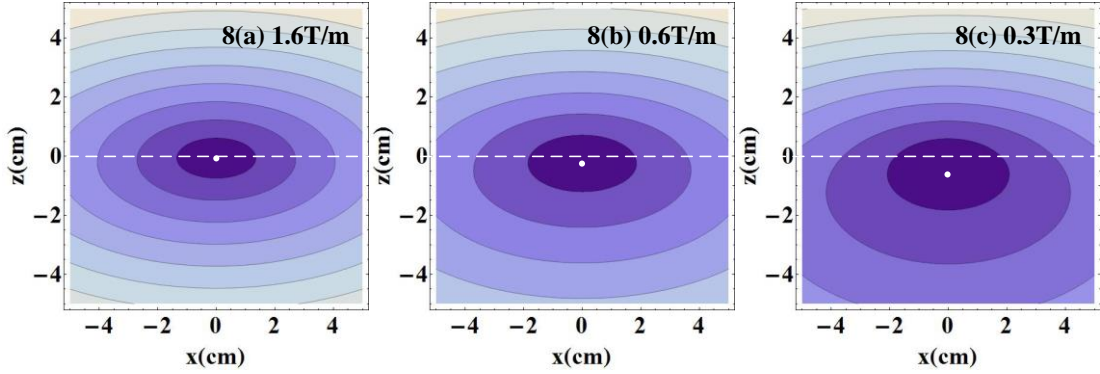


图 4.7 四极阱内考虑原子重力时不同磁场梯度下磁场等势能面的偏移 ($y=0$)

图 4.7 为四极阱考虑重力时的等势能面，其中图 4.7(a)、(b)、(c)对应的磁场梯度分别为 $B'=1.6\text{T/m}$ 、 $B'=0.6\text{T/m}$ 、 $B'=0.3\text{T/m}$ ，图中白点对应每种情况下的磁阱中心位置。可以看出，考虑重力后磁阱中心以下部分的等势能面间距变大，原子团受的合力较小；在中心以上部分的等势能面间距变小，受的合力变大，磁阱在重力方向呈现非对称。实验中选取的磁场梯度必须大于抵消重力的磁场梯度，但并不是越大越好，因为在快速打开磁阱时，由于磁场梯度过大，非绝热过程会引起原子剧烈振荡，导致加热损失原子。所以，需要在实验中选择合适的磁场梯度，优化磁阱装载效率。

4.3.3 抵消重力所需磁场梯度

本节主要从理论上介绍抵消原子重力所需要的磁场梯度并给出实验中的最佳值。

经过 molasses 之后得到的 ^{87}Rb 原子团可能会处于不同的态(如 $F = 1$ 的基态)，为避免原子在磁阱装载过程时损失，需要对原子进行自旋极化，实验中我们选择了 ^{87}Rb 原子磁阱束缚较强的低场趋近态，即 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态，计算此时平衡重力影响所需的磁场梯度 $B'^{[44]}$ 。

由 $\mu B' = mG$ 可得：

$$B' = \frac{mG}{\mu} \quad (4.4)$$

其中 m 为 ^{87}Rb 原子的质量^[45], G 为重力加速度, 已知:

$$\mu = g_F m_F \mu_B \quad (4.5)$$

其中, μ 为原子磁矩, μ_B 为波尔磁矩^[46], m_F 为原子总自旋投影。 g_F 为加上核自旋的 g 因子,

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} + g_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (4.6)$$

其中, g_J 为总角动量的 g 因子, g_I 为核自旋的 g 因子,

$$g_J = g_L \frac{J(J+1) - S(S+1) + L(L+1)}{2J(J+1)} + g_s \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (4.7)$$

对于 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态有 $F=2$, $m_F=2$, $L=0$, $J=\frac{1}{2}$, $S=\frac{1}{2}$, $I=\frac{3}{2}$ 。

将(4.5)、(4.6)、(4.7)式以及以上各参数带入(4.4)式得平衡重力所需的磁场梯度为:
 $B'=15.2217\text{G/cm}$

在实验中, 由于要形成磁阱对原子进行束缚, 所以磁场梯度仅平衡掉重力是不够的, 结合理论计算 4.3.2 不同磁场梯度对等势能面偏移的影响, 实验室目前采用的快速加载磁场梯度为 $B'=20.8\text{G/cm}$, 绝热加载磁场梯度为 $B=52.5\text{G/cm}$ 。

本章介绍了重力对 ^{87}Rb 原子进行偏振梯度冷却和重新磁场俘获的影响。实验研究了磁场线圈竖直放置与水平不同放置时 ^{87}Rb 原子的行为, 分析了四极磁阱磁场的空间分布, 观测到重力导致 ^{87}Rb 原子在四极磁阱中的振荡现象。实验上通过选择了水平放置磁场线圈的方法, 提高了原子的四极磁阱再装载效率。

总结与展望

本文主要介绍了玻色爱因斯坦凝聚和量子简并费米气体的基本概念和实验中为使原子达到超低温所用到的冷却机制。同时,介绍了新 ^{87}Rb - ^{40}K 实验平台主要组成部分的相关内容,包括真空系统的抽真空过程,产生冷却光与抽运光的光路,改进后的 2D-3D 两级磁光阱,以及 532nm 绿光光塞对磁阱中原子蒸发冷却的影响等内容。重点探究了重力对磁光阱中 ^{87}Rb 原子进行偏振梯度冷却后重新磁阱俘获的影响,通过原子自由飞行吸收成像,观测到了竖直放置磁场线圈时 ^{87}Rb 原子在重力方向的振荡。通过理论计算线圈轴向和径向磁场分布,得出重力导致 ^{87}Rb 原子产生振荡的结论,从而选择了水平放置磁场线圈的方法,提高了原子冷却后磁阱的再俘获效率。

目前,我们实验室基本完成了新的超冷原子系统的搭建,在 532nm 绿光光塞磁阱中可得到原子数和相空间密度都较大的 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子,将原子转移到交叉远红失谐光学偶极阱中进行进一步蒸发冷却后,得到了 ^{87}Rb 原子的玻色爱因斯坦凝聚。接下来实验室将进一步改进实验系统的各项参数,逐步实现 ^{40}K 原子的量子简并。

在实现 ^{40}K 原子的量子简并之后,新 ^{87}Rb - ^{40}K 实验平台可以利用自旋轨道耦合作用产生 s 波 Feshbach 分子并研究其相关性质,可以探究费米气体中三维的自旋轨道耦合,也可以用于探究量子霍尔态、磁单极子等拓扑态以及拓扑绝缘体的制备、新奇量子相(FFLO 等)、超流等相关前沿课题。

参考文献

- [1] Bose S N. Plancks gesetz und lichtquantenhypothese[J]. *Z. phys*, 1924, 26(3): 178-181.
- [2] Einstein A. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases[M]. Akademie der Wissenschaften, in Kommission bei W. de Gruyter, 1924.
- [3] 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(5221): 198-201.
- [4] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, Druten N J van, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. *Physical review letters*, 1995, 75(22): 3969-3973.
- [5] DeMarco B, Jin D S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas[J]. *Science*, 1999, 285(5434): 1703-1706.
- [6] Truscott A G, Strecker K E, McAlexander W I, Partridge G, Hulet R G. Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms[J]. *Science*, 2001, 291(5513): 2570-2572.
- [7] Schreck F, Khaykovich L, Corwin K L, Ferrari G, Bourdel T, Cubizolles J, Salomon C. Quasipure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi sea[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(8): 080403.
- [8] Bloch I, Dalibard J, Zwerger W. Many-body physics with ultracold gases[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2008, 80(3): 885-964.
- [9] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E. Feshbach resonances in ultracold gases[J]. *Rev Mod Phys*, 2010, 82: 1225-1286.
- [10] Galitski V, Spielman I B. Spin-orbit coupling in quantum gases[J]. *Nature*, 2013, 494:49-54.
- [11] Ray M W, Ruokokoski E, Kandel S, Mättönen M, Hall D S. Observation of Dirac Monopoles in a Synthetic Magnetic Field[J]. *Nature*, 2014, 505:657-660.
- [12] Lin Y J, Compton R L, Jimenez-Garcia K, Porto J V, Spielman I B. Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms[J]. *Nature*, 2009, 462(7273): 628-632.
- [13] Lin Y J, Jimenez-Garcia K, Spielman I B. Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates[J]. *Nature*, 2011, 471(7336): 83-86.

- [14] Pengjun Wang, Zengqiang Yu, Zhengkun Fu, Jiao Miao, Lianghai Huang, Shijie Chai, Hui Zhai, Jing Zhang. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases[J]. Phys. Rev. Lett., 2012, 109(9): 095301.
- [15] Zhengkun Fu, Lianghai Huang, Zengming Meng, Pengjun Wang, Long Zhang, Shizhong Zhang, Hui Zhai, Peng Zhang, Jing Zhang. Production of Feshbach molecules induced by Spin-Orbit Coupling in Fermi gases[J]. Nature physics, 2014, 10(2): 110-115.
- [16] Lianghai Huang, Zengming Meng, Pengjun Wang, Peng Peng, Shaoliang Zhang, Liangchao Chen, Donghao Li, Qi Zhou, Jing Zhang. Experimental realization of a two-dimensional synthetic spin-orbit coupling in ultracold Fermi gases[J]. Nature Physics, 2016, DOI: 10.1038/NPHYS3672.
- [17] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E, Cable A, Ashkin A. Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure[J]. Phys Rev Lett, 1985, 55:48-51.
- [18] Sesko D, Fan C G, Wieman C E. Production of a cold atomic vapor using diode-laser cooling[J]. J Opt Soc Am B, 1988, 5:1225-1227.
- [19] Paul D L, Richard N W, Christoph I W, William D P, Phillip L G, Harold J M. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit[J]. Phys Rev Lett, 1988, 61:169-172.
- [20] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B. Optical dipole traps for neutral atoms[J]. Adv At Mol Opt Phys, 2000, 42 :95-170.
- [21] Raab E L, Prentiss M, Alex C, Chu S, Pritchard D E. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure[J]. Phys Rev Lett, 1987, 59:2631-2634.
- [22] Monroe C, Swann W, Robinson H, Wieman C. Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell[J]. Phys Rev Lett, 1990, 65:1571-1574.
- [23] 柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 黄良辉, 张靖. 玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计[J]. 量子光学学报, 2012, 18(2):171-177.
- [24] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, Ketterle W. Evaporative Cooling of Sodium Atoms[J]. Phys Rev Lett, 1995, 75:5202-5205.
- [25] DeMarco B, Jin D S. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas[J]. Science, 1999, 285:1703-1706.

- [26] 杨展如.量子统计物理学.北京, 高等教育出版社, 2007, 41-151.
- [27] Ketterle W, Van Druten N J. EVAPORATIVE COOLING OF TRAPPED ATOMS[J]. Advances in atomic, molecular, and optical physics, 1996, 37: 181-236.
- [28] Hess H F. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen[J]. Physical Review B, 1986, 34(5): 3476-3479.
- [29] Metcalf H J, van der Straten P. Laser cooling and trapping of atoms[J]. JOSA B, 2003, 20(5): 887-908.
- [30] Metcalf H J, Straten P. Laser cooling and trapping of neutral atoms[M]. Wiley - VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007.
- [31] 卫栋, $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体磁光阱的实验研究, 博士论文, 山西大学, 2007.
- [32] 陈海霞, $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体量子简并的实现, 博士论文, 山西大学, 2009.
- [33] Fuchs J. Aufbau und Charakterisierung einer 2D und 3D magneto-optischen Fallenkombination für ^{87}Rb [D]. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2004.
- [34] Catani J, Maioli P, De Sarlo L, Minardi F, Inguscio M. Intense slow beams of bosonic potassium isotopes[J]. Physical Review A, 2006, 73(3): 033415.
- [35] Schoser J, Batär A, Löw R, Schweikhard V, Grabowski A, Ovchinnikov Yu B, Pfau T. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. Physics Review A, 2002, 66, 023410.
- [36] Thomas Uehlinger. A 2D Magneto-Optical Trap as a High-Flux Source of Cold Potassium Atoms. ETH, 2008.
- [37] Migdall A L, Prodan J V, Phillips W D, Bergeman T H, Metcalf H J. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms[J]. Phys Rev Lett, 1985, 54:2596-2599.
- [38] 王鹏军, 陈海霞, 熊德智, 于旭东, 高峰, 张靖.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(8):4840-4845.
- [39] Wolfgang P, Michael H A, Jason R E, Eric A C. Behavior of Atoms in a Compressed Magneto-optical Trap[J]. J Opt Soc Am B, 1994, 11:1332-1335.
- [40] Askaryan G A. Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms[J]. Soviet Physics JETP-USSR, 1962, 15(6): 1088-1090.

- [41] Chu S, Bjorkholm J E, Ashkin A, Cable A. Experimental observation of optically trapped atoms[J]. Physical Review Letters, 1986, 57(3): 314-317.
- [42] Bergeman T, Erez G, Metcalf H J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms[J]. Phy Rev A, 1987, 35:1535-1546.
- [43] Mark G R, Michael F B, Manfred F, Lothar W F, Greg O S. Experiments with Bose Einstein Condensation in an Optical Box[P], 2005, 165-169.
- [44] Dezhi Xiong, Pengjun Wang, Zhengkun Fu, Jing Zhang. Transport of Bose-Einstein Condensate in QUIC Trap and Separation of Trapping Spin States[J], Opt Express, 2010,**18**: 1649-1656.
- [45] Michael P B, James V P, Simon R, James K T, David E P, Penning Trap Measurements of the Masses of ^{133}Cs , $^{87,85}\text{Rb}$, and ^{23}Na with Uncertainties ≤ 0.2 ppb[J], Phys Rev Lett, 1999, **83**, 4510-4513.
- [46] Daniel A S, Rubidium 87 D Line Data[OL], 2010, 15-23, <http://steck.us/alkalidata>.

硕士研究生期间取得的研究成果

- [1] 王亚琼, 陈良超, 王鹏军, 张靖, 重力对 ^{87}Rb 冷原子四极磁阱装载的影响, 量子光学学报, 2016, 22 (1), 50-57.

致 谢

岁月如梭，光阴荏苒，转眼间三年的研究生学习生活已是九局下半，写到论文的致谢才突然有了这一段历程即将结束的实感，加上我自身学习经历的原因，心中百感交集。从山大附小、山大附中、山西大学物理电子工程学院到现在的光电研究所，我的人生和这里有太多回忆，即使仅仅是研究生期间也有太多需要感谢的人。

首先衷心感谢我的导师张靖教授。从最初的慕名而来到之后千余天在张老师悉心指导下的工作学习，接触越多也就越加敬佩。张老师认真严谨的科研态度、勤勉忘我的工作精神、全面渊博的学术知识、熟练精准的实验技能以及对前沿课题敏锐的洞察力都给我留下了深刻的印象。从论文的想法到实验，再到撰写、修改、定稿，都离不开张老师的指导和帮助，非常感谢在自己的研究生学习阶段能得到张老师的指引，感恩这一段历程的收获与成长。

同样要感谢光电研究所为我们创设的优越的学习工作条件。不论是浓厚的科研氛围、良好的学习环境、顶尖的实验条件还是前沿的实验思想都为工作中获得有价值的结果创造了条件。为此要特别感谢德高望重的彭堃堃院士和谢常德教授，是他们的无私奉献为我们提供了茁壮成长的沃土。每每看到他们依然不断在实验室工作，随时阅读学习最前沿的成果，都使我深受触动，这样的言传身教让我领会了他们对科学的不懈追求，他们不断攀登奉献的精神使我受益终身。也要感谢光电所提供的学术报告交流机会，使我们在了解其他实验室最新成果和进展的同时，增进了相关领域的学术交流。

感谢玻色-费米混合气体实验室的每一位成员。特别感谢陈良超师兄在我刚进实验室对仪器操作及注意事项一无所知时的耐心讲解，以及之后不厌其烦地对我的文章提出修改意见，耐心指出论文可以补充的内容，对事认真负责、对人亲切友善，谢谢师兄教会我许多东西。同时，感谢靳元彬师弟在编程方面的交流讨论，感谢文凯师弟在我生病时的关照。还要感谢王鹏军老师和于旭东老师的指导；感谢黄良辉、孟增明、李卫、彭鹏师兄详细解答我提出的问题；感谢一起度过本科、研究生阶段的樊浩同学的互帮互助，感谢师弟师妹李东豪、任珂娜、师振莲、杨广玉、李子亮共同营造的良好的学习环境；也要感谢已经毕业的付正坤师兄和王芳师姐对我的照顾。

感谢光电研究所办公室、物理电子工程学院、机加工车间以及电子车间的各位老师三年来的帮助，是他们为我们实验的顺利进行提供了后勤保障。

感谢我的男朋友何健三年来对我无微不至的照顾，感谢你的倾听和鼓励让我在生活和工作中充满信心。

最后，我要感谢最需要感谢的人，我亲爱的父亲和母亲。感谢你们教会我做人做事，潜移默化中使能我积极乐观地看待身边的人和事；感谢你们一直以来对我的悉心呵护，使我可以没有任何顾虑做我想做的事；感谢你们理解并支持我做出的每一个决定，无论何时都站在我身后，成为我前进的动力和坚实的依靠。

毕业，是一段历程的结束也是新的历程的开始，谢谢所有给予我关怀和帮助的人，带着这份感激我会更加坚定而扎实的去追寻我想要的人生。

王亚琼

二〇一六年初夏于光电研究所

个人简况及联系方式

◆个人概况

姓名：王亚琼 性别：女
出生年月：1990.04 政治面貌：中共党员
民族：汉 婚姻状况：未婚
籍贯：山西省大同县
联系电话：15110338400
电子邮箱：wangyaqiong90@163.com

◆教育经历

2013.9 – 2016.7	山西大学光电研究所 量子光学与光量子器件国家重点实验室	硕士
2009.9 – 2013.7	山西大学物理电子工程学院	本科
2006.9 – 2009.6	山西大学附属中学	高中

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：

20 年 月 日

学位论文使用授权声明

本人完全了解山西大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关机关或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅，可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：

导师签名：

20 年 月 日