



山西大學
Shanxi University

2023 届 博 士 学 位 论 文

超冷 ^{40}K 气体与空间相关的 p 波 Feshbach
共振和里德堡 EIT 谱的实验研究

作者姓名	边国旗
指导教师	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 光电研究所
学习年限	2019 年 9 月—2023 年 12 月

二〇二三年十二月

山西大学
2023 届博士学位论文

超冷 ^{40}K 气体与空间相关的 p 波 Feshbach 共振和里德堡 EIT 谱的实验研究

作者姓名	边国旗
指导教师	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 光电研究所
学习年限	2019 年 9 月—2023 年 12 月

二〇二三年十二月

Thesis for Doctor's degree, Shanxi University, 2023

Experimental realization of P-Wave Feshbach Resonance in
Relation to Space and Rydberg EIT Spectra in Ultracold ^{40}K
Gas

Student Name	Guoqi Bian
Supervisor	Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Specialty	Ultracold atomic physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2019.09-2023.12

December, 2023

摘要

基于超冷原子的量子调控和量子模拟是当前量子科学与量子技术研究的国际前沿和热点领域。超冷原子实验平台因其高度可调控性，在发现新物态和新奇量子现象方面表现出独特的优越性。与此同时，超冷原子在量子精密测量、量子信息处理、量子计算、高精度原子光钟等领域也表现出潜在的应用前景。作为一个量子多体系统，超冷原子间的相互作用在系统动力学性质方面扮演了重要角色。如何有效地调控超冷原子间的相互作用是一个重要的关键科学问题。本文基于 Feshbach 共振技术和里德堡激发技术，开展超冷原子相互作用的实验调控研究。其中 Feshbach 共振技术是一种利用磁场和光场控制原子间相互作用强度的方法，它在冷原子物理和量子信息处理等领域有着广泛的应用前景。通过精确调节磁场和光场的参数，可以实现原子间相互作用的精确控制，从而达到操控原子系统的目的。另外，基于里德堡原子的研究平台也具有很大的应用前景。例如，利用里德堡原子的长寿命和强相互作用可以实现更稳定、更高效的量子存储和量子计算。同时，里德堡原子还可以用于量子传感和量子成像等领域，提升现有技术的性能和精度。

本论文主要以超冷费米气体为研究对象，对制备玻色费米混合气体的系统进行了升级改造。首先，将真空系统中的第一级三维磁光阱 (Magneto Optical Trap, MOT) 替换为二维磁光阱，增加了第一级磁光阱中光束的利用率，提高了系统的装载速率。其次，将装载阶段的亮磁光阱 (Bright MOT) 改为了暗磁光阱 (Dark MOT)，减少了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 两种原子在二级磁光阱中由于非弹性碰撞而导致的损耗。最后，将蒸发冷却时 Ioffe 与四极阱的组合替换为具有排斥力的绿光光塞与四极阱的组合，避免了原子样品在 QUIC 阱 (Ioffe 与四极阱的组合) 与磁阱转移过程中由于磁场变化而引起的位置抖动，为实现快速稳定地制备超冷原子打下了坚实的基础。

在 ^{40}K 超冷费米气体中基于 p 波 Feshbach 共振实验研究了光学操控的空间依赖相互作用。首先，我们通过使用频率接近幻零波长 (Tune-out) 的特殊光场，将基态分子态驱动到激发的分子态，由于 AC-Stark 效应使得 Feshbach 共振点的位置发生平移；其次，固定该光场的频率，通过扫描磁场获得平移后的 p 波 Feshbach 共振原子损耗谱；最后，固定光场强度为 60 mW，取 $m=0$ 的 p 波 Feshbach 共振位置附近的不同磁场，由于光缔合激光的腰斑比原子云的腰斑更大，因此通过调整光缔合激光束与

原子云之间的相对位移，可以从吸收图像中发现激光高斯轮廓的梯度能够产生依赖于空间的相互作用。

随着超冷玻色原子里德堡激发在实验上的成功实现，如何在超冷费米原子系统中实现里德堡激发面临一系列挑战。为了实现超冷费米原子气体的里德堡激发，实验上首先我们采用超稳腔锁定了用于 ^{40}K 里德堡原子两步激发的 457 nm 蓝光和 ^{40}K 原子的共振光频率；其次，通过扫描探测光，研究了超冷费米 ^{40}K 原子的双光子过程；最后，将探测光分别锁定到超稳腔和饱和吸收光谱上时，研究了 ^{40}K 原子 37s 里德堡态对于两种探测光的不同电磁诱导透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) 谱线，同时运用超稳腔锁定的探测光测量了 35d 以及 52s 的里德堡 EIT 谱线，揭示了其透明峰的特性和对耦合强度等参数的依赖关系，该工作为研究超冷费米原子气体的里德堡激发性质奠定了实验基础。

关键词：超冷原子；Feshbach 共振；里德堡原子；电磁诱导透明

ABSTRACT

Ultracold atomic quantum control and quantum simulation are the international frontier and hot fields in quantum science and technology. Because of its high controllability, the ultracold atomic experimental platform has shown unique advantages in discovering new states and novel quantum phenomena. At the same time, ultracold atoms also show potential application prospects in quantum precision measurement, quantum information processing, quantum computing, high-precision atomic light clock and other fields. As a quantum many-body system, the inter-atomic interaction plays an important role in the dynamical properties of the system. How to effectively control the inter-atomic interaction is an important key scientific problem. In this thesis, we discuss how to experimentally control the interactions between the ultracold atoms based on the Feshbach resonance technique and Rydberg excitation technique. Feshbach resonance technology, a method to control the interaction strength between atoms using magnetic and optical fields, has found widespread applications in cold atomic physics and quantum information processing. By precisely adjusting the parameters of magnetic and optical fields, Feshbach resonance enables accurate control of atomic interactions, facilitating manipulation of atomic systems for various purposes. Furthermore, research platforms based on Rydberg atoms hold great potential. For instance, leveraging the long lifetime and strong interactions of Rydberg atoms can lead to more stable and efficient quantum storage and quantum computing. Additionally, Rydberg atoms can be employed in quantum sensing and quantum imaging, enhancing the performance and precision of existing technologies.

This paper primarily focuses on ultracold Fermi gases, and upgrades have been made to the system for preparing a Bose-Fermi mixture. Firstly, the first-stage three-dimensional Magneto Optical Trap (MOT) in the vacuum system was replaced with a two-dimensional MOT, increasing the utilization of the optical beams in the first-stage MOT and enhancing the system's loading rate. Secondly, the loading phase's Bright MOT was replaced with a Dark MOT, reducing the loss caused by non-elastic collisions of ^{87}Rb and ^{40}K atoms in the second-stage MOT. Lastly, the combination of Ioffe and quadrupole traps during

evaporative cooling was replaced with a combination of repulsive green light plug and quadrupole trap. This substitution avoids position fluctuations in the atomic sample during the transfer from the QUIC trap (combination of Ioffe and quadrupole traps) to the magnetic trap, caused by changes in the magnetic field. This change lays a solid foundation for achieving the rapid and stable preparation of ultracold atoms.

In this experiment, spatially dependent interactions based on p-wave Feshbach resonance were investigated in a ^{40}K ultracold Fermi gas using optical manipulation. Firstly, by employing a special light field with a frequency close to the magic-zero wavelength (Tune-out), we drove the ground-state molecular state to the excited molecular state. The AC-Stark effect resulted in a shift in the position of the Feshbach resonance point. Secondly, with the frequency of this light field fixed, we obtained the shifted p-wave Feshbach resonance atomic loss spectrum by scanning the magnetic field. Finally, with the light field intensity fixed at 60 mW and various magnetic fields near the p-wave Feshbach resonance position with $m=0$, the larger waist of the optical binding laser compared to the atomic cloud allowed the adjustment of the relative displacement between the optical binding laser beam and the atomic cloud. This adjustment revealed that the gradient of the laser Gaussian profile in the absorption image can induce spatially dependent interactions.

With the successful implementation of ultracold Bose atomic Rydberg excitation in experiments, achieving Rydberg excitation in ultracold Fermi atomic systems faces a series of challenges. To achieve Rydberg excitation in ultracold Fermi atomic gases, we first employed an ultra-stable cavity to lock the 457 nm blue light used for the two-step excitation of ^{40}K Rydberg atoms and the resonant light frequency for ^{40}K atoms. Secondly, by scanning the probe light, we investigated the two-photon process of ultracold Fermi ^{40}K atoms. Finally, by separately locking the probe light to the ultra-stable cavity and the saturated absorption spectrum, we studied the Electromagnetically Induced Transparency (EIT) spectra of ^{40}K atoms in the 37s Rydberg state with respect to the two different detection lights. Simultaneously, using the probe light locked by the ultra-stable cavity, we measured the EIT spectra of 35d and 52s Rydberg states, revealing the characteristics of their transparency peaks and their dependence on coupling strength and other parameters.

This work establishes an experimental foundation for studying the Rydberg excitation properties of ultracold Fermi atomic gases.

Key words: Ultracold atom; Feshbach resonance; Rydberg atoms; Electromagnetically Induced Transparency

目 录

摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 超冷原子气体的发展	2
1.1.1 超冷原子气体的发展史	2
1.1.2 超冷原子气体的新进展	5
1.2 超冷原子的调控	7
1.2.1 原子的操控-Feshbach 共振	7
1.2.2 里德堡原子及其测量	13
1.3 论文结构	19
参考文献	21
第二章 超冷玻色费米混合气体的实现	30
2.1 超冷原子冷却概述	30
2.2 原子冷却原理	30
2.2.1 多普勒冷却 (Doppler Cooling)	30
2.2.2 亚多普勒冷却(Sub-Doppler Cooling)	32
2.2.3 亚光子反冲冷却(Sub-Recoil Cooling)	34
2.2.4 磁光阱 (MOT) 技术原理	35
2.3 超冷原子系统的升级与优化	36
2.3.1 改进真空系统	36
2.3.2 Rb 原子的回收	38
2.3.3 MOT 光路的优化	40
2.3.4 磁阱蒸发过程的优化	42
2.3.5 简并费米气体的制备	48
2.4 小结	50
参考文献	51

第三章 超冷费米气体通过 p 波 Feshbach 共振实现与空间相关的相互作用	53
3.1 概述	53
3.2 实验方案	54
3.3 实验过程	55
3.3.1 自旋态和 Tune-out 波长的选取.....	55
3.3.2 与空间相关的光学控制 Feshbach 共振的测量	58
3.4 小结	60
参考文献	61
第四章 超冷 ^{40}K 费米气体里德堡 EIT 谱的测量	65
4.1 概述	65
4.1.1 里德堡原子的相互作用	66
4.1.2 里德堡 EIT 效应.....	68
4.2 激光稳频-超稳腔搭建	69
4.2.1 概述.....	69
4.2.2 光学谐振腔锁定技术种类	69
4.2.3 超稳腔搭建的实验准备	71
4.2.4 超稳腔系统光路设计	72
4.3 超冷 ^{40}K 费米气体里德堡 EIT 的测量.....	74
4.3.1 实验方案与步骤.....	74
4.3.2 实验分析与测量	76
4.4 小结	80
参考文献.....	81
总结与展望	90
致 谢	94
个人简况及联系方式	96
承诺书	97
学位论文使用授权声明	98

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 The development of ultracold Bose-Fermi mixed atomic gases	2
1.1.1 The history of the development of ultracold atomic gases.....	2
1.1.2 New progress in ultracold atomic gases	5
1.2 Regulation of ultracold atoms	7
1.2.1 Manipulation of atoms - Feshbach resonance	7
1.2.2 Rydberg atoms and detection	13
1.3 Paper structure.....	19
References	21
Chapter 2 Realization of ultracold Bose-Fermi gas mixture	30
2.1 Overview of ultracold atom cooling.....	30
2.2 Atomic Cooling Principle	30
2.2.1 Doppler Cooling	30
2.2.2 Sub-Doppler Cooling	32
2.2.3 Sub-Recoil Cooling	34
2.2.4 Magneto-optical trap technology principle	35
2.3 Upgrade and Optimization of Ultracold Atomic Systems.....	36
2.3.1 Improve vacuum system.....	36
2.3.2 Recycling of Rb atoms	38
2.3.3 Optimization of MOT optical path	40
2.3.4 Optimization of magnetic trap evaporation process.....	42
2.3.5 Preparation of degenerate Fermi gases.....	48
2.4 Summary	50
References	51

Chapter 3 Ultracold Fermi gas achieves space-dependent interactions through p-wave Feshbach resonance.....	53
3.1 Overview	53
3.2 Experimental program	54
3.3 Experiment procedure	55
3.3.1 Spin state and tune-out wavelength.....	55
3.3.2 Measurement of spatially dependent optically controlled Feshbach resonances	58
3.4 Summary	60
References	61
Chapter 4 Measurement of Rydberg EIT of ultracold ⁴⁰K Fermi gas.....	65
4.1 Overview	65
4.1.1 Rydberg Atom Interaction	66
4.1.2 Rydberg EIT effect	68
4.2 Laser frequency stabilization-super stable cavity construction.....	69
4.2.1 Overview	69
4.2.2 Optical cavity locking technology types	69
4.2.3 Experimental preparation for ultrastable cavity construction	71
4.2.4 Optical path design of ultra-stable cavity system.....	72
4.3 Measurement of the Rydberg EIT of the ultracold ⁴⁰ K Fermi gas	74
4.3.1 Experimental plan and procedures	74
4.3.2 Experimental Analysis and Measurement	76
4.4 Summary	80
References	81
Summary and Outlook.....	90
Academic papers completed during Doctor's degree.....	93
Acknowledgments.....	94
Personal profile.....	96

Letter 97

Authorization statement 98

第一章 绪论

1924年，爱因斯坦在研究完印度的物理学家玻色给他写的信之后，提出了一个观点：预言了世界上的物质存在的第五种形态，即玻色爱因斯坦凝聚体称为 BEC^[1]。(Bose - Einstein condensate)宇宙中的所有的基本粒子按照某种分类，可以分为两种，即玻色子和费米子，自旋量子数为整数的粒子，遵循玻色-爱因斯坦统计规律；自旋为半奇数(1/2, 3/2...)的粒子统称为费米子，服从费米-狄拉克统计。而自然界中的大多数物质为费米子，所以对费米气体简并的研究也尤为重要。如图 1.1 所示，玻色子体系的温度接近绝对零度(即 $0\text{K}=-273.15^\circ\text{C}$)时，所有量子态上的原子都会尽可能的向低能态上聚集从而形成 BEC；当费米气体被冷却到很低的温度时，费米子会填充低能态，根据泡利不相容原理，两个费米子不能占据完全相同的量子态，因此费米子填充能级时会填充能级中最低的未被占据的态从而形成费米海，达到 DFG(Degenerate Fermi gas)。超冷原子物理就是研究将原子冷却到极低温度(接近绝对零度)的领域，以观察和探索量子效应。该领域提供了一个独特的平台，可以通过调控温度和相互作用来研究和模拟量子物理中的多种现象。通过控制超冷原子中玻色子和费米子的行为，研究人员可以深入探讨量子物质的性质，从而推动我们对基础物理学的理解。

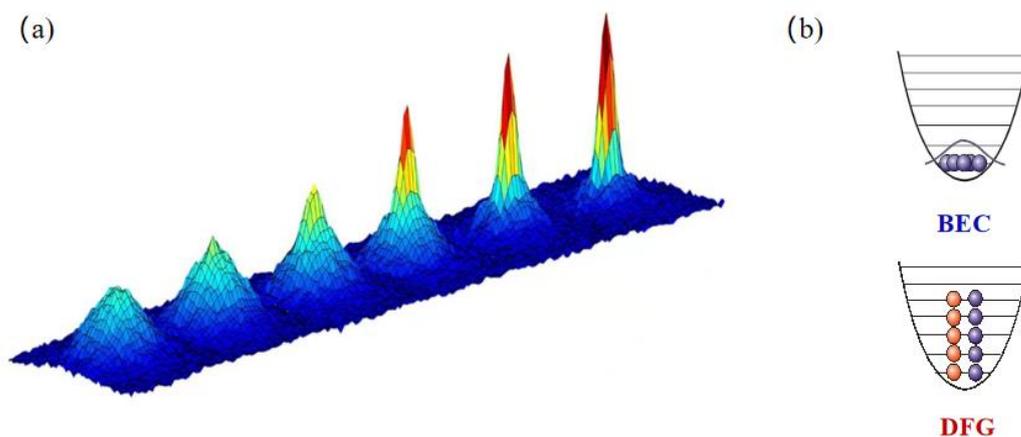


图 1.1 玻色爱因斯坦凝聚体 (BEC)。(a) 图代表原子随着温度的降低，原子团密度增大，表明原子在向最低能级聚集。(b) 图代表 BEC 符合玻色-爱因斯坦统计规律，DFG 服从费米-狄拉克统计。文献来源^[2]

1.1 超冷原子气体的发展

在超冷原子领域，近年来取得了令人瞩目的发展。通过激光冷却和蒸发冷却等技术，成功将原子冷却到极低温度，实现了玻色爱因斯坦凝聚和费米简并。这为超冷原子的精确操控奠定了基础，包括光光调控和磁光调控。同时，引入了量子霍尔效应和量子多体物理学的研究，使得超冷原子系统在量子模拟方面发挥了关键作用。量子模拟的崛起定义了一个新的研究方向，通过超冷原子模拟复杂的量子系统，涵盖了高能物理、凝聚态物理等多个领域。同时，超冷原子平台也为量子模拟提供着强大的技术支持，一大批超冷原子量子领域的成果脱颖而出。使得冷原子在原子光钟^[3]、多体物理^[4]、量子信息处理^[5]、量子模拟^[6]以及精密测量等研究具有重要意义，所以实验上超冷原子的获得就变得至关重要。

1.1.1 超冷原子气体的发展史

物体的温度实质上与原子的运动速度紧密相关，所以对物质的冷却，尤其是超冷原子的获取，本质上就是降低原子的速度，如何才能降低原子的速度，就要提到激光的冷却与俘获的发展。随着激光原理的完善以及激光在十九世纪 60 年代问世以来，原子的冷却与俘获获得了极大的发展。H. Schawlow^[2]与 W. Dehmelt^[7]二人在 1975 年，分别对原子的俘获提出了“激光冷却”的方案，1985 年，美国加州斯坦福大学的朱棣文教授（Stephen Chu）团队取得了突破性进展，他们利用激光技术对碱金属原子 ^{23}Na 进行俘获，使得原子冷却到 $240\mu\text{K}$ ^[8]的多普勒冷却极限，此时原子表现出“光学黏团”状态。随后，美国国家标准技术研究院(NIST) W.D.Philips 威廉·菲利普斯领导的研究组获得了低于多普勒冷却极限的原子温度，最低温度可以达到 $20\mu\text{K}$ ^[9]左右。两个研究组的实验过程相似，不同点在于 W.D.Philips 威廉·菲利普斯研究组用到了偏振梯度冷却机制。同年，由法国高等师范学院的克洛德科恩—塔诺季（Claude Cohen Tannoudji）领导的研究组实现了 $2\mu\text{K}$ ^[10]的超低温原子团。该团队采用了一独特的方法，通过激光实现对不同速度运动的原子的选择性泵浦，以最大程度地冷却原子。利用光的多普勒效应，团队调整激光的频率与原子的运动速度相匹配，使得只有与激光频率相共振的特定速度的原子被激发。这种选择性泵浦导致原子发生能级跃迁，经历光压冷却过程，最终降低原子的速度和温度。通过这一创新性的方案，团队能够有效提高冷却效率，使更多原子进入玻色爱因斯坦凝聚和费米简并状态，为超冷原子领域的研究提供了重要的实验手段。这种激光选择性泵浦的方法在超冷原子的

高效冷却中展现出广泛的应用。为了表彰他们为超冷原子领域的开拓性进展所做的贡献，1997年的诺贝尔物理学奖授予了 S. Chu、W. Phillips、C. Cohen-Tannoudji 三人。

蒸发冷却的概念最早由朱棣文 (Stephen Chu) 等人于 1985 年提出，原子通过蒸发冷却可获得极低的原子云温度与较高的原子云密度。1995 年，Wolfgang Ketterle 等人在 ^{23}Na 的原子样品中实现了 BEC，同年埃里克·康奈尔 (Eric A. Cornell) 以及卡尔·威曼 (Carl E. Wieman) 在科罗拉多大学的实验室中合作进行了实验，使用铷的两种同位素 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 成功地将铷 (Rubidium) 原子冷却到了 BEC 状态。这两个实验的亮点在于，它们分别在不同的原子种类上 (铷和钠) 实现了玻色-爱因斯坦凝聚，展示了冷原子物理学的可行性。为了表彰三人在碱金属原子稀薄气体制备玻色-爱因斯坦凝聚体以及早期基础特性研究的成就，共同获颁 2001 年诺贝尔物理学奖。自此之后对于超冷原子气体的研究越发热门。

在温度低于 $1\mu\text{K}$ 的超低温状态下，玻色子与费米子服从不同的统计规律，对于费米子来说，由于泡利不相容原理的限制，当温度降低到一定程度时，费米子无法发生 s 波碰撞，这就导致费米子的样品的温度无法再次降低而实现较高的费米简度。为了克服该困难，科学家们提出了两种方案：第一种是由于同种原子相同的态不能发生 s 波碰撞，所以可以选用不同的自旋态来进行碰撞冷却；另外一种是直接选取不同的原子来相互碰撞冷却从而对原子进行冷却。基于以上的方案，在 1999 年，D. S. Jin 小组对第一种方案进行了实验验证，如图 1.2 所示，他们运用费米子 ^{40}K 的 $|9/2, 9/2\rangle$ 和 $|9/2, 7/2\rangle$ 两个精细态在 I-P 磁阱 (Ioffe-Pritchard - type magnetic trap) 中实现了费米子的量子简并 $T/T_F=0.5$ ^[11]；

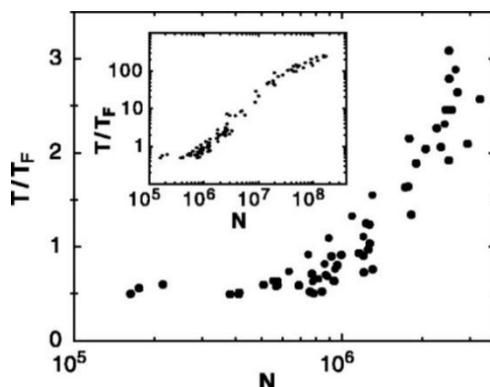


图 1.2 蒸发过程原子数与简并度关系图。主图显示了低温区域，蒸发的大部分过程非常高效。然而，在 T/T_F 约为 0.5 时，冷却过程受到限制，在这里观察到费米-狄拉克统计的效应在气体的动量分布中变得显著。文献来源^[11]

在 2001 年, Salomon 小组和 Hulet 小组先后对第二种方案进行了验证, 如图 1.3 所示, 他们在磁阱中将 ^7Li (玻色子) 和 ^6Li (费米子) 进行协同冷却, 从而使得费米子和玻色子都达到量子简并状态^[12, 13]。

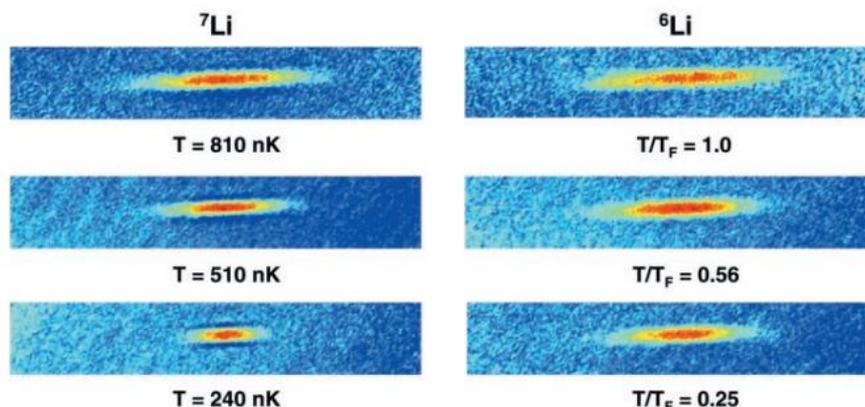


图 1.3 ^7Li 和 ^6Li 原子云在磁阱中的吸收成像。在 T/T_F 为 1.0 时, 两个原子云的尺寸相近, 但随着原子进一步冷却到 T/T_F 为 0.56, 玻色气体收缩, 而费米气体的大小仅发生微弱变化。在 T/T_F 为 0.25 时, 两种原子云尺寸之间的差异很大。文献来源^[12]

Wolfgang Ketterle 团队在实现玻色-爱因斯坦凝聚的过程中, 通过对磁光阱中存在的碰撞损耗问题的观察和分析, 成功提出发展了暗磁光阱技术。通过调整阻挡中心再泵浦激光束的强度, 该技术使得原子能够在暗超精细基态中大量聚集, 有效提高了原子的俘获密度。如图 1.4 所示, 通过该技术 W. Ketterle 小组于 1993 年在磁光阱中俘获了 10^{10} 个钠原子, 原子密度可以达到 10^{12} cm^{-3} 。

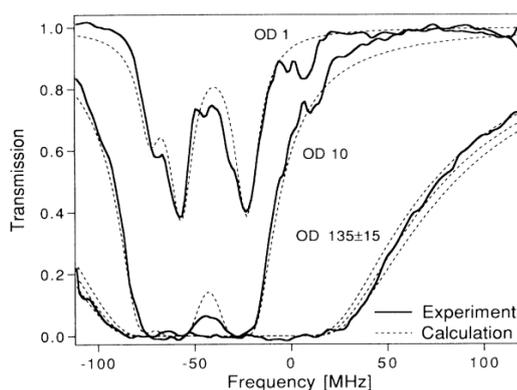


图 1.4 暗磁光阱中囚禁尺寸为 4mm Na 原子的吸收成像图, 文献来源^[14]

随着激光技术不断地发展, 超冷原子平台的高度可控性和低温特性为研究者提供了独特的实验环境, 使其能够深入研究量子行为和凝聚态物理学现象。超冷原子系统的相干性使其成为研究这些前沿领域的理想选择, 从而引发了对其基础物理性

质的广泛研究，使得超冷原子进入了发展的快车道，涌现了一大批学者科学家对不同种类原子的超冷原子性质的研究，并且包括许多价电子为 1, 2 的元素，比如说惰性气体 ^4He ^[15]；碱金属 ^7Li ^[16], ^{23}Na ^[17], ^{41}K ^[18], ^{85}Rb ^[19], ^{87}Rb ^[20], ^{133}Cs ^[21]；碱土金属 ^{40}Ca ^[22], ^{84}Sr ^[23], ^{86}Sr ^[24], ^{88}Sr ^[25]；过渡金属 ^{52}Cr ^[26]；镧系金属 ^{174}Yb ^[27], ^{170}Yb ^[28], ^{176}Yb ^[29] 等，这些元素的研究对于社会的进步具有极其重要的意义。

1.1.2 超冷原子气体的新进展

经过近三十年的蓬勃发展，超冷原子系统已经成为人们开展量子物理研究的重要平台。利用该平台，人们深入研究了玻色—爱因斯坦凝聚（BEC）、Bardeen-Cooper-Schrieffer（BCS）超流^[82]、BCS-BEC 渡越^[83]、拓扑相^[84]和拓扑相变^[85]等丰富的物理现象，极大地深化了人们对超导^[86]、超流^[87]、量子磁性^[87]、拓扑相变^[85]等物理现象的认识。基于超冷原子平台，人们可以开展新奇量子物理研究，深化人们对弯曲空间及其对称性应用的认识。同时光学晶格的应用使得量子相和相变的研究成为可能，例如超流体到 Mott 绝缘体的转变^[30]；使用 Floquet 理论方法的量子工程^[87]；用于单个原子和自旋测量的显微成像^[31]等等。利用电子激发亚稳态氦原子实现玻色-爱因斯坦凝聚（BEC）标志着一个重要的里程碑。这不仅为三维单原子检测灵敏度和实验量子光学^[31]提供了新的方法，同时在实验上成功建立了无需晶格的流体超冷原子系统，成为适合进行精确量子模拟^[33]的平台。

原子间相互作用的研究在超冷原子领域取得了显著进展，通过量子模拟，研究者成功模拟了 Hubbard 模型^[89]等量子物理现象，揭示了原子间相互作用在凝聚态物理学中的关键作用。特别是，通过磁场调控原子碰撞中发生的 Feshbach 共振^[35]等技术手段，可以有效地操纵原子间的相互作用；通过里德堡原子可以研究原子间的强相互作用。这一系列进展丰富了我们对于原子间相互作用在量子系统中的作用认识，为基础物理学和量子技术领域带来了新的可能。

首先，在 Feshbach 共振技术研究方面，利用 Feshbach 共振的操控使得费米气体在碰撞过程中迅速实现^[37]热化，可以很快形成分子凝聚体^[38]。通过调节在玻色气体中的相互作用，可以涵盖从弱相互作用极限到强相互作用条件（如液氦^[39]）的范围，通过利用 Feshbach 共振，我们甚至能够实现具有特殊且普遍的“么正”状态，其中二体弹性截面达到了量子力学允许的最大值。在 Feshbach 共振技术实验研究领域，世界各地的研究小组都取得了显著成就。例如，麻省理工学院（MIT）超冷原子实验室在 Wolfgang Ketterle 的领导下专注于超冷原子物理学，致力于探索

Feshbach 共振的实验研究以及在量子气体、超流和 Bose-Einstein 凝聚等方面的创新工作^[100]；由 Deborah Jin 等人领导的科罗拉多大学博尔德分校的 JILA 量子物质实验室，以 Feshbach 共振的控制和应用为研究方向，同时专注于冷原子和分子物理学的领域^[101]；其他如因斯布鲁克大学的量子动力学 Francesca Ferlaino 研究组在 Feshbach 共振方面进行了深入的实验和理论研究，涉及超冷分子的形成、量子相变以及 Feshbach 共振在量子模拟中的应用等^[102]；山西大学光电研究所的张靖老师研究组主要从事 Feshbach 共振在冷原子系统中的调控^[103]；中国科学技术大学潘建伟研究组在冷原子和 Feshbach 共振领域进行了多方面的实验和理论研究，利用其研究量子信息处理、冷原子系统的非线性光学效应等^[104]；法国 Alain Aspect 冷原子实验室(LKB)在将 Feshbach 共振与冷原子和分子物理、凝聚态物理结合有着突出的贡献^[105]；悉尼大学 J. J. Hope 等人的量子科学实验室^[106]和德国 Immanuel Bloch 等人的马克斯·普朗克量子光学研究所 (MPQ) 等研究小组^[107]也在 Feshbach 共振的实验研究方面取得了突出的成果。这些研究对于加深我们对量子气体相互作用的理解，以及实现量子调控具有重要的意义。

其次，由于里德堡原子中的电子处于高激发态，所以大轨道半径、长寿命以及长程偶极相互作用的一系列特性使得里德堡原子系统也成为研究原子间强相互作用的热门方向。近年来在原子间相互作用方面取得的一系列研究成果，特别是基于里德堡原子开展的量子模拟^[90]、量子信息^[91]、量子计算^[92]方面的突破，研究者们通过调控里德堡原子之间的相互作用，成功实现了更为复杂的量子比特操作，为量子计算的可扩展性和稳定性提供了新的思路。这些成果不仅推动了量子计算领域的进展，也为未来量子通信和量子网络的发展奠定了基础。基于里德堡原子的研究领域，多个研究组取得了显著的进展。哈佛大学朗兰光子学中心的冷原子组 Mikhail Lukin 教授等人通过调控里德堡原子的相互作用，尤其是强相互作用，进行了量子模拟和制备奇异量子态的研究^[78]；因斯布鲁克大学 Francesca Ferlaino 教授等人量子动力学小组在量子信息和拓扑量子态方面的研究中涉及了里德堡原子的强相互作用^[108]；法国 Alain Aspect 教授的研究组致力于使用冷原子技术研究强相互作用的里德堡原子，涵盖了相互作用引起的量子相变和新奇物态的研究^[109]；杜伦大学的 Charles Adams 教授研究组在里德堡原子的强相互作用方面做出了重要贡献，包括实验上的探索和理论上的模拟^[110]；美国加州理工学院冷原子物理实验室 John M. Doyle 教授通过超冷原子技术探索里德堡原子的强相互作用，研究涉及量子态的调控和相互作用引起的动

力学^[111]。这些研究组在里德堡原子方面的研究作为深入理解里德堡原子的性质和应用提供了重要的理论依据。

综合而言，通过结合冷原子物理学和里德堡原子的研究，科学家们拓宽了对量子相变和拓扑量子态的探索研究。这为我们深入理解原子间相互作用的奇异性质提供了新的实验手段，最新的冷原子物理学研究成果为量子模拟和量子材料研究带来了新的机遇。通过深入探讨原子相互作用中的 Feshbach 共振技术和里德堡原子，研究者在基础科学领域取得了显著的进展，同时为未来量子技术的发展奠定了坚实基础。Feshbach 共振技术的精确控制原子间相互作用的能力为量子模拟提供了强大工具，增加了对原子系统行为精准模拟的可能性。另外，里德堡原子的研究具有高度的潜力，通过冷原子技术的运用，研究者们能够制备和操作这些处于高激发态的原子，为构建更加完善的量子系统拓宽了平台。这些研究进展不仅加深了对原子间相互作用的理解，也为开发相关技术提供了有力的保障，为推动量子技术的进步和构建更为复杂、高效的量子系统铺平了道路。

1.2 超冷原子的调控

1.2.1 原子的操控-Feshbach 共振

超冷原子领域主要是研究方向之一是研究原子间的相互作用，实验上控制原子间的相互作用是可以通过 Feshbach 共振技术实现的。Feshbach 共振现象是 W. Ketterle 小组于 1998 年在 Na 原子的 BEC 中观测到的。Feshbach 共振技术是实现超冷分子、超流态、量子相干控制、精密测量和频标等物理现象的重要工具。同时该技术为 BEC 的局部塌缩^[40, 41]、量子黑洞模拟^[42, 43]、Floquet 对称性保护的拓扑相^[44]和基于单原子晶体管的精密磁场传感器^[45]这些新奇的物理现象开辟了道路。

Feshbach 共振可通过光学和磁场两种方式实现，这两种调控方式为冷原子系统和凝聚态物理的实验提供了灵活的手段，使研究人员能够精确调节原子间相互作用进而探索新奇的量子现象。

由于我们组前面对于 Feshbach 共振有了很多阐述^[46-59]。这里做简单总结。有两种方法可以实现 Feshbach 共振：一是通过改变外部磁场，从而调节原子的散射长度，另外一种是利用光学手段调控实现 Feshbach 共振。光学 Feshbach 的优点在于它能够方便、快速地调节原子之间的相互作用。然而，其缺点是光学操控引入的可能会导

致原子的损耗加快。因此，结合两种方法可以实现将束缚态分子耦合到激发态的效果。这种结合方法旨在充分发挥两种手段的优势，以更灵活地操控原子间的相互作用，同时尽可能降低损耗，实现对 Feshbach 共振的精确控制。

1.2.1.1 磁场控制的 Feshbach 共振

一般来说，在极低温下的弹性散射完全可以用 s 波来描述。实际散射长度的值对范德华势 $V(r) = -C_6/r_6$ 非常敏感。在超冷原子的碰撞中，当一对碰撞原子以更高的分子势耦合到束缚态时，就会发生 Feshbach 共振。如图 1.5 所示，这里 V_0 通常被称为开放或碰撞通道。当两个入射原子各自沿着它们的相互作用势 V_0 靠近时，对于较大的核间距离，其内部具有更高的原子对能量 V_c 。例如：对于处于较高超精细状态的原子，入射原子的散射能量低于 V_c 的解离阈值。由于电势 V_0 和 V_c 的混合，两个通道之间碰撞强烈耦合，当束缚态能量与碰撞能量接近时发生 Feshbach 共振。

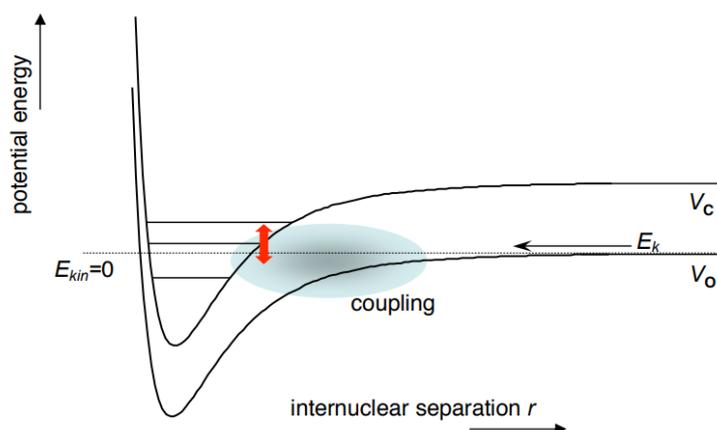


图 1.5 Feshbach 共振开通道与闭通道能级示意图。开通道的散射状态 V_0 耦合到闭通道中的束缚能级通道 V_c 。此共振可以通过改变散射和束缚态位置来调节（由红色箭头表示）。文献来源^[68]

如何耦合开通道与闭通道有很多方案，包括利用外部射频场、静电场和光场的耦合。然而，最初的是使用磁场来调节碱性原子的散射特性。磁场控制通过改变外部磁场的强度，调整原子间的相互作用强度。这种调控方式主要通过改变原子间的散射长度，进而使得开通道的散射状态 V_0 与闭通道中的束缚能级通道 V_c 耦合，形成 Feshbach 共振，如下式 1.1 相互作用势的形式可描述为：

$$V_B(r) = -\frac{C}{r} + \frac{\hbar}{2\mu} \frac{1}{a(B)} \quad (1.1)$$

通过调节外部磁场实现的 Feshbach 共振有一个关键的条件，即开通道和闭通道

具有不同的磁矩，通过外部磁场调节两者相对电势位置的方式来调节散射长度，进而实现对 Feshbach 共振的精准调节。如式 1.2 通过磁场诱导共振散射长度^[68]：

$$a = a_{\text{bg}} \left(1 - \frac{\Delta_B}{B - B_{\text{res}}} \right) \quad (1.2)$$

a_{bg} 是非共振下的背景散射长度， Δ_B 是共振的宽度， B_{res} 代表共振的磁场位置。共振宽度 Δ_B 由开通道和闭通道之间的耦合以及两者的转换作为磁场函数的势能所决定， a 代表散射长度。由 1.1 式可知散射长度的正值和负值可以是非常大，通过磁 Feshbach 共振实现：当 $a > 0$ 时对应于 BEC 区域，当 $a < 0$ 对应 BCS 区域。然而，在 Feshbach 共振的情况下，通过调整磁场，可以影响系统的相互作用强度，从而改变可能导致三体损耗的能级结构，这样的调控可能会影响三体损耗的速率。

1.2.1.2 光学控制的 Feshbach 共振

光学控制的 Feshbach 共振是通过激光场耦合散射态和分子束缚态而产生的共振效应，虽然这会导致两个原子发生光缔合并形成分子，但是光学 Feshbach 共振引起的光缔合过程发生相对较快，即在很短的时间内就能够形成光缔合分子。并且这一过程在空间上是局部的，即限定在激光场的作用范围内。这是因为光学 Feshbach 共振通常利用局部的激光场来调控原子之间的相互作用，因此相应的光缔合过程也发生在局部区域，并且适用于磁场 Feshbach 共振不适用的原子。目前，在碱金属原子中，已经成功通过光缔合跃迁证明了光学 Feshbach 共振的存在。通过光学控制，外加激光场与原子电偶极矩之间的相互作用可以被精巧地调控，从而改变原子间的相互作用，这种控制依赖于光学激励对原子电子云结构的影响，从而导致相互作用的势场发生变化，通过调整激光的频率、强度和极化方向，我们能够有针对性地调节电偶极相互作用，其中光学控制的 Feshbach 共振的电偶极相互作用，可描述为式 1.3：

$$V_{\text{光}}(\mathbf{r}) = -\frac{\alpha_1 \alpha_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{\mu}_1 \vec{\mu}_2 \quad (1.3)$$

α_1 与 α_2 是两个原子的极化率， $\vec{\mu}_1$ 和 $\vec{\mu}_2$ 分别对应两原子的电偶极矩。通过调控激光参数，在实验中能够精确操控电偶极矩，从而在相互作用势中引入可调参数，实现对 Feshbach 共振的控制。

如图 1.6 所示，散射态基态为 $|g\rangle$ ，分子束缚态为激发态 $|e\rangle$ 。由于光的存在，描述基态散射态 $|g\rangle$ 与激发束缚态 $|e\rangle$ 之间的耦合的受激宽度为 $\Gamma_{eg}(\epsilon_r, I)$ ，取决于相对动能 ϵ_r 和光强 I 。

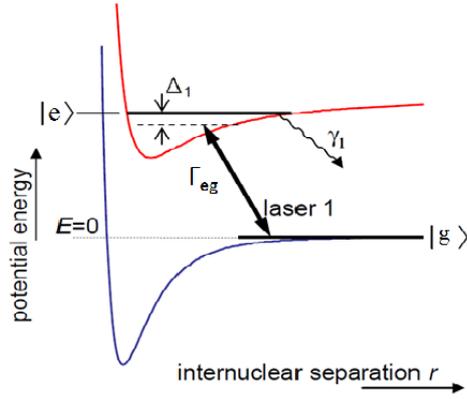


图 1.6 光学控制 Feshbach 共振能级示意图。

公式 1.4 描述散射态 $|g\rangle$ 弹性散射的 s 波长 a 的公式为^[93]

$$a(\Delta, I) = a_{bg} + \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{\Gamma_{eg}}{k_r}\right)(\Delta - E_{eg} - \Delta_e)}{(\Delta - E_{eg} - \Delta_e)^2 + \frac{\Gamma_{pe}^2}{4}} \quad (1.4)$$

这里 $\Delta = \hbar\omega - E_A$, $\Delta_e = E_e - E_A$, E_e 是孤立激发的分子结合能级的能量, E_A 是一个基态原子和一个激发态原子的能量。由光场引起共振位置改变的能量为 E_{eg} 。 Γ_{pe} 是中间态 $|p\rangle$ 与激发束缚态 $|e\rangle$ 耦合的受激宽度, k_r 是描述散射过程的一个参数。这里 $k_r = \sqrt{2\mu\epsilon_r}/\hbar$ 。 μ 是碰撞原子减少的质量。从公式中能够看出基态的散射长度与光强 $\Gamma_{eg}(\epsilon_r, I)$ 和激光频率 Δ 均有关, 所以从方程 1.4 可知, 可以通过光场控制原子的散射长度就能够实现调控 Feshbach 共振。

1.2.1.3 Feshbach 共振研究进展

在当代冷原子和分子物理学领域中基于 Feshbach 共振的研究是当前研究方向的热点之一。研究人员通过在超冷分子碰撞中观察到新型的 Feshbach 共振现象, 不仅加深了对基本物理过程的理解, 而且为探索超冷分子系统中的奇特现象提供了新的突破口。这一领域的发展不仅在理论层面上推动了冷原子物理学的前沿, 同时也为实验技术的不断创新提供了动力, 为未来在超冷分子量子调控和冷原子物质波学等方面的应用奠定了坚实基础。Feshbach 共振的研究火热程度不仅反映在学术界的涌现论文和研讨会中, 更体现在其在量子信息、冷原子技术等前沿科技领域中的广泛应用和不断涌现的新奇现象。

2021 年德国马克斯·普朗克量子光学研究所的 Pascal Weckesser 等人^[76]使用了 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子和 ^6Li 原子的组合, 并成功观察到了离子和原子之间的 Feshbach 共振现象,

共有 11 个共振，其中 4 个被确认为 s 波共振。研究通过改变原子密度，深入探讨了三体复合和在超冷原子中的离子共振冷却的特性。在理论方面，探讨了超冷温度下碰撞的磁场 Feshbach 共振的原理。如图 1.7 所示他们在阱中俘获了单个 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子，并在 ^6Li 原子云中观察到 Feshbach 共振。通过 Feshbach 共振的观察，研究者们得以调控原子-离子相互作用，为量子模拟和信息处理提供了新的实验手段，同时实验结果揭示了 Feshbach 共振的分布情况，超越了理论预测，暗示了额外的耦合项存在。发现在 Feshbach 共振附近，三体复合是离子损失的主导通道，这与两体相互作用的增强有关。

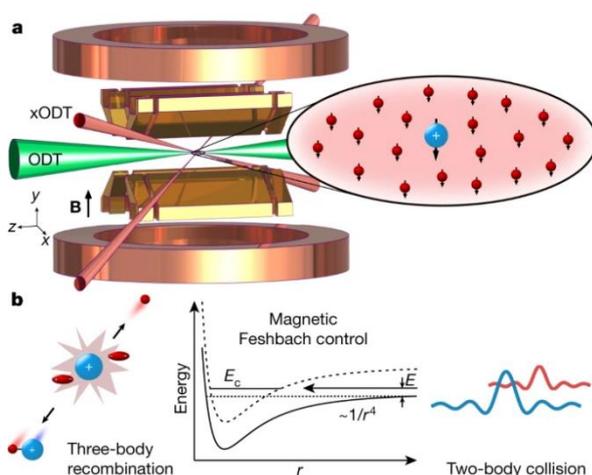


图 1.7 实验装置及其过程。a. 在势阱中存储单个 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子，通过磁场 Feshbach 共振调控原子-离子相互作用。b. 在超冷条件下，费米子 Li 原子通过泡利排斥实现自旋极化。通过调节磁场 B 和其他参数，观察到弹性两体碰撞和非弹性三体复合过程。

文献来源^[76]

2023 年 Wolfgang Ketterle 实验小组^[77]报道了在超冷分子碰撞中观察到的一种新型 Feshbach 共振现象。具体来说，研究人员在两个 NaLi 分子碰撞中发现了在特定磁场条件下显著的 Feshbach 共振。这种共振表现为碰撞失速率的大幅增加，超过了背景损失率，而共振位于两个开通道几乎变得简并的磁场位置。并且这一现象在超冷分子碰撞中呈现两个独特特征：首先，由于强烈的化学反应性，碰撞失速率的增强超过了两个数量级以上，超过了 p 波普遍值的饱和值。其次，这一共振位于一个磁场位置，两个开通道几乎简并，表明中间复合物主要衰变到第二个开通道。该成果演示了在没有反应壁垒的系统中也存在长寿命的相干中间复合物，为通过散射共振来控制超冷化学反应打开了可能性。

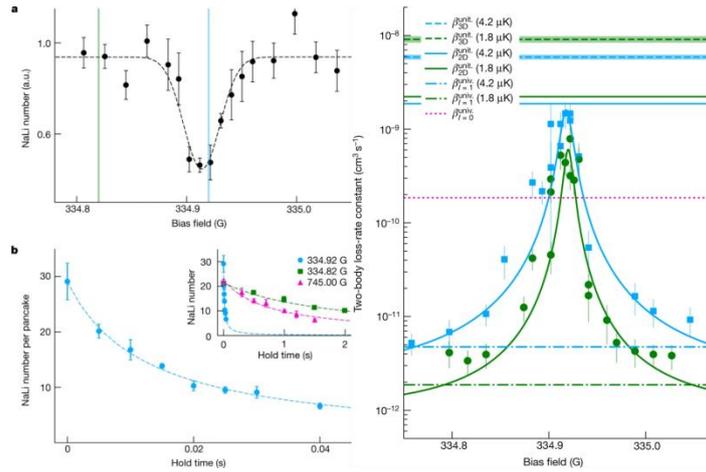


图 1.8 共振损耗谱以及两体损失速率系数。文献来源^[77]

德国汉堡大学教授 Andreas Hemmerich 的团队^[78]于 2023 年通过在光晶格中实验制备 Feshbach 分子，深入探讨了 BEC 分子配对和 BCS 超流性质之间的过渡。研究侧重于在第二个布洛赫能带中 Feshbach 分子的制备，通过一种类似于质谱法的方法，测量了结合能和能带弛豫动力学，发现强相互作用 Feshbach 分子在单位制度中具有较长的寿命。如图 1.9 所示，实验设置涉及调整光学格子的势能，使其适应不同的布洛赫带，并通过调整磁场实现 Feshbach 共振。该研究发现，Feshbach 分子在第一和第二布洛赫带中的结合能相等，这是通过调整格子的势能来实现的。该成果为理解 Feshbach 分子在光晶格中的行为提供了深入的实验观察，突显了不同动力学特征。

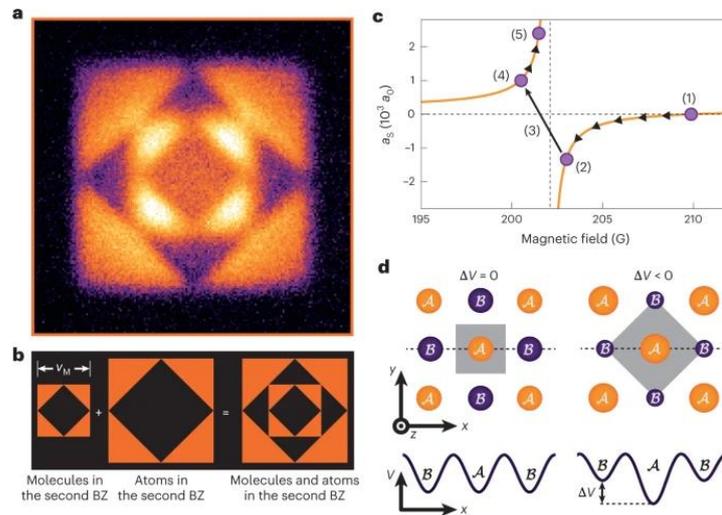


图 1.9 Feshbach 分子的制备和探测原理示意图。(a) 激发至第二布洛赫能带 ^{40}K 原子和 ^{40}K 分子二聚体混合物图像。(b) 图像是(a)第二布里渊区构成的模拟图。(c) Feshbach 共振和分子制备的步骤。(d) xy 平面上的晶格几何结构示意图， $\Delta V = 0$ (左) 和 $\Delta V < 0$ (右)。下半部分，显示了(d)中上部沿虚线的剖面。文献来源^[78]

Feshbach 共振在实验研究中发挥了重要作用，为探索量子系统的特性和实现精密的相互作用控制提供了有力工具。Feshbach 共振通过调控外部磁场，使得原子或分子的散射长度发生变化，进而调整相互作用的强度。此技术已广泛应用于冷原子物理、量子信息处理和量子模拟等领域。在冷原子物理中，Feshbach 共振被用于调控超冷原子之间的相互作用，实现玻色爱因斯坦和费米子配对等现象。在量子信息处理方面，它为实现量子比特的相互作用提供了新途径。此外，Feshbach 共振还在量子模拟中发挥着关键作用，帮助研究人员模拟具有复杂相互作用的量子系统。

1.2.2 里德堡原子及其测量

1.2.2.1 里德堡原子

里德堡原子模型是在氢原子光谱研究的基础上提出的，尽管它并没有像玻尔模型那样成为广泛接受的理论，但它对原子结构的理解有一定的贡献。利用里德堡公式 1.5 可以描述氢原子光谱中谱线的频率：

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (1.5)$$

λ 是光波的波长， R_H 是里德堡常数，而 n_1 和 n_2 是整数，分别对应电子的初始和最终能级。里德堡代表价电子的高度激发态，具有大轨道半径和相对寿命较长的特点。同时里德堡原子的偶极偶极相互作用以及偶极阻断效应等原子间相互作用的研究使得里德堡原子在量子模拟^[80,81]、量子信息^[82]以及量子探测^[83-85]等方面越发的火热。

里德堡级数最初是利用氢原子的谱线确定的，其中结合能 W 相关的公式^[95]

$$W = -\frac{Ry}{n^2} \quad (1.6)$$

其中 Ry 是常数， n 为主量子数而且是整数。1913 年的玻尔原子模型^[96]得出里德堡原子中的 Ry 为式 1.7：

$$Ry = \frac{Z^2 e^4 m_e}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2}, \quad (1.7)$$

1926 年通过玻尔模型可以导出原子性质的标度^[97]，这在后来 Schrödinger 提出的全量子力学中得到了验证。表 1.1 总结了里德堡原子的低轨道角动量里德堡态 (*low- ℓ Rydberg*) 的属性，其中，里德堡态最显著的特征是其轨道半径较大，从而产生较大的偶极矩 ($\propto n^2$)。进而增强了原子对外部场的响应，并且增强了在微

米量级上观测原子间偶极-偶极相互作用的能力。

里德堡态性质的标度	主量子数范围
结合能 W	n^{-2}
轨道半径	n^2
相邻 n 态的能量差	n^{-3}
辐射寿命	n^{-3}

表 1.1: 里德堡态性质的标度(文献来源^[95])

碱金属原子与氢原子相似，可以看作只有一个价电子以 $-1/r$ 长程库仑势围绕带正电的原子核运行。然而，原子核被封闭的电子壳层包围，使核心只有有限的尺寸。对于低轨道角动量状态 $\ell \leq 3$ 时，电子轨道是椭圆并且可以穿透闭合的电子壳层。这使价电子暴露在未屏蔽的核电荷下，导致核心电势在短距离内偏离库仑电势，并且内部电子也可能受到价电子的极化影响。与氢原子相比，这两次相互作用的结合增加了 $low - \ell Rydberg$ 态的结合能。这种结合能的差异可通过引入量子亏损 $\delta_{n\ell j}$ 来描述：

$$W = -\frac{Ry}{(n-\delta_{n\ell j})^2} \quad (1.8)$$

其中 $Ry=109736.605\text{cm}^{-1}$ 为里德堡常数， $n^* = n - \delta_{n\ell j}$ 为有效主量子数，决定碱金属里德堡态的性质。量子亏损的值取决于里德堡态原子的量子数，其中 s 态具有的量子亏损最大，量子亏损可以通过光谱测量得到，以 1.9 式表示：

$$\delta_{n\ell j} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n-\delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n-\delta_0)^4} + \dots, \quad (1.9)$$

这里的 $\delta_0, \delta_2 \dots$ 取决于 l 与 j 。T.F.Gallagher 测量了铷原子 S、P、D 以及 F 态^[98] 的量子亏损^[99]。对于轨道角动量 $\ell > 3$ ，量子亏损为零，只受库仑力的作用，并且对于给定的主量子数 n 是简并的。

里德堡原子结构类似于氢原子中高轨道激发的电子，该电子距离原子的其他部分很远，它感知到的静电力非常弱，使它的运动容易受到外部弱电磁场的影响。因此，两个相距一定距离的里德堡激发原子能够感知范德华偶极-偶极相互作用。即使相距很远，也具有很强的相互作用，相互作用的强度可以通过选择里德堡激发态及

其物理分离来实现精准调控，这一优势可以用于传递量子信息和研究许多多体自旋模型^[70,71]。里德堡原子之间相互作用在量子模拟研究中发挥了关键作用，其主要特征是“偶极阻塞”现象。这种机制使一个“控制”原子能够阻止附近其它原子流动或激发，为操纵量子门提供了一种新的方法，其基本原理是里德堡原子之间强相互作用使附近原子能级远离共振。

1.2.2.2 里德堡原子的测量

原子由基态转变为里德堡态有几种方法，一是原子通过吸收光子直接从基态跃迁为里德堡态，称为一步激发；二是首先寻找合适的中间态，从基态跃迁到中间态后，再通过中间态跃迁到里德堡态，称为两步激发。第三种就是通过寻找多个中间态多级激发最终得到里德堡态，称为多步激发。一步激发可以避免由于原子布居于中间态时，导致制备得到的里德堡原子较少，而且由于两种能态之间的跃迁矩阵元很小，所以里德堡态原子线宽较窄并且对于激光器的线宽和能量要求较高，所以实验上较多采用两步或者多步激发制备里德堡原子。

早期里德堡原子的探测是由 D. J. Bradley 小组于 1973 年实现的，该小组对钡元素利用吸收光谱进行检测，实现了对特定里德堡态的探测。而后又发展的探测技术层出不穷，这当中比较主要的是 1975 年，T. F. Gallagher 小组实现的荧光探测法^[73]和选择性电离探测法^[94]，荧光法的主要原理是由于里德堡能态处于较高激发态，在向下能级跃迁时会释放出光子而产生荧光从而进行探测，该方案只适用于主量子数较低的里德堡态。选择性电离探测则是将里德堡原子先进行电离得到里德堡离子，随后通过微通道板（MCP）对该离子态探测。该方案在电离过程中会破坏里德堡原子，使得里德堡原子不能够重复利用。

2007 年，C. S. Adams 小组提出电磁诱导透明（EIT）的光学探测法。如图 1.10，

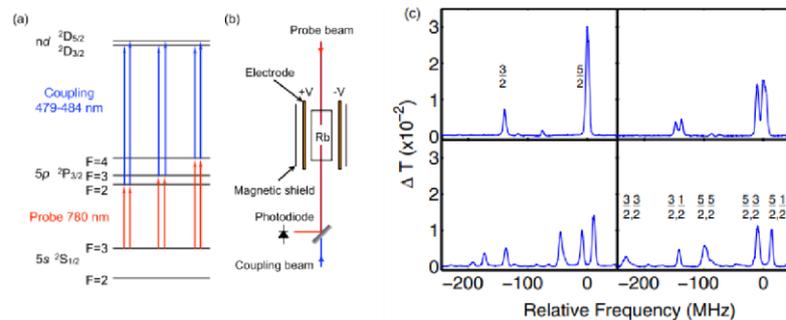


图 1.10 (a)为 ^{85}Rb 阶梯型系统的能级图，(b)为探测光与耦合光的作用示意图，(c)为里德堡 EIT 谱。文献来源^[74]

该方案对室温气室中的 ^{85}Rb 原子实现了在 $n=124$ 高激发里德堡态下的非破坏性相干探测。对于超冷费米子中的里德堡态 EIT 谱的探测在第四章详细介绍。

2014 年, 美国的 A. M. Hankin 小组通过测量原子的损耗实现了对里德堡原子的探测^[75]。如图 1.11 所示, 该小组利用单光子方法实现了对里德堡态的激发和阻塞, 进而达到了对里德堡态的相干操控, 并且通过探测原子损耗的方式实现了该相干操控过程, 同时演示了空间分离的两个原子的里德堡阻塞效应。

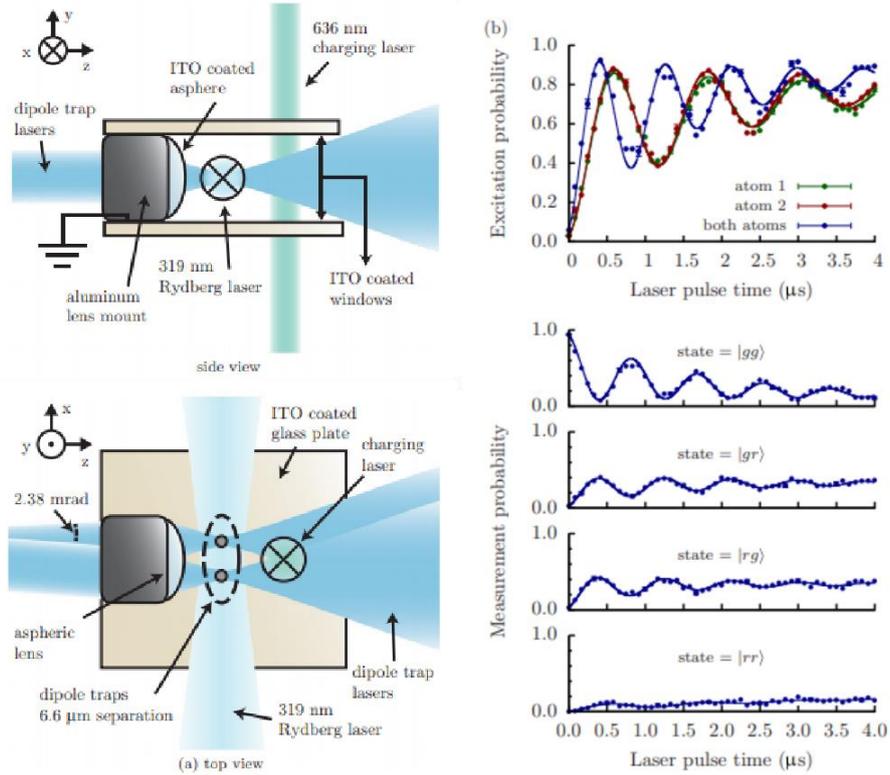


图 1.11 (a)为原子俘获的示意图, (b)为相干激发和里德堡阻塞的观测。文献来源^[75]

1.2.2.3 里德堡原子研究进展

2022 年 MIT 的 S. EBADI 等人^[78]利用里德堡原子解决最大独立集 (MIS) 问题的量子优化算法。如图 1.12 首先, 通过硬件高效编码协议, 利用里德堡阻塞机制将最大独立集问题有效地映射到量子比特上。其中里德堡原子在量子优化算法中起到关键作用, 包括量子近似优化算法 (QAOA) 和变分子量子绝热算法 (VQAA)。这些算法利用里德堡原子之间的相互作用进行量子演化, 从而寻找最大独立集问题的最优解。该小组还提到, 在特定条件下, 通过里德堡原子的相互作用, 可以实现最小能隙的相干量子增强, 从而实现二次速度提升。最后, 在量子系统经历演化后, 通过探测里德堡原子的荧光, 可以读出系统的最终量子态, 评估算法的性能。在这项

研究中里德堡态原子扮演了实现硬件编码、量子演化、相互作用和测量的关键角色，为解决组合优化问题提供了量子计算的平台。

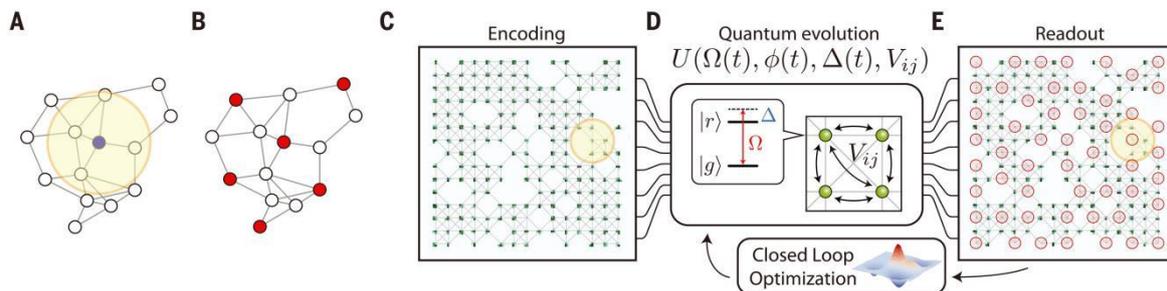


图 1.12 采用了里德堡原子阵列的硬件高效编码方法来解决最大独立集问题。

(A) 表示了原子晶胞图，其中任意单个顶点（例如蓝色顶点）与单位半径内的所有其他顶点相连。(B) 对应最大独立集解决方案（由红色节点表示）。(C) 利用硬件编码，将原子放置在目标图的顶点上，其中单位圆半径对应于里德堡阻塞半径，灰色线条表示相连顶点之间的边。(D) 系统在可编程激光驱动 $(\Omega(t), \phi(t), \Delta(t))$ 和长程里德堡相互作用 V_{ij} 的作用下，经历相干量子多体演化。(E) 表示被激发到里德堡态的原子（红色圆圈）形成独立集的顶点，通过投影测量读出最终的量子多体态。然后，通过这些结果得到量子演化的参数 $[\Omega(t), \phi(t), \Delta(t)]$ ，最大化找到 MIS 的效用指标。

文献来源^[78]

2023 年 2 月 德国马克斯·普朗克量子光学研究所 Johannes Zeiher 教授等人^[80]实现了利用原子的里德堡态来操控亚波长原子阵列光学响应，如图 1.13 所示：

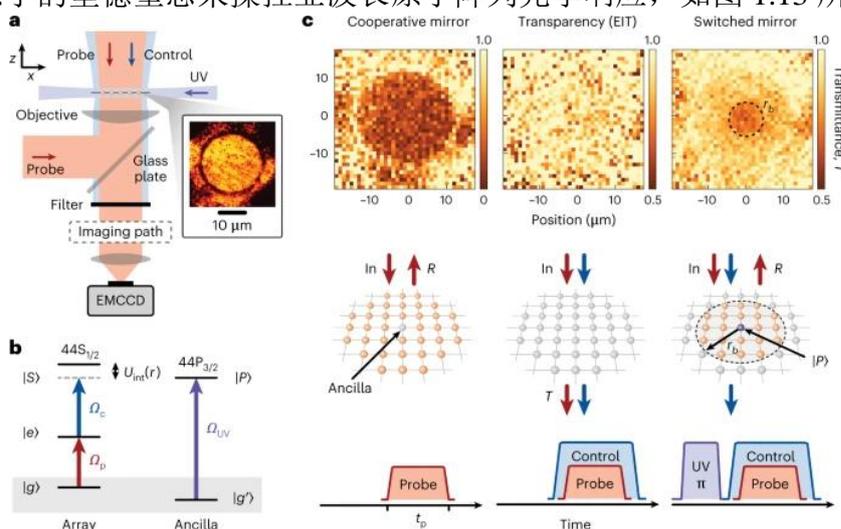


图 1.13 (a) 实验装置图。使用紫外 (UV) 光束来控制原子的里德堡激发。图中显示了一个具有 1,500 个原子的 Mott 绝缘体的荧光图像。(b) 跃迁能级图 (c) 空间分辨的透射光学响应，显示了原子阵列与相关光场以及相应的实验脉冲序列。左侧：仅使

用探测光场时，原子阵列可以充当一面镜子；中间：应用额外的共振场，通过 EIT 使原子阵列透明。右侧：里德堡偶极相互作用使得操控的光场偏离共振，恢复了原子周围有限半径内的反射性。文献来源^[80]

该研究团队通过建立电磁诱导透明（EIT）的机制，展示了如何通过亚波长原子阵列中激发原子到里德堡态来实现对光学响应的控制。并且通过控制一个激发到里德堡态的原子，成功实现了对自由空间中原子薄镜光学响应的空间控制。通过在里德堡原子上测量 Rabi 振荡，实现了对原子阵列透射和反射的相干操控。

这项研究意义在于提供了一种在自由空间中实现光子态工程的新途径，为量子信息科学和光学应用提供了新方法。利用里德堡态的强相互作用，展示了对亚波长原子阵列进行相干操控的可能性，为未来量子通信和计算等领域的发展提供了新的思路。

2023 年 MIT 的 Rivka Bekenstein 等人^[81]演示了如何通过操控单个原子的里德堡态来控制整个原子阵列的光学性质。如图 1.14 所示研究的背景是在原子阵列中创造光学晶格，其中利用两个垂直光场形成光学晶格，通过光和原子的相互作用将原子保持在特定位置。为确保单个原子的高度可控性，该小组将原子冷却至亚开尔文温度，实现了对原子内部态的精确控制。

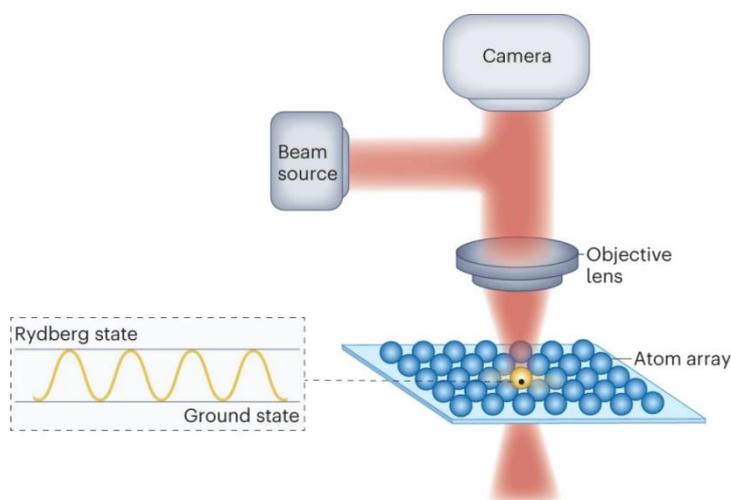


图 1.14 聚焦的激光束（红色）与亚波长原子阵列相互作用，其中的一个原子（黄色）可以被激发到里德堡态。文献来源^[81]

实验的关键在于操纵单个原子的里德堡态，通过微波和激光束的特殊组合，实现了对单个原子量子态的控制。在亚波长的原子阵列中，原子之间的相互作用导致了协同效应，即所有原子都受到成对偶极-偶极相互作用的影响。这项技术的关键作用在于通过操控单个原子的里德堡态，调整了原子阵列对光的反射和透射，从而为

实现量子信息处理和量子光学中的新型应用提供了潜在的可能性。这为量子超表面的发展奠定了基础。

里德堡原子因其长寿命和高极化率，在量子计算和信息处理方面具有独特优势，可以成为构建更稳定、高效量子比特系统的关键元素。此外，里德堡原子对外部电磁场敏感，为光学调控和传感技术提供了理想平台，有望推动新一代的高精度测量和传感器技术的发展。在量子模拟领域，里德堡原子的研究将有助于解决更为复杂的问题，可以推动量子光学方面的创新。多体里德堡原子系统的研究将拓展对多体量子效应和凝聚态物理学的认识。随着实验技术和理论方法的不断进步，里德堡原子将继续为量子领域的前沿研究和创新性应用提供引领性的支持，对未来科学和技术的发展产生深远影响。

1.3 论文结构

本文首先介绍了超冷玻色费米混合气体的发展历程，以及超冷原子领域的新进展，随后简单阐述了 Feshbach 共振技术和里德堡原子的性质及其研究进展。

第二章介绍了俘获超冷原子气体的原理和基本步骤以及超冷费米气体制备系统的升级改造。首先，更换了紧凑型真空系统增大了光路的操作空间；其次，通过将传统的一级三维磁光阱系统升级为二维磁光阱，有效克服了俘获光束利用率低的问题，从而提高了一级磁光阱的装载数目。为降低非弹性碰撞，实验采用了暗磁光阱替代亮磁光阱；最后，为避免蒸发冷却后转移过程中原子的抖动，将蒸发冷却时的 Ioffe 与四极阱的组合替换为具有排斥力的绿光光塞与四极阱的组合。这些技术改进显著提高超冷原子制备的效率和稳定性，为相关研究领域的进一步探索提供了技术支持。

第三章介绍了在 ^{40}K 超冷费米气体中基于光学操控的 p 波 Feshbach 共振实验研究了空间依赖的相互作用。首先，通过使用频率接近幻零波长的特殊光场，将基态分子态驱动到激发的分子态，由于 AC-Stark 效应使得 Feshbach 共振点的位置发生平移；其次，固定该光场的频率，通过扫描磁场获得平移后的 p 波 Feshbach 共振原子损耗谱；最后，固定光场强度为 60 mW，取 $m=0$ 的 p 波 Feshbach 共振位置附近的磁场，由于光缔合激光的腰斑比原子云的腰斑更大，因此通过调整光缔合激光束与原子云之间的相对位移，可以从吸收图像中发现激光高斯轮廓的梯度能够产生依赖于空间的相互作用。

第四章介绍了费米子里德堡 EIT 光谱的测量, 首先, 实验上我们采用了超稳腔法来锁定用于 ^{40}K 里德堡原子两步激发的 457nm 的耦合光和 767nm 的探测光; 其次, 通过扫描探测光, 研究了超冷费米 ^{40}K 的双光子过程; 最后, 当将探测光分别锁定到超稳腔和饱和吸收光谱上时, 研究 ^{40}K 原子 37s 里德堡态对于两种探测光的不同 EIT 谱线。另外, 在超稳腔上同时锁定探测光和耦合光的情形下, 通过扫描探测光观测了 35d 以及 52s 的里德堡 EIT 谱。通过比较不同主量子数和不同轨道角动量的里德堡 EIT 谱, 揭示了其透明峰的特性和对耦合强度等参数的依赖关系, 为费米子的里德堡前期研究奠定基础。

参考文献

- [1] Einstein A. Quantentheorie des einatomigen idealen gases. zweite abhandlung[J]. Albert Einstein: Akademie - Vorträge: Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften 1914 - 1932, 2005: 245-257.
- [2] <https://www.universetoday.com/139728/the-coldest-place-in-space-has-been-creatednext-challenge-coldest-place-in-the-universe/>
- [3] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, et al. A Fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock[J]. Science, 2017, 358(6359): 90-94.
- [4] Bloch I, Dalibard J, Zwerger W. Many-body physics with ultracold gases[J]. Reviews of Modern Physics, 2008, 80(3): 885.
- [5] O'brien J L. Optical quantum computing[J]. Science, 2007, 318(5856): 1567-1570.
- [6] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F. Quantum simulation[J]. Reviews of Modern Physics, 2014, 86(1): 153.
- [7] Hänsch T W, Schawlow A L. Cooling of gases by laser radiation[J]. Optics Communications, 1975, 13(1): 68-69.
- [8] Chu S, Hollberg L, 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.
- [9] Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, et al. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trap [J]. Physical Review Letters, 1988, 61(7): 826.
- [10] 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.
- [11] DeMarco B, Jin D S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas[J]. Science, 1999, 285(5434): 1703-1706.
- [12] Truscott A G, Strecker K E, McAlexander W I, et al. Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms[J]. Science, 2001, 291(5513): 2570-2572.
- [13] Schreck F, Khaykovich L, Corwin K L, et al. Quasipure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi sea[J]. Physical Review Letters, 2001, 87(8): 080403.

- [14] Ketterle W, Davis K B, Joffe M A, et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(15): 2253.
- [15] Robert A, Sirjean O, Browaeys A, et al. A Bose-Einstein condensate of metastable atoms[J]. *Science*, 2001, 292(5516): 461-464.
- [16] 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.
- [17] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(22): 3969.
- [18] Modugno G, Ferrari G, Roati G, et al. Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling[J]. *Science*, 2001, 294(5545): 1320-1322.
- [19] Cornish S L, Claussen N R, Roberts J L, et al. Stable ^{85}Rb Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(9): 1795.
- [20] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. *Science*, 1995, 269(5221): 198-201.
- [21] Weber T, Herbig J, Mark M, et al. Bose-Einstein condensation of cesium[J]. *Science*, 2003, 299(5604): 232-235.
- [22] Kraft S, Vogt F, Appel O, et al. Bose-Einstein condensation of alkaline earth atoms: Ca 40[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(13): 130401.
- [23] M. Khoon Tey, S. Stellmer, R. Grimm, et al, Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium, *Physical Review A*, 2010, 82(1): 011608.
- [24] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. *Science*, 1995, 269(5221): 198-201.
- [25] Mickelson P G, Escobar Y N, Yan M, et al. Bose-Einstein condensation of ^{88}Sr through sympathetic cooling with ^{87}Sr , *Physical Review A*, 2010, 81(5): 051601.
- [26] Griesmaier A, Werner J, Hensler S, et al. Bose-Einstein condensation of chromium[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(16): 160401.
- [27] Takasu Y, Maki K, Komori K, et al. Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(4): 040404.
- [28] Fukuhara T, Sugawa S, Takahashi Y. Bose-Einstein condensation of an ytterbium

- isotope[J]. *Physical Review A*, 2007, 76(5): 051604.
- [29] Fukuhara T, Sugawa S, Takasu Y, et al. All-optical formation of quantum degenerate mixtures[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(2): 021601.
- [30] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. *Nature*, 2002, 415(6867): 39-44.
- [31] Gross C, Bakr W S. Quantum gas microscopy for single atom and spin detection[J]. *Nature Physics*, 2021, 17(12): 1316-1323.
- [32] Jelte T, McNamara J M, Hogervorst W, et al. Comparison of the Hanbury Brown–Twiss effect for bosons and fermions[J]. *Nature*, 2007, 445(7126): 402-405.
- [33] Navon N, Nascimbene S, Chevy F, et al. The equation of state of a low-temperature Fermi gas with tunable interactions[J]. *Science*, 2010, 328(5979): 729-732.
- [34] Schmitt M, Wenzel M, Böttcher F, et al. Self-bound droplets of a dilute magnetic quantum liquid[J]. *Nature*, 2016, 539(7628): 259-262.
- [35] Kaufman A M, Ni K K. Quantum science with optical tweezer arrays of ultracold atoms and molecules[J]. *Nature Physics*, 2021, 17(12): 1324-1333.
- [36] Roberts J L, Claussen N R, Burke Jr J P, et al. Resonant magnetic field control of elastic scattering in cold⁸⁵Rb[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(23): 5109.
- [37] Loftus T, Regal C A, Ticknor C, et al. Resonant control of elastic collisions in an optically trapped Fermi gas of atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(17): 173201.
- [38] Greiner M, Regal C A, Jin D S. Emergence of a molecular Bose–Einstein condensate from a Fermi gas[J]. *Nature*, 2003, 426(6966): 537-540.
- [39] Chevy F, Salomon C. Strongly correlated Bose gases[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2016, 49(19): 192001.
- [40] Hartmann M J, Plenio M B. Migration of bosonic particles across a Mott insulator to a superfluid phase interface[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(7): 070602.
- [41] Dong G, Hu B, Lu W. Ground-state properties of a Bose-Einstein condensate tuned by a far-off-resonant optical field[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(6): 063601.
- [42] Garay L J, Anglin J R, Cirac J I, et al. Sonic analog of gravitational black holes in Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(22): 4643.

- [43] Carusotto I, Fagnocchi S, Recati A, et al. Numerical observation of Hawking radiation from acoustic black holes in atomic Bose–Einstein condensates[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(10): 103001.
- [44] Clark L W, Ha L C, Xu C Y, et al. Quantum dynamics with spatiotemporal control of interactions in a stable Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(15): 155301.
- [45] Lai C Y, Chien C C. Quantification of the memory effect of steady-state currents from interaction-induced transport in quantum systems[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(3): 033628.
- [46] 陈海霞, ^{87}Rb – ^{40}K 玻色费米混和气体量子简并的实现[D]. 博士学位论文, 山西大学, 2009.
- [47] 王鹏军, 超冷玻色费米气体的集体原子反冲行为和 Feshbach 共振[D]. 博士学位论文, 山西大学, 2010.
- [48] 付正坤, 量子简并费米气体中的自旋轨道耦合[D]. 博士学位论文, 山西大学, 2014.
- [49] 黄良辉, 强相互作用和二维自旋–轨道耦合的超冷费米气体[D], 博士学位论文, 山西大学, 2016.
- [50] 李东豪, 简并费米气体中自旋张量-动量的耦合以及里德堡激发态的实验研究 [D]. 博士学位论文, 山西大学, 2021.
- [51] Peng P, Zhang R, Huang L, et al. Universal feature in optical control of a p-wave Feshbach resonance[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(1): 012702.
- [52] Huang L, Wang P, Peng P, et al. Dissociation of Feshbach molecules via spin-orbit coupling in ultracold Fermi gases[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(4): 041604.
- [53] Huang L H, Wang P J, Fu Z K, et al. Radio-frequency spectroscopy of weakly bound molecules in ultracold Fermi gas[J]. *Chinese Physics B*, 2013, 23(1): 013402.
- [54] Fu Z, Huang L, Meng Z, et al. Production of Feshbach molecules induced by spin–orbit coupling in Fermi gases[J]. *Nature Physics*, 2014, 10(2): 110-115.
- [55] Fu Z, Wang P, Huang L, et al. Optical control of a magnetic Feshbach resonance in an ultracold Fermi gas[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 041601.
- [56] Hu H, Pu H, Zhang J, et al. Radio-frequency spectroscopy of weakly bound molecules in spin-orbit-coupled atomic Fermi gases[J]. *Physical Review A*, 2012,

- 86(5): 053627.
- [57] Wang P J, Fu Z K, Chai S J, et al. Feshbach resonances in an ultracold mixture of ^{87}Rb and ^{40}K [J]. Chinese Physics B, 2011, 20(10): 103401.
- [58] Chevy F, Van Kempen E G M, Bourdel T, et al. Resonant scattering properties close to a p-wave Feshbach resonance[J]. Physical Review A, 2005, 71(6): 062710.
- [59] Zhang J, Van Kempen E G M, Bourdel T, et al. P-wave feshbach resonances of ultracold ^6Li [J]. Physical Review A, 2004, 70(3): 030702.
- [60] Zhang P, Naidon P, Ueda M. Independent control of scattering lengths in multicomponent quantum gases[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(13): 133202.
- [61] Bauer D M, Lettner M, Vo C, et al. Control of a magnetic Feshbach resonance with laser light[J]. Nature Physics, 2009, 5(5): 339-342.
- [62] Wu H, Thomas J E. Optical control of Feshbach resonances in Fermi gases using molecular dark states[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(1): 010401.
- [63] Zhang Y C, Liu W M, Hu H. Tuning a magnetic Feshbach resonance with spatially modulated laser light[J]. Physical Review A, 2014, 90(5): 052722.
- [64] Jie J, Zhang P. Center-of-mass-momentum-dependent interaction between ultracold atoms[J]. Physical Review A, 2017, 95(6): 060701.
- [65] Jagannathan A, Arunkumar N, Joseph J A, et al. Optical control of magnetic feshbach resonances by closed-channel electromagnetically induced transparency[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(7): 075301.
- [66] Arunkumar N, Jagannathan A, Thomas J E. Probing Energy-Dependent Feshbach Resonances by Optical Control[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(16): 163404.
- [67] Arunkumar N, Jagannathan A, Thomas J E. Designer spatial control of interactions in ultracold gases[J]. Physical Review Letters, 2019, 122(4): 040405.
- [68] Theis M. Optical Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate[M]. Na, 2005.
- [69] Moerdijk. A. J, Verhaar. B. J, and Axelsson. A, Resonances in ultracold collisions of ^6Li , ^7Li , and ^{23}Na [J]. Physical Review A, 2008, 78(1): 010701.
- [70] Saffman M, Walker T G, Mølmer K. Quantum information with Rydberg atoms[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82(3): 2313.
- [71] Brennen G K, Deutsch I H, Jessen P S. Entangling dipole-dipole interactions for

- quantum logic with neutral atoms[J]. *Physical Review A*, 2000, 61(6): 062309.
- [72] Bradley D J, Ewart P, Nicholas J V, et al. Excited state absorption spectroscopy of alkaline earths selectively pumped by tunable dye lasers. I. Barium arc spectra[J]. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 1973, 6(8): 1594.
- [73] Gallagher T F, Edelstein S A, Hill R M. Radiative lifetimes of the S and D Rydberg levels of Na[J]. *Physical Review A*, 1975, 11(5): 1504.
- [74] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(11): 113003.
- [75] Hankin A M, Jau Y Y, Parazzoli L P, et al. Two-atom Rydberg blockade using direct $6S$ to nP excitation[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(3): 033416.
- [76] Weckesser P, Thielemann F, Wiater D, et al. Observation of Feshbach resonances between a single ion and ultracold atoms[J]. *Nature*, 2021, 600(7889): 429-433.
- [77] Park J J, Lu Y K, Jamison A O, et al. A Feshbach resonance in collisions between triplet ground-state molecules[J]. *Nature*, 2023, 614(7946): 54-58.
- [78] Kiefer Y, Hachmann M, Hemmerich A. Ultracold Feshbach molecules in an orbital optical lattice[J]. *Nature Physics*, 2023: 1-6.
- [79] Ebadi S, Keesling A, Cain M, et al. Quantum optimization of maximum independent set using Rydberg atom arrays[J]. *Science*, 2022, 376(6598): 1209-1215.
- [80] Srakaew K, Weckesser P, Hollerith S, et al. A subwavelength atomic array switched by a single Rydberg atom[J]. *Nature Physics*, 2023: 1-6.
- [81] Bekenstein R, Yelin S F. A switchable atomic mirror[J]. *Nature Physics*, 2023, 19(5): 619-620.
- [82] Zwierlein M W, Schunck C H, Schirotzek A, et al. Direct observation of the superfluid phase transition in ultracold Fermi gases[J]. *Nature*, 2006, 442(7098): 54-58.
- [83] Ohashi Y, Griffin A. BCS-BEC crossover in a gas of Fermi atoms with a Feshbach resonance[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(13): 130402.
- [84] Leanhardt A E, Görlitz A, Chikkatur A P, et al. Imprinting vortices in a Bose-Einstein condensate using topological phases[J]. *Physical Review Letters*, 2002,

- 89(19): 190403.
- [85] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells[J]. *Science*, 2006, 314(5806): 1757-1761.
- [86] Keimer B, Kivelson S A, Norman M R, et al. From quantum matter to high-temperature superconductivity in copper oxides[J]. *Nature*, 2015, 518(7538): 179-186.
- [87] Holland M, Kokkelmans S, Chiofalo M L, et al. Resonance superfluidity in a quantum degenerate Fermi gas[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(12): 120406.
- [88] Weitenberg C, Simonet J. Tailoring quantum gases by Floquet engineering[J]. *Nature Physics*, 2021, 17(12): 1342-1348.
- [89] Sandholzer K, Murakami Y, G örg F, et al. Quantum simulation meets nonequilibrium dynamical mean-field theory: Exploring the periodically driven, strongly correlated fermi-hubbard model[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(19): 193602.
- [90] Scholl P, Schuler M, Williams H J, et al. Quantum simulation of 2D antiferromagnets with hundreds of Rydberg atoms. *Nature*, 595, 233 (2021).
- [91] Ebadi S, Keesling A, Cain M, et al. Quantum optimization of maximum independent set using Rydberg atom arrays[J]. *Science*, 2022, 376(6598): 1209-1215.
- [92] Wu Y, Kolkowitz S, Puri S, et al. Erasure conversion for fault-tolerant quantum computing in alkaline earth Rydberg atom arrays[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 4657.
- [93] Ciuryło R, Tiesinga E, Julienne P S. Stationary phase approximation for the strength of optical Feshbach resonances[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(2): 022710.
- [94] Gallagher T F, Humphrey L M, Hill R M, et al. Resolution of $|m_1\rangle$ and $|m_j\rangle$ Levels in the Electric Field Ionization of Highly Excited d States of Na[J]. *Physical Review Letters*, 1976, 37(22): 1465.
- [95] Rydberg J R. On the structure of the line-spectra of the chemical elements[J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1890, 29(179): 331-337.
- [96] Bohr N. I. On the constitution of atoms and molecules[J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1913, 26(151): 1-25.

- [97] Schrödinger E. An undulatory theory of the mechanics of atoms and molecules[J]. *Physical Review*, 1926, 28(6): 1049.
- [98] Han J, Jamil Y, Norum D V L, et al. Rb nf quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold 85Rb Rydberg atoms[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(5): 054502.
- [99] Li W, Mourachko I, Noel M W, et al. Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns, np, and nd series[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(5): 052502.
- [100] Park J J, Lu Y K, Jamison A O, et al. A Feshbach resonance in collisions between triplet ground-state molecules[J]. *Nature*, 2023, 614(7946): 54-58.
- [101] Eckner W J, Darkwah Oppong N, Cao A, et al. Realizing spin squeezing with Rydberg interactions in an optical clock[J]. *Nature*, 2023, 621(7980): 734-739.
- [102] Durastante G, Politi C, Sohmen M, et al. Feshbach resonances in an erbium-dysprosium dipolar mixture[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(3): 033330.
- [103] Shi Z, Li Z, Wang P, et al. Collective excitation of Bose–Einstein condensate of ^{23}Na via high-partial wave Feshbach resonance[J]. *New Journal of Physics*, 2023, 25(2): 023032.
- [104] Cao J, Wang B Y, Yang H, et al. Observation of photoassociation resonances in ultracold atom-molecule collisions[J]. *arXiv preprint arXiv:2307.15917*, 2023.
- [105] Cayla H, Butera S, Carcy C, et al. Hanbury Brown and Twiss bunching of phonons and of the quantum depletion in an interacting Bose gas[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(16): 165301.
- [106] Goh M L, Mehdi Z, Taylor R L, et al. Feedback cooling Bose gases to quantum degeneracy[J]. *arXiv preprint arXiv:2206.05069*, 2022.
- [107] Duda M, Chen X Y, Bause R, et al. Long-lived fermionic Feshbach molecules with tunable p-wave interactions[J]. *Physical Review A*, 2023, 107(5): 053322.
- [108] Trautmann A, Mark M J, Ilzhöfer P, et al. Spectroscopy of Rydberg states in erbium using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3(3): 033165.
- [109] Hercé G, Bureik J P, Ténart A, et al. Full counting statistics of interacting lattice

- gases after an expansion: The role of condensate depletion in many-body coherence[J]. *Physical Review Research*, 2023, 5(1): L012037.
- [110] Guttridge A, Ruttley D K, Baldock A C, et al. Observation of Rydberg blockade due to the charge-dipole interaction between an atom and a polar molecule[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 131(1): 013401.
- [111] Vilas N B, Hallas C, Anderegg L, et al. Blackbody thermalization and vibrational lifetimes of trapped polyatomic molecules[J]. *Physical Review A*, 2023, 107(6): 062802.

第二章 超冷玻色费米混合气体的实现

2.1 超冷原子冷却概述

我们实验系统是以 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子为基础进行研究的，实现超冷玻色费米混合气体是一项涉及激光冷却、磁光阱、蒸发冷却等复杂技术的实验过程。这些过程在我们早期的论文中有详细的描述^[1-11]，这里做出简单概括。首先在磁光阱中将原子气体囚禁在小范围区域，随后通过压缩磁光阱、光学粘团、光抽运等过程使得原子气体冷却到亚开尔文温度级别。然后使原子样品先后在磁阱和光阱中进行蒸发冷却，通过原子间的非弹性碰撞逐渐降低气体温度，最终达到玻色爱因斯坦凝聚和费米气体的简并。伴随多年来超冷原子技术的不断发展，我们对实验室系统也进行了整体优化和升级。本章会详细说明我们对制备超冷原子各过程中的改进与优化。

2.2 原子冷却原理

2.2.1 多普勒冷却 (Doppler Cooling)

1975 年, T. Hansch 和 D. Wineland 等人提出了原子初步冷却的可行性方案。这一方法基于原子与共振光的相互作用，通过光的动力学效应实现对原子速度分布的压缩，从而达到冷却粒子的目的，该方法被称为多普勒冷却 (Doppler Cooling)。以一个二能级系统为例，如图 2.1 所示，当光场作用于实验样品时，原子吸收动量为 $\hbar k_L$ 的光子后，由基态转变为激发态，其中 k_L 是波矢。但是由于原子的激发态不稳定，会随机的向空间放出光子，从而使得原子的平均动量基本为零。通过这种方式激光就可以对运动的原子达到减速的效果，动量减小为 $mv - \hbar k_L$ 。

虽然一个光子使原子动量减小量是很小的，但是当大量的光子作用于原子时，原子动量的减小就会比较宏观。就如：当一个皮球向某一正方向以某一速度运动时，用乒乓球连续的向反方向碰撞小球，虽然单个乒乓球对皮球的减速是微弱的，但是当大量的乒乓球向相反方向连续不断的碰撞皮球，就可以使的小球产生宏观的减速。

在实验过程中多普勒激光冷却过程并不能一直对原子持续减速，当被冷却的原子达到某一条件时，原子的动量便达到平衡不再变化，即多普勒冷却极限。造成这种现象的主要原因是，原子的自发辐射对原子自身也有加热作用，当两者达到热平

衡时，原子温度无法继续降低。同时多普勒冷却无法移除在自然线宽 Γ 范围内由热

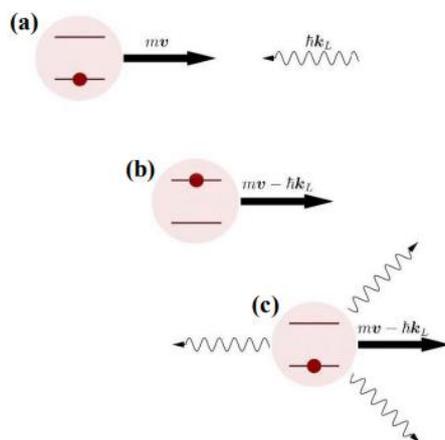


图 2.1 多普勒冷却示意图。文献来源^[12]

运动引起的速度分布，因此原子在达到多普勒冷却极限后，无法继续有效地降低原子的速度。多普勒效应极限温度 T_D 可由 2.1 式^[12] 表示：

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.1)$$

其中 k_B 是玻尔兹曼常数， Γ 为自然线宽，多普勒冷却后碱金属原子的极限温度 T_D 在几百 μK 左右。

考虑一个原子吸收或辐射一个光子时，由于光子具有一定的动量，其大小由其波长确定，所以当光子被原子吸收时，原子吸收了光子的动量，从而发生动量变化。反之，当原子辐射出一个光子时，原子失去了光子的动量，同样会导致动量的变化，这个过程称为光子反冲效应。

当原子处于静止状态时，尽管没有热运动引起的动量变化，但该效应仍然存在，这是激光可以冷却原子的最低温度，用 2.2 式描述该极限温度：

$$T_R = \frac{\hbar^2 K^2}{2mk_B} \quad (2.2)$$

其中 T_R 为光子反冲极限温度，其中 m 为原子质量， k_B 是玻尔兹曼常数。不同的原子种类，其多普勒冷却极限和反冲极限温度存在显著的差异。这是因为不同原子的质量和其他性质影响了它们对激光的响应以及在冷却过程中的行为。在表 2.1 中，列举了不同原子的多普勒冷却极限与反冲极限温度。多普勒冷却极限温度是在理论上可以达到的最低温度，而反冲极限温度则表示原子在冷却过程中受到的反冲效应的极限。

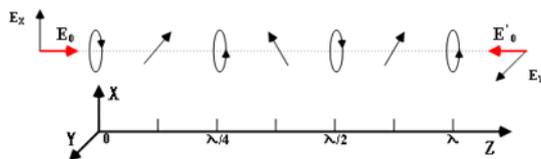
	^1H	^4He	^7Li	^{23}Na	^{39}K	^{87}Rb	^{133}Cs
自然线宽 $\Gamma/2\pi(\text{MHz})$	99.58	1.62	5.92	10.01	6.09	5.98	5.19
$T_D(\mu\text{K})$	2389	38.95	142.1	240.2	146.2	143.4	124.4
$T_R(\mu\text{K})$	1285	4.075	6.061	2.399	0.836	0.370	0.918

表2.1 几种原子的多普勒冷却极限与反冲极限温度

2.2.2 亚多普勒冷却(Sub-Doppler Cooling)

在多普勒冷却理论提出初期，Stephen Chu、W.D. Philips 和 Carl Wieman 等小组的工作都证实了三维光学粘团冷却温度符合多普勒冷却温度极限。但随着实验的继续进行，许多实验小组在实验上都获得了远远低于多普勒冷却极限的冷却温度。最早是 NIST 的 Phillips 小组获得了温度为 55 μK 左右的钠原子光学粘团，比钠原子的多普勒冷却温度极限 240 μK 低许多。为了解释实验结果与多普勒冷却理论的矛盾，S. Chu 和 C. Cohen-Tannoudji^[13] 分别提出了基于激光偏振梯度 (PGC, Polarization gradient cooling) 的原子冷却机制--亚多普勒冷却，解释了原子冷却后的温度远低于多普勒冷却极限的原因。首先，我们将多普勒冷却理论处理的二能级系统扩展为复杂的多能级系统，光场中超精细结构不同塞曼子能级的光位移量是不同的。其次，我们考虑了偏振梯度效应，即激光交汇区域会产生激光偏振方向随着位置变化，原子与光场的相互作用能 $U = -\vec{p} \cdot \vec{E}$ 会随电场的改变而不同。最终产生的效果是光场的偏振梯度使运动原子“非浸渐”地从塞曼低能级跃迁到高能级，这部分增加的势能只能由动能转化，从而降低原子速度；而光激发和自发辐射使原来处在不同塞曼子能级的原子抽运到低能级，在此过程中，原子发射的光子能量高于吸收光子的能量，从而达到冷却的效果。

通过半经典光学 Bloch 方程，可知摩擦系数和速度捕获范围的定量表达式，这些表达式与激光功率无关，而与激光功率成正比的平衡温度有关。对于沿着 Oz 方向的光场时，有如图 2.2 所示：

图 2.2 沿 Oz 轴传播的光场

总电场 $E(z, t)$ 随时间 t 时变化可以写为式 2.3:

$$E(z, t) = E^+(z)\exp(-i\omega_L t) + \text{c.c.} \quad (2.3)$$

E_0 和 E'_0 为两光波的振幅, ϵ 和 ϵ' 为它们的偏振方向, c.c. 为复共轭。其中正频率分量 $E^+(z)$ 由式 2.4 给出

$$E^+(z) = E_0\epsilon e^{ikz} + E'_0\epsilon' e^{-ikz} \quad (2.4)$$

通过选择 Oz 轴上原点的选择, 总可以使 ϵ 和 ϵ' 为实数。

仅考虑一维方向的情况, 以实验常用到的 $\sigma^+ - \sigma^-$ 的旋转极化为例, 两束激光的有:

$$\epsilon_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_x + i\epsilon_y) \quad (2.5a)$$

$$\epsilon_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_x - i\epsilon_y) \quad (2.5b)$$

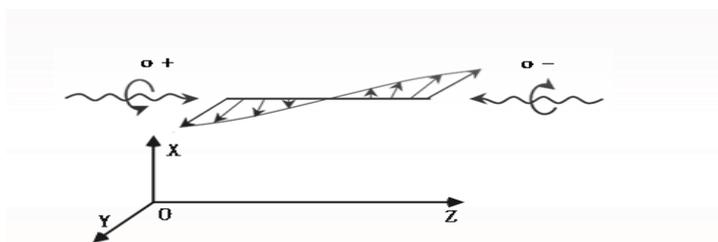
这两个波具有相反的圆极化, σ^- 沿 Z -方向和 σ^+ 沿 $Z+$ 方向传播。将方程 (2.5) 代入方程 (2.4) 得到

$$\mathcal{E}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}}(E'_0 - E_0)\epsilon_x - \frac{1}{\sqrt{2}}(E'_0 + E_0)\epsilon_y \quad (2.6)$$

这里的 ϵ_x 和 ϵ_y 分别为式 2.7:

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= \epsilon_x \cos(kz) - \epsilon_y \sin(kz) \\ \epsilon_y &= \epsilon_y \cos(kz) + \epsilon_x \sin(kz) \end{aligned} \quad (2.7)$$

z 中的总电场是两个场的叠加正交, 振幅 $(E'_0 - E_0)/\sqrt{2}$ 和 $(E'_0 + E_0)/\sqrt{2}$ 沿两个正交方

图 2.3 $\sigma^+ - \sigma^-$ 组态的光场在空间中形成转动的线偏光^[14]。

向 e_x 和 e_y 极化, 并沿 Oz 旋转角 $\varphi = -kz$ 。可得出在当原子沿着 Oz 移动时, 如图 2.3 所示, 该偏正组合形成的线偏振光沿 Z 轴方向转动。

由拉莫尔定理可知，由于电场的旋转而使得空间中原子受到平行于旋转轴的虚拟磁场，此时的拉莫尔频率为 $k\nu$ ，惯性势为：

$$V_{rot} = k\nu J_z \quad (2.8)$$

由这种结构的光场与磁场相互作用，使得得原子的在其运动方向上会很大概率的受到一种反向作用力，使得原子速度不断减小，达到原子云温度降低的目的。

2.2.3 亚光子反冲冷却(Sub-Recoil Cooling)

上节讨论的亚多普勒冷却方法可以使原子冷却到多普勒冷却极限温度的 $1/40$ ，但却不能打破反冲极限温度 T_r 。反冲光子极限是由于原子随机辐射光子引起的，其反冲动量为 $p_r = \hbar k$ ，由此造成的反冲极限温度为： $T_r = \frac{(\hbar k)^2}{2Mk_B}$ ，其中 M 为原子质量， k_B 是玻尔兹曼常数。解决这一问题的关键是让原子不与光发生作用，即使原子处于“暗态”。在 1989 年和 1988 年两年时间里，C. Cohen-Tannoudji 小组提出了速度选择相干布居俘陷(VSCPT)冷却技术^[15]，如图 2.4 所示为亚光子反冲冷却原理图：

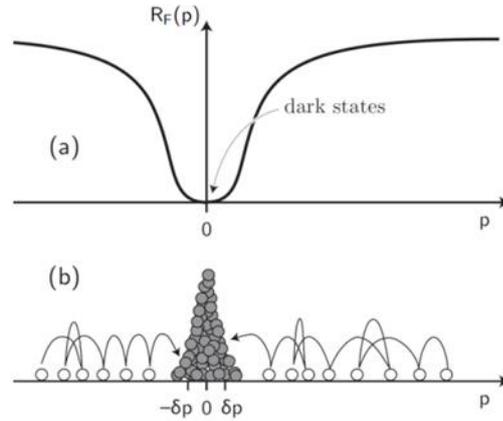


图 2.4 亚光子反冲冷却原理。(a) R_F 轴代表原子所发出的荧光， P 代表原子的动量，当 $p=0$ 时原子荧光为 0。(b) $p=0$ 时的原子会发生聚集。文献来源^[16]

对于一个三能级原子结构，要出现暗态原子的聚集，原子的速度需要满足式 2.9：

$$(k_1 - k_2) \cdot v_{VSR} = \pm \omega_Z \quad (2.9)$$

v_{VSR} 代表共振状态下的速度， $\hbar\omega_Z$ 代表耦合态之间的能级间距。当动量 $p=0$ 时，原子在此处发生聚集称之为暗态，对于 $p \neq 0$ 的原子，在激光的作用下继续进行多普勒和亚多普勒冷却。这是一种对原子的速度很敏感的冷却方法，称为速度选择相干布居俘获。

2.2.4 磁光阱 (MOT) 技术原理

对于磁光阱的介绍我们组之前的论文已经做了很多工作，这里简单说明一下。

磁光阱 (MOT) 技术是一种常用于实验室中冷却中性原子的强大技术。其原理是利用激光冷却和磁场操控的协同作用产生散射力囚禁原子。通过六束激光构成的光势阱，使得原子在对激光吸收和发射过程中失去动能，逐渐冷却并被束缚在阱中。同时，磁场的梯度与原子的自旋相互作用，产生一个与激光束一致的束缚力，进一步限制原子的运动。通过这种协同作用，MOT 技术可以将原子冷却到亚开尔文级别，并在实验室中制备出超冷原子。如图 2.5 所示，通过四级线圈产生两个方向相反的磁场。磁光势阱由三对正交的激光束形成，并且圆偏振光束都相交于磁场中心。

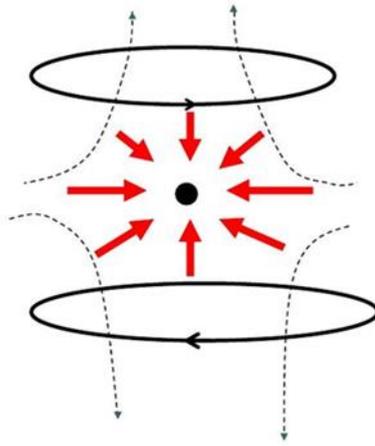


图 2.5 磁光阱结构示意图。一对电流方向相反的线圈产生四极磁场。线圈中心的磁场为零，对于从零点起的小位移，磁场的大小在每个方向上线性增加。

MOT 的原理如图 2.6 所示。(a) 对于 $J=0$ 到 $J=1$ 的变换。在线圈中间的点处，磁场线圈产生的磁场抵消，因此 $B=0$ 。接近零场时，存在均匀的场梯度，会扰

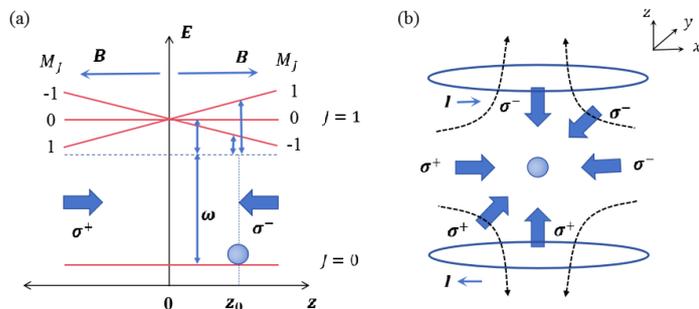


图 2.6 磁光阱原理及其结构示意图。

乱原子能级；塞曼效应导致 $J=1$ 能级的三个子能级 ($M_J=0, \pm 1$) 的能量随原子的

位置线性变化。(b)表示在磁场梯度中，子能级的塞曼分裂取决于原子在磁阱中的位置。当两束反向传播的圆偏振光照射原子时，塞曼能级劈裂导致的跃迁的选择规则导致激光束对原子的辐射力不平衡，从而将原子推回阱中心。

中性原子在磁光阱中受到的力可以写为^[17]：

$$\begin{aligned} F_{MOT} &= F_{scatt}^{\sigma^+}(\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\omega + kv - (\omega_0 - \beta z)) \\ &\simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv + 2 \frac{\partial F}{\partial \omega_0} \beta z \end{aligned} \quad (2.10)$$

这里 $\omega_0 + \beta z$ 代表位置 Z 处对于 $M_J = +1$ 的共振吸收频率， $\omega_0 - \beta z$ 为 $M_J = -1$ 的共振

吸收频率， $\beta z = \frac{g\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z$ 。激光频率失谐 $\delta = \omega - \omega_0$ ，于是有 $\partial F / \partial \omega =$

$-\partial F / \partial \omega_0$ 。因此式子(2.10)可以写为：

$$F_{MOT} = -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} (kv + \beta z) = -\alpha v - \frac{\alpha \beta}{k} z \quad (2.11)$$

由于梯度场的存在，在磁光阱中会经历阻尼简谐振动，进入激光束交叉区域的原子速度减慢（如光学粘团技术），并且有位置相关的力将冷原子推向磁阱中心。这种强阻尼和俘获的结合使得磁光阱易于装载原子，在激光冷却实验中得到非常广泛的应用。

2.3 超冷原子系统的升级与优化

由于钾源的获取比较困难以及泡利不相容原理的限制， ^{40}K 原子云的初步俘获冷却本身就比较困难，而我们下一步进行的 Feshbach 实验和里德堡实验对 ^{40}K 原子数目又有更高的要求，因此需要对系统进行升级与优化。为了提高原子的初步装载效率，我们更换了一级真空腔体，将一级 MOT 的光路结构由三维改为二维；另外将钾源的获取由置换反应的样舟替换为纯钾源泡；为了提高 MOT 真空腔体的真空度，发展一套 ^{87}Rb 回收技术；为了避免铷钾气体混合的弹性碰撞导致钾原子装载变少，优化了二级 MOT 光路加入了暗磁光阱；为了避免在蒸发过程中从 QUIC 阱装置转移原子造成的损耗，将 Ioffe 和四极磁阱组成的 QUIC 阱结构改为由 532 nm 绿光和四极磁阱组成的复合磁阱结构。

2.3.1 改进真空系统

^{40}K 费米子的低自然丰度(0.012%)导致初步俘获特别困难，为了从源头上增加 ^{40}K

原子数目，我们将之前的氯化钾样品更换为 ^{40}K 含量较高的钾金属样品，通过恒温加热的方法控制 ^{40}K 原子背景蒸汽压。更换完钾源后初步俘获的 ^{40}K 原子数目有明显的提升，并且不再需要调控电流来置换 ^{40}K 原子，简化了实验操作。

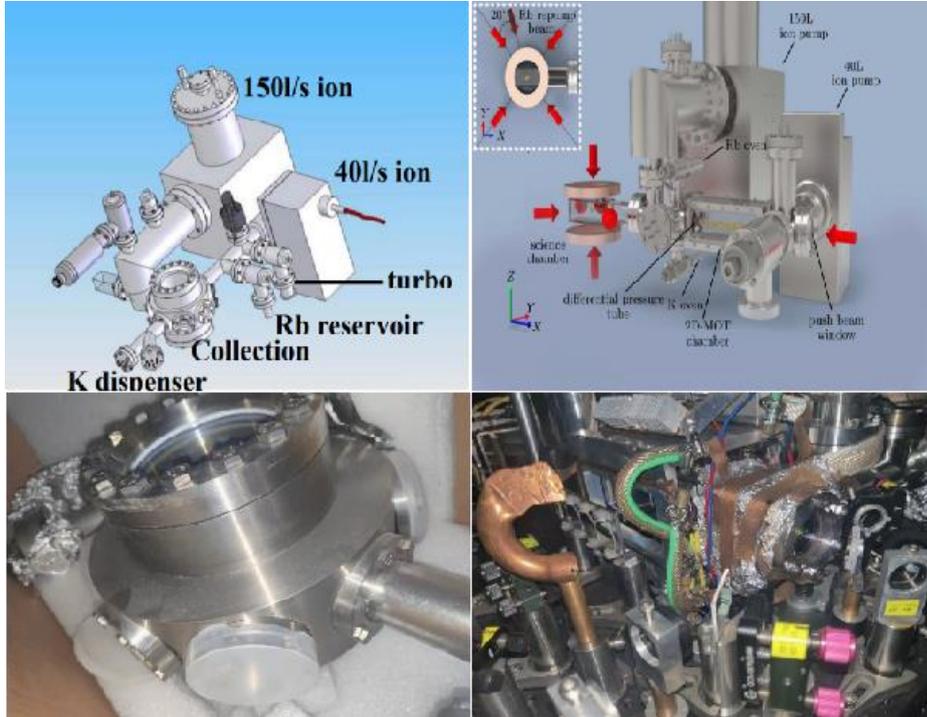


图 2.7 新旧系统对比图，左边为系统旧系统的工程和实物图，右边为新系统的工程和实物图。

真空系统的改进主要集中于一级真空腔和一级 MOT 的光路结构。从图 2.7 和图

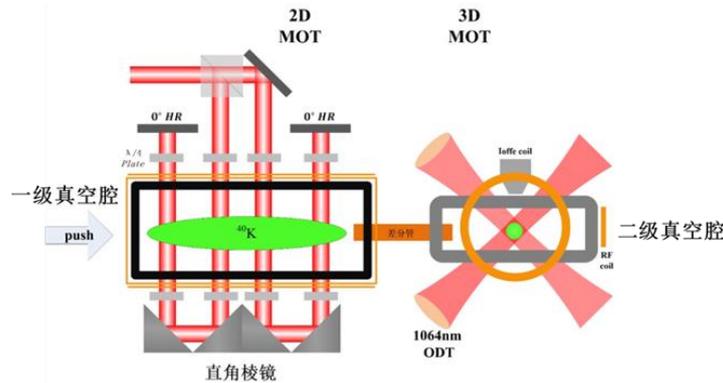


图 2.8 一级 MOT 与二级 MOT 光路图。2D MOT 光路系统由反射镜、直角棱镜 PBS 和波片组成，在 push 光的作用下将 2D MOT 中的原子云通过差分管推送到 3D MOT 中

2.8 中我们可以看出之前的一级 MOT 结构复杂，可通光面积小，光束利用率不高，

因此俘获的原子数少。将真空腔换为 $150\text{ mm} \times 40\text{ mm}$ 的长方形透明窗片后，我们将一束光通过两对直角棱镜和 0° 的高反镜连续反射的形式通过一级真空腔，将原来两两对射的三组 MOT 光改为四组平行对射的 MOT 光，从而大大提高了 MOT 光覆盖面积，提高了原子俘获效率。初步俘获的原子再通过一束 push 光（推送光）经过分管推送到真空度更高的二级 MOT 中，从根本上提升了二级 MOT 50% 的装载效率。

由于长方形透明窗片面积较大，长时间使用之后原子容易附着于窗片上，久而久之会影响窗片的透光效率。为了解决这一问题，我们使用 405 nm 的 UV-LED 灯照射方形玻璃腔体，利用光致解吸附原理将附着在窗片的原子解离，从而提高俘获效率。图 2.9 是 405 nm UV-LED 灯实际连接图，每个方向的 2D 窗片是由四个为一组的 UV-LED 灯串联而成，通电电流为 0.6 A 。由于这种灯长时间照射后会产生较大的热量，为了更好的散热，需要将 UV-LED 灯放置在散热铜板上。

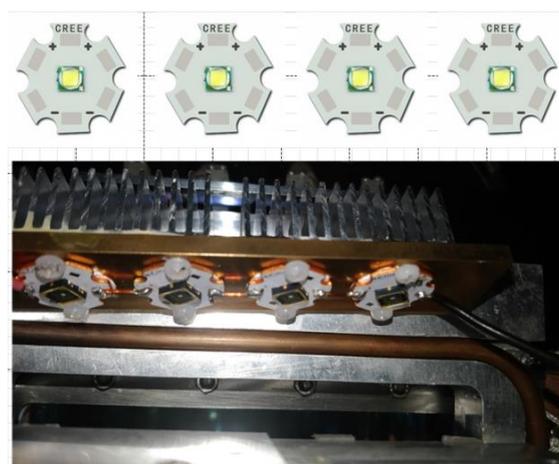


图 2.9 所示， 405 nm UV-LED 灯实物图

2.3.2 Rb 原子的回收

在原子样品推送到二级科学腔（玻璃 cell）之前首先要通过 2D MOT 进行预冷却的方式来俘获 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子气体，这样一来真空室在长期的使用过程中会导致腔体的真空度越来越差，从而影响 3D MOT 的俘获效率。为了解决这个问题，我们在实验中利用一套原子回收装置把释放在真空室中的原子进行回收，从而把一级真空室的真空度保持在 $8.0 \times 10^{-7}\text{ pa}$ 附近。该装置由水冷紫铜块、半导体制冷片和连接原子源的紫铜腔体组成，如图 2.10 所示。该装置由三部分组成：最上面是与原子系统的铷源贴合的紫铜腔体；中间是用来传递热量的半导体制冷块；最下面是用来带走多余热量的水冷紫铜块。在回收铷原子的过程中为了把吸附在腔体和离子泵上的

原子被高效回收需要烘烤加热真空室和离子泵，在烘烤过程中为了保证腔体和窗片的连接材料不被烧坏腔体温度一般保持在 70°C 以内，而 2D 离子泵的烘烤温度可以保持在 $100\sim 150^{\circ}\text{C}$ 以内。

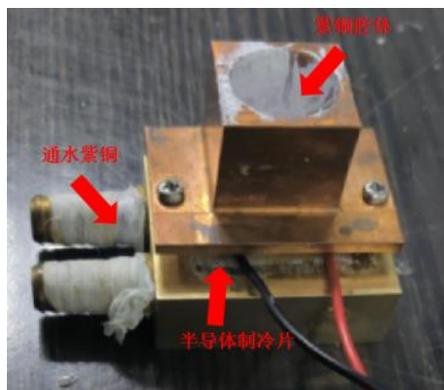


图 2.10 铷原子回收装置（由紫铜腔体、半导体制冷片、通水紫铜三部分组成）

详细的回收过程：首先把紫铜块套在铷源上，同时给半导体制冷片通入 2A 的电流，大约两小时以后在紫铜块上能明显看到结霜现象，随后将铷源的阀门开到最大。由于腔体和离子泵内部的温度较高，而铷源处的温度较低，从而会把吸附在腔体和离子泵内的原子在温差导致的压强差的作用下回收到铷源中。经过 21 个小时的回收过程，可以看到真空度明显变化，回收过程中的具体数据如图 2.11 所示：首先我们

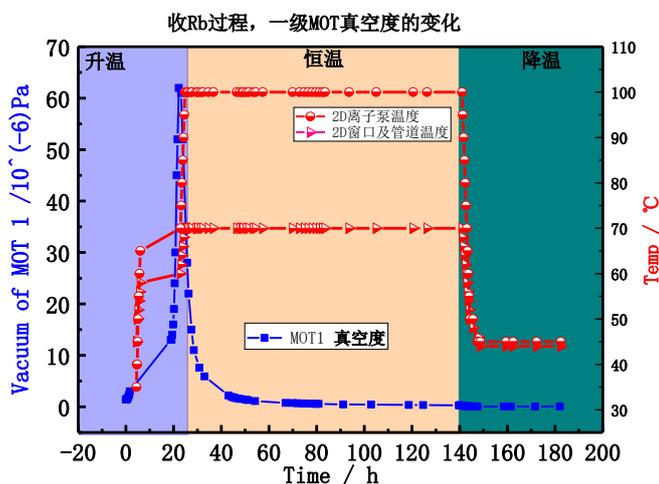


图 2.11 回收铷原子的实验记录

将 2D 离子泵和 2D 腔体的初始温度设置为 45°C ，之后将 2D 离子泵和 2D 腔体温度每 20 分钟分别升高 5°C 和 2°C 。随着温度的上升真空计的数值会明显增大，而当温

度升至稳定后真空计的数值开始逐渐变小。在之后的 4 天内使腔体和离子泵温度保持在 70°C 和 100°C 的恒温状态。经过大概 5 天的回收过程，当真空计数值不在明显变化时对 2D 腔体和离子泵开始进行降温操作，降温过程就是升温过程的逆向操作，将 2D 离子泵和 2D 腔体温度每 20 分钟分别降低 5°C 和 2°C 。最终我们系统的真空计数值从原来的 8.7×10^{-6} pa 降低至 8.5×10^{-7} pa，真空度提升了一个量级。

2.3.3 MOT 光路的优化

由于在磁光阱中俘获不同原子过程会出现碰撞损耗的情况，Wolfgang Ketterle 团队采用阻挡再泵浦激光中心部分强度的方法，可以有效地使原子聚集在暗超精细态上，从而提高原子俘获密度。利用暗磁光阱 (Dark spontaneous-force optical trap, Dark SPOT)^[18] 技术俘获了 10^{10} 个钠原子，原子云密度可达 10^{12}cm^{-3} 。 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子云在磁光阱装载过程中也会出现光导致的原子碰撞损耗，该损耗主要由两个方面引起：一个是原子的基态和激发态之间的碰撞，部分激发能可能转化为动能使得俘获的原子溢出阱外；第二个是由于受到辐射陷俘效应限制，散射荧光形成的辐射压力与陷俘激光的束缚力达到平衡，新增原子只能扩大体积而不能提高密度。 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的组合在不同激发态时自发辐射不同，从而对周围原子产生的辐射压力也不相同使得原子间的碰撞损耗也不相同，如图 2.12 所示。其异核碰撞损耗过程如方程 2.12:

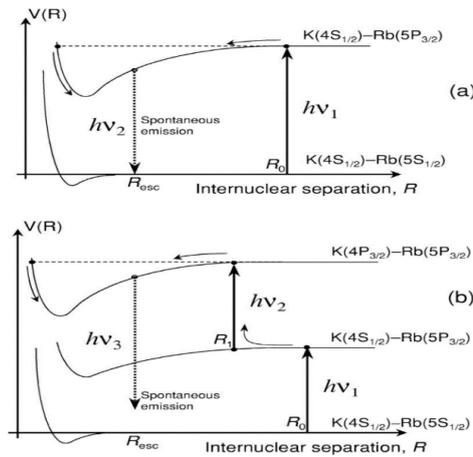
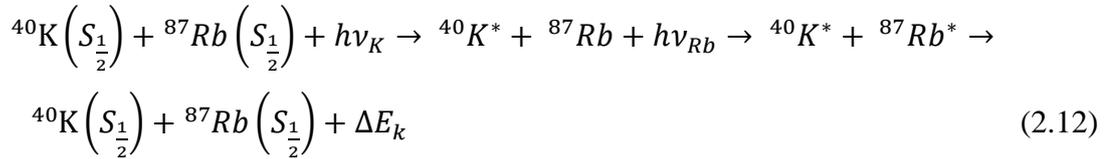


图 2.12 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子激发态的碰撞损耗图。文献来源^[18]

方程 2.12 和图 2.12 描述了激发态原子碰撞损耗的过程：首先当 K-Rb 原子对

发生碰撞时阱中的所有原子都会通过吸收光子先后进入激发态；随后双组份原子会从激发态跃迁返回至基态同时释放能量，其中一部分以光子形式辐射出，另一部分以动能形式释放。由于动能的影响，Rb 原子和 K 原子可以轻松逸出磁光阱，导致损耗。冷原子在束缚阱中的平均密度变化率可由 2.13 式描述：

$$\frac{dn}{dt} = R' - \frac{n}{\tau} - \beta n^2 \quad (2.13)$$

其中 R' 表示原子的装载速率， β 表示原子间的碰撞损耗系数， τ 代表原子在阱中的寿命。可以看出，冷原子在束缚阱中的平均密度变化率与原子的装载效率 R' 成正比关系，与碰撞损耗系数 β 成负比例关系。在实验上采用两种途径来提升原子数目，第一种是提高原子装载速率，已经在 2.3.1 节中有详细的描述，即更改超冷原子系统和一级光路实现；第二种是在二级 MOT 中添加暗磁光阱，从而减少激发态原子间的碰撞损耗。相比于原来的光路，添加暗磁光阱主要是在系统光路中额外增加一路 ^{87}Rb 原子的 Depump 光以及 ^{40}K 原子和 ^{87}Rb 原子的 Repump 光的空心光束。之所以只增加针对 ^{87}Rb 原子的 Depump 光是由于 ^{87}Rb 的超精细能级分裂相对于 ^{40}K 来说比较大（如图 2.13 所示），从而会使原子通过非共振激发落到暗态的几率较小，所以需要一束 Depump 光提升原子进入暗态的效率。

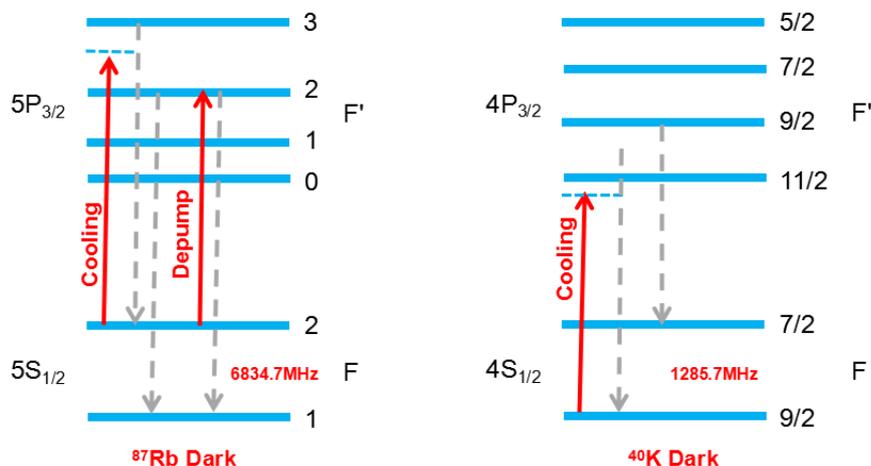


图 2.13 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子能级示意图

空心光束由两个角度为 9.8° 对角放置的锥形镜产生，在 3D MOT 中 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的 Repump 光通过该锥形镜产生环形光斑，如图 2.14 所示。在 Dark 光路中，我们采用了将两个锥形镜进行组合，当光束通过这对组合之后，可以由原来的高斯型光束几乎没有损耗的转化为空心光束，通过这种办法减少了光束功率的损耗，增强了圆环周围的光强，从而提高 Dark 态原子装载的密度。随后在其他透镜组的作用下将

其光斑尺寸放大到 45 mm 左右，圆环中心的直径大约为 10 mm。为了使环形光束中心完全处于无光状态，光束通过一个直径为 10 mm 的黑色挡板。Depump 光为直径为 10 mm 的高斯光束，与光路中的环形光束中心重合，最终打到原子气体上，使得绝大部分原子都处于暗磁光阱中。

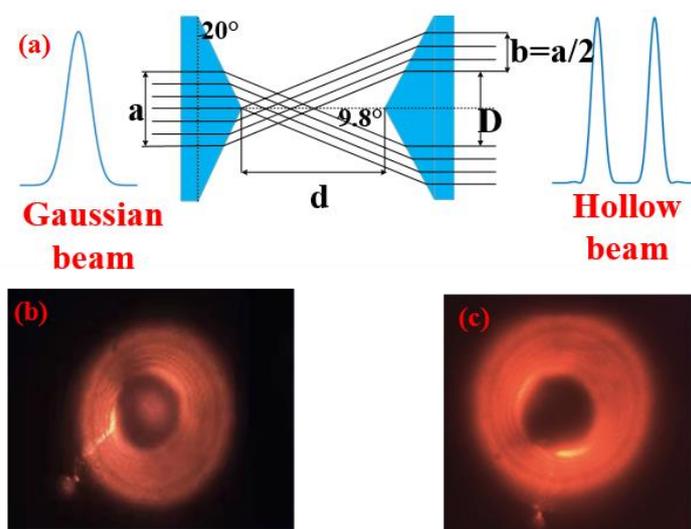


图 2.14 由高斯光束转换为空心光束的原理图和 ^{40}K 和 ^{87}Rb Dark 光斑对比。(b)图的空心光斑是有 ^{87}Rb 的 repump 光产生，环形光斑中间的亮斑是 Depump 光，(c)图中的空心亮斑是由 ^{40}K 原子的 Repump 光产生。

2.3.4 磁阱蒸发过程的优化

磁阱中的蒸发冷却技术是实现超冷原子的重要实验手段，是大幅度提升原子相空间密度进而实现超冷玻色费米混合气体的关键步骤。通过激光冷却的方法将原子制备到相对较低的温度 (^{87}Rb : 289.3 μK , ^{40}K : 197 μK) 后在大梯度的磁阱中利用蒸发冷却实现超冷玻色费米混合气体或者达到能够装载到光阱中进一步蒸发冷却的合适温度 (^{87}Rb : 15.69 μK , ^{40}K : 13.21 μK)。

2.3.4.1 绿光堵塞磁场零点

在磁光阱中经过初步冷却装载后，需要在磁阱中进一步蒸发冷却原子，构造磁阱的基本思路是利用多组线圈实现磁场中心不为零，如四叶阱、Ioffe-Pritchard 和 Quadrupole-Ioffe Configuration (QUIC 阱) [5, 21] 等。最初实验采用的是如图 2.15(a)所示的 QUIC 阱结构，由一对反亥姆霍兹线圈和 Ioffe 线圈构成。实验上蒸发冷却的 QUIC 阱和光阱在空间上是不重合的，在装载到光阱之前需要把蒸发冷却后的原子转

移回光阱的位置。但是原子向 QUIC 阱转移的过程中容易引起碰撞加热而损耗以及由于磁场补偿的延迟性容易引起原子在空间上的震荡，使得磁阱和光阱的中心不重合，影响下一步光阱的装载。基于以上考虑，首先对磁阱结构进行了改进，我们将 Ioffe 线圈换为如图 2.15 图(b)所示的光塞结构，由最初的四极线圈和一束功率为 18 W 的 532 nm 激光组成复合磁阱。全功率的 532 nm 激光可在四极磁阱中心形成的排斥力从而堵塞磁场零点，避免由马约拉纳跃迁引起的损耗^[19,20]，保证了蒸发冷却过程的顺利进行。

在搭建 532 nm 激光光路中需要特别注意激光焦点的大小和相对于原子的位置：由于激光功率较大并且是直接穿过科学腔（Cell），如果汇聚的焦点太小则容易将 Cell 的表面打坏，如果汇聚的焦点太大则绿光形成的排斥力场起不到堵塞磁场零点的作用，所以实验上将绿光作用在原子上的焦点向差分方向移动 4.5cm。这样即能保证激光避免对科学腔的损伤，又能满足形成非零点磁阱所需的排斥力。

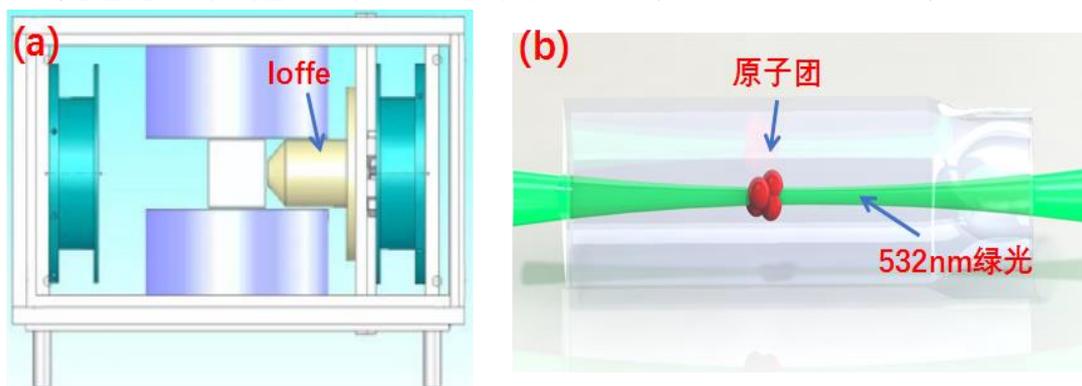


图 2.15 QUIC 阱和光塞示意图，(a)图为旧实验系统中四极线圈和 Ioffe 线圈的组合形成 QUIC 阱，(b)图为新实验系统中绿光穿过磁场零点形成光塞。

2.3.4.2 绿光准确作用磁场零点

因为正常四级磁场在二级科学腔（cell）中形成的磁场零点是微米级别的，并且绿光光斑的腰板为 $45\mu\text{m}$ ，同时在实验上无法观测到二者在空间上的相对位置，所以要将绿光准确的作用在磁场零点上，直接调节的难度会很大。

为了高效以及快速的将绿光光斑作用在磁场零点上，实验上我们利用在磁光阱中俘获的 ^{87}Rb 原子云可以宏观观测到的特点，通过观察辅助激光对磁光阱中 ^{87}Rb 原子云的作用得到磁场零点的大致位置，随后通过将绿光与辅助激光耦合的方法实现对绿光与磁场零点的匹配，具体实验步骤如下：

首先选取光斑直径为 2 mm 的 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$ 共振跃迁激光

作为辅助光来搭建光路，使该共振激光穿过原子云；其次通过原子云监视器观察共振激光打在 ^{87}Rb 原子云上之后原子云数目的损耗来判断磁阱的大致位置（ ^{87}Rb 原子损耗最大时激光距离磁场零点的位置越准确），随后将绿光与共振激光耦合并且反复调节使二者中心光斑重合；最后利用射频蒸发的将原子在磁阱中飞行展开（Time of Flight, TOF）通过 Andor 公司生产的 CCD 成像后得到原子飞行 1 ms 的吸收成像图以及原子云与绿光的相对位置，随后微调 New focus 公司生产的电动镜架既将绿光作用在原子云的中心位置，通过缩短原子的飞行时间，逐步靠近磁场零点，如图 2.16 所示：

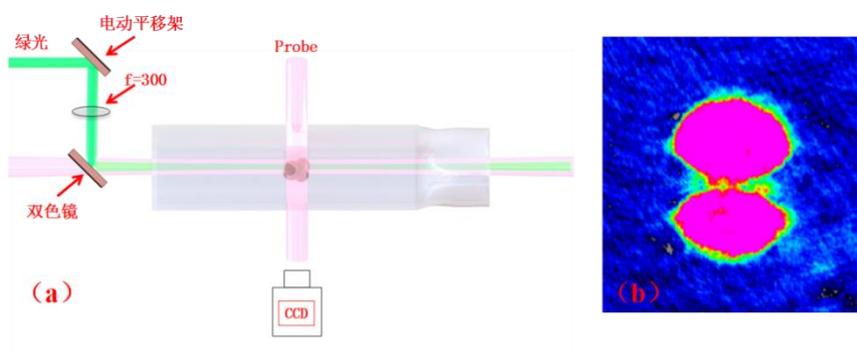


图 2.16 绿光堵塞磁场零点时磁阱中 ^{87}Rb 原子，(a) 绿光与辅助激光耦合光路图 (b) 绿光与原子位置图，绿光不关断的情况下，自由飞行 (TOF) 1ms 吸收成像图。

2.3.4.3 射频蒸发

当原子处于磁阱中时，原子会受到梯度磁场的限制。通过引入与原子的超精细结构共振相匹配的射频场将高能态的原子被激发到更高的能级，然后由于能级结构的特性，这些高能态原子逐渐被移除，随后其余的原子经过弹性碰撞实现冷却过程。

实验中的射频蒸发装置是参考 Cornell 团队的^[21]设计的。如图 2.17，该装置主要由信号源（Staford Research Systyms, DS345）、信号开关（Mini-Circuits, ZFSWHA1-20）、功率放大器（Mini-Circuits, ZHL-5W-1）、圆形线圈（绕制直径为 4cm，匝数为 2 匝）以及 50Ω 阻抗匹配的负载电阻（型号 HD-030CHPL1.2SJ-20，西安恒达微波）四部分构成。工作流程为：首先控制开关打开后，将信号源输出 1dB 的扫描射频频率经过功率放大器放大；然后信号通过 Cell 垂直方向安装的射频线圈实现对磁阱中原子的蒸发过程；最后将信号通过大功率的负载电阻以保护整个回路。

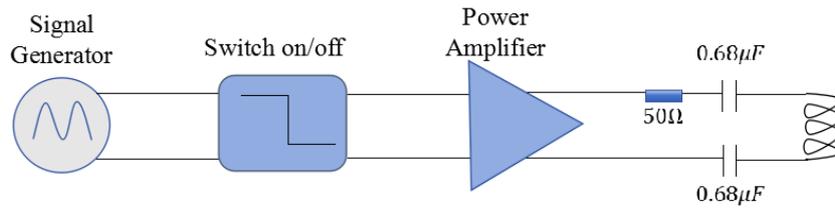


图 2.17 射频装置连接示意图

由于 ^{87}Rb 原子在弱磁场中 $|F=2, m_F=2\rangle$ 、 $|2, 1\rangle$ 以及 $|1, -1\rangle$ 为囚禁态，所以我们参考 MIT Martin 团队的方案^[22]，将实验上蒸发冷却过程中的第三步和第四步磁场线性降低，从而使磁阱中的原子温度和密度得到提升，该方案称为磁阱蒸发中解压缩过程。由于 ^{40}K 气体是费米子，根据泡利不相容原理，s 波的碰撞是被禁止的，所以实验室实现 ^{40}K 气体的蒸发冷却过程是通过 ^{87}Rb 原子 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态协同冷却下进行的。实验发现在磁阱蒸发冷却过程中蒸发时间、扫描频率以及扫描幅度都有较大影响，经过对蒸发参数的长时间优化，最终得到两种原子在磁阱五步蒸发过程中的射频扫描参数值，如表 2.2 所示，信号源频率在 19.5s 的时间内由 28MHz 逐渐扫描到 0.98MHz，其中蒸发过程第一步在 3s 内的扫描范围较大（28 MHz~17 MHz）之后扫描范围逐渐减小，第五步在 4.5s 内的扫描范围为最小（1.29 MHz~0.98MHz）。

蒸发步数 频率	1	2	3	4	5
频率(MHz)	28~17	17~8	8~3	3~1.29	1.29~0.98
幅度 (dB)	-8	-8	-8	-8	-8
时间(s)	3	6	8	4	4.5

表 2.2 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子磁阱蒸发 5 步参数

因为在研究磁阱的蒸发过程中发现 δ 电流源输出的电流由恒流状态下 Ramp 到其他电流值要比恒压状态下得到的原子数目更加稳定，所以实验中我们把四级 δ 电流源的恒压模式改为了恒流模式，具体操作为：首先将提供四极磁场的 δ 电流源背部面板的电压 Program 切换为电流 Program；其次将四极磁场 δ 电流源与控制电脑中的模拟通道连接；最后通过 INA117 芯片过滤控制电路中的噪声。随后对地磁场 xyz 轴的磁场进行了调节，目的在于将四级电流每一步解压缩过程中引起的零磁场点位置发生微小变化与光塞堵漏的位置相匹配，通过调节地磁场电流（注意：这里用到的电流都是 δ 电流源的 I Program 状态，也就是恒流状态）可以使磁场零点位置保持不

变。详细参数如表 2.3。

蒸发步数	四级电压 (V)	四级电流 (A)	地磁场 X 轴 (A)	地磁场 Y 轴 (A)	地磁场 Y 轴 (A)
3	30	16.5	1.9	0.45	0.46
4	30	10.9	1.95	0.45	0.44

表 2.3 蒸发过程各磁场参数

基于以上各种优化手段，我们 ^{40}K 和 ^{87}Rb 对有无光塞和解压缩次数进行了详细的对比，将两种原子在磁阱蒸发过程中不同条件下进行汇总，用以作为实验室在磁阱中制备原子的标准。如图 2.18 所示，从图中可以得到，光塞的有无对原子在磁阱

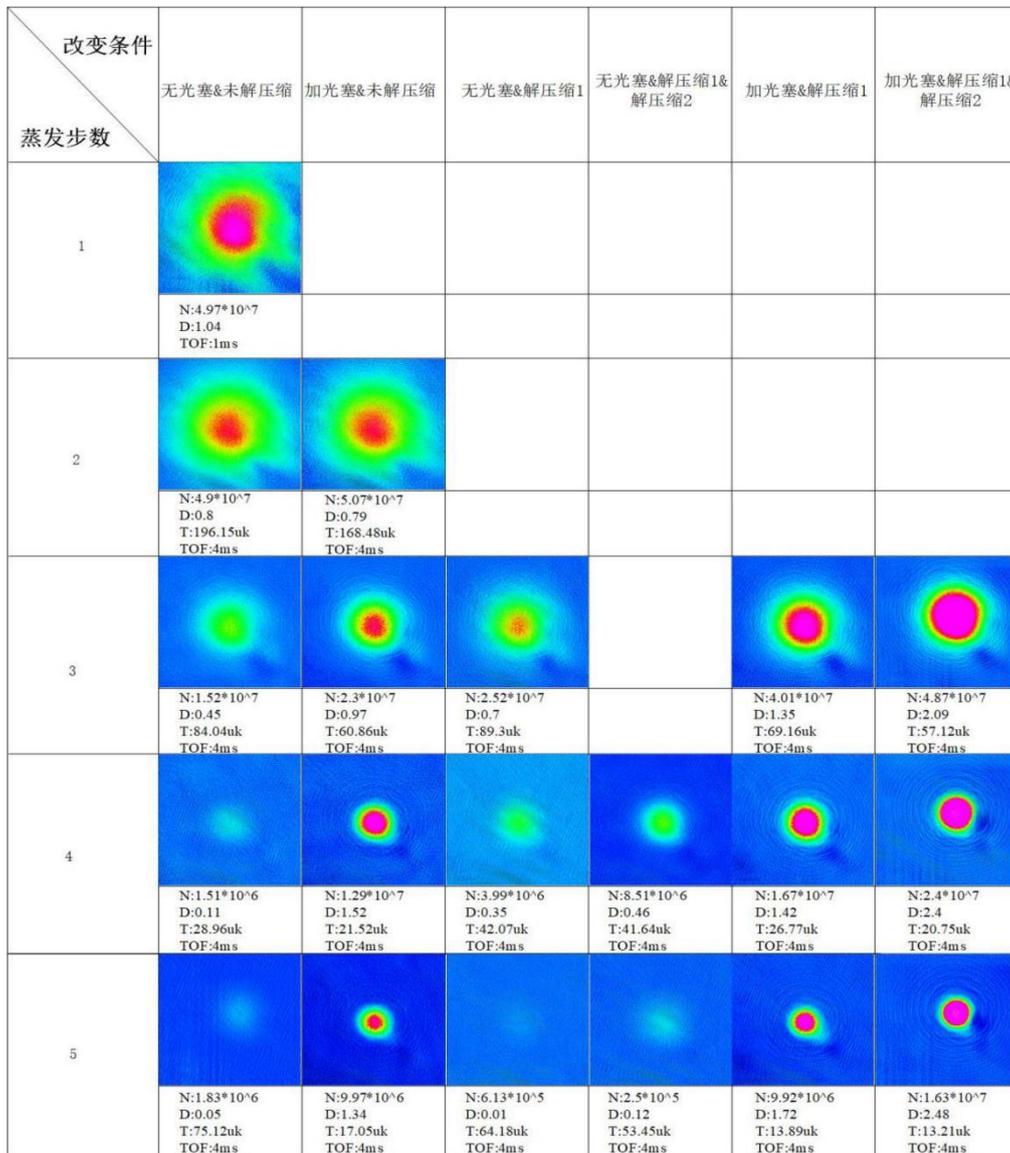


图 2.18 不同条件下 ^{40}K 磁阱蒸发的原子数，密度，温度以及 TOF 的对比图

中的蒸发具有极其重要的作用，在此基础上每一步的解压缩都对原子的原子数 N 、密度 D 和温度 T 都有较大的提高。这里的原子密度为并不是原子云的真实密度，而是指原子云的光学密度。两者的关系由式 2.14 决定：

$$D(x, y) = \sigma \int n(x, y, z) dz \quad (2.14)$$

$n(x, y, z)$ 代表的是原子数的密度分布， σ 代表原子的散射截面， D 为光学厚度。故原子云的真实密度与光学密度是正相关，光学密度越大，原子云的真实密度越高^[3]。

由图 2.18 可以看出对于 ^{40}K 原子来说，解压缩过程只是作用于蒸发过程的第三步与第四步之中。因为在蒸发过程的第四步中，四极电流由 16.5 A Ramp 到 10.9 A，其中 10.9 A 已经基本属于优化过程中的最小电流，低于该电流值下磁场所形成的磁阱不足以通过射频有效蒸发原子。所以第五步蒸发过程中四极磁场所需要的电流值是第四步解压缩到的值。对图中数据进行纵向的比较：在 TOF 1 ms 与 4 ms 的情况下，第一到二步的蒸发过程有无光塞堵塞磁场零点对于原子数 N 、温度 T 、以及原子密度 D 并无太大影响。随着蒸发过程的进行，从第三步蒸发开始，有无光塞作用于磁场零点对于原子的原子数 N 、温度 T 、以及原子密度 D 开始出现明显的影响，同时第三步中只进行了一步解压缩，解压缩过程对于原子的这些参数也有明显的作用。在第四步蒸发过程中通过增加光塞与两步解压缩过程可以得到在磁阱中相对较多的原子数和较高的密度，但在磁阱中的温度依然较高。通过第五步的蒸发过程在 TOF 4 ms 之后，得到在磁阱中为原子数为 1.63×10^7 ，原子云密度为 2.48，温度为 13.21 μK 的 ^{40}K 原子团，该参数符合在光阱中的装载。同时由于 ^{40}K 是由 ^{87}Rb 来协同冷却的，所以也需要知道是否有光塞和是否解压缩变对于 ^{87}Rb 原子的变化图样，如下图 2.19，是在磁阱中对 ^{40}K 原子和 ^{87}Rb 原子同时进行蒸发冷却的过程中， ^{87}Rb 原子在磁阱蒸发的第五步中改变条件后的原子数 n ，密度 D ，温度示意图 T 对比图。

由图 2.19 所示，由于这两种原子的性质差异，它们在相互作用时可能引发碰撞，导致能量损耗和冷却效率降低。纵向来看由于 ^{40}K 原子和 ^{87}Rb 原子存在碰撞损耗，所以在磁阱蒸发过程中只蒸发 ^{87}Rb 原子与同时蒸发 ^{40}K 原子和 ^{87}Rb 原子得到的结果有较大的差别。而横向来说也能够很明显的看出光塞与解压缩过程对于 ^{87}Rb 原子也具有明显的作用。最终，在磁阱中只蒸发 ^{87}Rb 原子时，五步蒸发和 TOF 15 ms 之后，获得原子数为 5.5×10^7 ，原子云密度为 2.7，温度为 16.53 μK 的 ^{87}Rb 原子团。在磁阱中同时蒸发 ^{40}K 原子和 ^{87}Rb 原子以及 TOF 15 ms 之后得到原子数为 1.63×10^7 ，原子云密度为 1.13，温度为 12.69 μK 用以协同冷却的 ^{87}Rb 原子团。

改变条件		蒸发步数					
		无光塞&未解压缩	加光塞&未解压缩	无光塞&解压缩1	无光塞&解压缩1&解压缩2	加光塞&解压缩1	加光塞&解压缩1&解压缩2
5	单做Rb						
		N: 2.6×10^6 D:0.16 T:13.65 μK TOF:15ms	N: 9.97×10^6 D:1.34 T:17.05 μK TOF:15ms			N: 1.47×10^7 D:1.28 T:8.96 μK TOF:15ms	N: 5.5×10^7 D:2.7 T:16.53 μK TOF:4ms
	做K看Rb (3s)						
		N: 5.18×10^5 D:0.07 T:36.52 μK TOF:15ms	N: 0 D: 0 TOF:15ms	N: 5.13×10^5 D:0.03 T:42.04 μK TOF:15ms	N: 1.39×10^6 D:0.11 T:18.34 μK TOF:15ms	N: 7.21×10^7 D:0.55 T:13.1 μK TOF:15ms	N: 1.63×10^7 D:1.13 T:12.69 μK TOF:15ms

图 2.19 不同条件下 ^{87}Rb 磁阱蒸发的原子数，密度，温度以及 TOF 的对比图

2.3.5 简并费米气体的制备

对原子装载优化和蒸发冷却过程进行升级之后，可以得到原子数为 5.5×10^7 ，密度为 2.58 原子云温度为 16.53 μK 的 ^{87}Rb 原子和原子数为 1.63×10^7 个原子，原子云密度为 2.48，温度为 13.21 μK 个 ^{40}K 原子。TOF 分别为 15 ms 和 4 ms。在由 QUIC

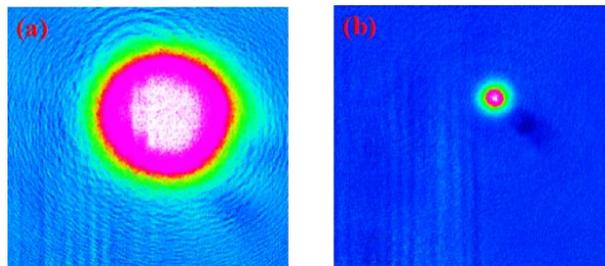


图 2.20 图 (a) 为磁阱中蒸发 5 步的 ^{87}Rb 原子。温度为 16.53 μK ，原子数为： 5.5×10^7 。原子密度为 2.58。图 (b) 为光阱 5 步蒸发后的实现了 ^{87}Rb 的 BEC。温度为 0.09 μK ， 1.36×10^6 个 ^{87}Rb 原子。密度为 2.68。

阱变为光塞堵塞磁场零点的方式后，在磁阱蒸发出来的原子温度要比 QUIC 阱转移回来的原子热，以 ^{87}Rb 原子为例，在 QUIC 阱转移回磁阱中后铷原子的温度为 2 μK ，

而在光塞堵塞磁阱的方案蒸发后得到的铷原子温度为 $16.53 \mu\text{K}$ ，所以实验上对磁阱之后用来装载的两路光阱功率进行了提升，由原来的 1 W 与 2 W 改为 2 W 和 3 W 。最终经过本章中对原子装载过程和磁阱蒸发过程的优化，在不装载 ^{40}K 的情况得到如图 2.20 的原子吸收成像图，磁阱中的 ^{87}Rb 原子数为 5.5×10^7 ，密度为 2.58 原子云温度为 $16.53 \mu\text{K}$ 。随后在光阱中装载得到 ^{87}Rb 原子数为 1.36×10^6 密度为 2.68 ，温度为 $0.09 \mu\text{K}$ 的 BEC。

通过 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子在磁阱蒸发中协同冷却、光塞堵塞磁场零点以及两步解压缩过程之后，得到如图 2.18 中符合实验要求 ^{40}K 原子数、密度和温度。最后将 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子共同装载进入光阱，经过 5 步蒸发之后形成简并度为 0.37 的简并费米气体，如图 2.21 所示。

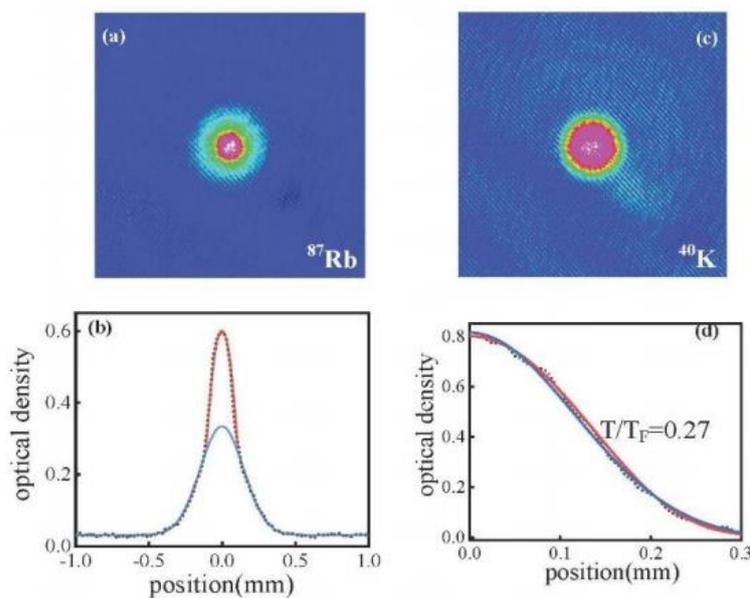


图 2.21 (a) 图表示 $|F=1, m_F=1\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子在光阱中实现 BEC，TOF 为 30 ms 。(b) 图表示图 (a) 的 BEC 的拟合曲线，可以看到红色线是 bimodal 的形成，蓝色线是热原子高斯拟合的结果。而 bimodal 的形成是原子形成 BEC 的重要标志。(c) 图是 ^{40}K 在光阱中蒸发冷却后的吸收成像图。TOF 12 ms 。(d) 是图 (c) Optical density 分布，费米-狄拉克拟合是红色线，黑色虚线是实验数据，蓝色线代表高斯拟合。得到 $T/T_F = 0.37$ ， $T_F = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3}/k_B$ $\bar{\omega} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \simeq 2\pi \times 80 \text{ Hz}$ 。

2.4 小结

超冷原子系统是开展量子模拟、量子计算、量子精密测量以及量子信息研究的理想平台。费米子 ^{40}K 原子由于泡利不相容原理的限制只能通过不同超精细态的费米原子或者不同的原子混合实现协同冷却，所以实现 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的玻色费米混合超冷气体相对于实现单一的 ^{87}Rb BEC 具有更大的挑战性。

本章首先对俘获原子气体的基本原理，暗磁光阱以及回收铷源等技术作了简单介绍。其次对实现原子冷却过程中各个阶段进行了优化升级，包括真空系统的更换、系统真空度的维持、二级磁光阱装载阶段的亮磁光阱（Bright MOT）改为了暗磁光阱（Dark MOT）、蒸发冷却时 Ioffe 与四极阱的组合替换为具有排斥力的绿光光塞与四极阱的组合，通过这些优化升级措施为基于超冷原子系统开展二维扭转光晶格^[23]、规范场模型^[24]、非线性干涉仪^[25]以及量子密钥分发^[26]等的实验研究打下了坚实的基础。

参考文献

- [1] Dong W, De-Zhi X, Hai Xia. Simultaneous Magneto-Optical Trapping of fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb atoms[J]. Chinese Physics Letters, 2007, 24(6): 1541.
- [2] 卫栋, ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体磁光阱的实验研究[D]. 博士论文, 山西大学, 2007.
- [3] 陈海霞, ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体量子简并的实现[D]. 博士论文, 山西大学, 2009.
- [4] 熊德智, ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米量子简并混合气体在磁阱和光阱中的操控[D]. 博士论文, 山西大学, 2010.
- [5] 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.
- [6] 王鹏军, 超冷玻色费米气体的集体原子反冲行为和Feshbach共振[D]. 博士论文, 山西大学, 2010.
- [7] 李东豪, 简并费米气体中自旋张量-动量的耦合以及里德堡激发态的实验研究[D]. 博士论文, 山西大学, 2021.
- [8] De-Zhi X, Hai Xia C, Peng-Jun W, et al. Quantum degenerate Fermi–Bose mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb atoms in a quadrupole-Ioffe configuration trap[J]. Chinese Physics Letters, 2008, 25(3): 843.
- [9] Wang P J, D Z, Fu Z K, et al. Experimental investigation of evaporative cooling mixture of bosonic ^{87}Rb and fermionic ^{40}K atoms with microwave and radio frequency radiation[J]. Chinese Physics B, 2011, 20(1): 016701.
- [10] Xiong D Z, Wang P J, Chen H X, et al. Evaporative cooling Rubidium atoms with Radiation [J]. Chinese Optics Letters, 2010, 8(4): 351-353.
- [11] Xiong D Z, Wang P J, Fu Z K, et al. Evaporative Cooling of ^{87}Rb Atoms into Bose-Einstein Condensate in an Optical Dipole Trap [J]. Chinese Optics Letters, 2010, 8(7): 627-629.
- [12] Metcalf H J, Van der Straten P. Laser cooling and trapping[M]. Springer Science & Business Media, 1999.

- [13] Dalibard J and Cohen-Tannoudji C. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models[J]. JOSA B, 1989, 6(11): 2023-2045.
- [14] Chretien R. Laser cooling of atoms: Monte-Carlo wavefunction simulations[J]. 2014.
- [15] Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, et al. Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Volocity-Selective Coherent Population Trapping [J]. Physical Review Letters, 1988, 61(7): 826.
- [16] Bardo F, Bouchaud J P, Aspect A, et al. Levy statistics and Laser Cooling[M]. Cambrige University Press, 2002.
- [17] Foot C J. Atomic physics[M]. Department of Physics University of Oxford, 2005.
- [18] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, et al. High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap[J]. Physical Review Letters, 1993, 70(15): 2253.
- [19] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, et al. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms[J]. Physical Review Letters, 1995, 75(22): 3969-3973.
- [20] Petrich W, Anderson M H, Ensher J R, et al. Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms[J]. Physical Review Letters, 1995, 74(17): 3352-3355.
- [21] Ensher J R. The first experiments with Bose-Einstein condensation of rubidium-87[D]. University of Colorado at Boulder, 1999.
- [22] Wu C H. Strongly interacting quantum mixtures of ultracold atoms[D]. Massachusetts Institute of Technology, 2013.
- [23] Meng Z, Wang L, Han W, et al. Atomic Bose–Einstein condensate in twisted-bilayer optical lattices[J]. Nature, 2023, 615(7951): 231-236.
- [24] Yang B, Sun H, Ott R, et al. Observation of gauge invariance in a 71-site Bose–Hubbard quantum simulator[J]. Nature, 2020, 587(7834): 392-396.
- [25] Mao T W, Liu Q, Li X W, et al. Quantum-enhanced sensing by echoing spin-nematic squeezing in atomic Bose–Einstein condensate[J]. Nature Physics, 2023: 1-6.
- [26] Yin J, Li Y H, Liao S K, et al. Entanglement-based secure quantum cryptography over 1,120 kilometres[J]. Nature, 2020, 582(7813): 501-505.

第三章 超冷费米气体通过 p 波 Feshbach 共振实现与空间相关的相互作用

3.1 概述

超冷原子气体中在空间和时间尺度实现对原子间相互作用的调控，为研究者们开辟了一条探索研究许多有趣量子现象的途径。这包括在玻色-爱因斯坦凝聚态（BEC）中模拟黑洞^[1,2]，创造新型量子液滴^[3,4]，实现光晶格中间隙孤子物质波的长寿命布洛赫振荡^[5]，探讨量子相变的界面控制^[6] 观察玻色凝聚体的局域坍塌现象^[7,8]，实现受 Floquet 对称性保护的拓扑相^[9]，调控相互作用强度引发稳态电流的形成^[10]，以及设计基于单原子晶体管的精密磁场传感器^[11] 等方面的研究。

在磁场诱导的 Feshbach 共振中，当闭通道中的束缚分子态与开通道中两个原子散射态耦合时会发生 Feshbach 共振，该技术是利用外部磁场控制原子间相互作用的有效工具，已经被广泛应用于研究强关联的量子气体^[12]。结合磁场 Feshbach 共振和磁场梯度在理论和实验^[17] 上对于非均匀凝聚态^[13-16] 的碰撞展开了研究。

另外，可以通过一束近光缔合共振激光场把激发束缚态耦合到散射基态的方式实现光学 Feshbach 共振，它更适用于磁不灵敏电子基态的碱土金属原子^[18,19]。由于相对于外部磁场来说，激光场在时间和空间分辨率上具有更高程度的可控性^[8,20-29]。近年来，磁 Feshbach 共振的光学控制在理论^[46]和实验^[47]方面都引起了广泛关注。基于光控磁 Feshbach 共振，控制激光场与基态耦合束缚态到激发束缚态，从而导致闭通道中基态束缚态的光平移。因此，这种控制的自由原子跃迁的大失谐激光可以抑制原子的损失。此外，控制激光的波长可以选择为 AC-Stark 位移抵消的幻零（Tune-out）波长^[30-37]（D1 和 D2 线之间），控制激光仅在束缚到束缚跃迁之间产生 AC-Stark 位移，但是对散射态原子的基态基本没有影响。

在本章中，我们研究了在 ^{40}K 超冷费米气体中光学控制 p 波 Feshbach 共振与空间相关的相互作用。这里一个控制光场需要满足两个条件：一个是激光波长应接近幻零波长 768.9701 nm ^[38]，这样做的目的是通过降低基态自由原子 AC-Stark 位移来消除该激光的束缚势导致的形变；另外一个是该激光频率接近与束缚分子态到束缚分子态跃迁共振频率。通过在不同光场强度下测量原子损耗谱的方式展示了基于光场操控 p 波共振的平移。利用在飞行时间（TOF）吸收成像中观测由空间非均匀光强分

布导致的原子损耗谱的方式探索研究了基于 P 波 Feshbach 共振的空间依赖相互作用。

3.2 实验方案

首先在 1064nm 的光学偶极阱中通过蒸发冷却得到 ^{40}K 原子在超精细能态 $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 的简并费米气体，费米原子数为 2×10^6 ，温度为 $T \approx 300\text{nK} = 0.3T_F$ [39]。光阱的俘获频率为 $\omega \approx 2\pi \times 80\text{Hz}$ ， $T_F = \hbar\omega(6N)^{1/3}/k_B$ 是费米温度， k_B 是玻尔兹曼常数。如图 3.1 (b) 中，被俘获原子的托马斯-费米半径云为 $78\ \mu\text{m}$ 。为了研究在 $|F=9/2, m_F=-7/2\rangle$ 态的 p 波 Feshbach 共振，费米子原子首先在磁场 $B=5\text{G}$ 处利用射频 (RF) 场在快速绝热过程下转移到 $|9/2, -9/2\rangle$ 态。随后线性增加外部磁场到 $219.4\ \text{G}$ ($|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 之间的散射长度为 0)，再一次使用脉冲时间为 $30\ \text{ms}$ 的射频场将费米气体制备到 $|9/2, -7/2\rangle$ 态。最后绝热降低磁场到 198G 附近， $20\ \text{ms}$ 之后打开一束线偏振和腰斑半径为 $200\ \mu\text{m}$ 的光缔合激光沿着 y 方向作用于简并费米气体，同时关闭磁场、光缔合激光和光学偶极阱，通过 $15\ \text{ms}$ 的飞行时间 (TOF) 后将剩余原子进行吸收成像，并且测量 p 波 Feshbach 共振的原子损耗谱。

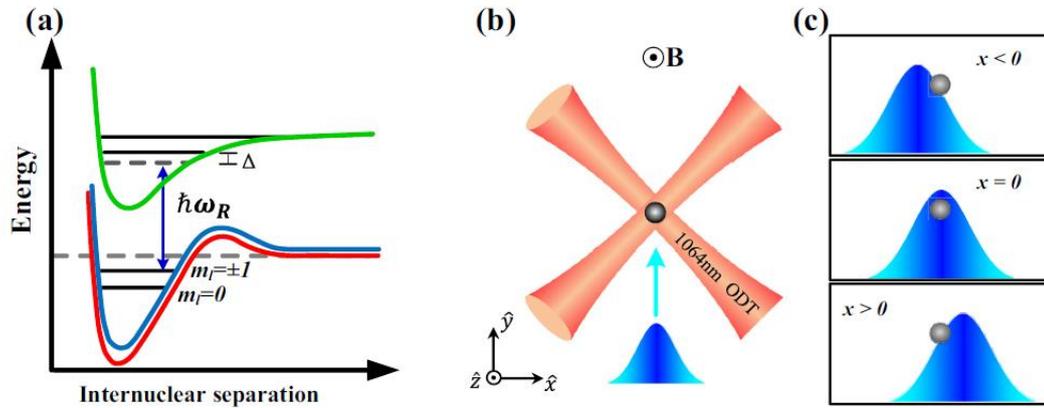


图 3.1 (a) 光学控制的 p 波 Feshbach 共振原子能级图。频率为 $\hbar\omega_R$ 的单束光缔合激光场驱动闭通道基态分子态和激发分子态之间的跃迁。(b) 实验装置示意图。 ^{40}K 费米气体被捕获在由两个 1064nm 交叉的光学偶极阱中，均匀磁场 B_{exp} 沿 z 方向，线性偏振的一束光缔合激光沿 y 方向传播。(c) 调节激光和原子云之间的相对位移。光缔合光束相比于被束缚的费米气体具有更大的腰斑，蓝色区域是单束光缔合高斯光束的强度分布轮廓。

为了在原子云尺度上实现由光强的梯度分布引起的原子损耗即空间依赖的散射长度变化，在实验上利用 $|9/2, -7/2\rangle$ 态在磁场 $B \sim 198\ \text{G}$ ($m=0: 198.8\ \text{G}$, $m=\pm 1: 198.3\ \text{G}$)

处的窄 p 波 Feshbach 共振开展研究。该方法增强了散射长度对光缔合光场梯度引起的光平移在微米尺度上的灵敏度，从而可以很容易在实验上观测到费米原子密度分布中的局部原子损失。窄线宽的光缔合激光是由 M Squared 公司的 SolsTiS 单频可调谐钛宝石激光器产生，以线偏振沿着 y 方向作用于简并费米气体，并且腰斑半径为 200 μm 相比于束缚在光阱中的费米气体具有更大的腰斑。1064 nm 的光学偶极阱的 AC-Stark 频移高达 $2\pi \times 0.34$ MHz（功率为 270 mW，腰斑半径为 40 μm ），但是由于光缔合激光的频率处在幻零波长 $\lambda_0 = 768.9701$ nm（389.862 THz）附近，从而该激光导致的 AC-Stark 频移仅为 $2\pi \times 2$ kHz，所以相比于偶极阱导致的 AC-Stark 频移来说光缔合激光导致的光频移接近为零并且几乎不引起自发散射。

3.3 实验过程

3.3.1 自旋态和 Tune-out 波长的选取

基于 $|9/2, -7/2\rangle \otimes |9/2, -7/2\rangle$ 的 p 波 Feshbach 共振利用一束近共振激光 ω_L 在磁场 $B = 198.3$ G 附近通过扫描激光频率测量了低于 $^{40}\text{K}_2$ 分子态阈值 $^2\text{P}_{3/2} + ^2\text{S}_{1/2}$ 的束缚分子态到束缚分子态的跃迁。在之前的研究工作中^[28]，测量束缚分子态到束缚分子态的跃迁的激光频率相对于 D1 线是红失谐的。而该文中所用到的激光频率是介于 D1 和 D2 线之间（770.1~766.7 nm），以满足所用到的激光是幻零波长。在基于 $|9/2, -7/2\rangle \otimes |9/2, -7/2\rangle$ 的 p 波 Feshbach 共振通过扫描激光频率同时观测原子损耗轮廓的方式测量了束缚分子态到束缚分子态的跃迁的激光频率，如图 3.2 显示了制备到 $|9/2, -7/2\rangle \otimes |9/2, -7/2\rangle$ 态单束激光 p 波 Feshbach 共振原子损耗谱。原子云位于功率约为 60 mW 激光光束光斑的中心，同时将磁场固定在 198.3G 的共振磁场（ $m = \pm 1$ ）。当激光远失谐束缚态分子跃迁（可以认为在没有光的情况下）时，因为闭合通道分子态的能量 $m = \pm 1$ 具有两个自由原子的能量，所以原子在 Feshbach 共振处受到非弹性损失。而当光场处于束缚态分子跃迁附近时，激光通过 AC-Stark 效应平移了 Feshbach 共振的位置，这种抑制的原子损耗是由潜在的共振导致。图 3.2 中的这种抑制对应于束缚态从基态到激发态 $^{40}\text{K}_2$ 分子的共振跃迁，在损耗谱中对应为峰。需要强调的是峰的产生与激发分子态的损耗无关，另外峰的宽度由激光的耦合强度决定，而与分子态的线宽无关。因此通过调节激光的参数，实验上能够精密地控制损耗谱中的峰的偏移量。

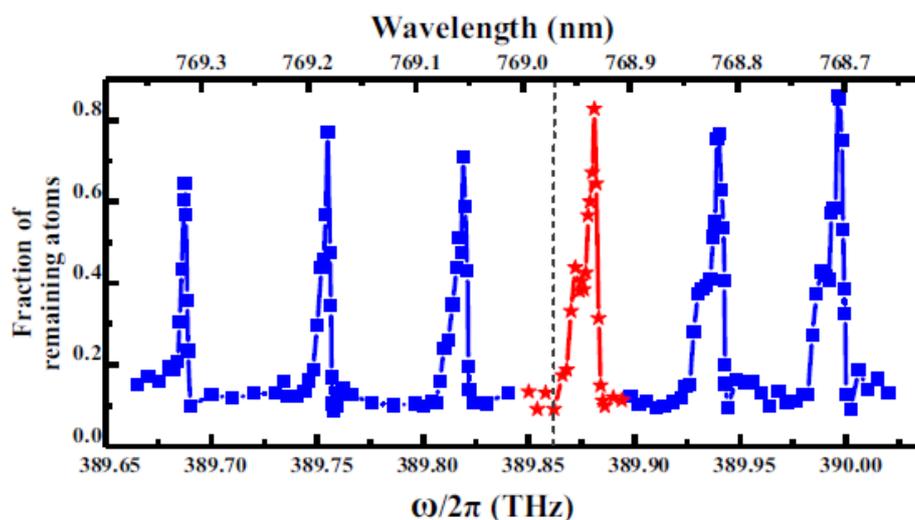


图 3.2 在磁场 $B=198.3\text{ G}$ 时，原子态为 $|9/2, -7/2\rangle \otimes |9/2, -7/2\rangle$ 低于 $^2P_{3/2} + ^2S_{1/2}$ 阈值的 p 波 Feshbach 共振附近的束缚到束缚分子态光谱。峰值产生是因为由于 AC-Stark 效应控制光使 Feshbach 共振位置偏移，所以减少了原子损失（保护原子）。激光脉冲的持续时间为 8 ms ，激光功率为 60 mW 。后续实验中使用的 $\omega_L \sim 2\pi \times 389.881\text{ THz}$ 分子跃迁频率用红色的星星突出显示，并且 ^{40}K 原子的波长由垂直虚线标记。束缚光谱的线宽约为 $2\pi \times 10\text{ GHz}$ 。光缔合激光的功率被选择为 $\Omega(0) = 2\pi \times 64.72\text{ kHz} \times \sqrt{I(0)/(\text{mW}/\text{cm}^2)} \approx 2\pi \times 20\text{ MHz}$ “Fraction of remaining atoms”是 Feshbach 共振相互作用后剩余原子数与初始原子数之比。

在 Tune-out 波长附近时，通过扫描激光频率（步长为 $2\pi \times 1\text{ GHz}$ ）获得六个明显束缚分子态到束缚分子态跃迁的共振峰。在图 3.2 中选取一组共振峰频率 $\omega_L = 2\pi \times 389.881\text{ THz}$ 的束缚分子态到束缚分子态跃迁（红色星号），该跃迁频率在 ^{40}K 的 Tune-out 波长附近，实验中选取该频率用来研究空间依赖的原子相互作用。该激光选择靠近 Tune-out 波长的频率对自由原子的平移能量为零并且不会产生额外的偶极力，同时能够保证可以观测到空间依赖的原子间相互作用。

接下来对磁场 p 波 Feshbach 共振下的光学操控进行研究，当利用失谐为 $\Delta_L = 2\pi \times (-6)\text{ GHz}$ 同时束缚分子态到束缚分子态跃迁频率为 $\omega_L = 2\pi \times 389.881\text{ THz}$ 的光缔合激光照射费米气体时，由于耦合了激发的分子态，闭通道的束缚态能量能够被有效移动，从而得出原子损耗光谱对于不同激光强度关于磁场的函数，如图 3.3 所示。由于 ^{40}K 原子束缚分子态到束缚分子态跃迁频率为红失谐，AC-Stark 位移可以在耦合的过程中使分子态远离原子态，因此在较高磁场下需要更多塞曼能量才能使自由原子散射阈值接近分子能级。换言之，图 3.2 的图像关系是光缔合激光由于

AC-Stark 效应使 Feshbach 共振位置发生变化，并且通过“保护原子”的方式降低了原子的损耗。因此，在图 3.3 中观察到的原子损耗谱的线宽与在图 3.2 中束缚态谱线的线宽一致。图 3.3 中可以清楚地看到光学控制的 p-wave Feshbach 共振位置被平移到了高磁场，光学控制不同组分 p-wave Feshbach 共振 ($m=\pm 1, 0$) 已在我们之前的工作^[28]中做的详细叙述。Feshbach 共振位置平移的变化可以用由微观耦合通道模型^[28, 40-41]导出的表达式来表示：

$$\delta\mu(B_s(r) - B_0) = -\text{Re}\left[\frac{\Omega^2(r)}{\Delta_L - i\gamma/2}\right] \quad (3.1)$$

其中 B_s 和 B_0 分别是是否存在光缔合光场情形下的发生 Feshbach 共振的磁场位置， $\delta\mu$ ($0.134\mu_B=2\pi\times 0.18755$ MHz/G) 是闭通道和开通道之间的磁矩差值^[12]， Δ_L 是相对

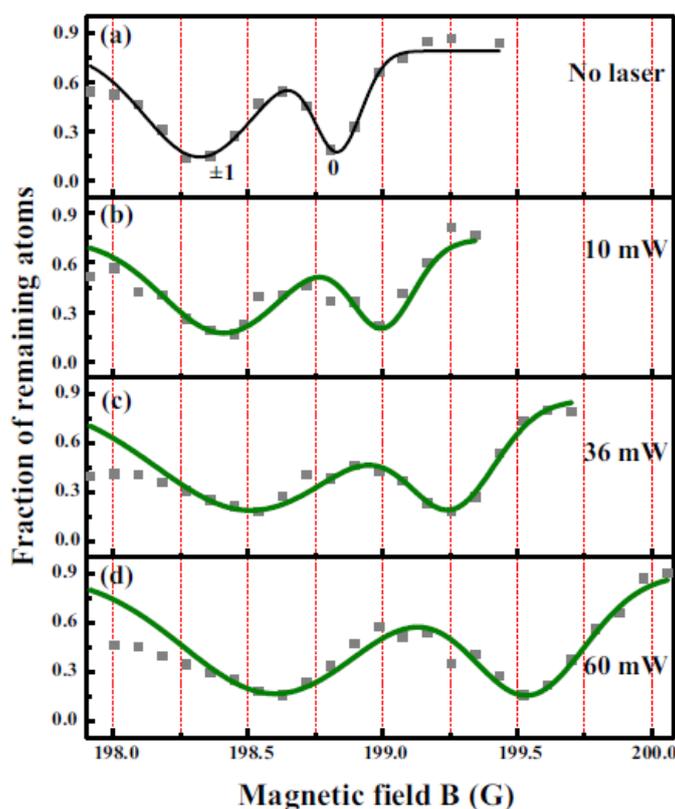


图 3.3 红失谐单束激光的光学操控 p 波 Feshbach 共振 (a) 没有光学操控原子损耗谱 p 波 Feshbach 共振的 $|9/2, -7/2\rangle \otimes |9/2, -7/2\rangle$ 。左边的损耗点位于 198.3G，自由原子的原子态与闭通道中的分子状态 $m=\pm 1$ ，右边的损耗谷对应于 $m=0$ ，位于 198.8 G。p 波 Feshbach 共振 shift 的原子损耗谱，单束激光的功率分别为 10mW (b)、36 mW (c) 和 60 mW (d)。这里的激光失谐为 $\Delta_L = 2\pi \times (-6)$ GHz。实心的绿色曲线是利用共振参数拟合的洛伦兹曲线。

于激发分子态的激光失谐， γ 是激发分子态的自发辐射率。 $\Omega(r) \propto \sqrt{I(r)}$ 表示闭合通道分子和激发的分子态由激光导致的耦合强度。从图 3.3 损耗谱和 (3.1) 式中可以理解不同功率不同强度的共振激光可以导致 Feshbach 共振位置的不同平移，同时可以获得耦合强度约为 $2\pi \times 64.72\text{kHz} \times \sqrt{I(0)/(\text{mW}/\text{cm}^2)}$ ，自发辐射率 γ 约为 $2\pi \times 6$ MHz。

3.3.2 与空间相关的光学控制 Feshbach 共振的测量

接下来，我们通过激光操控 p 波 Feshbach 共振研究了空间依赖的相互作用。原子云与光缔合激光之间的相对位移决定了作用于原子样品上的不同激光光强的梯度 $I(x)$ ，该梯度会引起与空间相关的相互作用。我们在不同磁场和位移下对原子样品进行吸收成像并对沿着 x 方向的原子轮廓密度进行了积分，并观察到简并费米气体存在局部的大量损耗，如图 3.4 (a-c) 所示。需要强调的是：相比于热原子气体，在费米简并气体中空间分布对应的动量分布所展现出的时间尺度要更长，因此在费米简并气体中观测原子样品的局部损耗是非常重要的。其中，在 p 波 Feshbach 共振中选取 $m=0$ 的组分，并且作用于原子的激光功率是 60 mW 以及相对于幻零波长失谐为 $2\pi \times (-6)$ GHz。

当相对位移 $\Delta x = -150 \mu\text{m}$ 时，在外部磁场由高向低改变时，局部损失区域从右侧部分移动到左侧部分，这是因为原子样品的右侧部分感觉到更强的光缔合光强，因此其 Feshbach 共振位置位于较高的磁场中。如图 3.4(a1)-3.4(a3)所示：

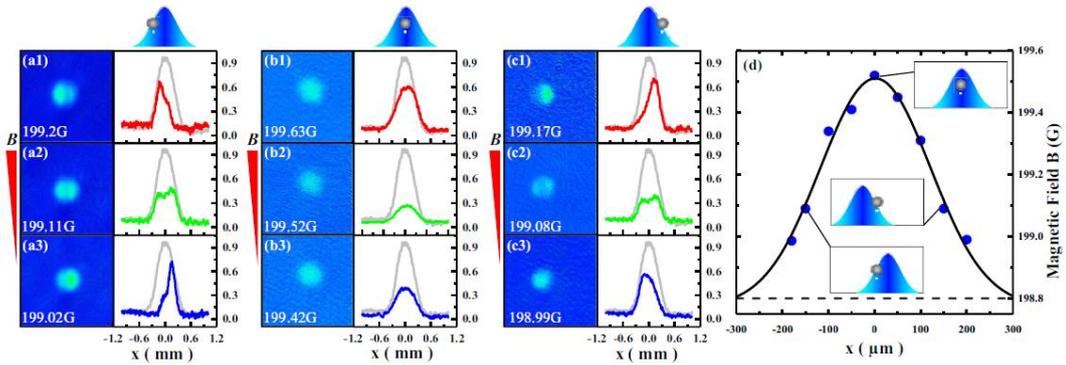


图 3.4 (a), (b) 和 (c) 是在不同的外部磁场下，原子云的 TOF 图像和 (a) $\Delta x = -150 \mu\text{m}$ 、(b) $\Delta x = 0 \mu\text{m}$ 和 (c) $\Delta x = 150 \mu\text{m}$ 的情况下对应的沿 x 方向的积分密度分布，这里单个控制激光功率 60 mW，失谐 $2\pi \times (-6)$ GHz，持续时间 5 ms。(a)、(b) 和 (c) 中的灰色曲线代表没有控制激光作用的费米气体。(d) 在激光束的中心和原子云之间 $m=0$ 的 p 波 Feshbach 共振的位移位置作为位移的函数。

如图 3.4 (a2) 所示最大局部损失位于原子云中心, 表明费米云中心部分经历了强烈的局部损耗, 这表明费米云的中心部分与两侧的正负散射长度发生强烈相互作用。当相对位移 $\Delta x=150 \mu\text{m}$ 时, 在外部磁场由高向低改变时(同上), 较大的局部损耗区域从左侧移动到右侧(方向相反), 如图中 3.4(c1)-3.4(c3) 所示。对于相对位移 $\Delta x=0 \mu\text{m}$ 时, 原子样品感觉到几乎均匀的光缔合激光, 这会导致整个原子云均匀的损耗, 同时最大 Feshbach 共振的位置向高磁场移动。最后, 我们给出了 $m=0$ 的 p 波 Feshbach 共振位置与激光和费米气体云之间位移的函数, 如图 3.4 (d) 所示。当选取磁场 Feshbach 共振位置并且光强中心与原子云的中心重合时损耗最大。所以 p 波 Feshbach 共振的位移与光缔合激光的高斯强度分布相匹配。

从吸收成像中我们观察到与空间依赖有关的原子损耗飞行时间 (TOF) 图像, 这是空间光强分布不均匀引起的空间变化的原子相互作用。一般来说通过原子 TOF 吸收图像的密度分布可以得到关于原子动量分布的信息。因此通过图 3.5 所示的不同

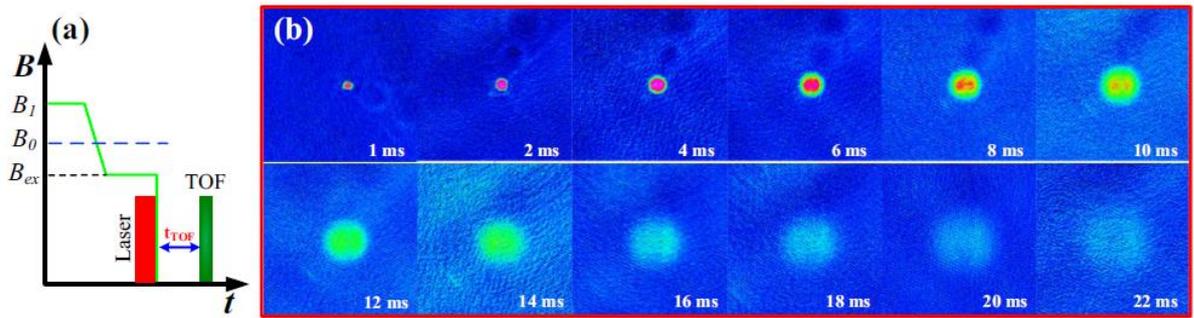


图 3.5 不同 t_{TOF} 函数的原子密度演变。(a) 实验激光在均匀偏置磁场中的时序, 其中 $B_1=219 \text{ G}$ 和 $B_{\text{ex}}=199.11 \text{ G}$ 分别是初始和最终外部磁场, $B_0 \approx 198.3 \text{ G}$ 是 Feshbach 共振点。(b) 不同 t_{TOF} 原子云的 TOF 图像, 选取位移为 $\Delta x=-150 \mu\text{m}$ 控制激光 60 mW , 失谐 $2\pi \times (-6) \text{ GHz}$, 持续时间 5 ms , 最终外部磁场为 $B_{\text{ex}}=199.11 \text{ G}$ 的位置。

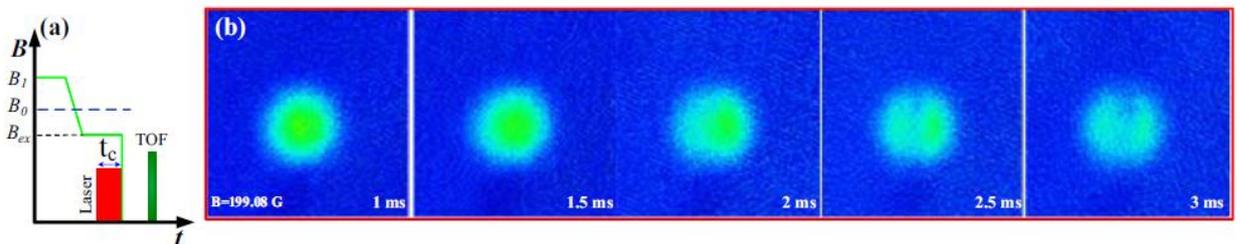


图 3.6 改变实验激光脉冲持续时间的原子密度演变。(a) 实验激光的在均匀偏置磁场的时序。(b) 原子云在控制激光不同持续时间 t_c 下的 TOF (15 ms) 图像。此处, 位移为 $\Delta x=-150 \mu\text{m}$ 。

飞行时间 (TOF) 的吸收图像研究了空间相关的原子损失, 由于费米气体达到量子简并态, 可以清楚地看到在不同飞行时间下的局部损失。另外, 可以通过如图 3.6 所示的改变激光的脉冲时间研究原子的损耗率, 当光缔合激光大于 3 ms 时, 原子在密度分布中出现明显的空间相关原子损耗,

3.4 小结

在 ^{40}K 的超冷费米气体中基于窄的光学控制 p 波 Feshbach 共振演示了与空间相关的相互作用。利用一个频率接近幻零波长的特殊光场来驱动基态分子态到激发的分子态的跃迁, 从而导致闭通道中的 AC-Stark 频移。使用一束激光腰斑尺寸大于原子云的光缔合激光, 从而高斯光束的梯度光强可以产生依赖于空间的相互作用。另外通过调整光缔合激光与原子之间的相对位移, 可以从吸收图像中观测到空间依赖的原子损耗, 进而证明了空间依赖的 p 波相互作用。该方案为基于 p 波 Feshbach 共振探索研究多体物理^[42-45]提供了强有力的技术支撑。

参考文献

- [1] Garay L J, Anglin J R, Cirac J I, et al. Sonic analog of gravitational black holes in Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(22): 4643.
- [2] Carusotto I, Fagnocchi S, Recati A, et al. Numerical observation of Hawking radiation from acoustic black holes in atomic Bose-Einstein condensates[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(10): 103001.
- [3] Abdullaev F K, Caputo J G, Kraenkel R A, et al. Controlling collapse in Bose-Einstein condensates by temporal modulation of the scattering length[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(1): 013605.
- [4] Saito H, Ueda M. Bose-Einstein droplet in free space[J]. *Physical Review A*, 2004, 70(5): 053610.
- [5] Salerno M, Konotop V V, Bludov Y V. Long-living Bloch oscillations of matter waves in periodic potentials[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(3): 030405.
- [6] Hartmann M J, Plenio M B. Migration of bosonic particles across a Mott insulator to a superfluid phase interface[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(7): 070602.
- [7] Dong G, Hu B, Lu W. Ground-state properties of a Bose-Einstein condensate tuned by a far-off-resonant optical field[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(6): 063601.
- [8] Clark L W, Ha L C, Xu C Y, et al. Quantum dynamics with spatiotemporal control of interactions in a stable Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(15): 155301.
- [9] Potirniche I D, Potter A C, Schleier-Smith M, et al. Floquet symmetry-protected topological phases in cold-atom systems[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(12): 123601.
- [10] Lai C Y, Chien C C. Quantification of the memory effect of steady-state currents from interaction-induced transport in quantum systems[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(3): 033628.
- [11] Jachymski K, Wasak T, Idziaszek Z, et al. Single-atom transistor as a precise magnetic field sensor[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(1): 013401.

- [12] Chin C, Grimm R, Julienne P, et al. Feshbach resonances in ultracold gases[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(2): 1225.
- [13] Theocharis G, Schmelcher P, Kevrekidis P G, et al. Matter-wave solitons of collisionally inhomogeneous condensates[J]. *Physical Review A*, 2005, 72(3): 033614.
- [14] Theocharis G, Schmelcher P, Kevrekidis P G, et al, Dynamical trapping and transmission of matterwave solitons in a collisionally inhomogeneous environment [J]. *Physical Review A*, 2006, 74(5): 053614.
- [15] Niarchou P, Theocharis G, Kevrekidis P G, et al. Soliton oscillations in collisionally inhomogeneous attractive Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review A*, 2007, 76(2): 023615.
- [16] Rodrigues A S, Kevrekidis P G, Porter M A, et al. Matter-wave solitons with a periodic, piecewise-constant scattering length[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(1): 013611.
- [17] Di Carli A, Henderson G, Flannigan S, et al. Collisionally inhomogeneous Bose-Einstein condensates with a linear interaction gradient[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(18): 183602.
- [18] Fedichev P O, Kagan Y, Shlyapnikov G V, et al. Influence of nearly resonant light on the scattering length in low-temperature atomic gases[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 77(14): 2913.
- [19] Nicholson T L, Blatt S, Bloom B J, et al. Optical Feshbach resonances: Field-dressed theory and comparison with experiments[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(2): 022709.
- [20] Bauer D M, Lettner M, Vo C, et al. Control of a magnetic Feshbach resonance with laser light[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(5): 339-342.
- [21] Zhang P, Naidon P, Ueda M. Independent control of scattering lengths in multicomponent quantum gases[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(13): 133202.
- [22] Wu H, Thomas J E. Optical control of Feshbach resonances in Fermi gases using molecular dark states[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(1): 010401.
- [23] Fu Z, Wang P, Huang L, et al. Optical control of a magnetic Feshbach resonance in an

- ultracold Fermi gas[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 041601.
- [24] Zhang Y C, Liu W M, Hu H. Tuning a magnetic Feshbach resonance with spatially modulated laser light[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(5): 052722.
- [25] Jie J, Zhang P. Center-of-mass-momentum-dependent interaction between ultracold atoms[J]. *Physical Review A*, 2017, 95(6): 060701.
- [26] Jagannathan A, Arunkumar N, Joseph J A, et al. Optical control of magnetic feshbach resonances by closed-channel electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(7): 075301.
- [27] Arunkumar N, Jagannathan A, Thomas J E. Probing Energy-Dependent Feshbach Resonances by Optical Control[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(16): 163404.
- [28] Peng P, Zhang R, Huang L, et al. Universal feature in optical control of a p-wave Feshbach resonance[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(1): 012702.
- [29] Arunkumar N, Jagannathan A, Thomas J E. Designer spatial control of interactions in ultracold gases[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(4): 040405.
- [30] LeBlanc L J, Thywissen J H. Species-specific optical lattices[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(5): 053612.
- [31] Arora B, Safronova M S, Clark C W. Tune-out wavelengths of alkali-metal atoms and their applications[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(4): 043401.
- [32] Holmgren W F, Trubko R, Hromada I, et al. Measurement of a wavelength of light for which the energy shift for an atom vanishes[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(24): 243004.
- [33] Trubko R, Gregoire M D, Holmgren W F, et al. Potassium tune-out-wavelength measurement using atom interferometry and a multipass optical cavity[J]. *Physical Review A*, 2017, 95(5): 052507.
- [34] Cheng Y, Jiang J, Mitroy J. Tune-out wavelengths for the alkaline-earth-metal atoms[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(2): 022511.
- [35] Fallon A, Leonard R, Sackett C. High-precision measurements of the ^{87}Rb D-line tune-out wavelength[C]//APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics Meeting Abstracts. 2016, 2016: N5. 009.
- [36] Trubko R, Greenberg J, Germaine M T S, et al. Atom interferometer gyroscope with

- spin-dependent phase shifts induced by light near a tune-out wavelength[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(14): 140404.
- [37] Schmidt F, Mayer D, Hohmann M, et al. Precision measurement of the ^{87}Rb tune-out wavelength in the hyperfine ground state $F=1$ at 790 nm[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(2): 022507.
- [38] Trubko R, Gregoire M D, Holmgren W F, et al. Potassium tune-out-wavelength measurement using atom interferometry and a multipass optical cavity[J]. *Physical Review A*, 2017, 95(5): 052507.
- [39] Chai S, Wang P, Fu Z, et al. The Design of a dipole traps for Bose-Einstein Condensate and Degenerate Fermi Gas[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2012, 18: 171.
- [40] Zhang P, Naidon P, Ueda M. Scattering amplitude of ultracold atoms near the p-wave magnetic Feshbach resonance[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(6): 062712.
- [41] Köhler T, Góral K, Julienne P S. Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(4): 1311.
- [42] Yu Z, Thywissen J H, Zhang S. Universal Relations for a Fermi Gas Close to a p-Wave Interaction Resonance[J]. *Physical Review Letters*. 2016, 117(1): 019901.
- [43] Yang L, Guan X, Cui X. Engineering quantum magnetism in one-dimensional trapped Fermi gases with p-wave interactions[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(5): 051605.
- [44] Yin X Y, Ho T L, Cui X. Majorana edge state in a number-conserving Fermi gas with tunable p-wave interaction[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21(1): 013004.
- [45] Tajima H, Tsutsui S, Doi T M, et al. Unitary p-wave Fermi gas in one dimension[J]. *Physical Review A*, 2021, 104(2): 023319.
- [46] He L, Hu H, Liu X J. Realizing Fulde-Ferrell superfluids via a dark-state control of Feshbach resonances[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(4): 045302.
- [47] Thomas O, Lippe C, Eichert T, et al. Experimental realization of a Rydberg optical Feshbach resonance in a quantum many-body system[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 2238.

第四章 超冷 ^{40}K 费米气体里德堡 EIT 谱的测量

4.1 概述

里德堡原子由于其具有较长的寿命、强相互作用的阻塞效应和非常大的极化率等特性表现出丰富的多体行为。里德堡态原子间的可控相互作用已经在许多领域得以应用发展，实验上已经证明吸引或排斥势^[1,2]会对里德堡态原子间的共振能量转移^[3-6]和偶极-偶极相互作用产生影响。里德堡态的相干激发^[7-9]和偶极阻塞^[10-19]相互作用对量子信息^[20]、量子门理论^[21-24]以及量子模拟^[25]都具有重要意义，并且关于里德堡态原子的量子纠缠^[26]和 C-NOT 门^[27]的可行性已经得到证明。同时里德堡原子偶极相互作用还在弱缀饰基态原子的强关联里德堡特性^[28-29]和新相变里德堡态的共振耦合^[30,31]等方面具有许多有趣的研究。里德堡原子阻塞效应还可以用于四波混频^[32]和集体激发^[33]。

电磁诱导透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) 作为一种探测里德堡原子相互作用的技术手段^[34]被广泛应用于实验上，它提供了一种无损探测里德堡态的方法，即不需要实际转移原子到里德堡态^[35]。通常，EIT 光谱可以通过两种不同的方式获得。第一种方法是在里德堡耦合光频率固定的情况下，通过扫描探测光频率获得探测光通过原子样品的透射率，从而获得 EIT 光谱^[36]。这种方法产生了标准的三能级 EIT 光谱，其在谐振频率下具有窄的传输窗口，在传输窗口两侧的两个缀饰态下具有强吸收特性。第二个方法是在探测光频率固定的情况下，扫描里德堡耦合光的频率来测量探测光束的强度，通过测量穿过原子跃迁的耦合光束来获得的 EIT 光谱。保持探测激光锁定到谐振腔上^[37]可以消除热蒸汽中的多普勒背景^[38]，并且探测光吸收信号显示透明性，耦合激光进入时的峰值 EIT 光谱呈现黑暗背景^[39]，这对实际应用有很大好处，例如高分辨率测量激发态之间的超精细分裂^[40,41]，激光频率稳定性^[42,43]，高激发态的里德堡态^[44,45]研究等等。

总之，EIT 是由三能级系统引起的相干现象，该系统由弱探测场和强耦合场构成。在共振时，这会导致介质从光学厚度到探测过渡的透明性发生改变。这个过程可以从暗态的形成来理解，即系统原子能级的相干叠加更长的谐振耦合到探测场。这将导致窄透射窗口的形成，仅在探测吸收特征中出现。这一现象首次在铯蒸气中被观察到^[100]，导致了共振增强的第三阶非线性效应。

里德堡态在玻色和费米原子气体中展现出极为不同的多体现象^[46, 47]。实验研究较多关注是原子中里德堡态与玻色-爱因斯坦凝聚态之间的相互作用^[48-54]。同时,有许多理论学者致力于研究里德堡缀饰的费米气体^[55-58]。这种缀饰费米气体之间的相互作用为强关联电子固体相关的难题提供了新的视角,为研究拓扑超流体^[59]和拓扑密度波^[60]等提供了可能。在本章中,首先我们实验上采用了超稳腔法锁定了用于 ^{40}K 里德堡原子两步激发的 457 nm 蓝光和 ^{40}K 原子的共振光频率;其次,通过扫描探测光,研究了超冷费米 ^{40}K 的双光子过程;最后,当将探测光分别锁定到超稳定腔和饱和吸收光谱上时,研究 ^{40}K 原子 37s 里德堡态对于两种探测光的不同 EIT 谱线、同时运用超温腔锁定的探测光测量了 35d 以及 52s 的里德堡 EIT 线型,揭示了其透明峰的特性和对耦合强度等参数的依赖关系,为费米子的里德堡前期研究奠定基础。

4.1.1 里德堡原子的相互作用

里德堡态原子因为具有强偶极-偶极相互作用的性质,使它们成为研究量子多体物理和量子信息应用的理想选择^[61]。里德堡原子相对于其他偶极系统(例如极性分子^[62, 63])的主要优点之一是能够通过状态选择来控制强度、信号和空间依赖性。本小结概述了里德堡态偶极相互作用的原理。

偶极-偶极相互作用:

考虑一对初始处于 $|r\rangle = |n, \ell, j, m_j\rangle$ 态的原子,两原子之间的距离为 R , 如图 4.1 所示。该原子系统的偶极-偶极相互作用能可以写为:

$$V(R) = \frac{\mu_1 \cdot \mu_2}{R^3} - \frac{3(\mu_1 \cdot R)(\mu_2 \cdot R)}{R^5}, \quad (4.1)$$

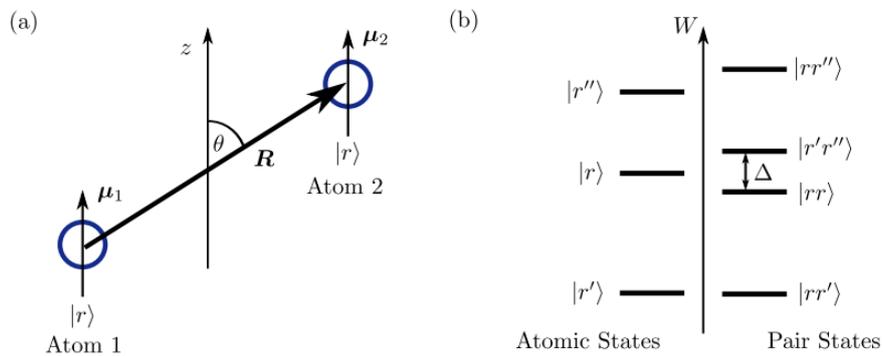


图 4.1. (a) 两个原子之间的偶极-偶极相互作用,原子间间隔 R 与 z 轴成角度 θ 。(b) 从原子态到 Pair 态的转变揭示了具有能量缺陷 Δ 的近共振态,它们通过偶极子-偶

极子相互作用耦合。文献来源^[64]

其中 $\mu_{1,2}$ 是与从 $|r\rangle$ 到分别为 $|r'\rangle$ 和 $|r''\rangle$ 跃迁矩阵。取 \mathbf{R} 沿 z 轴 ($\theta = 0$)，偶极-偶极相互作用可简化为：

$$V(R) = \frac{\mu_{1-}\mu_{2+} + \mu_{1+}\mu_{2-} - 2\mu_{1z}\mu_{2z}}{R^3}, \quad (4.2)$$

μ_{iq} 表示原子 $i = \{1, 2\}$ 的偶极算子，下标 $q = \{-, z, +\}$ 对应原子 $\{\sigma^+, \pi, \sigma^-\}$ 的跃迁。偶极-偶极相互作用保留了 Pair 态的总角动量 $M = m_{j1} + m_{j2}$ 。为了计算偶极-偶极相互作用引起的能量转移，需要将原子态转换为 Pair 态，如图 4.1(b) 所示。初始原子对为 $|rr\rangle$ 态，通过 $V(R)$ 耦合到 $|r'r''\rangle$ 态，该态的能量亏损 Δ 由下式给出的

$$\Delta = W_{|r'\rangle} + W_{|r''\rangle} - 2W_{|r\rangle}, \quad (4.3)$$

它表示无限分离时 Pair 态的能量差， W 为不同原子态下的能量。描述偶极-偶极相互作用的哈密顿量对于基态 $|rr\rangle$ 、 $|r'r''\rangle$ 有式 4.4：

$$H = \begin{pmatrix} 0 & V(R) \\ V(R) & \Delta \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

该哈密顿量的特征值为：

$$\lambda_{\pm} = \frac{\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + 4V(R)^2}}{2}, \quad (4.5)$$

这样，Pair 态的能量现在取决于上面两个原子的距离。空间依赖性的形式可以得到两个不同的限制：

(i) 长程相互作用 ($V(R) \ll \Delta$):

$$\Delta W = -\frac{V(R)^2}{\Delta} = -\frac{C_6}{R^6} \quad (4.6)$$

这是范德华 (vdW) 体系，其中相互作用的符号由 Δ 确定。在此限制下，相互作用的强度由参数 C_6 表征，该参数与主量子数 n^{*11} 成正比，即 $V(R) \propto \mu^2 \propto n^{*4}$ 和能量亏损 $\Delta \propto n^{*-3}$ 。

(ii) 短程相互作用 ($V(R) \gg \Delta$):

$$\Delta W = \pm V(R) = \pm \frac{C_3}{R^3}. \quad (4.7)$$

这是共振偶极-偶极相互作用状态。 $1/R^3$ 和 $1/R^6$ 状态之间的转变发生在当范德瓦尔斯 $V(R_{\text{vdW}}) = \Delta$ 时， $R_{\text{vdW}} = \sqrt[6]{|C_6/\Delta|} \propto n^{*7/3}$ 。这两种机制之间的一个重要区别是，在考虑多体原子系综时，最临近原子相互作用的贡献不同。

4.1.2 里德堡 EIT 效应

里德堡态的特性可以映射到光学跃迁上使用 EIT 效应，并且由 Friedler 等人^[65]最初提出并且使用里德堡原子实现了光子相位门，该方案依赖于使用里德堡 EIT 效应来产生弱相互作用的暗态并且通过原子蒸气反向传播。该方案克服了里德堡原子和原子表面之间的强相互作用^[66]。里德堡 EIT 的开创性研究是在热蒸汽^[67]中进行的，与使用电离检测里德堡原子的方案形成对比，该方法证明了 EIT 是一种相干的、非破坏性的探测手段，同时利用调频光谱技术可以产生稳定的用于激发里德堡原子的激光频率^[68]，进而利用双光子共振就可以实现高分辨率光谱分析^[69]。以实验中经典的原子阶梯型（ladder-scheme）三能级系统为例，如图 4.2 所示：

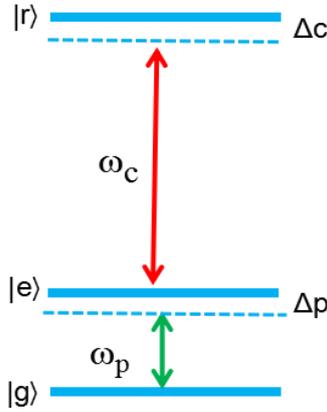


图 4.2 阶梯型 EIT 三能级系统能级结构示意图， $|g\rangle$ 代表基态原子， $|e\rangle$ 代表中间态， $|r\rangle$ 分别代表里德堡激发态

ω_p 为 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 的共振频率和 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 是 ω_c 的共振频率； Δ_p 和 Δ_c 分别为 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 和 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 的失谐。 ω_{eg} 为 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 跃迁频率， ω_{re} 为 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 的跃迁频率。系统的哈密顿量为： $H = H_0 + H_I$

$$H_0 = \hbar\omega_g|g\rangle\langle g| + \hbar\omega_e|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_r|r\rangle\langle r| \quad (4.8)$$

$$H_I = -\frac{\hbar}{2}(\Omega_p e^{-i\omega_p t}|e\rangle\langle g| + \Omega_c e^{-i\omega_c t}|r\rangle\langle e|) + h.c. \quad (4.9)$$

H_0 为原子的自由哈密顿量， H_I 为原子与光场相互作用的哈密顿量。其中 Ω_p 是 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 的拉比频率， Ω_c 代表 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 的拉比频率， $\Omega = \mu_{ij}\varepsilon E/\hbar$ ， μ_{ij} 代表 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 的跃迁矩阵元， E 表示电场的幅度。

考虑旋波近似时，该体系中的哈密顿量经么正变换后得：

$$H' = H'_0 + H'_I$$

$$H'_0 = \hbar\Delta_p |e\rangle\langle e| + \hbar(\Delta_p + \Delta_c) |r\rangle\langle r| \quad (4.10)$$

$$H'_I = -\frac{\hbar}{2}(\Omega_p |e\rangle\langle g| + \Omega_c |r\rangle\langle e|) + h.c. \quad (4.11)$$

将哈密顿量写成矩阵形式:

$$H' = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p^* & 0 \\ \Omega_p & -2\Delta_p & \Omega_c^* \\ 0 & \Omega_c & -2\delta \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

公式中 $\delta = \Delta_p + \Delta_c$ 代表双光子的失谐量。

对于该体系最终可得归一化解为:

$$|D\rangle \propto \Omega_c^* |g\rangle - \Omega_p |r\rangle \quad (4.13)$$

归一化解中不包括中间态 $|e\rangle$, 所以被称作暗态。即初始态制备到基态 $|g\rangle$ 上时, 介质表现为对探测光的透明。

4.2 激光稳频-超稳腔搭建

4.2.1 概述

里德堡缀饰超冷原子气体的量子模拟是目前物理学研究的前沿方向之一, 由于里德堡原子与背景原子气体相互作用在量子状态下形成分子壳的形状, 因此在超冷原子体系中玻色子和费米子的量子统计扮演着重要的角色^[70]。目前国际上基于里德堡态的实验研究是在 BEC 中研究的^[71, 72], 但是实验上在基于费米原子中的实验研究还有待继续加强。到目前为止, 尽管有好多基于里德堡缀饰费米原子的理论报道, 例如理论预言在超冷费米系统中的拓扑超流^[74]以及拓扑密度波^[75], 实验上的实现将会是解决强关联电子固体难题的关键步骤。而且超冷费米气体中的里德堡 EIT 谱是实现里德堡缀饰超冷原子气体的关键步骤。在没有锁定耦合激光的情形下, 我们已经探索研究了基于 ^{40}K 费米子的里德堡激发谱^[76], 通过扫描耦合光比较了不同主量子数下 S 态和 D 态由不同跃迁矩阵元导致谱宽的不同。而为了进一步精准调控里德堡原子间的长程相互作用强度, 需要将强耦合光和探测光在超稳腔上进行高精度锁定。

4.2.2 光学谐振腔锁定技术种类

常用的光学谐振腔锁定方法主要有 Pound-Dever-Hall (PDH) 技术^[77]和 Hänsch-Couillaud (HC) 技术^[78]以及 Tilt Locking 锁定技术^[79]。

PDH 技术锁腔的原理就是先在激光频率中加入一个约为 mHz 的相位调制 (PM)，再与腔相互作用。通过对腔体中反射镜的光电探测信号 (PD) 与相位调制频率混频 (Mixer) 后进行解调，经过低通滤波 (LP) 后，可以得到腔模中的激光频率调制光谱奇函数的特征色散信号，该色散信号可以用来做误差信号，最后通过误差信号对激光的频率进行锁定。2009 年，Emmanuel Mimoun 等人就运用 PDH 锁频技术对双波长的外腔共振系统进行了锁定。该技术虽然在激光频率的调制过程中对基频光的损耗较大，并且对于高频信号的探测较为复杂，但是却有着很好的信噪比和灵敏度，图 4.3 是 PDH 锁腔的原理图。

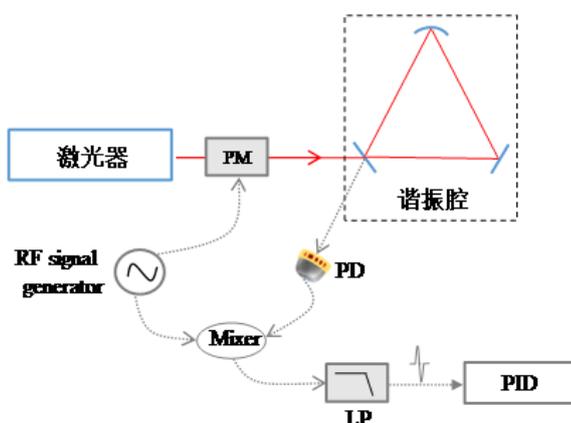


图 4.3 PDH 锁腔原理图

PDH 锁腔技术广泛应用于引力波的探测、光频标、激光器稳频等方面。

Hänsh-Couillaud (HC) 技术的原理是激光通过腔体中的一块双折射晶体后，在晶体的作用下，使得腔内的激光偏振变为与共振频率有关的椭圆偏振光，然后用 $\lambda/4$

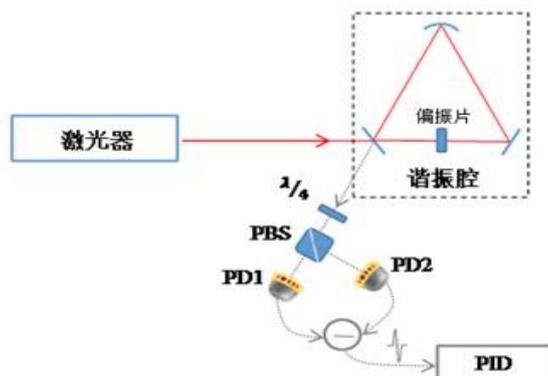


图 4.4 HC 锁腔原理图

波片和偏振分束器 (PBS) 将线偏振光分为竖直偏振和水平偏振，随后通过探测器

PD1 和 PD2 分别获得信号，最后探测器的两个信号做差获得具有奇函数特征的误差信号从而实现对激光频率的锁定，如图 4.4 所示。PDH 与 HC 锁频的区别在于，HC 锁频不需要对激光器进行调制获得误差信号，而是使用腔体内的偏振元件实现误差信号的获取。但是该技术需要在腔体内部放入与偏振相关的晶体元件，并不适用于对内腔损耗要求较高的稳频系统。比较适用于在腔体中已经具有与偏振相关的晶体元件，比如倍频腔等。

Tilt Locking 锁定技术原理是将腔镜摆放为一定的角度，使得激光在腔中形成高阶模，当高斯基模 (TEM00) 接近共振时，高阶模 (TEM01) 则处于非共振状态，从而经过腔内反射镜完全反射出去的反射光既有高阶模 (TEM01) 也有少部分的高斯基模 (TEM00)，从而利用高阶模与基模形成干涉产生误差信号，如图 4.5 所示。若变化为相应的相位差时，探测器输出对应的误差信号。当两种模式的相位的差值为 $\pi/2$ 时，探测器做差输出的值为 0。其中，反射光的探测是由象限探测器 (QD) 完成的。

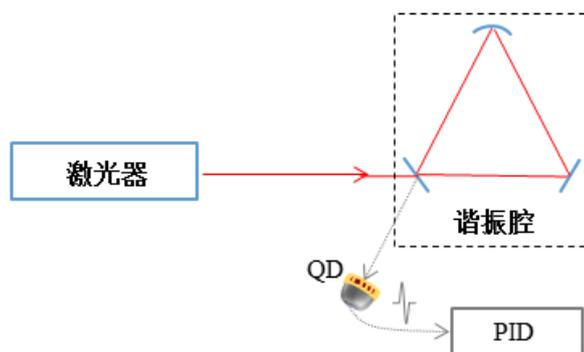


图 4.5 Tilt Locking 锁腔原理图

Tilt Locking 锁定技术的优势在于用到较少的实验器件就可以实现误差信号的探测以及腔的锁定。但是该技术需要精准地调节腔镜角度，一般很难通过调节角度实现理想的匹配模式，从而影响腔模的锁定，该锁频方案很少用于高精度的腔模锁定。

4.2.3 超稳腔搭建的实验准备

经过比较以上三种锁频方案后，我们在实验上选择由美国 Eospace 公司生产的宽带光纤电光位相调制器 (EOM)，结合 Pound Drever Hall (PDH) 锁频方法将边带 (ESB) 信号锁定到超稳定腔中，该锁定系统能够在 3 GHz 的大范围内连续调节探测光和耦合光的频率。超稳腔是由美国 Stable Laser system 公司生产，型号为 ATF-

6300-2 λ ，其核心部件为球形的 F-B 腔（A-T Films），参考腔型号为 ATF-6301，腔内是由曲率半径为 500mm，直径为 12.7mm，厚度为 4.191mm 的平凹镜与直径为 12.7mm，厚度为 4.191mm 平面镜构成。为了避免由于温度变化而引起的腔模紊乱，所以构成腔的材料都用的是热膨胀系数很低的微晶玻璃，同时对腔体进行控温。使用 8L/s 的离子泵使得腔体保持真空状态，真空度为 8.7×10^{-7} Pa。需要注意的是在抽取真空的过程中对腔体的加热不能超过 70°C ，该超稳腔在双波长 767nm 与 914nm 下，通过腔镜反射率参数估算得到超稳腔精细度约为 34372 到 47748，由于加载的调制信号的调制频率 $\Omega = \text{FSR}$ （自由光谱区）/2 = 1.56GHz， $\text{FSR} = 3.12\text{GHz}$ ，利用公式 $\text{FSR} = c/2nL$ 得到对应腔长为 47.7mm。如图 4.6，为超稳腔的外观图以及其 F-B 腔图。

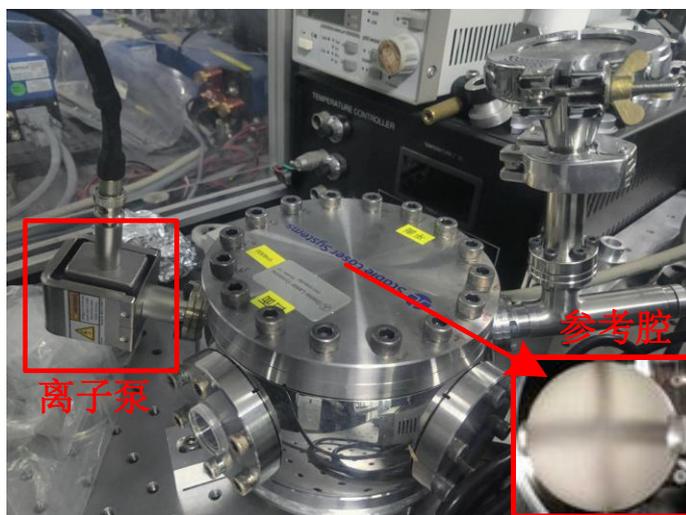


图 4.6 超稳腔实物图

4.2.4 超稳腔系统光路设计

激光器的锁定需要一系列的配套光路设计，以及各种电路的使用。如图 4.7 所示的是我们使用超稳腔锁定 457 nm 激光器的光路图。由于波长 457 nm 的耦合激光是经过 914 nm 的种子激光通过倍频晶体得到的，所以利用 914nm 的种子激光来锁定 457 nm 的耦合光。如图 4.7 所示，914 nm 种子激光分为两部分，其中一部分被用于超温腔的锁定，另一部分被用于倍频腔的锁定（即 Resonant doubling cavity），该部分被锁定后即可产生 770 mW 的 457 nm 激光。

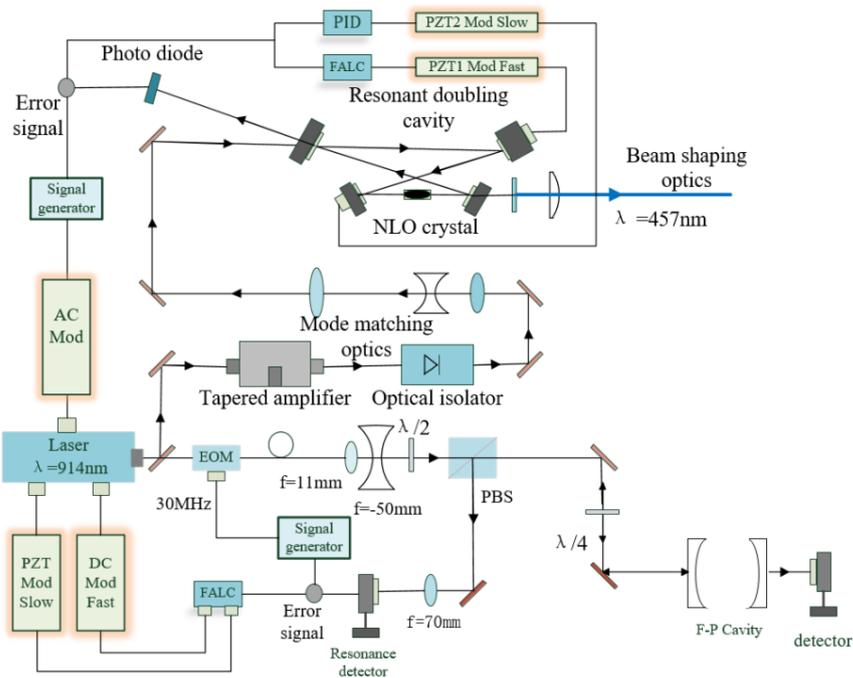


图 4.7 457nm 激光器的超稳腔锁定光路图

用于超稳腔锁定部分的 914 nm 激光经过由 Eospace 公司生产的光纤型 EOM(型号: NIR-MPX950-LN-10, 带宽: 10G) 通过透镜整形将光束的腰斑与超温腔 $450\ \mu\text{m}$ 的特征腰斑进行匹配, 再经过 $\lambda/2$ 、棱镜 (PBS) 以及 $\lambda/4$ 波片后注入到 F-P Cavity 中。腔内反射回来的光束经过 PBS 反射后, 利用共振型探测器对误差信号进行探测。为了将锁定在超稳腔上的激光频率能够在大范围内调节, 加载到 EOM 上的调制信号分别由射频信号发生器 (RF-FG) 和微波信号发生器 (MW-FG) 产生, 其中 RF-FG 的输出信号为 28 MHz, 微波信号发生器 (MW-FG) 输出信号在 0~3G 范围内。

锁频用到的由 Toptic 公司生产的伺服系统 (FALC 110) 具有窄线宽、高带宽的

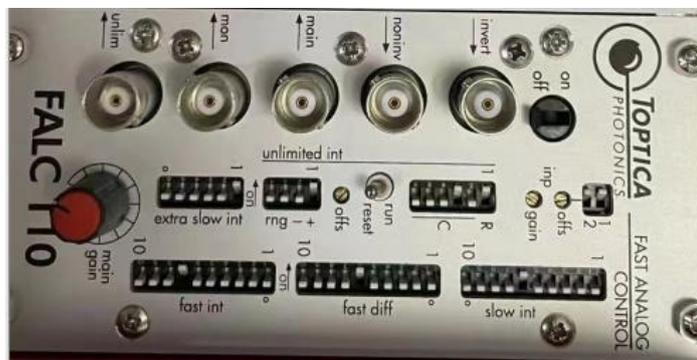


图 4.8 Toptic 公司生产的伺服系统实物图

PID 锁频模块。如图 4.8 所示, FALC 110 系统由 invert、noninv、main out、unlimited、mon 几部分构成: invert 与 noninv 是模块的输入端, 相位相差 π ; main out 是连接激光器 DC Mod Fast 的端口, 是电流调节的快响应端口; unlimited 端口是连接激光器 PZT Mod Slow 的端口, 是调节激光器压电陶瓷的慢反应端口; Mon 是监视端口, 用于监视鉴频信号。

4.3 超冷 ^{40}K 费米气体里德堡 EIT 的测量

4.3.1 实验方案与步骤

在这项工作中, 我们将 EIT 技术用于探测具有阶梯型结构的 ^{40}K 超冷费米气体的里德堡态。如图 4.9 (a) 通过测量光阱中剩余原子的光学密度, 分别作为探测激光和耦合激光失谐的函数, 获得了超冷 ^{40}K 费米气体中分别在饱和吸收和超稳腔锁定下的里德堡 EIT 光谱。这为通过准确操控里德堡态来控制原子间相互作用提供了一种途径, 并探索在超冷费米气体中涉及里德堡态的许多奇特现象。

实验装置如图 4.9 所示, 在我们之前的工作^[80,81]中有详细介绍。该实验从制备简并

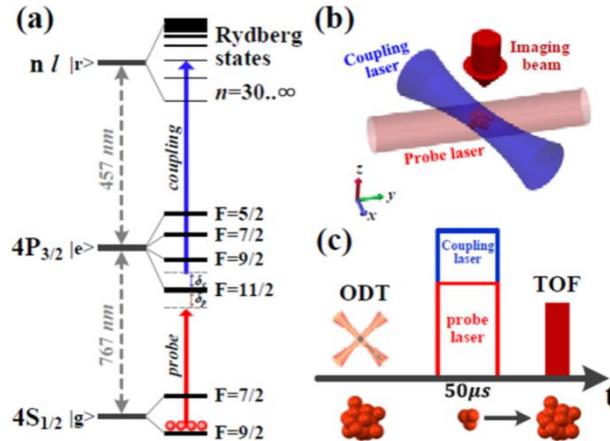


图 4.9 实验原理和步骤。(a) ^{40}K 原子的双光子里德堡激发。三个能级分别为 $|4S_{1/2}, F = 9/2, m_F = 9/2\rangle \equiv |g\rangle \rightarrow |4P_{3/2}, F = 11/2, m_F = 11/2\rangle \equiv |e\rangle \rightarrow |nl\rangle \equiv |r\rangle$ 其中 $l=0$ (S) 或 2 (D)。(b) 光路示意图: 沿 z 方向传播的 σ^+ 偏振吸收成像光的高斯腰斑为 2 厘米, 沿 y 轴线性传播线偏振探测光 (probe) 的高斯腰斑为 2 毫米, 沿 z 轴传播用来耦合中间激发态 $|e\rangle$ 和里德堡态 $|r\rangle$ 的性偏振耦合光的腰斑为 $400 \mu\text{m}$ 。

(c) 里德堡 EIT 的时序图。在探测光和耦合光同时作用后, 获得 TOF 吸收图像。费米气体开始, 利用 ^{87}Rb 的协同冷却将 ^{40}K 费米气体在交叉光学偶极阱中制备到

$|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 态, 经过光阱中的蒸发冷却, 最终得到原子数大约为 $N=3\times 10^6$ 个超冷 ^{40}K 原子, 简并度为 $0.3T_F$ 。其中费米温度 $T_F = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3}/k_B$, 在实验中光阱的角频率为 $\bar{\omega} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \approx 2\pi \times 80\text{Hz}$, k_B 是玻尔兹曼常数。由于实验中是利用 ^{87}Rb 原子协同冷却的 ^{40}K 原子, 所以得到费米简并后, 需要将剩余的 ^{87}Rb 原子通过

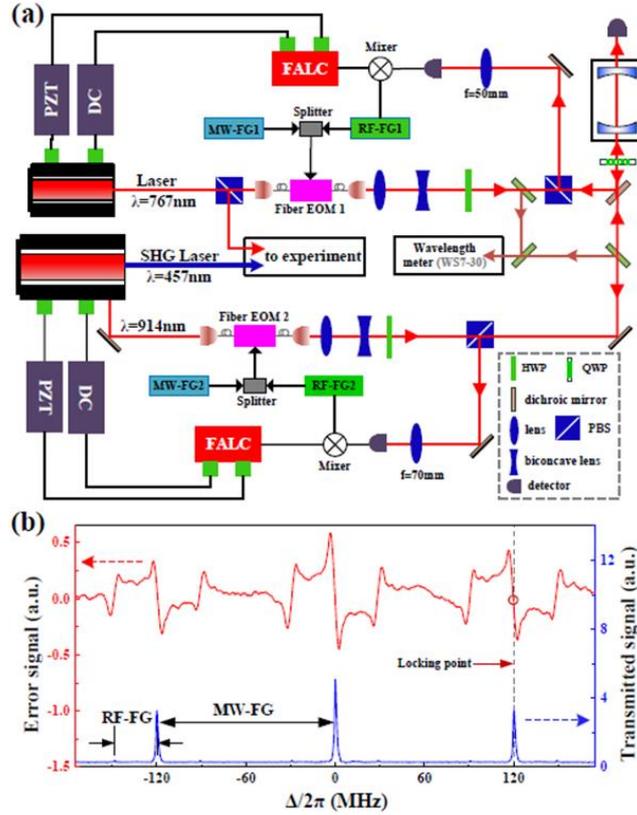


图 4.10 表示 767nm 和 457nm 的激光系统示意图。(a) 767 nm 和 457 nm 的锁定方案。探测激光束的波长为 767nm, 由外腔二极管激光器 (ECDL) 产生, 该激光频率锁定到 $4S_{1/2}$ 的 $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 态和 $4P_{3/2}$ 的 $|F=11/2, m_{F'}=11/2\rangle$ 态之间跃迁。耦合激光来源于商业倍频二极管激光系统 (Toptica TA-SHG pro), 在 455.5 - 458.5 nm 范围内提供 800 mW 的输出功率。为了提高频率稳定性, 探测和耦合激光频率通过 Pound - Drever - Hall (PDH) 方法锁定到热稳定的超低膨胀玻璃腔体上。利用 PDH 锁频技术锁定边带的方式保证了探测光和耦合光共振跃迁的频率任意调节。(b) 蓝色曲线表示通过扫描 767 nm 激光的载波频率获得在腔体上的传输的相位调制信号; 红色曲线代表相应的误差信号。这里, 输出信号 MW-FG 和 RF-FG 的频率为 120MHz 和 28MHz

照射 0.03 ms 的共振激光 (780 nm) 脉冲去除掉, 该方法在不加热损失 ^{40}K 原子的前

提下，可以消除 ^{87}Rb 原子。双光子里德堡激发态能级原理示意如图 4.9 (a) 所示，三能级阶梯型结构被用于 EIT 系统其中包括基态： $4\text{S}_{1/2}$ 、中间态： $4\text{P}_{3/2}$ 和高度激发的里德堡态： $n\text{S}_{1/2}$ 或 $n\text{D}_{3/2,5/2}$ ，其中当 $n \geq 30$ 时 $n\text{D}_{3/2}$ 和 $n\text{D}_{5/2}$ 之间的频率小于 40 MHz^[82]。波长为 767 nm 的弱探测 (Probe) 光束频率为 $4\text{S}_{1/2} (|g\rangle=|9/2, 9/2\rangle)$ 和 $4\text{P}_{3/2} (|e\rangle=|11/2, 11/2\rangle)$ 之间的频率差。457 nm 的强耦合 (Coupling) 光驱动中间态 $4\text{P}_{3/2} (|e\rangle=|11/2, 11/2\rangle)$ 到高里德堡态激发态 $|e\rangle \rightarrow |nl\rangle \equiv |r\rangle$ 之间的跃迁。其中耦合光由腔二极管激光器 (ECDL) - 锥形放大器 (TA) - 增强型二次谐波产生 (SHG) 在 457 nm 处输出功率为 800 mW 的外部激光系统产生。耦合光的激光频率是用高分辨率波长计 (HighFinesse, WS7, 测量分辨率为 30 MHz) 测量的。在该实验过程中，沿着 \hat{x} 线性偏振的探测激光沿 y 轴传播，并且高斯光束腰斑为 2 毫米。用于激发里德堡的耦合激光照射 xy 平面中 $1/e^2$ 半径为 200 μm 的原子云，驱动 σ_{\pm} 跃迁取决于需要 ns 状态还是 nd 状态。这个探测光和耦合光强度各自约为 $I_p=0.16\text{mW}/\text{cm}^2$ 和 $I_c=0.80\text{kW}/\text{cm}^2$ 。探测光和耦合光的激光强度和持续时长由声光调制器 (AOM) 控制，探头和耦合光场同时打开同时关闭，脉冲持续时间为 50 μs 如图 4.9 (c) 所示，原子云在作用于两个场之后光学偶极阱和均匀磁场同时关闭。随后自由飞行 (TOF) 12 ms 利用 Andor 公司生产的 CCD 进行吸收图像。如图 4.9 (b) 所示，用于吸收成像的成像激光束是为 σ_{+} 偏振并且高斯腰斑为 2 厘米的准直光束沿垂直 xy 平面传播。

探测光和耦合光的频率同时锁定在超腔中，以精确地控制两束激光并实现双光子跃迁。同时，我们采用了额外的调制信号通过 EOM 混频产生边带，随后利用 PDH 锁定技术将两束激光进行锁定，如图 4.10 (a) 所示，该方案保证了探测光和耦合光频率在大范围内调解。同时为了减少热变形和振动，实验对稳定的超低膨胀系数的玻璃腔 (A-T 薄膜) 控温的同时使腔体保持在超高真空状态。

4.3.2 实验分析与测量

在忽略多普勒增宽效应下，通过弱探测光^[85] 极限下使用复磁化率来获得阶梯形系统里德堡激发光谱和里德堡 EIT 光谱轮廓：

$$\chi = \frac{iDd_{eg}^2}{\epsilon_0\hbar} \left(\gamma_{eg} - i\delta_p + \frac{(\Omega_c/2)^2}{\gamma_{rg} - i(\delta_p + \delta_c)} \right)^{-1} \quad (4.14)$$

其中 D 是超冷原子样品的光学密度， d_{eg} 是 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 之间跃迁的偶极矩矩阵元， ϵ_0 是真空的介电常数， \hbar 是普朗克常数， δ_p 是探测光 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 跃迁失谐，而 δ_c 是耦合激光对

于 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 跃迁的失谐。 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2 + \gamma_{e(r)}$ 包括 $\Gamma_{g=0}$ 时能级 $|i\rangle$ 和 $|e\rangle$ 的自然线宽，基态 $|g\rangle$ 和退相干率 $\gamma_{e(r)}$ 是其取决于激光线宽和由 Rydberg 相互作用引起的退相干^[86]。
 Γ_e 和 Γ_r 是中间态 $4P_{3/2}$ 和里德堡态的衰减率。

首先，在图 4.11 (a1) 和 (b1) 中给出了在无耦合激光的情况下通过扫描探测光的频率得到剩余的原子数密度和探测失谐 δ_p 的光谱曲线。在图 4.11 (b1) 中谱线的三个损耗谷，分别对应于 $4S_{1/2}$ 的 $|F=9/2\rangle$ 态到 $4P_{3/2}$ 的 $|F' = 11/2, 9/2, 7/2\rangle$ 态。当探

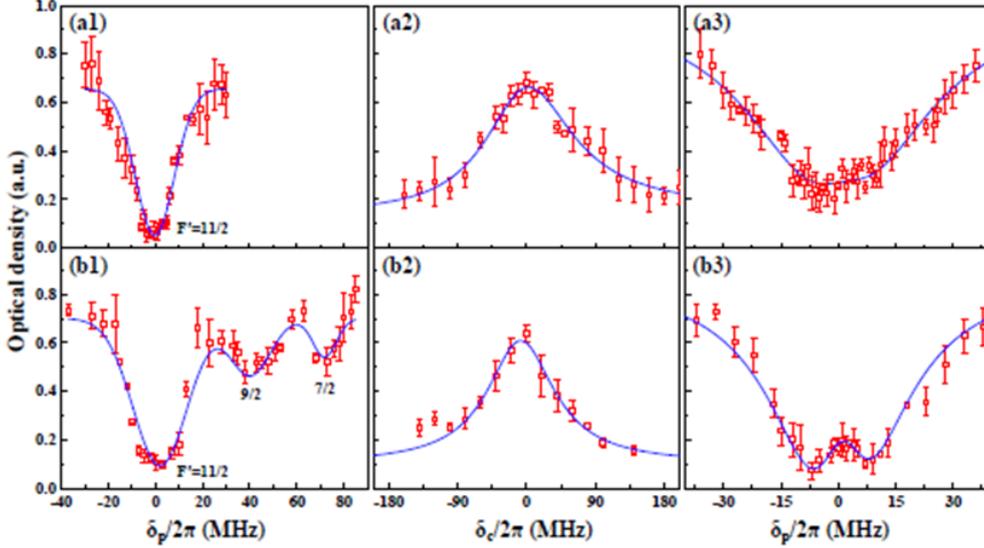


图 4.11 里德堡 EIT 谱的测量。谱线表示当弱探测光分别被锁定到饱和吸收光谱 (a1) 和超稳腔 (b1) 时，关于探测光束失谐 δ_p 的函数。在没有耦合激光的情况下。(b1) 损耗曲线对应于从 $4S_{1/2}$ 的 $F=9/2$ 态到 $4P_{3/2}$ 的 $|F' = 11/2, 9/2$ 和 $7/2\rangle$ 态跃迁。通过扫描耦合光失谐 δ_c 并将探测激光锁定到 (a2) 饱和吸收光谱和 (b2) 超稳腔，展示了梯级方案中的里德堡激发光谱；里德堡 EIT 谱是在固定耦合激光频率，通过扫描探测光相对频率 δ_p 获得，其中探测激光由 (a3) 饱和吸收光谱和 (b3) 超稳腔锁定。该三能级阶梯系统为 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |r\rangle \equiv |37s\rangle$ 。剩余原子样品的光密度在没有耦合激光的情况下被归一化为 1。在 (a2) 和 (b2) 中的实验数据被放大了 3 倍，以便与 (a3) 和 (b3) 进行比较，它们使用相同的比例尺度。对于 (a1) - (a3) 的拟合数值为 $\Omega_c = 2\pi \times 11.93$ MHz, $\gamma_{eg} = 2\pi \times 25$ MHz, $\gamma_{rg} = 2\pi \times 12$ MHz 并且 $\delta_c = 2\pi \times (-1.55)$ MHz。对于 (b1) - (b3) 的拟合数值为 $\Omega_c = 2\pi \times 11.93$ MHz, $\gamma_{eg} = 2\pi \times 20.1$ MHz, $\gamma_{rg} = 2\pi \times 6.01$ MHz, $\delta_c = 2\pi \times (-1.48)$ MHz。图中红色的空心方块是实验数据，蓝色曲线是由 (4.14) 式得到的拟合数据。红色的误差棒表示实验数据的不稳定性，是三次重复测量得到的标准偏差，这些误差来自激光频率的稳定性和原子数的起伏。

测光锁定到饱和吸收谱上时在实验中只能通过单穿 AOM 调节扫描探测光时的频率，但是由于单穿 AOM 的可调谐频率范围有限，所以在吸收光谱时只能观测到对应于 $|F=9/2\rangle$ 到 $|F'=11/2\rangle$ 态的跃迁光谱。实验发现 (a1) 和 (b1) 两个谱线宽度 (FWHM) 大约为 $2\pi \times 20$ MHz。

随后，在耦合光锁定于超稳腔的同时扫描耦合光的频率，并且将探测光分别锁定到饱和吸收光谱法和超稳定腔的方式分别比较了基于阶梯型里德堡激发谱，如图 4.11 (a2) 和 (b2) 所示。基于阶梯型非寻常里德堡 EIT 方案是将探测激光分别通过饱和吸收光谱法和超稳定腔进行锁定，并且扫描耦合光失谐 δ_c 。在频谱中呈现峰值的位置，表示中心频率在频谱对应于耦合激光的 $|e\rangle$ 和 $|r\rangle$ ($\equiv |37s\rangle$)。频谱中的峰值是因为强耦合共振激光使中间 $|e\rangle$ 态产生 AC Stark 平移从而减少了共振的探测光引起的原子损失。

其次，通过将耦合激光固定在共振位置，扫描探测光的失谐 δ_p 来测量里德堡 EIT 光谱。作为比较，这里探测激光分别通过饱和吸收光谱和超稳定腔锁定频率。当耦合激光与特定的里德堡能级共振时，会在共振频率处会出现透明峰，图 4.11(a3) 与图 4.11(b3) 分别是由饱和吸收光谱和超稳定腔进行频率锁定，相比较于图 4.11(a3) 当耦合激光与特定的里德堡能级共振时图 4.11(b3) 很好地展示了预期的电磁诱导透

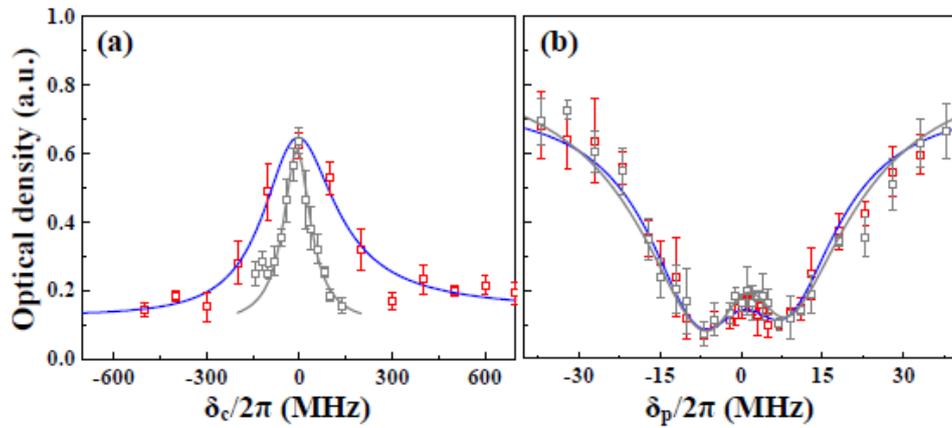


图 4.12 测量 35d 里德堡 EIT 光谱。(a) 通过锁定探测光频率到超稳定腔实现 $|g\rangle$ 态到 $|e\rangle$ 态的跃迁，扫描耦合光失谐 δ_c 得到里德堡激发光谱 (红色)，37s 里德堡 EIT 光谱 (灰色) 是图 4.11 (b2) 和 (b3) 的数据。(b) 通过固定耦合光失谐 δ_p 并锁定探测激光到超稳腔的情况下，获得了里德堡 EIT 光谱 (红色) 其中耦合光被锁定到 $|e\rangle$ 和 $|r\rangle$ (即 $|35d\rangle$) 之间的跃迁，通过式 4.14 拟合的数值分别为 $\Omega_c = 2\pi \times 14.02$ MHz、 $\gamma_{eg} = 2\pi \times 18.5$ MHz， $\gamma_{rg} = 2\pi \times 9.5$ MHz， $\delta_c = 2\pi \times (-0.68)$ MHz。

明。实验表明锁定到超稳定腔的探测激光的带宽比通过饱和吸收光谱锁定的带宽更窄。

再次，我们实验中测量了 35d 里德堡 EIT 光谱，如图 4.12 所示。实验发现里德堡态 35d 激发光谱（红色）的频谱宽度 FWHM ($2\pi \times 250$ MHz) 大于里德堡 37s 态灰色) 的频谱宽度 FWHM ($2\pi \times 80$ MHz)。如图 4.12 (a)所示，由于不同直流极化率 n_s 和 n_d 态导致不同的线宽，即 n_d 态的极化率约为 n_s 态的五倍^[87-98]，从而导致中间态到之间的 D 线跃迁矩阵元大于 S 线。

最后，我们测量了具有较高里德堡态 52s 的里德堡 EIT 谱，如图 4.13 所示。通过图 4.11 (b3) 和图 4.13 (b) 中的里德堡 EIT 光谱的诱导透明强度的比较发现，基于 52s 的诱导透明强度高于 37s 的诱导透明强度。这是由于最大透明度 $|g\rangle \rightarrow |r\rangle$ 跃迁的线宽 γ_e 决定，而不是由 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 跃迁的线宽决定，该结果可由 4.14 式可以精确推导即 γ_{rg} 越小透明峰的峰值越大。

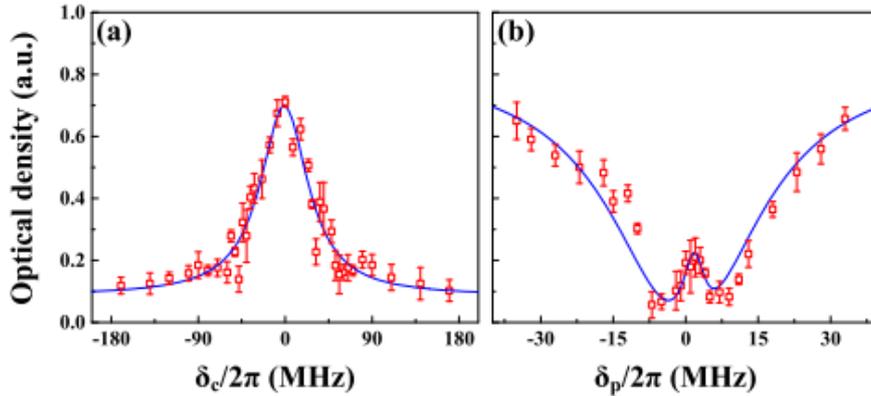


图 4.13 52s 里德堡态的里德堡 EIT 谱。(a) 从 $|g\rangle$ 态到 $|e\rangle$ 态的探测光频率经过超稳定腔锁定，通过扫描耦合光失谐 δ_c 得到里德堡激发光谱。(b) 里德堡 EIT 光谱是在耦合激光器固定时，通过扫描 probe 失谐 δ_p 获得的，其中探测光通过超稳腔锁频，耦合激光器被锁定到 $|e\rangle$ 和 $|r\rangle \equiv |52s\rangle$ 之间的跃迁。拟合值为 $\Omega_c = 2\pi \times 6.8$ MHz, $\gamma_{eg} = 2\pi \times 18.5$ MHz, $\gamma_{rg} = 2\pi \times 2.12$ MHz。红色空心方块显示实验数据。红色误差条表示三次重复测量的标准偏差。蓝色实线是方程 (4.14) 的理论拟合。

同时，根据 4.14 式的拟合，我们得到 52 s 态的 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 跃迁的线宽 $\gamma_{rg} = 2\pi \times 2.12$ MHz，该线宽小于 37s 态的跃迁线宽。造成这种现象的主要原因是，在固定耦合激光强度下，耦合强度随着主量子数的增加而降低。另外，如图 4.11(b3)、4.12(b) 和 4.13(b)所示，表明里德堡费米气体的相互作用可能会影响这些里德堡 EIT 光谱的

透明峰的性质。例如降低透明峰的高度、透明峰位置的偏移^[99]。

4.4 小结

我们通过扫描探测光激光失谐 δ_p 和耦合激光失谐 δ_c 测量了梯型系统中超冷费米 ^{40}K 原子的双光子过程的里德堡-EIT 光谱。研究了当探测光分别锁定到超稳腔和饱和吸收光谱时不同的里德堡-EIT 光谱。通过实验证明了不同里德堡态主量子数 ($n=37-52$ 和 $l=0$) 下里德堡-EIT 谱的显著变化。实验研究了耦合强度、衰减率以及线宽对里德堡-EIT 光谱的影响。该工作为进一步在高主量子数中获得较高分辨率的超精细耦合常数进而探测里德堡缀饰原子的性质和探索研究基于里德堡缀饰超冷费米气体的有趣的物理现象打下了坚实的基础。

参考文献

- [1] Amthor T, Reetz-Lamour M, Westermann S, et al. Mechanical effect of van der Waals interactions observed in real time in an ultracold Rydberg gas[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(2): 023004.
- [2] Amthor T, Reetz-Lamour M, Giese C, et al. Modeling many-particle mechanical effects of an interacting Rydberg gas[J]. *Physical Review A*, 2007, 76(5): 054702.
- [3] Anderson W R, Veale J R, Gallagher T F. Resonant dipole-dipole energy transfer in a nearly frozen Rydberg gas[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(2): 249.
- [4] Mudrich M, Zahzam N, Vogt T, et al. Back and forth transfer and coherent coupling in a cold Rydberg dipole gas[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(23): 233002.
- [5] Westermann S, Amthor T, De Oliveira A L, et al. Dynamics of resonant energy transfer in a cold Rydberg gas[J]. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 2006, 40: 37-43.
- [6] Petrus J A, Bohlouli-Zanjani P, Martin J D D. Ac electric-field-induced resonant energy transfer between cold Rydberg atoms[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2008, 41(24): 245001.
- [7] Deiglmayr J, Reetz-Lamour M, Amthor T, et al. Coherent excitation of Rydberg atoms in an ultracold gas[J]. *Optics Communications*, 2006, 264(2): 293-298.
- [8] Reetz-Lamour M, Deiglmayr J, Amthor T, et al. Rabi oscillations between ground and Rydberg states and van der Waals blockade in a mesoscopic frozen Rydberg gas[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(4): 045026.
- [9] Johnson T A, Urban E, Henage T, et al. Rabi oscillations between ground and Rydberg states with dipole-dipole atomic interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(11): 113003.
- [10] Tong D, Farooqi S M, Stanojevic J, et al. Local blockade of Rydberg excitation in an ultracold gas[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(6): 063001.
- [11] Singer K, Reetz-Lamour M, Amthor T, et al. Suppression of excitation and spectral broadening induced by interactions in a cold gas of Rydberg atoms[J]. *Physical*

- Review Letters, 2004, 93(16): 163001.
- [12] Afrousheh K, Bohlouli-Zanjani P, Vagale D, et al. Spectroscopic observation of resonant electric dipole-dipole interactions between cold Rydberg atoms[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(23): 233001.
- [13] Liebisch T C, Reinhard A, Berman P R, et al. Atom counting statistics in ensembles of interacting Rydberg atoms[J]. Physical Review Letters, 2005, 95(25): 253002.
- [14] Vogt T, Viteau M, Zhao J, et al. Dipole blockade at Förster resonances in high resolution laser excitation of Rydberg states of cesium atoms[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(8): 083003.
- [15] Vogt T, Viteau M, Chotia A, et al. Electric-field induced dipole blockade with Rydberg atoms[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(7): 073002.
- [16] Van Ditzhuijzen C S E, Koenderink A F, Hernández J V, et al. Spatially resolved observation of dipole-dipole interaction between rydberg atoms[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(24): 243201.
- [17] Heidemann R, Raitzsch U, Bendkowsky V, et al. Evidence for coherent collective Rydberg excitation in the strong blockade regime[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(16): 163601.
- [18] Urban E, Johnson T A, Henage T, et al. Observation of Rydberg blockade between two atoms[J]. Nature Physics, 2009, 5(2): 110-114.
- [19] Gačan A, Miroshnychenko Y, Wilk T, et al. Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime[J]. Nature Physics, 2009, 5(2): 115-118.
- [20] Ye G S, Xu B, Chang Y, et al. A photonic entanglement filter with Rydberg atoms[J]. Nature Photonics, 2023, 17(6): 538-543.
- [21] Lukin M D, Fleischhauer M, Cote R, et al. Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles[J]. Physical Review Letters, 2001, 87(3): 037901.
- [22] Jaksch D, Cirac J I, Zoller P, et al. Fast quantum gates for neutral atoms[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(10): 2208.
- [23] Møller D, Madsen L B, Mølmer K. Quantum gates and multiparticle entanglement by

- Rydberg excitation blockade and adiabatic passage[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(17): 170504.
- [24] Müller M, Lesanovsky I, Weimer H, et al. Mesoscopic Rydberg gate based on electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(17): 170502.
- [25] Weimer H, Müller M, Lesanovsky I, et al. A Rydberg quantum simulator[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(5): 382-388.
- [26] Wilk T, Gađan A, Evellin C, et al. Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(1): 010502.
- [27] Isenhower L, Urban E, Zhang X L, et al. Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(1): 010503.
- [28] Pupillo G, Micheli A, Boninsegni M, et al. Strongly correlated gases of Rydberg-dressed atoms: quantum and classical dynamics[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(22): 223002.
- [29] Pohl T, Demler E, Lukin M D. Dynamical crystallization in the dipole blockade of ultracold atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(4): 043002.
- [30] Weimer H, Löw R, Pfau T, et al. Quantum critical behavior in strongly interacting Rydberg gases[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(25): 250601.
- [31] Cinti F, Jain P, Boninsegni M, et al. Supersolid droplet crystal in a dipole-blockaded gas[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(13): 135301.
- [32] Saffman M, Walker T G. Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles[J]. *Physical Review A*, 2002, 66(6): 065403.
- [33] Pedersen L H, Mølmer K. Few qubit atom-light interfaces with collective encoding[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(1): 012320.
- [34] Li D, Bian G, Miao J, et al. Rydberg excitation spectrum of ^{40}K ultracold Fermi gases[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(6): 063305.
- [35] Guardado-Sanchez E, Spar B M, Schauss P, et al. Quench dynamics of a fermi gas with strong nonlocal interactions[J]. *Physical Review X*, 2021, 11(2): 021036.
- [36] Weatherill K J, Pritchard J D, Abel R P, et al. Electromagnetically induced transparency of an interacting cold Rydberg ensemble[J]. *Journal of Physics B*:

- Atomic, Molecular and Optical Physics, 2008, 41(20): 201002.
- [37] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77(2): 633.
- [38] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(20): 2593.
- [39] Ye C Y, Zibrov A S. Width of the electromagnetically induced transparency resonance in atomic vapor[J]. *Physical Review A*, 2002, 65(2): 023806.
- [40] Monden A F M. EIT spectroscopy on rubidium Rydberg states[D]. Master's thesis, Eindhoven University of Technology, 2015.
- [41] Yang B, Liang Q, He J, et al. Narrow-linewidth double-resonance optical pumping spectrum due to electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(4): 043803.
- [42] Yang B, Gao J, Zhang T, et al. Electromagnetically induced transparency without a Doppler background in a multilevel ladder-type cesium atomic system[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(1): 013818.
- [43] Krishna A, Pandey K, Wasan A, et al. High-resolution hyperfine spectroscopy of excited states using electromagnetically induced transparency[J]. *Europhysics Letters*, 2005, 72(2): 221.
- [44] Cardman R and Raithel G, Hyperfine Structure of nP Rydberg States in ^{85}Rb [J]. *Physical Review A*, 2022, 106(5): 052810.
- [45] Bell S C, Heywood D M, White J D, et al. Laser frequency offset locking using electromagnetically induced transparency[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(17).
- [46] Saffman M. Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions: progress and challenges[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2016, 49(20): 202001.
- [47] Henriot L, Beguin L, Signoles A, et al. Quantum computing with neutral atoms[J]. *Quantum*, 2020, 4: 327.
- [48] Liebisch T C, Schlagmüller M, Engel F, et al. Controlling Rydberg atom excitations in dense background gases[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical*

- Physics, 2016, 49(18): 182001.
- [49] Sous J, Sadehpour H R, Killian T C, et al. Rydberg impurity in a Fermi gas: Quantum statistics and rotational blockade[J]. Physical Review Research, 2020, 2(2): 023021.
- [50] Heidemann R, Raitzsch U, Bendkowsky V, et al. Rydberg excitation of Bose-Einstein condensates[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(3): 033601.
- [51] Viteau M, Bason M, Radogostowicz J, et al. Rydberg excitation of a Bose-Einstein condensate[J]. Laser Physics, 2012, 23(1): 015502.
- [52] Pritchard J D. Cooperative Optical Non-linearity in a blockaded Rydberg ensemble[M]. Springer Science & Business Media, 2012.
- [53] Hollerith S, Zeiher J, Rui J, et al. Quantum gas microscopy of Rydberg macrodimers[J]. Science, 2019, 364(6441): 664-667.
- [54] Zeiher J, Choi J, Rubio-Abadal A, et al. Coherent many-body spin dynamics in a long-range interacting Ising chain[J]. Physical Review X, 2017, 7(4): 041063.
- [55] Borish V, Marković O, Hines J A, et al. Transverse-field Ising dynamics in a Rydberg-dressed atomic gas[J]. Physical Review Letters, 2020, 124(6): 063601.
- [56] Zeiher J J, Van Bijnen R, Schauß P, et al. Many-body interferometry of a Rydberg-dressed spin lattice[J]. Nature Physics, 2016, 12(12): 1095-1099.
- [57] Xiong B, Jen H H, Wang D W. Topological superfluid by blockade effects in a Rydberg-dressed Fermi gas[J]. Physical Review A, 2014, 90(1): 013631.
- [58] Keleş A, Zhao E, Li X. F-wave superfluidity from repulsive interaction in Rydberg-dressed Fermi gas[J]. Physical Review A, 2020, 101(2): 023624.
- [59] Celi A, Vermersch B, Viyuela O, et al. Emerging two-dimensional gauge theories in Rydberg configurable arrays[J]. Physical Review X, 2020, 10(2): 021057.
- [60] Mattioli M, Dalmonte M, Lechner W, et al. Cluster luttinger liquids of rydberg-dressed atoms in optical lattices[J]. Physical Review Letters, 2013, 111(16): 165302.
- [61] Saffman M, Walker T G, Mølmer K. Quantum information with Rydberg atoms[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82(3): 2313.
- [62] DeMille D. Quantum computation with trapped polar molecules[J]. Physical Review

- Letters, 2002, 88(6): 067901.
- [63] Rajapakse R M, Bragdon T, Rey A M, et al. Single-photon nonlinearities using arrays of cold polar molecules[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(1): 013810.
- [64] Pritchard J D. Cooperative Optical Non-linearity in a blockaded Rydberg ensemble[M]. Springer Science & Business Media, 2012.
- [65] Friedler I, Petrosyan D, Fleischhauer M, et al. Long-range interactions and entanglement of slow single-photon pulses[J]. *Physical Review A*, 2005, 72(4): 043803.
- [66] Kübler H, Shaffer J P, Baluktsian T, et al. Coherent excitation of Rydberg atoms in micrometre-sized atomic vapour cells[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 112-116.
- [67] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(11): 113003.
- [68] Abel R P, Mohapatra A K, Bason M G, et al. Laser frequency stabilization to excited state transitions using electromagnetically induced transparency in a cascade system[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(7).
- [69] Weatherill K J, Pritchard J D, Abel R P, et al. Electromagnetically induced transparency of an interacting cold Rydberg ensemble[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2008, 41(20): 201002.
- [70] Sous J, Sadeghpour H R, Killian T C, et al. Rydberg impurity in a Fermi gas: Quantum statistics and rotational blockade[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(2): 023021.
- [71] Viteau M, Bason M, Radogostowicz J, et al. Rydberg excitation of a Bose–Einstein condensate[J]. *Laser Physics*, 2012, 23(1): 015502.
- [72] Heidemann R, Raitzsch U, Bendkowsky V, et al. Rydberg excitation of Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(3): 033601.
- [73] Li D, Bian G, Miao J, et al. Rydberg excitation spectrum of ^{40}K ultracold Fermi gases[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(6): 063305.
- [74] Celi A, Vermersch B, Viyuela O, et al. Emerging two-dimensional gauge theories in Rydberg configurable arrays[J]. *Physical Review X*, 2020, 10(2): 021057.

- [75] Mattioli M, Dalmonte M, Lechner W, et al. Cluster luttinger liquids of rydberg-dressed atoms in optical lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(16): 165302.
- [76] Li D, Bian G, Miao J, et al. Rydberg excitation spectrum of ^{40}K ultracold Fermi gases[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(6): 063305.
- [77] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. *Applied Physics B*, 1983, 31: 97-105.
- [78] Hansch T W, Couillaud B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity[J]. *Optics Communications*, 1980, 35(3): 441-444.
- [79] Shaddock D A, Gray M B, McClelland D E. Frequency locking a laser to an optical cavity by use of spatial mode interference[J]. *Optics Letters*, 1999, 24(21): 1499-1501.
- [80] Chai S, Wang P, Fu Z, et al. The Design of a dipole traps for Bose-Einstein Condensate and Degenerate Fermi Gas[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2012, 18: 171.
- [81] Chen L, Yang G, Meng Z, et al. Electromagnetically Induced Transparency in ^{87}Rb Bose Einstein Condensate[J]. *Journal of Quantum Optics*, 2017, 23: 246.
- [82] Lukin M D, Fleischhauer M, Cote R, et al. Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(3): 037901.
- [83] Urban E, Johnson T A, Henage T, et al. Observation of Rydberg blockade between two atoms[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(2): 110-114.
- [84] Gařtan A, Miroshnychenko Y, Wilk T, et al. Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(2): 115-118.
- [85] Wilk T, Gařtan A, Evellin C, et al. Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(1): 010502.
- [86] Isenhower L, Urban E, Zhang X L, et al. Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(1): 010503.
- [87] Abel R P, Mohapatra A K, Bason M G, et al. Laser frequency stabilization to excited

- state transitions using electromagnetically induced transparency in a cascade system[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(7).
- [88] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(11): 113003.
- [89] Mauger S, Millen J, Jones M P A. Spectroscopy of strontium Rydberg states using electromagnetically induced transparency[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2007, 40(22): F319.
- [90] Zhao J, Zhu X, Zhang L, et al. High sensitivity spectroscopy of cesium Rydberg atoms using electromagnetically induced transparency[J]. *Optics Express*, 2009, 17(18): 15821-15826.
- [91] Mauger S, Millen J, Jones M P A. Spectroscopy of strontium Rydberg states using electromagnetically induced transparency[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2007, 40(22): F319.
- [92] Thorpe J I, Numata K, Livas J. Laser frequency stabilization and control through offset sideband locking to optical cavities[J]. *Optics Express*, 2008, 16(20): 15980-15990.
- [93] Han J, Vogt T, Manjappa M, et al. Lensing effect of electromagnetically induced transparency involving a Rydberg state[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(6): 063824.
- [94] Tebben A, Hainaut C, Salzinger A, et al. Nonlinear absorption in interacting Rydberg electromagnetically-induced-transparency spectra on two-photon resonance[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(6): 063710.
- [95] Pritchard J D. Cooperative Optical Non-linearity in a blockaded Rydberg ensemble[M]. Springer Science & Business Media, 2012.
- [96] Alotaibi H M M, Sanders B C. Double-double electromagnetically induced transparency with amplification[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(2): 021802.
- [97] Arias A, Helmrich S, Schweiger C, et al. Versatile, high-power 460 nm laser system for Rydberg excitation of ultracold potassium[J]. *Optics Express*, 2017, 25(13): 14829-14839.
- [98] Yang G Y, Chen L C, Mi C D. Electromagnetically induced transparency and

electromagnetically induced absorption in ^{87}Rb Bose-Einstein condensate[J]. *Journal of Quantum Optics*, 2018, 24(2): 156-163.

[99] Han J, Vogt T, Li W. Spectral shift and dephasing of electromagnetically induced transparency in an interacting Rydberg gas[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(4): 043806.

[100] Friedler I, Petrosyan D, Fleischhauer M, et al. Long-range interactions and entanglement of slow single-photon pulses[J]. *Physical Review A*, 2005, 72(4): 043803.

总结与展望

本文前期对超原子系统进行了大规模的升级改造，得到稳定的玻色爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein condensate, BEC)和费米简并气体(Degenerate Fermi gas, DFG)之后，进行了后续的实验。在此过程中，发现了在 ^{40}K 超冷费米气体中大光斑的光束在 P 波 Feshbach 处会使原子出现与空间相关的特性。同时基于里德堡原子在量子模拟方面的优良性质，研究了费米子的里德堡 EIT 谱线对于不同线宽激光的变化。下面总结为以下三个方面的内容：

第一章和第二章可以视为一个部分，第一章主要介绍了超冷原子领域的发展过程以及取得的一些成果。同时对该领域研究比较火热的原子的相互作用中的 Feshbach 共振以及里德堡原子及其探测方法进行概括总结。第二章则主要对超冷原子系统的升级和优化部分所做的工作作了简单的整理总结：首先，通过更换紧凑型真空系统增大了真空室周围的空间；随后，通过将一级的 3D MOT 更改为 2D MOT 的方式提高了一级 MOT 俘获原子的效率，同时用暗磁光阱替代亮磁光阱的方式提高了二级 MOT 俘获原子的效率；最后，通过增加具有排斥力光塞的方式缩短了蒸发冷却的时间，进而提升了基于超冷原子实验平台开展实验研究的工作效率。

第三章 主要介绍我们进行 ^{40}K 超冷费米气体中依赖空间的窄 p 波光学控制的 Feshbach 共振相互作用的实验过程。首先选用频率接近幻零波长的特殊光场，将基态分子态驱动到激发的分子态使得诱导的 AC-Stark 位移通道关闭。由于单束的控制光束的光斑要大于原子的直径，所以在调光场的过程中，发现激光束的高斯轮廓的梯度可以产生依赖于空间的相互作用。通过吸收成像过程发现依赖于空间的原子 p 波相互作用。该实验对研究强相关量子现象以及多体物理具有重要的意义。

第四章首先对研究里德堡原子的意义进行了说明，然后介绍了里德堡原子的性质及其相关理论，以及里德堡原子间具有的相互作用。随后为了制备及探测里德堡原子，我们搭建了超稳腔系统用于锁定实验用到的探测光和耦合光。最终在实验上我们得到了 ^{40}K 费米气体的 37s、35d 态和 52s 的里德堡 EIT 线形。实验中发现里德堡-EIT 光谱的透明峰的高度和宽度是由耦合强度、衰减率和线宽决定的。由于国内外对于费米子的里德堡态研究较少，所以这项作为获得高分辨率超精细耦合常数探测以及探索在超冷费米气体中涉及里德堡态的行为提供了重要的实验数据支撑。

展望：在实现了空间依赖的原子 p 波相互作用之后，我们得以更加准确和精细地研究原子系统中的多体效应。这项技术的成功应用提供了一种窥探原子之间微观相互作用的独特手段，为之后开展其他光学控制 Feshbach 共振点空间依赖相互作用的实验研究开辟了新的前景。

同时在费米子里德堡原子研究方面，第四章的工作为接下来获取在更高主量子数下探测超精细耦合常数和里德堡缀饰态控制长程相互作用提供了新的途径，同时使我们能够深入了解里德堡态的相互作用行为。在接下来的实验中，我们将研究如何进一步改进和提升超冷原子 Feshbach 共振技术，实现更加精确地操控原子之间空间依赖的相互作用，实现具有特定周期或准周期晶格结构以及特定函数类型的空间依赖相互作用形式，并研究超冷玻色或费米原子气体在此相互作用下所表现出来的各种新奇的量子多体动力学行为。进一步将相互作用空间依赖的超冷原子气体装载到各种类型的光晶格中，通过联合调控光晶格的几何结构、晶格深度以及原子间相互作用形式等，有望实现各种全新的、在传统凝聚态体系中难以实现的强关联量子多体物理模型，为研究各种强关联拓扑量子物态和拓扑量子相变规律提供新的实验平台。本文的研究还可以进一步推广到超冷玻色原子体系，通过调节原子间空间依赖的相互作用，研究可能存在的各种新奇的量子多体物态和非线性量子流体动力学。此外，利用 Feshbach 共振技术还可以含时地调控原子之间的相互作用。如何进一步推广当前基于 Feshbach 共振的相互作用调控技术，实现超冷玻色或费米原子之间相互作用随着时间和空间同时变化的量子简并体系，是一个崭新的、且具有非常重要意义科学问题，这将进一步提升超冷原子系统的量子调控能力和量子模拟范围。

在超冷原子里德堡激发研究方面，我们将利用已经掌握的超冷原子里德堡电磁诱导透明测量技术在更高主量子数下探测超精细耦合常数，通过里德堡缀饰控制超冷原子之间的长程相互作用形式，实现各种强关联量子多体物态的制备与观测。基于超冷原子的里德堡激发研究，无论是在超冷费米原子还是超冷玻色原子体系中都具有非常广阔的发展空间。超冷原子里德堡激发的相互作用具有各向同性的性质，这明显不同于目前实验上已经实现的超冷镉、铟、铬等过渡金属原子之间的各向异性的偶极相互作用。如何基于现有的实验条件，在各项同性的里德堡相互作用和各项异性的偶极相互作用下，对比研究超冷原子的量子多体动力学是一个非常有益的科学问题，有利于我们进一步揭示不同相互作用形式对量子多体物理规律的影响。理论上，科学家已经在里德堡激发的超冷玻色原子气体中预言可能存在三维超固态

等新奇量子物态，然而由于受到系统寿命以及观测手段等实验条件的限制，目前实验上基于超冷原子里德堡激发实现超固态还面临相当程度的实验挑战，如何将当前的里德堡激发技术推广到超冷玻色原子体系或超冷玻色-费米混合原子体系，进而实现超固态、非传统拓扑超流态等新奇量子态也是我们下一步将要研究的课题。

博士研究生期间完成的学术论文

1. **Guoqi Bian**, Lianghai Huang, Donghao Li, Zengming Meng, Liangchao Chen, Pengjun Wang, and Jing Zhang, Realization of space-dependent interactions by an optically controlled magnetic p-wave Feshbach resonance in degenerate Fermi gases[J]. **Physical Review A**, 2022, 106(2): 023322.
2. **Guoqi Bian**, Biao Shan, Lianghai Huang, Jing Zhang, Rydberg electromagnetically induced transparency in ^{40}K ultracold Fermi gases[J]. **Chinese Optics Letters**, 2023, 21(10): 100201.
3. Donghao Li, **Guoqi Bian**, Jie Miao, Pengjun Wang, Zengming Meng, Liangchao Chen, Lianghai Huang, and Jing Zhang, Rydberg excitation spectrum of ^{40}K ultracold Fermi gases[J]. **Physical Review A**, 2021, 103(6): 063305.
4. Jie Miao, **Guoqi Bian**, Biao Shan, Liangchao Chen, Zengming Meng, Pengjun Wang, Lianghai Huang, and Jing Zhang, Achieving ultracold Bose–Fermi mixture of ^{87}Rb and ^{40}K with dual dark magnetic-optical-trap[J]. **Chinese Physics B**, 2022, 31(8): 080306.
5. Donghao Li, Lianghai Huang, **Guoqi Bian**, Jie Miao, Liangchao Chen, Zengming Meng, Wei Han, and Pengjun Wang, Preparation of a two-state mixture of ultracold fermionic atoms with balanced population subject to the unstable magnetic field[J]. **Chinese Physics B**, 2021, 30(9): 090303.
6. Donghao Li, Lianghai Huang, Peng Peng, **Guoqi Bian**, Pengjun Wang, Zengming Meng, Liangchao Chen, and Jing Zhang, Experimental realization of spin-tensor momentum coupling in ultracold Fermi gases[J]. **Physical Review A**, 2020, 102(1): 013309.

致 谢

自 2016 年步入山西大学光电所之后，时光如白驹过隙，一晃已有七个年头。每当回顾这段博士研究之旅，心中满是感激。这是一段充满挑战和收获的时光，也是我人生中宝贵的一部分。每当回望这几年走过的路，有太多需要感谢的人，是他们给了我知识力量以及勇气，让我一次次度过科研及生活中的每一次难关。在此感谢我的师长、亲人、爱人、兄弟、等等以及曾经帮助过我的人。

仰之弥高，钻之弥坚。首先，感谢我的导师张靖老师。张老师既是我学术上的导师也是我做人做事的榜样。张老师既有渊博的知识又有对实验严谨的态度。在实验方面：自 2018 年之后，我们的超冷原子系统时常有不稳定的情况出现，每当实验室出现问题时，张老师总是带着我们一起解决问题。随着跟张老师每天的接触，张老师对科研的专注深深打动着：张老师解决实验问题和思考问题入神之时，常常就是 4、5 个小时，期间不喝水也不上厕所，一心只扑在实验上；张老师对实验过程中的每一个细节都无比了解；同时张老师也很重视实验室的卫生和整洁，亲历亲为打扫实验室卫生，将实验的各种电线妥善安置等等。在生活方面，张老师以身作则极其自律：十年如一日的坚持跑步锻炼；几乎全年无休专心科研等等。此外张靖老师对学生严格要求，常常教导我们要认真做好每一件事情。在张老师教育与精神的熏陶下，我不仅学到了专业的知识，还学会了无论是做人还是做事一定要脚踏实地，不能好高骛远，同时要敢于尝试，不怕错误。所以真心感谢张老师这些年的培养，让我深刻理解了王阳明所说的要“知行合一”。

感谢光电所的每一位老师。特别感谢彭堃堃院士以及谢常德教授为国家重点实验室撑起学术的蓝天。感谢张天才教授、郜江瑞、王海教授、王军民教授等，你们为光电所作出了杰出的贡献，是你们铸就了光电所的辉煌。

感谢办公室高鑫老师、曲睿娟老师、程老师、苗老师对我们学习提供了方便。感谢机加工车间冯师傅、袁师傅、赵师傅等等每一位师傅以及电子车间的李学峰老师为我们实验的顺利进行提供了保障。

感谢我们实验小组的每一位成员。感谢黄良辉老师对我的指导，每当我实验上碰到难题时，黄老师都积极努力去帮助我解决困难。感谢王鹏军老师在实验上提供的技术指导，感谢孟增明老师在程序上给予的帮助以及于旭东老师对我学习上的帮助，感谢彭鹏师兄和李东豪师兄在实验上对我的指导。感谢师弟苗杰、单标、丁培

波和赵宇航，在你们的共同努力下，使我们的实验能够更好地完成。感谢丁培波、王亚洲师弟和杨雅婧师妹对我论文的修订，感谢陈良超老师、韩伟老师、靳元彬、杨广玉、文凯、师振莲、李子亮、米成栋、王良伟、高翔、周方、闫江伟、SadiqNawazKhan、聂亮、王星宇、刘方德、连欢、Shanhjee Khan、张越、顾正宇、高晨力、李云达、王泽奎、龚琳善、贾甜、杨雯馨、余浩坤对我实验上的帮助。感谢我的舍友宋丽军、李治和曾理对我生活上的帮助。

其次，感谢我的家人。父母之恩，难以为报。他们虽然学历不高，但对于人生的态度深深影响了我。是父母给予的支持与鼓励让我专注地坚持自己的理想。感谢姐姐和姐夫在我求学阶段给予我支持。此外感谢我的妻子赵越婷，在她的支持和陪伴下，我更加顺利地完成了科学研究。

道阻且长，行则将至。感谢坚定且坚强的自己。硕博七年，曾彷徨过也曾怀疑过，加了无数个夜班，测了无数次数据，解决了无数个实验难题，才一步步走到了现在，其中的心酸与不易只有自己才知道。感谢自己一路平凡普通却又努力坚持。

最后，衷心感谢百忙之中进行论文评审和出席答辩的各位专家教授！

点墨于此，初冬之时。

边国旗

二〇二三年十月

个人简况及联系方式

◆个人概况

姓 名：边国旗 性 别：男
出生年月：1991.09 政治面貌：中共党员
民 族：汉 婚姻状况：已婚
籍 贯：山西省大同市
联系电话：18834850703
电子邮箱：bgq5545@163.com

◆教育经历

2016.9 – 2023.12	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	硕博连读
2012.9 – 2016.6	山西大同大学	本科

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 

2023年 12月 1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： 边国旗

导师签名： 张靖

2023 年 12 月 1 日