

山西大学
2010 届博士学位论文

^{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

作者姓名	熊德智
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 山西大学光电研究所
学习年限	2004 年 9 月—2010 年 6 月

二〇一〇年六月

Thesis for Doctor's degree, Shanxi University, 2010

Manipulation of Quantum Degenerate ^{40}K - ^{87}Rb Fermi-Bose
Mixtures in Magnetic and Optical trap

Name	Dezhi Xiong
Supervisor	Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Field of Research	Ultracold atomic physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics, Shanxi University
Research Duration	September 2004—June 2010

June, 2010

目 录

中 文 摘 要	I
Abstract	III
第一章 绪论	1
1.1 超冷玻色费米混合气体	1
1.2 操控冷原子的关键技术	2
1.2.1 光学晶格	2
1.2.2 Feshbach 共振技术	3
1.3 冷原子的历史, 现状及前沿	4
1.4 论文结构	5
参考文献	6
第二章 基本原理和方法	10
2.1 原子在光场中的受力	10
2.1.1 散射力	10
2.1.2 偶极力	11
2.2 多普勒冷却和偏振梯度冷却	11
2.3 磁光阱	12
2.4 磁阱	14
2.5 蒸发冷却及协同冷却	15
2.6 吸收成像	16
2.7 玻色-爱因斯坦凝聚和费米气体量子简并	18
2.8 小结	19
参考文献	20
第三章 玻色费米混合气体量子简并的实验实现	21
3.1 概述	21
3.2 实验装置	21
3.2.1 激光系统	21
3.2.2 真空系统	22
3.2.3 磁阱系统	23

3.2.4 蒸发系统	24
3.2.5 探测系统	25
3.2.6 时序控制系统	29
3.3 实验过程及系统的调试	39
3.3.1 铷钾原子的两级磁光阱俘获	40
3.3.2 压缩磁光阱和偏振梯度冷却	42
3.3.3 光抽运和 QUIC 阱的装载	43
3.3.4 射频蒸发冷却	45
3.4 实验结果	49
3.5 小结	52
参考文献	53
第四章 微波蒸发冷却	56
4.1 概述	56
4.2 实验装置	56
4.3 实验过程	58
4.4 实验结果和分析	59
4.5 小结	61
参考文献	63
第五章 QUIC 阱中超冷原子输运和不同自旋态原子的分离	64
5.1 概述	64
5.2 实验装置	65
5.3 QUIC 阱中超冷原子输运	65
5.4 不同自旋态原子的分离	67
5.4.1 没有补偿重力磁场下的凝聚体的运动轨迹	67
5.4.2 数值计算和解释	68
5.4.3 $ 2, 2\rangle$ 和 $ 2, 1\rangle$ 态 ^{87}Rb 原子的分离	70
5.5 小结	71
参考文献	73
第六章 光阱中的玻色-爱因斯坦凝聚的实现	75
6.1 概述	75
6.2 实验装置	76

6.3 偶极力阱的腰斑	77
6.4 偶极力阱深和势阱频率的计算	79
6.5 搭建偶极力阱的一些实验技术	80
6.5.1 光纤耦合效率	80
6.5.2 偶极力阱和原子团中心的重合	81
6.5.3 大功率光路维护及安全	82
6.6 光阱中的玻色-爱因斯坦凝聚	83
6.7 小结	85
参考文献	86
全文总结与展望	88
博士研究生期间完成的学术论文	90
致 谢	92
个人简况及联系方式	93
承 诺 书	94
学位论文使用授权声明	95

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Overview	1
1. 1 Ultracold Bose-fermi Mixtures.....	1
1. 2 Some Technologies of Controlling Ultracold Atoms	2
1. 2. 1 Optical Lattice	2
1. 2. 2 Feshbach Resonance.....	3
1. 3 The History of Cold Atoms	4
1. 4 Chapter Overview.....	5
Bibliography.....	6
Chapter 2 Basic Principles and Methods	10
2. 1 Atom-Light Interaction	10
2. 1. 1 Dissipative Force.....	10
2. 1. 2 Optical Dipole Force	11
2. 2 Doppler Cooling and Polarization Gradient Cooling.....	11
2. 3 Magneto-Optical Trap	12
2. 4 Magnetic Trap.....	14
2. 5 Evaporative Cooling and Sympathetic Cooling	15
2. 6 Absorption Image	16
2. 7 BEC and DFG	18
2. 8 Conclusions	19
Bibliography.....	20
Chapter 3 Quantum Degeneration of Bose-Fermi Mixtures	21
3. 1 Overview	21
3. 2 Experimental Apparatus	21
3. 2. 1 Laser System	21
3. 2. 2 Vacuum System.....	22
3. 2. 3 Magnetic Trap System.....	23
3. 2. 4 Evaporation System.....	24

3. 2. 5	Detection System.....	25
3. 2. 6	Control System.....	29
3. 3	Experimental Steps and Debugging.....	39
3. 3. 1	Double MOT.....	40
3. 3. 2	Compressed MOT and Polarization Gradient cooling.....	42
3. 3. 3	Optical Pump and Loading of QUIC Trap.....	43
3. 3. 4	RF-induced Evaporation.....	45
3. 4	Results of Experiments.....	49
3. 5	Conclusions.....	52
	Bibliography.....	53
Chapter 4	Microwave Radiation Evaporation.....	56
4. 1	Overview.....	56
4. 2	Experimental Setup.....	56
4. 3	Experimental Procedure.....	58
4. 4	Experimental Results and Analysis.....	59
4. 5	Conclusions.....	61
	Bibliography.....	63
Chapter 5	Transport of BEC in QUIC Trap and Separation of Spin States.....	64
5. 1	Overview.....	64
5. 2	Experimental Setup.....	65
5. 3	Transport of BEC.....	65
5. 4	Separation of Trapped Spin States.....	67
5. 4. 1	Locomotion Track of BEC without a Levitating Field.....	67
5. 4. 2	Numerical Reciple and Explanation.....	68
5. 4. 3	Separation of ^{87}Rb Stoms in $ 2,2\rangle$ and $ 2,1\rangle$ States.....	70
5. 5	Conclusions.....	71
	Bibliography.....	73
Chapter 6	BEC in an Optical Dipole Trap.....	75
6. 1	Overview.....	75
6. 2	Experimental Setup.....	76
6. 3	Waists of Dipole Traps.....	77

6. 4 Depth and Oscillation Frequencies of Dipole Trap	79
6. 5 Experimental Skills for Constructing a Dipole Trap	80
6. 5. 1 Coupling Efficiency of Optics Fibers.....	80
6. 5. 2 Loading Atoms into an Optical Trap	81
6. 5. 3 Operation of High-power Laser.....	82
6. 6 BEC in an Optical Dipole Trap	83
6. 7 Conclusions	85
Bibliography	86
Summary and Outlook	88
Research achievements	90
Acknowledgment	92
Personal profiles	93
Letter of commitment	94
Authorization statement	95

中文摘要

本论文主要介绍了实验上超冷玻色费米混合气体量子简并的实现；并在此基础上利用微波蒸发冷却的方法实现了 ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚；完成了凝聚体从 QUIC 阱向玻璃气室中心的转移；搭建了远失谐的交叉偶极力阱，实现了光阱中的玻色-爱因斯坦凝聚。

在实现玻色费米混合气体量子简并的实验部分，首先回顾了与实验相关的一些基本概念和技术，包括激光冷却，蒸发冷却以及吸收成像等。然后描述了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体冷却的实验装置和实验过程，即如何把 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体冷却到量子简并。在介绍实验装置的部分，更多地侧重于一些细节性的东西，如 CCD 成像模式的工作原理，磁阱电流控制电路的设计，以及其在安全性和实用角度上的考虑。在描述实验过程的部分，添加了相关的实验系统的调试，特别是对实验中关键的一些细微的地方做了详细的介绍，例如，射频线圈位置摆放的要求等。

在实现超冷玻色费米混合气体的量子简并之后，我们继续完善和扩展了实验系统，相继完成了用微波蒸发技术在磁阱中实现 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚，原子在磁阱中的输运，实现了 ^{87}Rb 原子的不同自旋态在磁阱的分离，以及在远失谐偶极力阱中实现玻色-爱因斯坦凝聚。我们比较了射频蒸发和微波蒸发过程的优缺点，并使用微波蒸发技术成功地实现了 ^{87}Rb 原子气体的玻色-爱因斯坦凝聚。在用磁阱输运原子的过程中，我们分别在两种情况下直接观测了原子的运动轨迹，一是添加附加磁场梯度以补偿原子的重力下移的情况，二是不加补偿磁场的情况。我们成功的将原子转移到了玻璃气室中心，为我们在后续实验中光的介入和均匀磁场的介入提供了最佳位置条件。并且在不添加重力补偿磁场的情况下，我们实现了不同自旋态的 ^{87}Rb 原子在空间位置上的一个较大的分离。搭建了一个远失谐交叉光学偶极力阱，完成了偶极力阱的绝热装载，并利用降低势阱深度的办法实现了 ^{87}Rb 在光阱中的玻色-爱因斯坦凝聚。为我们今后利用光学晶格操纵量子简并气体提供了一个良好的开端。

关键词：量子简并玻色费米混合气体；激光冷却；蒸发冷却；吸收成像；光学偶极力阱；原子输运

Abstract

This thesis firstly presents experiments in quantum degenerate fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb atoms. Then we achieve ^{87}Rb Bose-Einstein condensation (BEC) with microwave (MW) evaporation and perform transport of ^{87}Rb Bose-Einstein condensate in QUIC trap. We also construct a Far-Off Resonance optical dipole trap (FORT) and create Bose-Einstein condensation in it.

Degenerate ^{40}K Fermi gases have been produced by sympathetic cooling with bosonic ^{87}Rb . Some experimental principle and methods are firstly described, such as laser cooling, evaporative cooling, absorption imaging and so on. And then experimental apparatus based on double magneto-optical trap are demonstrated. In this part, more details focus to the performance of instruments and circuits, for instance, running modes of CCD and the working of currents controlling circuits for quadruple-Ioffe configuration coils. After that, the experimental methods and steps to approach quantum degeneration are listed and described in detail. Here the debugging and optimizing of experimental system are discussed.

After the achievement of quantum degeneration of Bose-Fermi mixture, our experimental system is extended. With it, several experiments are realized, including the realization of BEC with MW evaporation, transport of BEC, separation of spin states of ^{87}Rb BEC, and the creation of BEC in an optical trap. For the atomic transport, we directly observe the locomotion track of atoms under two conditions with or without a levitational magnetic field. We have transported atoms into the geometric center of glass cell with a levitating magnetic field from the initial position in a QUIC trap, which will be useful for a better optical access in our later experiments. And during the transport of atoms without a levitational magnetic field, we realize a larger separation of different spin ground states of ^{87}Rb in space. For MW

evaporation experiment, we successfully obtain BEC although with some atoms in wrong Zeeman substate, and explain the phenomena by comparing principles of MW radiation evaporation with radio frequency induced evaporation. Then a FORT composed of two 1064 nm lasers is used to trap atoms and ^{87}Rb BEC is created by lowering the optical dipole trap depth. This will provide us with the starting point for studies of the properties of BFM in an optical lattice.

Key words: Quantum degeneration of Bose-Fermi mixture gas; Laser cooling; Evaporative cooling; Absorption imaging; Optical dipole trap; Transport of atoms.

第一章 绪论

我们一直在不停地追求着、探索着世界的本来面貌。

原子物理学作为物理学的一个分支，很早就成了我们认识这个世界的强有力的工具。特别是近现代，超冷技术的发展和原子物理的结合形成了一门新兴的学科——超冷原子物理。它的出现和发展直接导致了一些新技术的诞生和应用，比如激光冷却技术、蒸发冷却技术、磁囚禁技术等，并且引起了一些技术的革新和更加广泛的应用，例如超高真空技术、高分辨率成像技术、射频和微波技术等等。更重要的是，由于制冷后的稀薄的金属原子气体不会出现液态和常规固态的特性，利用其产生的超冷原子气体——包括玻色-爱因斯坦凝聚、量子简并费米气体以及玻色费米混合气体，为实验研究高温超导、强相互作用、超冷分子以及高精度的测量提供了理想的平台。

1.1 超冷玻色费米混合气体

在量子世界里，可以把我们周围的物质分为两类——玻色子、费米子。玻色子和费米子通常可以依据量子自旋被区分——自旋为整数的粒子为玻色子(1/2 的偶数倍)，半整数的粒子为费米子 (1/2 的奇数倍)；另外，在没有依赖自旋力的情况下，玻色子和费米子服从的统计规律不同，全同玻色子服从玻色-爱因斯坦统计规律，全同费米子遵从费米-狄拉克统计规律。所以，在温度极低的情况下，无相互作用或弱相互作用的原子系统达到量子简并时，玻色子形成玻色-爱因斯坦凝聚，费米子则形成费米海。

1995 年，玻色-爱因斯坦凝聚首次在铷 (^{87}Rb) 原子蒸气中被观测到^[1]，在实验上直接证实了 1924 年玻色和爱因斯坦的理论预言，即在温度足够低的情况下宏观数量的玻色粒子可以聚集在系统的最低能量量子态上，形成玻色-爱因斯坦凝聚态。这意味着中性原子可以被冷却到它的最低能态上，使得我们控制原子的位置和运动仅仅受海森堡不确定关系的限制。同时，玻色-爱因斯坦凝聚体的诞生真正地实现了宏观层次的相干物质，直接导致原子激光^[2]及其器件的产生。另外，它也为稀薄玻色气

体的多体理论的实验验证提供了一个很好的平台。

随后, 在 1999 年费米气体钾 (^{40}K) [3] 的量子简并也成功地被实现。我们知道全同费米子的 s-波碰撞是被禁止的, 这就导致了全同费米子无法直接通过蒸发冷却达到量子简并。因此费米气体的量子简并的实现滞后于玻色-爱因斯坦凝聚态的获得。人们为了克服低温下 ($T < 100 \text{ nK}$), 全同费米子没有弹性碰撞而无法进行蒸发冷却的困难, 通常采用两种方案: 一是囚禁费米子的不同自旋态[3]。二是同时囚禁玻色子和费米子, 采用玻色子作为中介, 在蒸发冷却阶段, 通过两者之间的碰撞来使费米子来达到量子简并[4]。在第二种方案中, 玻色子和费米子处于同一个系统中, 在温度极低的情况下, 两种气体都达到量子简并, 我们把这种混合气体称为超冷玻色费米混合气体。

1.2 操控冷原子的关键技术

超冷原子气体的研究极大地拓展了原子分子物理的研究领域, 特别是实验上首次观测到玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC) 和量子简并费米气体 (DFG) 之后, 更是为理解高温超导、强相互作用、超冷分子以及 BEC-BCS 交叉区域等许多物理问题做出了极大的贡献。最近, 利用光学晶格和 Feshbach 共振技术控制和操控超冷原子, 使得其在量子计算和某些多体问题的量子模拟等方面具有了非常迷人的应用前景。

1.2.1 光学晶格

光学晶格是由两束或者多束激光相对传播, 在空间重合、干涉形成的周期性光场分布。原子在其中会发生 ac stark 频移, 即交变的电场和振荡偶极矩的相互作用。对于线偏光的高斯光束, 往返对射后形成的光学晶格周期势为

$$U(r, z) = U_0 e^{-2r^2/w^2(z)} \cos^2(kz) \quad (1.1)$$

其中 U_0 为光学晶格势的最大值, $k=2\pi/\lambda$ 是激光的波矢。

光学晶格有几个重要特性: (1) 它能捕获、控制处于所有超精细自旋态上的原子, 这一点与光学偶极力阱类似, 为我们研究超冷原子的自旋特性创造了条件。(2) 空间周期性, 用它可以模拟固体的晶格。由于其不像固体晶格一样有缺陷, 所以用原子在光晶格中的运动来模拟电子在固体晶格场的运动, 将为我们研究固体物理的一些现象提供一个非常理想的工具。(3) 可控性强。通过简单的改变形成光晶格的

激光功率改变光晶格的势阱深度，可以实现玻色-爱因斯坦体的超流到 Mott 绝缘位相的转变^[5]；通过改变一维光晶格的两束光的频率差实现玻色-爱因斯坦在水平方向的输运^[6]。

光学晶格技术最初的发现是在激光冷却的实验中^[7]。近年来，利用光学晶格囚禁和操控量子气体已经成为量子气体研究的重要方向之一。它不仅可以研究 BEC 的超流到绝缘位相的转变，而且可以用来控制原子之间的相互作用，实现原子的量子纠缠^[8,9]。现在人们还利用光学晶格作为一个研究平台，相继研究了光的布拉格散射^[10,11]，原子的布洛赫震荡^[12]，观测量子隧穿效应^[13]，以及 Josephson 结^[14]等。

1.2.2 Feshbach 共振技术

在超冷原子气体的实验中，Feshbach 共振是控制原子间相互作用的一个重要工具。根据散射理论，在低温下，稀薄的玻色气体的相互作用可以用一个参量来描述，即 s-波散射长度 a 。并且 a 的符号决定相互作用的类型：正值表示排斥相互作用，负值表示吸引相互作用。我们可以用磁场来改变原子间的相互作用，可以使相互吸引的原子变为相互排斥，并且，在某些磁场区域两个相互作用的原子的能量和准束缚态的分子的能量相近时，可以结合成分子，我们说这种现象叫 Feshbach 共振。我们可以用一个简单的图像理解它。我们考虑两个分子势 $V_{bg}(R)$ 和 $V_c(R)$ ，见图 1.1。

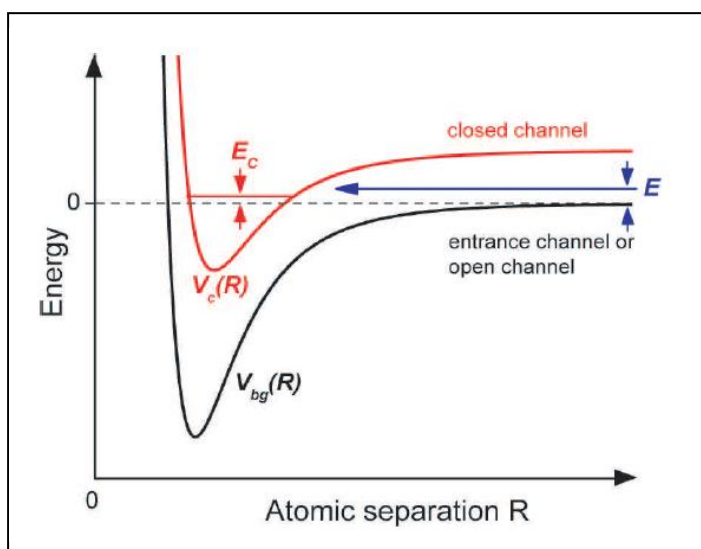


图 1.1 两通道 Feshbach 共振模型。当以能量 E 碰撞的两个原子耦合到能量为 E_c 的分子束缚态上，Feshbach 共振现象就会发生。在超冷领域内，碰撞能 $E \rightarrow 0$ 。如果封闭通道和开通道的磁矩不同，我们可以通过调节磁场来调节封闭通道的能量 E_c 趋于零，使两个通道耦合发生 Feshbach 共振。

对于小能量的碰撞过程, $V_{\text{bg}}(R)$ 是开通道, $V_{\text{c}}(R)$ 是封闭通道。如果我们通过调节散射长度, 使得开通道的散射态和封闭通道的分子束缚态的能量相等的时候, 就会发生两个态的混合情况。我们称此时发生 Feshbach 共振。

Feshbach 共振最早被应用到核物理里^[15-17], 随后被成功的应用到原子物理中^[18-20]。到现在为止, 人们在所有的碱金属原子系统都观测到了 Feshbach 共振现象^[21]。现在, Feshbach 共振技术已经被用在一系列的实验中, 如费米子的射频谱^[22], BECs 的扩散与塌缩, 超冷同核分子的形成^[23], 超冷异核分子的形成^[24], 超冷费米对凝聚实验等等。

1.3 冷原子的历史, 现状及前沿

在十九世纪八十年代和九十年代, 我们先后在原子物理领域看到了两次重大的发展, 一次是激光冷却原子技术, 一是蒸发冷却技术。激光冷却技术的发展使得原子的温度达到毫开量级以下, 使得中性原子的磁场囚禁技术成为可能。接着蒸发冷却技术, 直接导致了玻色-爱因斯坦凝聚体的诞生。由于这两项技术对物理学研究的重要意义, 分别荣获了 1997 年和 2001 年的物理学诺贝尔奖。

早在 1970 年, 人们就认识到, 利用多普勒效应的原子对激光的吸收依赖于其速度的特性, 可以对原子气体进行减速。当这个原理在十九世纪八十年代被应用到实验中以后, 立即使原子产生了超乎寻常的低温, 仅仅几百微开。这个温度超出了研究者的预期, 因为当时人们还没有了解到光学泵浦中的亚多普勒冷却机制。随后人们认识到光学粘团的六束激光的交汇处, 光的偏振状态是随地点而变化的, 即具有“偏振梯度”。而在一定偏振光作用下原子倾向于落在能量低的能级, 并且随着原子的移动其所感受到的光场偏振是变化的。这样就意味着原子在移动时, 在光场中的势能有所增加, 而这只能靠降低其动能来得到补偿。这样原子在运动中将丧失动能而减速、冷却^[25]。同时, 在这个过程中, 实验学家们证实了人们可以用激光进行人造晶格的实验^[26]。

由于激光冷却技术的发明使得磁阱囚禁中性原子成为可能。1985 年, 中性原子第一次被成功地囚禁在磁阱中^[27]。接着, 1995 年, 采用激光冷却技术与蒸发冷却技术相结合的方法, 碱金属 ^{87}Rb 原子的玻色-爱因斯坦凝聚在实验上被观测到^[1]。随后, 人们克服了单一自旋态的全同费米子在低温下没有弹性碰撞的困难, 在 1999 年实现

了费米气体的量子简并^[3]。

原子气体的量子简并的实现使得冷原子物理的研究领域进入了一个百花齐放的鼎盛时期。大量的理论和实验工作在这个领域内涌现出来。从在光学晶格中研究量子流体的行为^[28]，到无序^[29,30]和广延^[31] (dimensionality) 效应。从 BEC 到 BCS 交叉区域的开发^[32]到量子简并分子系统获得^[33]等等。而在玻色费米混合气体的实验研究方面，相继实现量子简并的有 ${}^6\text{Li}$ - ${}^7\text{Li}$ ^[34,35]， ${}^6\text{Li}$ - ${}^{23}\text{Na}$ ^[36]， ${}^{40}\text{K}$ - ${}^{87}\text{Rb}$ ^[37-39]。目前，在国内从事超冷原子研究实验的单位有上海光机所，北京大学，中科院武汉物理数学研究所，山西大学及中科院物理所。

1.4 论文结构

本论文主要回顾了实现 ${}^{87}\text{Rb}$ 和 ${}^{40}\text{K}$ 玻色费米混合气体的量子简并的过程，对完成该实验的一些实验技术进行了详细的描述。并在此基础上，开展了一些对简并量子气体操控的实验工作，包括比较不同蒸发冷却方式的冷却效果，对原子气体的运输，以及在光学偶极力阱中实现玻色-爱因斯坦凝聚。本论文结构安排如下。

第二章，介绍一些必要的基本原理和方法，包括光与原子的相互作用，激光冷却与俘获，磁阱囚禁与蒸发冷却技术以及吸收成像技术。

第三章，讲述如何实现 ${}^{87}\text{Rb}$ 和 ${}^{40}\text{K}$ 玻色费米混合气体的量子简并。包括实验装置的介绍和实验系统的调试，然后讲述了实验的步骤，最后是实验结果。

第四章，介绍利用微波蒸发技术实现 ${}^{87}\text{Rb}$ 玻色-爱因斯坦凝聚的实验，讨论了微波蒸发技术和射频蒸发技术的优缺点。

第五章，完成了 ${}^{87}\text{Rb}$ 凝聚体在 QUIC 磁阱中的运输，并利用 QUIC 磁阱的特性实现了凝聚体的不同自旋态原子分离。

第六章，搭建了远失谐交叉光学偶极力阱，并通过光阱中的蒸发冷却实现了光阱的 ${}^{87}\text{Rb}$ 玻色-爱因斯坦凝聚。

参考文献

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science*, 1995, 269, 198; K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms, *Phys. Rev. Lett.* 1995, 75, 3969; C. C. Bardley, C. A. Sacket, J. J. Tollett and R. G. Hulet, Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75, 1687.
- [2] M. Mewes, M. Andrews, D. Kurn, D. Durfee, C. Townsend, and W. Ketterle, Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78, 582.
- [3] B. DeMarco and D. S. Jin, Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas, *Science*, 1999, 285, 1703.
- [4] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Patridge, and R. G. Hulet, Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms, *Science*, 2001, 291, 2570.
- [5] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hansch, and I. Bloch, Quantum Phase Transition From a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms, *Nature (London)*, 2002, 415, 39.
- [6] S. Schmid, G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, and J. H. Denschlag, Long Distance Transport of Ultracold Atoms Using a 1D Optical Lattice, *New J. Phys.*, 2006, 8, 159.
- [7] Oliver Morsch, Markus Oberthaler, Dynamics of Bose-Einstein Condensates in Optical Lattices, *Rev. Mod. Phys.*, 2006, 78, 179.
- [8] D. Jaksh, H.-J. Briegel, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions, *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82, 1975.
- [9] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsh, and I. Bloch, Controlled Collisions for Multi-particle Entanglement of Optically Trapped Atoms, *Nature*, 2003, 425, 937.
- [10] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices, *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81, 3108.
- [11] G. Birkl, M. Gatzke, I. H. Deutsch, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, Bragg Scattering from Atoms in Optical Lattices, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75, 2823.

- [12] F. Bloch, Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallen, *Z. Physik*, 1928, 52, 555.
- [13] W. K. Hensinger, H. Haner, A. Browaeys, N. R. Heckenberg, K. Helmerson, C. McKenzie, G. J. Milburn, W. D. Phillips, S. L. Rolston, H. Rubinsztein-Dunlop, and B. Uppcroft, Dynamical Tunnelling of Ultracold Atoms, *Nature*, 2001, 412, 52.
- [14] F. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, A. Trombettoni, A. Smerzi, M. Inguscio, Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates, *Science*, 2001, 293, 843.
- [15] H. Feshbach, A Unified Theory of Nuclear Reactions, *Ann. Phys.*, 1958, 5, 357.
- [16] H. Feshbach, A Unified Theory of Nuclear Reactions. II, *Ann. Phys.*, 1962, 19, 287.
- [17] U. Fano, Sullo spettro di assorbimento dei gas nobili presso il limite dello spettro d'arco, *Nuovo Cimento*, 1935, 12, 156.
- [18] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Observation of Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate, *Science*, 1998, 392, 151.
- [19] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions, *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85, 1795.
- [20] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu, High Resolution Feshbach Spectroscopy of Cesium, *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85, 2717.
- [21] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, Feshbach Resonances in Ultracold Gases, 2008, arXiv: 0812.1496.
- [22] S. Gupta, Z. Hadzibabic, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, K. Dieckmann, C. H. Schunck, E. G. M. van Kempen, B. J. Verhaar, and W. Ketterle, RF Spectroscopy of Ultracold Fermions, *Science*, 2003, 300, 1723.
- [23] T. Köhler, K. Góral, and P. S. Julienne, Production of Cold Molecules via Magnetically Tunable Feshbach Resonances, *Rev. Mod. Phys.*, 2006, 78, 1311.
- [24] M. Baranov, Theoretical Progress in Many-body Physics with Ultracold Dipolar Gases, *Phys. Rep.*, 2008, 464, 71.
- [25] 王义道, 激光冷却与捕陷原子的方法, *物理*, 1998, 27 131.
- [26] Dynamics of Bose-Einstein Condensates in Optical Lattices, Oliver Morsch, Markus

Oberthaler, *Rev. Mod. Phys.*, 2006, 78, 179.

[27] Alan L. Migdall, John V. Prodan, and William D. Phillips, First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 54, 2596

[28] M. Greiner and S. Folling, Optical Lattices, *Nature*, 2008, 453, 736.

[29] J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, Ben Hambrecht, Pierre Lugan, David Clément, Laurent Sanchez-Palencia, Philippe Bouyer, Alain Aspect, Direct Observation of Anderson Localization of Matter Waves in a Controlled Disorder, *Nature*, 2008, 453, 891.

[30] G. Roati, C. D'Errico, L. Fallani, M. Fattori, Chiara Fort, Matteo Zaccanti, Giovanni Modugno, Michele Modugno, Massimo Inguscio, Anderson Localization of a Non-interacting Bose–Einstein Condensate, *Nature*, 2008, 453, 895.

[31] A. Görlitz, J. M. Vogels, A. E. Leanhardt, C. Raman, T. L. Gustavson, J. R. Abo-Shaeer, A. P. Chikkatur, S. Gupta, S. Inouye, T. Rosenband, and W. Ketterle, Realization of Bose-Einstein Condensates in Lower Dimensions, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87, 130402.

[32] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Many-body Physics with Ultracold Gases, *Rev. Mod. Phys.*, 2008, 80, 885.

[33] K.-K. Ni, S. Ospelkaus, M. H. G. de Miranda, A. Pe'er, B. Neyenhuis, J. J. Zirbel, S. Kotochigova, P. S. Julienne, D. S. Jin, and J. Ye, A High Phase-Space-Density Gas of Polar Molecules, *Science*, 2008, 322, 231.

[34] F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles and C. Salomon, Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87, 080403.

[35] Andrew G. Truscott, Kevin E. Strecker, William I. McAlexander, Guthrie B. Partridge and Randall G. Hulet, Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms, *Science*, 2001, 291, 2570.

[36] Z. Hadzibabic, C. A. Stan, K. Dieckmann, S. Gupta, M. W. Zwierlein, A. Görlitz and W. Ketterle: Two-Species Mixture of Quantum Degenerate Bose and Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, 160401.

[37] G. Roati, F. Riboli, G. Modugno and M. Inguscio, Fermi-Bose Quantum Degenerate ^{40}K - ^{87}Rb Mixture with Attractive Interaction, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89, 150403.

- [38] J. Goldwin, S. Inouye, M. L. Olsen, B. Newman, B. D. DePaola and D. S. Jin, Measurement of the Interaction Strength in a Bose-Fermi Mixture with ^{87}Rb and ^{40}K , *Phys. Rev. A*, 2004, 70, 021601.
- [39] D. Xiong, H. Chen, P. Wang, X. Yu, F. Gao, and J. Zhang, Quantum degenerate fermi-bose mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb atoms in a quadrupole-Ioffe configuration trap, *Chin. Phys. Lett.*, 2008, 25, 843.

第二章 基本原理和方法

2.1 原子在光场中的受力

原子在与光场相互作用的过程中，会感受到两种力——散射力和偶极力。前者是由于原子从光场中吸收光子而后自发辐射而产生。后者是由光场诱导原子产生的偶极矩与光场的相互作用而产生（光在原子中折射）。在近共振的情况下，散射力起主要作用。这种“辐射”压力是激光冷却的作用机制——原子可以通过自发辐射过程损失能量。它在我们的实验中可以用于磁光囚禁和偏振梯度冷却。在远失谐的条件下，偶极力起主要作用。它可以用来产生偶极力阱，用于全光的玻色-爱因斯坦凝聚的实验。

2.1.1 散射力

考虑一个光子被基态二能级原子吸收的过程。光子被吸收以后，原子会从基态跃迁到激发态。这样光子的动量也被原子吸收，使得原子的速度发生改变。然后，处于激发态的原子经历一个自发辐射地过程发出一个光子，原子的动量相应地也发生改变。由于自发辐射是各项同性的，这样大量地自发辐射过程的平均效果使得原子获得的动量为零，而原子吸收光子时动量发生的变化不为零。因此，伴随着大量地吸收发射过程，原子感受到的平均力为，

$$F_{sc} = R\hbar k \quad (2.1)$$

其中 k 是光的波矢， R 是散射速率。散射速率为

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.2)$$

Γ 是激发态衰减率， I 是激光光强， $I_s = \pi\hbar c / 3\lambda^3\tau$ 是饱和光强， $\delta = \omega - \omega_0$ 是激光相对于原子谐振频率 ω_0 的失谐。 ω 是激光频率。

2.1.2 偶极力

一个原子在激光场中，受到激光的电场分量 \bar{E} 诱导会产生偶极矩 \bar{p} 。并且在激光场中，偶极矩是振荡的，它的振荡频率等于驱动电场的频率。偶极振幅 \tilde{p} 正比于电场振幅 \tilde{E} ，我们有

$$\tilde{p} = \alpha(\omega)\tilde{E} \quad (2.3)$$

其中 α 是原子极化率。因此电场和诱导偶极矩为

$$\begin{aligned} \bar{E}(r,t) &= \hat{e}\tilde{E}(r)\exp(-i\omega t) + c.c \\ \bar{p}(r,t) &= \hat{e}\tilde{p}(r)\exp(-i\omega t) + c.c \end{aligned} \quad (2.4)$$

其中 \hat{e} 是单位极化矢量。相应的，电场和诱导偶极矩相互作用产生的偶极势为

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \bar{p}\bar{E} \rangle = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} \text{Re}(\alpha)I \quad (2.5)$$

其中 I 是光强为 $I = 2\varepsilon_0 c |\tilde{E}|^2$ ， ε_0 是介电常量， c 为真空光速。

偶极力正比于光场偶极势的梯度，

$$\begin{aligned} F_{dipole} &= -\nabla U_{dipole} \\ &= \frac{1}{2\varepsilon_0 c} \alpha \nabla I \end{aligned} \quad (2.6)$$

如果驱动场的频率小于原子的谐振频率（红失谐），偶极矩就和电场同相位， α 为正，这样偶极力的方向就指向光功率密度大的地方。

2.2 多普勒冷却和偏振梯度冷却

长期以来，物理学家们一直有个梦想，希望能使原子或分子的运动速度降至极小，甚至接近于零，且他们的相互作用又很小，保持相对独立。我们知道在常温下，一切气体的原子、分子都在高速运动。例如空气中的氢分子的运动速率为 1100 m/s。这样大地速率，对于我们观测和研究原子或分子几乎是不可能的。因此人们想到了给原子减速，然而随着系统温度的降低，通常情况下，原子气体会凝结成液体和固体，这是我们不希望看到的，因为此时的原子间有着强烈的相互作用，其结构和性能都将发生显著的变化。激光冷却技术的发明使这个难题基本解决。

如果一个速度为 v 的原子和两束相互对射的红失谐激光相互作用，由于多普勒效应，原子感受到的力为

$$F = \hbar k \left(\frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\delta - k \cdot v)^2 / \Gamma^2} - \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\delta + k \cdot v)^2 / \Gamma^2} \right) \quad (2.7)$$

在不饱和且原子速度较低 ($|k \cdot v| \ll \Gamma$) 的情况下, 公式 (2.7) 可线性化为

$$F \approx \frac{-8\hbar k_L^2 I / I_{sat} v}{\Gamma(1 + I / I_{sat} + (2\delta_L / \Gamma)^2)} = -\beta v \quad (2.8)$$

我们可以看到作用在原子上的力线性依赖于原子的速度, 速度为零的原子感受到的力为零, 速度不为零的原子会受到一个和速度方向相反的一个阻尼力。我们将这个原理应用到三个正交方向上, 使用六束光两两对射, 可以用来冷却原子, 即多普勒冷却。多普勒冷却可以使原子冷却到的最小温度为

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} \quad (2.9)$$

它被称为多普勒冷却极限^[1]。⁸⁷Rb的多普勒冷却极限为143.4 uK。

更有效的激光冷却机制称为亚多普勒冷却, 其中著名的偏振梯度冷却可以将原子冷却到的温度比多普勒冷却低十倍左右。对于非零总角动量为 F 和 $F+1$ 的两能级原子, 和固定极化偏振激光相互作用, 原子的磁子能级会向上或向下平移, 这样原子被激发时就会产生著名的光抽运效应。如果光的偏振状态不是固定的话, 例如两束对射的激光是正交的线偏光或者相反方向的圆偏光, 原子的不同磁子能级感受到的势是不同的, 而且这个势是随空间周期变化的。原子总是从处于最高势能的态被激发后跃迁到势能最低的态, 这样最低能态的原子由于运动总处于爬坡状态, 而损失动能。此后, 原子又会在光作用下激发, 而下落时又将处于最低能态。因此, 原子在运动中将丧失动能而减速。偏振梯度冷却可以将原子冷却到反冲极限温度, 记为 T_R 。

$$T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B} \quad (2.10)$$

2.3 磁光阱

冷原子实验中, 磁光俘获原子技术绝对占有举足轻重的地位, 几乎所有的冷原子实验都是以它为基础。它可以有效地从真空气室中抓捕原子, 并将之冷却到毫开量级。在 1987 年, 磁光阱被第一次在实验上实现^[2], 它是由于原子受到光场散射力

和非均匀磁场共同作用产生的。在磁光阱中，原子与光场的相互作用，不仅与光强有关，而且与位置有关。磁光阱的工作原理可以从下图（图 2.1）来理解。

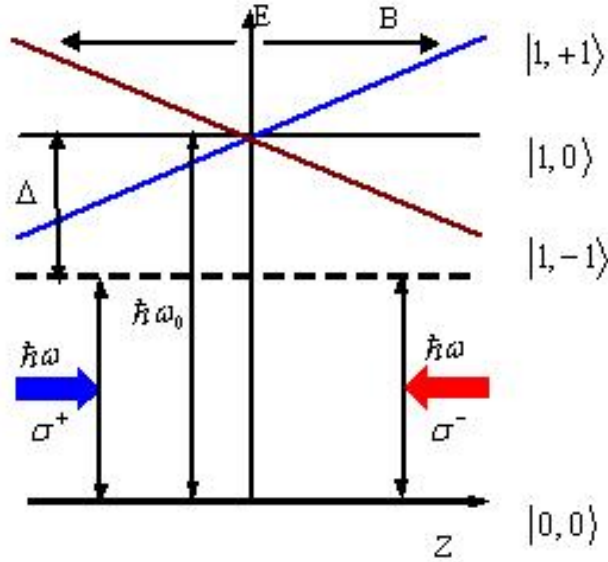


图 2.1 磁光阱的原理图

我们考虑一个二能级原子，处于中心位于 $z=0$ 的反向亥姆线圈构成的磁场中，基态角动量 $J=0$ ，激发态角动量 $J'=1$ 。磁场强度为

$$|B| = B'z - \frac{B'}{2}x - \frac{B'}{2}y \quad (2.7)$$

其中 B' 是线性磁场梯度。我们仅考虑一维的情况，即 $B(z) = B'z$ 。在磁场的中心处，由于两个线圈产生的磁场相互抵消，所以 $B=0$ 。偏离磁场零点以后，由于 Zeeman 效应，激发态能级分裂成 $M_J=0, \pm 1$ 三个子能级。假设原子处于 $z > 0$ 的区域，激光的频率小于原子在零场时的谐振频率。由于 σ^+ 光引起的原子跃迁为 $\Delta M_J=1$ ，这样在磁场 $B'z$ 处的原子的谐振频率为

$$\omega_0 + \beta z = \omega_0 + \frac{g\mu_B}{\hbar} B'z \quad (2.8)$$

原子感受的 σ^+ 光场的散射力为

$$F_{scatt}^{\sigma^+} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\omega - kv - (\omega_0 + \beta z))^2 / \Gamma^2} \quad (2.9)$$

类似的，原子感受到的 σ^- 光场的散射力为

$$F_{scatt}^{\sigma^-} = -\frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{I / I_s}{1 + I / I_s + 4(\omega + kv - (\omega_0 - \beta z))^2 / \Gamma^2} \quad (2.10)$$

很明显, $F_{scatt}^{\sigma^-} > F_{scatt}^{\sigma^+}$, 因此原子受到的合力

$$F_{MOT} = F_{scatt}^{\sigma^+} + F_{scatt}^{\sigma^-} \quad (2.11)$$

因此 F_{MOT} 总是指向磁场中心, 当原子的速度较小, 即 $kv \ll \Gamma$, 空间位置在 $z=0$ 附近时, 多普勒频移 kv 和塞曼频移 $\mu B(z) / \hbar$ 均小于光的失谐 Δ 这时原子在磁光阱里的受力可以表达为,

$$\begin{aligned} F_{MOT} &= F_{scatt}^{\sigma^+} (\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)) + F_{scatt}^{\sigma^-} (\omega + kv - (\omega_0 - \beta z)) \\ &\approx F_{scatt}^{\sigma^+} (\omega - \omega_0) - \frac{\partial F_{scatt}^{\sigma^+} (\omega - \omega_0)}{\partial (\omega - \omega_0)} (kv + \beta z) + F_{scatt}^{\sigma^-} (\omega - \omega_0) + \frac{\partial F_{scatt}^{\sigma^-} (\omega - \omega_0)}{\partial (\omega - \omega_0)} (kv + \beta z) \\ &= -2 \frac{\partial F}{\partial \Delta} (kv + \beta z) \end{aligned} \quad (2.12)$$

其中 Δ 为光频相对原子共振线的失谐。

2.4 磁阱

磁阱的发现和最早可追溯到 1959 年, 当时用于囚禁离子^[3]。由于中性原子在静态非均匀磁场中受到的力很小, 所以很难被囚禁。直到 1985 年, 人们通过激光冷却的方法将中性原子减速后, 才成功的将中性原子装载到磁阱中^[4]。用磁阱囚禁中性原子可以使阱中的原子远离周围材料, 避免直接接触, 有效地和周围环境隔离。

最简单的静磁阱是四极阱, 它是由一对反向亥姆霍兹线圈构成的。但是由于磁场零点的存在, 处于囚禁态的原子会发生majorana flip, 所以四极阱不能用来产生玻色-爱因斯坦凝聚。为了解决这个问题, 人们随后相继设计了不同的磁阱来囚禁原子, 例如时间轨道势阱, 棒球阱, Ioffe-Pritchard 阱, 以及Quadrupole-Ioffe Configuration (QUIC 阱) 等。而在我们的实验中选用的是QUIC阱。

QUIC阱^[5]最早是由德国hansch小组设计的, 它是Ioffe-Pritchard阱的一种变形, 具有结构简单, 低功耗, 容易关断等优点。QUIC线圈是由一对反向亥姆霍兹线圈和一个Ioffe线圈构成, 其中Ioffe线圈的轴线垂直于四极线圈的轴线。图2.2给出的是组成QUIC阱的线圈示意图。四极轴向沿着x轴, Ioffe轴向沿着y轴方向。四极轴线和Ioffe轴线交叉于真空气室的中心。

QUIC 阱的中心位于靠近 Ioffe 线圈的 Ioffe 轴向上，它的磁场分布为

$$B(x, y, z) = B_0 + \frac{1}{2} B_r'' r^2 + \frac{1}{2} B_y'' y^2 \quad (2.12)$$

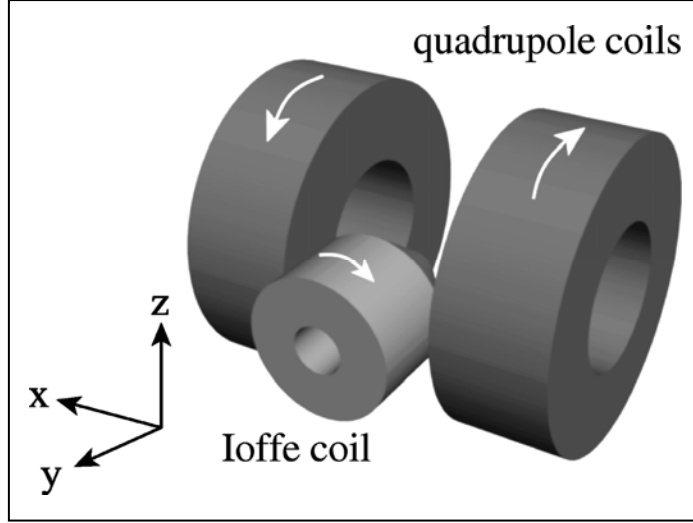


图 2.2 QUIC 阱示意图

其中 $B_r'' = (B_x'' B_z'')^{1/2}$ ，为磁场的径向曲率， $r^2 = x^2 + z^2$ ， B_x'' 、 B_y'' 、 B_z'' 分别为磁场中心处 x 方向，y 方向，z 方向的曲率。原子在磁场中的势能为

$$\begin{aligned} U(r, y) &= \mu B_0 + \frac{1}{2} \mu B_r'' r^2 + \frac{1}{2} \mu B_y'' y^2 \\ &= U_0 + \frac{1}{2} m \omega_r^2 r^2 + \frac{1}{2} m \omega_y^2 y^2 \end{aligned} \quad (2.13)$$

其中 $\mu = m_F g_F \mu_B$ 为处于超精细能态 $|F, m_F\rangle$ 原子的磁距， ω_r 、 ω_y 是原子在 QUIC 阱中径向和轴向的角频率。

2.5 蒸发冷却及协同冷却

在人们将原子冷却到量子简并的进程中（接近绝对零度），蒸发冷却技术的作用是功不可没的。其原理是将温度高于平均温度的原子抛出阱外，让余下的原子通过弹性碰撞重新达到热平衡^[6]。按照麦克斯韦-波尔兹曼分布，重新达到热平衡后的原子的平均温度将会小于蒸发前的原子云的平均温度。图2.3给出了蒸发冷却原理的示意图。

在超冷原子实验中，提到蒸发冷却，大家自然会想到在静磁阱利用射频的手段将热原子切除。事实上在实现原子的量子简并实验中，常用到的蒸发冷却有三种：射频蒸发（RF-induced evaporation）、微波蒸发（MW-induced evaporation）和

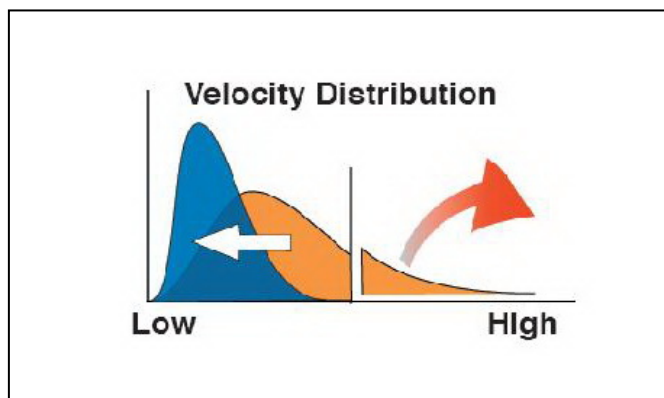


图 2.3 蒸发冷却原理示意图

光阱蒸发。前两种都是在静磁阱中，通过射频或微波将热原子抛出阱外，具体原理我们在第四章会专门提到；第三种是偶极力阱中，通常采用降低阱深，使热原子从阱中逃逸的办法实现。

协同冷却是在势阱中同时囚禁玻色子和费米子，采用玻色子作为中介，在蒸发冷却阶段，通过两者之间的碰撞来使费米子来达到量子简并，是蒸发冷却的延伸。它是针对处于同一量子态的费米子原子不能单独实现蒸发冷却而设计的。原因是在温度较低的情况下，原子之间的碰撞只有s-波碰撞起作用，而此时同一量子态上的费米子之间的s-波碰撞是被禁止的（泡利不相容原理）。另外，Grimm小组采用磁场和光阱联合的方法实现蒸发冷却^[7]，他们是通过磁场调节铯原子的散射长度，在光阱中实现蒸发冷却的。

2.6 吸收成像

玻色-爱因斯坦的形成，费米气体量子简并的获得，都需要使得原子团的温度接近绝对零度，典型值是几百到几十纳开。另外，对于玻色子的玻色-爱因斯坦凝聚，形成时有两个非常有效的判别特征——两相的共存（bimodal）和各向异性。为此在实验上通常采用吸收成像的方法来获得这些信息。

采用吸收成像和时间飞行法结合的方法，我们可以获得不同实验阶段（磁光阱、

光学粘团、蒸发冷却) 的实验信息, 包括冷原子的数目, 温度, 空间位置等。这一关键技术的具体情况, 见参考文献^[8,9]。

为了准确获得原子团的信息, 吸收成像的一次测量通常需要三次成像来完成, 分别是: 1、探测光 (probe beam) 穿过原子团后的成像; 2、仅有探测光的成像; 3、背景成像^[8,9]。这样, 第二幅成像和第三幅成像的差就是探测光的真实信息, 第一幅和第三幅成像的差就是加载原子信息的探测光的真实信息, 最后, 我们把探测光的真实信息从加载原子团信息的探测光的真实信息中扣除, 就获得了原子团的准确信息^[10], 见下式

$$D(x, y) = -\ln \frac{I(x, y) - I_{bg}(x, y)}{I_p(x, y) - I_{bg}(x, y)} = \sigma \int n(x, y, z) dz \quad (2.14)$$

其中, $D(x, y)$ 是原子团的光学厚度, 它包含着原子团的信息; $\sigma = 3\lambda^2 / 2\pi$ 是共振光吸收截面; $I(x, y)$ 是加载原子信息的探测光的光强分布; $I_p(x, y)$ 是探测光的光强分布; $I_{bg}(x, y)$ 是背景的噪声, 包括杂散光以及 CCD 的电流噪声等。这样我们就可以得到原子的数目为

$$N = \iint n(x, y) dx dy = \frac{1}{\sigma} \iint D(x, y) dx dy \quad (2.15);$$

而势阱中原子的温度的测量是通过飞行时间法获得的。在原子从势阱中释放后, 经过一段时间后, 动量分布就转化为位置分布。这样, 最终吸收成像的密度分布就可以用原子的初始空间分布和动量分布来表达,

$$\sigma_x^2(t) = \sigma_x^2(0) + \frac{\sigma_p^2}{m^2} t^2 \quad (2.16)$$

其中, σ_x 和 σ_p 分别是高斯型的位置和动量分布的 $1/e$ 宽度。动量分布可以用其分布宽度表示为

$$\phi(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp\left(-\frac{p^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad (2.17)$$

另外, 我们知道

$$\begin{aligned} (1/2)k_B T &= \langle E_k \rangle_p \\ E_k &= p^2 / 2m \end{aligned} \quad (2.18)$$

因此原子的温度为

$$T = \frac{\sigma_p^2}{mk_B} \quad (2.19)$$

σ_p^2 由公式 2.16 给出，决定于飞行 t ms 后的原子吸收成像。

2.7 玻色-爱因斯坦凝聚和费米气体量子简并

玻色-爱因斯坦凝聚态是什么。从定义上讲，温度足够低时，宏观数量的无相互作用的玻色子会聚集在系统的最低能态上，这时候我们就说物质的相处于玻色-爱因斯坦凝聚态。此时，玻色粒子之间完全不可区分。但是我们怎么理解这种现象呢？他的物理图像又是什么？

我们说，气态原子可以理解为量子力学波包，他的德布罗意波长为 $\lambda_{dB} = (2\pi\hbar^2 / mk_B T)^{1/2}$ ，其中 m 是原子的质量， T 是温度。德布罗意波长给出了经典物体的量子尺寸。如果我们完全不考虑粒子间相互作用，当参量 $n\lambda_{dB}^3 = \zeta(3/2) = 2.6$ 的时候，粒子进入简并区域。其中 n 是原子密度， ζ 是黎曼函数。他意味着粒子间空

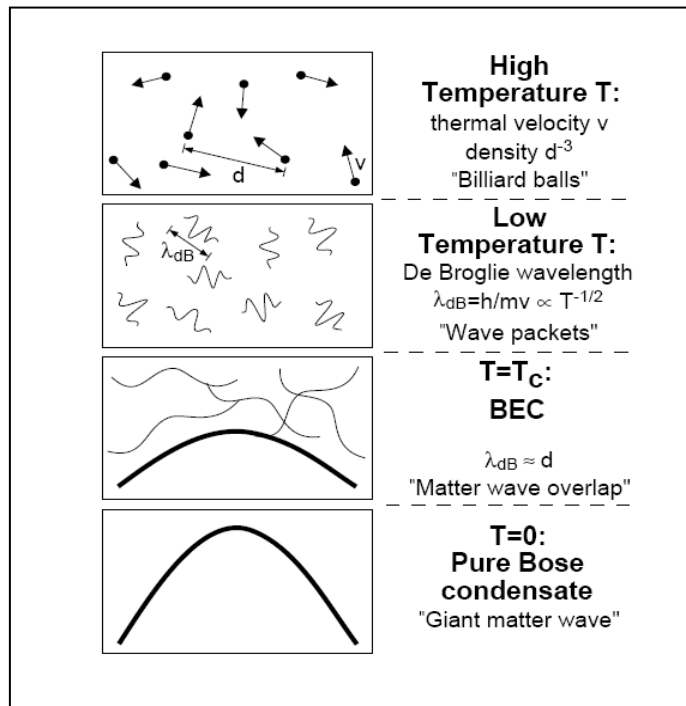


图 2.4 玻色爱因斯坦凝聚的判据。在高温的情况下，原子的德布罗意波长很小，随着温度的降低，德布罗意波长越来越长。当达到玻色爱因斯坦凝聚的相变点的时候，德布罗意波长和原子之间的距离可比，玻色爱因斯坦凝聚体形成。当温度接近绝对零度的时候，形成纯净的凝聚体，热原子云消失。

间上的平均距离与德布罗意波长可比，粒子的波包之间开始干涉，我们将无法区分

每个粒子。我们说此时物质的相处于玻色-爱因斯坦凝聚态。这个过程可以用图 2.4 来理解。

稀薄原子气体的玻色-爱因斯坦凝聚是一种类似于超流，超导和激光的宏观现象，他的实现有以下几个重要的意义^[11]：（1）人们第一次成功的将中性原子冷却到最低能态上，使得对原子的位置和动量的控制只受海森堡不确定关系的限制。（2）相干的宏观数量的原子样品处于同一个量子态，直接导致了可以产生相干物质波的原子激光的诞生。（3）稀薄原子气体的玻色-爱因斯坦凝聚的实现为稀薄玻色气体的多体理论在实验上的验证提供了可能^[12]。

BEC 的诞生导致了一个新物态的产生。但是构成物质的基本粒子更多地却是费米子，所以研究费米子的量子简并更有意义。费米子服从费米狄拉克统计规律。在零温地条件下，由于泡利不相容原理，全同费米子不可能处于同一个量子态上，所以一个费米子只能占据一个量子态，从系统的最低能态一个接一个地向上排列，形成费米海，即量子简并费米气体。最后的一个费米子占据的能态被定义为系统的费米能。在这个系统中，仅仅费米能附近的粒子可以被扰动激发^[13]。在能量比费米能高的多的态上没有粒子占据，而占据低于费米能的能态上费米子完全被周围的费米子牢牢挤住，不能移动。系统的特征温度——费米温度为 $T_F = E_F / k_B$ ，其中 k_B 为波尔兹曼常量。只有当系统的温度低于费米温度的时候，我们说系统进入简并区域。

2.8 小结

本章从光与原子的作用讲起，相继引出了激光冷却，磁光俘获，磁囚阱等和玻色费米混合气体冷却实验相关的一些基本概念。随后介绍了吸收成像探测，以及蒸发冷却等技术。最后，介绍了什么是玻色-爱因斯坦凝聚和简并费米气体，希望能给出一个简单而清晰的物理图象。为我们随后实现⁸⁷Rb和⁴⁰K玻色费米混合气体的量子简并做一个铺垫。

参考文献

- [1] H. J. Metcalf, P. van der Straten, Laser Cooling and Trapping, Springer 1999.
- [2] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard, Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure, Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2631.
- [3] E. Fische, Zeitschrift fur Physik, 1959, 156, 1.
- [4] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, H. J. Matcalf, First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms, Phys. Rev. Lett. 1985, 54, 2596.
- [5] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hänsch, Magnetostatic Trapping Fields for Natural Atoms, Phys. Rev. A, 1998, 58, R2664.
- [6] A. Griesmeier, Dipole-Dipole Interaction in a Degenerate Quantum Gas: Bose-Einstein Condensation of Chromium Atoms, PhD thesis, Universität Stuttgart, 2006.
- [7] Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Hanns-Christoph Nägerl, Rudolf Grimm, Bose-Einstein Condensation of Cesium, Science, 2003, 299, 232.
- [8] 陈海霞, ^{87}Rb — ^{40}K 玻色费米混和气体量子简并的实现, 博士论文, 山西大学, 2009.
- [9] 陈帅, ^{87}Rb 原子玻色-爱因斯坦凝聚的实验研究, 博士论文, 北京大学, 2004.
- [10] T. P. Meyrath, Experiments with Bose-Einstein Condensation in an Optical Box, PhD Thesis, USA: THE UNIVERSITY OF TEXAS, 2005.
- [11] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn, Making, Probing and Understanding Bose-Einstein Condensates, cond-matt: 9904034.
- [12] K. Huang, Studies in Statistical Mechanics, edited by J. de Boer and G.E. Uhlenbeck (North-Holland, Amsterdam) 1964, Vol. II, p. 3.
- [13] M. P. Marder, Condensed Matter Physics, 2000, (John Wiley & Sons, New York).

第三章 玻色费米混合气体量子简并的实验实现

3.1 概述

2007年8月30日，我们实验小组在国内首次完成了费米气体量子简并的实验。它是采用“协同冷却”(sympathetic cooling)的技术，在玻色-费米混合气体中，通过蒸发冷却 ^{87}Rb 原子得到了费米气体 ^{40}K 原子的量子简并(DFG)。这将为我们随后研究超冷玻色费米混合气体的相互作用提供一个很好的实验平台。

在本章，我们首先简单回顾一下实验装置的设计，构建及运转的情况。这一部分的具体细节已在先前的博士论文中详细描述^[1,2]。我们将主要对系统装置中优化和改进的地方做一个详细讨论；对实验系统时序的控制，从编程结合实验效果的角度出发进行讨论；最后，对实验结果进行分析。具体安排如下：考虑到论文的完整性，在3.2节，对实验装置做一个简单描述；接着在3.3节，描述一下实验过程及系统的调试；3.4节，实验结果和数据处理。3.5节，对本章进行一个小结。

3.2 实验装置

同时冷却多种原子比冷却一种原子将需要更加庞大的实验系统，这是因为不同的原子需要不同频率的激光来冷却，这就需要成倍的激光器和光学元器件。另外，实验中使用的不同原子样品需要从同一个真空气室俘获，所以俘获原子的激光最终需要耦合到一起，这也为实验增加了难度。我们实验室用到的原子源是 ^{87}Rb 和 ^{40}K 。这一章的最终目标是把它们冷却到量子简并区域。在这一小节，我们介绍实现这两种原子的量子简并所需要的实验设备，包括激光系统，真空系统，磁阱系统，蒸发系统，成像系统和时序控制系统。

3.2.1 激光系统

为了俘获、冷却和探测 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子，我们需要有几种频率的激光，主要包括：

^{87}Rb (^{40}K) 的冷却光, 抽运光, 再抽运光和探测光。总体情况是, 经过对激光器的锁定和对激光的移频后, 各种光的频率设置值见表 3. 1, 功率的设置值见表 3. 2。

表 3. 1 激光频率设置

–	cooling	repump	pump	push	probe
^{87}Rb	$\nu_{2\rightarrow3}$ -19.2MHz	$\nu_{1\rightarrow2}$ -12MHz	$\nu_{2\rightarrow3}$ +10MHz	$\nu_{2\rightarrow3}$ -29.6MHz	$\nu_{2\rightarrow3}$ -0.5MHz
^{40}K	$\nu_{9/2\rightarrow11/2}$ -14.6MHz	$\nu_{7/2\rightarrow9/2}$ -39.4MHz	$\nu_{7/2\rightarrow9/2}$ +30MHz	$\nu_{9/2\rightarrow11/2}$ -25MHz	$\nu_{2\rightarrow3}$ -0.8MHz

表 3. 2 两极磁光阱的激光功率设置

–		Cooling (mW)	Repump (mW)	Pump (uW)	Push (mW)	Probe (mW)
Collect- ion cell	^{87}Rb	80	60	–	20 (^{87}Rb) 16 (^{40}K)	–
	^{40}K	45	15	–		–
Science cell	^{87}Rb	67	43	200		4.2
	^{40}K	60	20	500		4

在我们的激光系统中, 总共用到三台外腔反馈激光器 (Toptic DL100), 四台自制的半导体激光器, 两台半导体放大器 (BoosTA)。三台外腔反馈激光器, 采用调制光谱转移技术和饱和吸收技术稳频后, 分别注入到四台自制的半导体激光器进行注入锁定。四台自制的半导体激光器分别用于产生铷 (钾) 的冷却光、再抽运光。然后铷的冷却光被注入到一台半导体激光放大器 (TA) 中再次放大功率。同样地, 钾的冷却光、再抽运光也被注入到另一台 TA 中放大功率。而铷的再抽运光由于功率能够满足我们实验的需要没有被再次放大。

3. 2. 2 真空系统

量子简并气体的实现要求一个纯净的外界环境, 周围没有杂质气体, 使得原子的寿命足够长。真空技术的发展为人们进行冷原子实验提供了一个理想的外界环境。我们的 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体冷却实验是在真空气室中完成的。

在超冷原子实验中, 完整的真空系统应该包括: 真空气室、通光窗口、离子泵和

其他类型的真空泵（维持真空度）、真空计（监视真空度）和全金属角阀。我们的实验采用的是水平放置的两级真空气室^[1,2]（见图 3.1）。第一级的真空气室的真空度低一些（ $\sim 1.2 \times 10^{-7} \text{Pa}$ ），用于原子样品的最初俘获，它是一个无磁不锈钢圆筒，在水平方向上有八个 CF35 标准视窗，竖直方向上有两个 CF100 窗口。铷源和钾源^[3,4]都和一级真空气室相连，并且铷源用金属角阀与一级气室隔开。第二级气室的真空度为 $\sim 2.9 \times 10^{-9} \text{Pa}$ ，它与一级气室通过一根长 14 cm 的无氧铜细管相连。二级真空气室是一个外部尺寸为 40 mm × 40 mm × 100 mm 的石英玻璃长方体，壁厚 4 mm。我们实验的主要部分在二级真空气室完成。

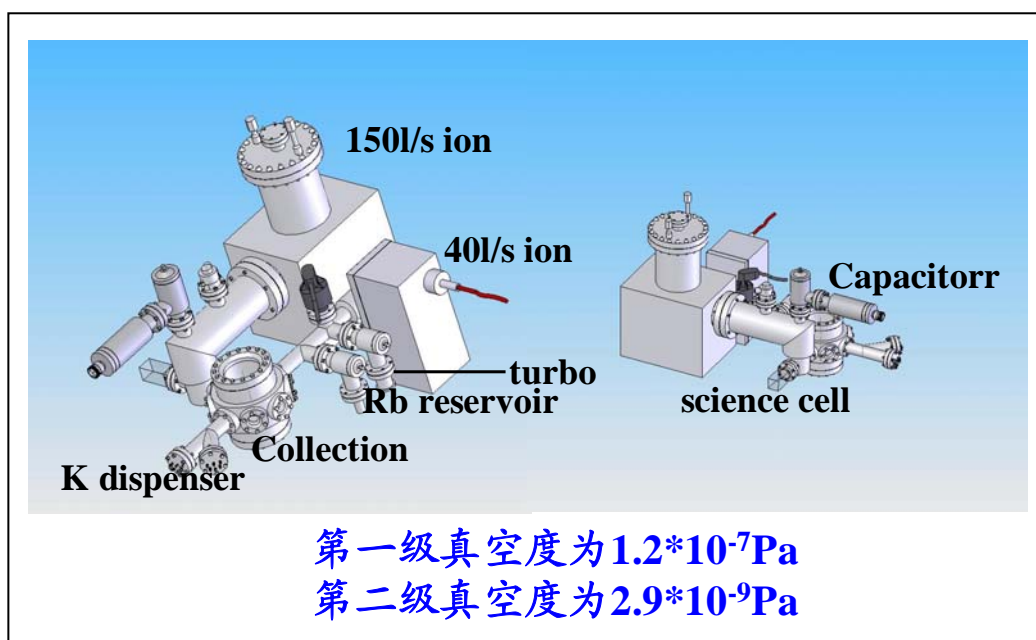


图 3.1 真空装置

3.2.3 磁阱系统

利用磁阱囚禁冷原子有着非常广泛的应用，例如，高精度光谱的研究^[5]，长寿命原子衰变的研究，弱相互作用玻色凝聚体的研究^[6]，原子激光的实现^[7]等。但是，由于中性原子的磁矩和非均匀静态磁场的电磁力非常小，室温下的中性原子不能被磁阱直接囚禁。因此，我们需要先把中性原子预冷却才能将其装载到磁阱中。常用的预冷却方法是激光冷却，最近利用缓冲气体预冷却中性原子^[8]也成功地实现了玻色-爱因斯坦凝聚。

四极阱是最简单的一种磁阱，它由一对反向亥姆霍兹线圈构成。但是由于四极阱中零点的存在（原子在零点处产生 Majorana 跃迁），限制了它在简并量子气体中

的应用。为了抑制 Majorana 跃迁，人们相继设计了不同的磁阱：时间轨道势阱^[9]，永恒磁阱^[10]，传统 Ioffe-Pritchard 阱^[11]，还有激光复合四极阱 (laser plug quadrupole trap)^[12]。

我们实验采用的是 QUIC 阱^[13,14]，它是由一对反向亥姆霍兹线圈(四极线圈)和一个 Ioffe 线圈构成，如图 3.2，四极线圈之间相距 46 mm，Ioffe 线圈的轴线垂直于四极轴线，且 Ioffe 线圈偏移四极零点 22 mm。然后，我们数值模拟了 QUIC 阱的

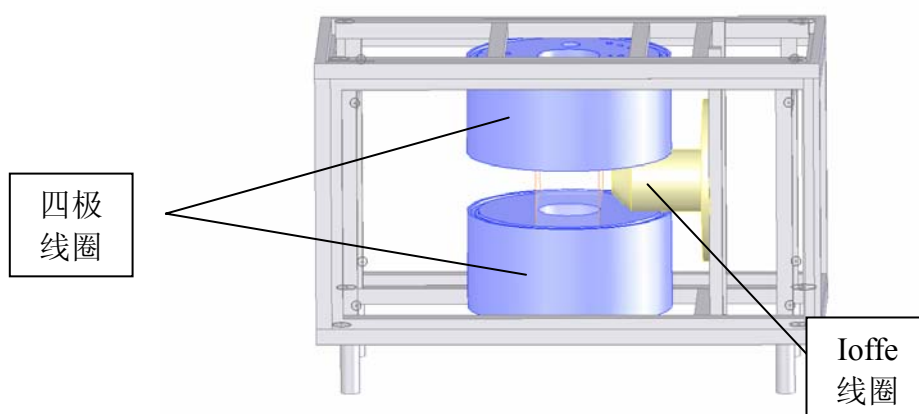


图 3.2 QUIC 线圈设计示意

形成过程^[15]，并且拟合了磁阱的频率。最后形成的QUIC阱的径向梯度为172 Gs/cm，轴向曲率为162.2 Gs/cm²，磁场的最小值为1.5 Gs。对于处于 $|2, 2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子，磁阱的径向频率为 $\nu_{\text{radial}}=179.3$ Hz，轴向频率为 $\nu_{\text{axial}}=16.3$ Hz。

3.2.4 蒸发系统

当前，在磁阱中利用射频蒸发 (rf-induced evaporation) 原子的方法仍然是实现玻色-爱因斯坦凝聚的主流。我们的蒸发系统主要包括蒸发线圈 (射频天线)，信号源和功率放大器。蒸发线圈是我们自己用直径 1 mm 的漆包线绕制而成的，线圈外径为 40 mm，共五圈，五匝线圈之间用 AB 胶定位，接头处用焊锡与射频信号线焊接。注意蒸发线圈的非圆形部分尽可能少，以避免不必要的杂散信号^[2]影响蒸发效果。信号源是购买 SRS 公司的 DS-345，我们采用的是它的任意波形发生方式，每 50 ms 更新一次信号频率。功率放大器的型号是 ZHL-5W-1 (MiniCircuits)。

图 3.3 是蒸发系统的示意图。射频信号源输出的信号，先经过一个幅度调节器 (PAS-150, Minicircuits)，用于蒸发冷却的不同阶段调节射频信号的功率。射频信

号随后经过一个开关，然后经过一个功率放大器被放大后输入到我们自制的射频天线。为了匹配阻抗，我们在功率放大器和射频线圈之间串联了一个 50 欧姆的电阻。

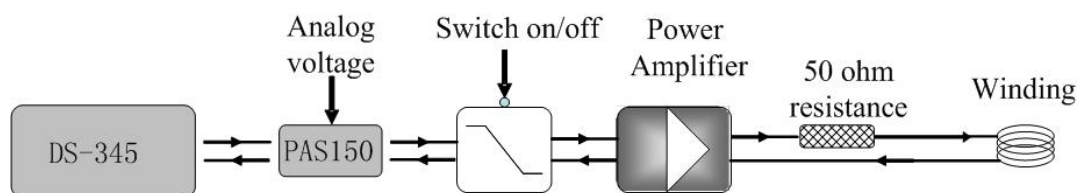


图 3.3 射频蒸发系统

整个系统的信号传输线都使用的是屏蔽电缆。在电路连接时，要注意元器件与信号电缆之间的结头部分，不能短路或断路，否则极易损坏功率放大器。射频天线是由我们自制的，它是由直径为 1 mm 的漆包线绕制而成的圆形线圈，见图 3.4。



图 3.4 射频线圈

3.2.5 探测系统

整个简并量子气体的实验数据可以说都是通过探测原子团的信息获得的。所以探测系统对我们的实验系统至关重要。探测光路和探测原理在我们小组的博士论文^[2]里已经详细介绍，现在，我们只简单的给出一个吸收成像的光路图，见图3.5。这里要求探测光的功率稳定，分布尽可能均匀，且功率不能太大或太小（太大CCD会饱和，太小也会使原子团的信息失真）。我们在实验上是将4.2毫瓦的探测光均匀的分布在直径为40毫米的光斑上（探测光尽可能没有发散角）。

现在，我们详细的介绍一下CCD的工作原理。我们使用的CCD型号是Andor CCD-4848。图3.6给出了我们的CCD相机的所有部件。右下角是拍摄吸收图像的CCD相机，他的感应芯片是正方形，由1024×1024个像素组成，每个像素为13×13 μm^2 。右上角是CCD的控温装置。我们的CCD可以控温到零下70摄氏度。左图是控制CCD的控制盒。它主要是给出fire out, aux out, shutter out信号，和接收External trigger外

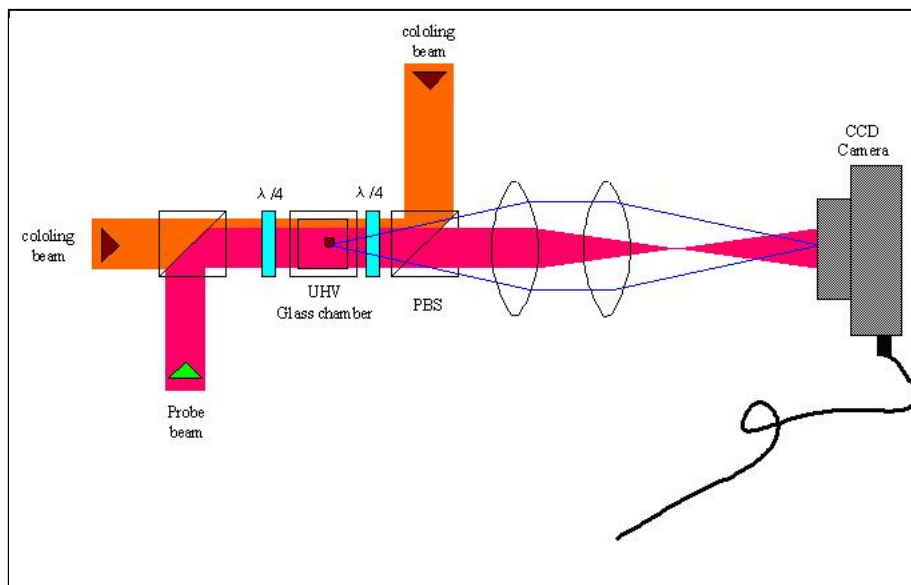


图 3.5 探测系统光路设置

部触发信号。由于我们的 CCD 相机必须和主计算机（见 3.2.6.1 节）同步，所以采用外部触发。触发信号由主计算机提供。aux out1 主要用于程序的调试。

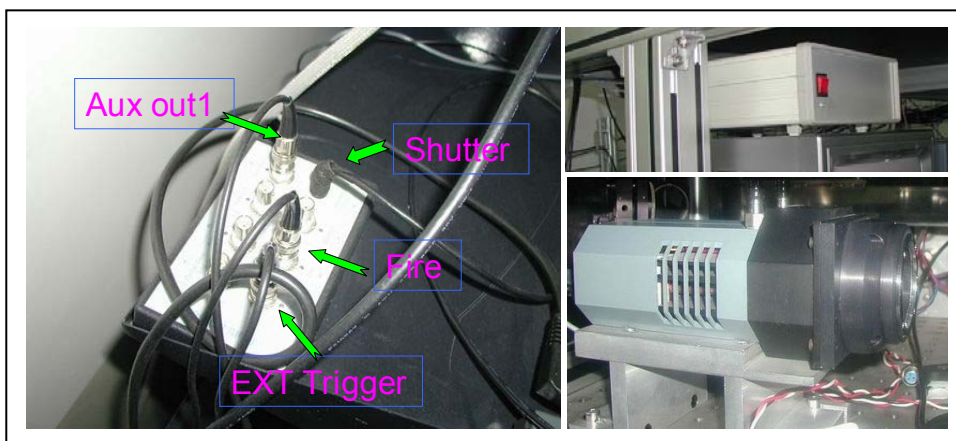


图 3.6 Andor ccd 相机，包括控温装置及控制盒。

Andor CCD 在我们实验中用到的工作模式有两种，分别为单次成像（single mode）和连续分区成像（FKS mode）。（1）单次成像时，由于 CCD 的像素为 1024×1024 个，如果我们设置 CCD 的数据读取速率为 1 us/pixel ，则我们两次成像之间的时间间隔至少是 1 s ，我们的实验设置的是 3 s 。为了实现 CCD 的拍照和探测光同步，我们用外部触发（EXT Trigger）方式去工作。具体时序见图 3.7。在探测光打开之前，我们的 CCD 控制卡先给出开始拍照（Start Acquisition）的命令，这个命令给出之后，CCD 并不马上拍照，而是工作在等待状态（keep clean），准备接收主计算机给出的触发信

号。这里要求外部触发信号在开始拍照命令之后给出，如果触发信号早了的话，我们就无法采集到图片；而且外部触发信号也不要给出太晚，那样CCD积累的电子学噪声就会很大。我们的探测光的打开时间是和CCD的外部触发信号的上升沿同步，探测光的开启时间的长短和CCD的曝光时间相等为60 us。(2) FKS mode是专门为⁸⁷Rb和

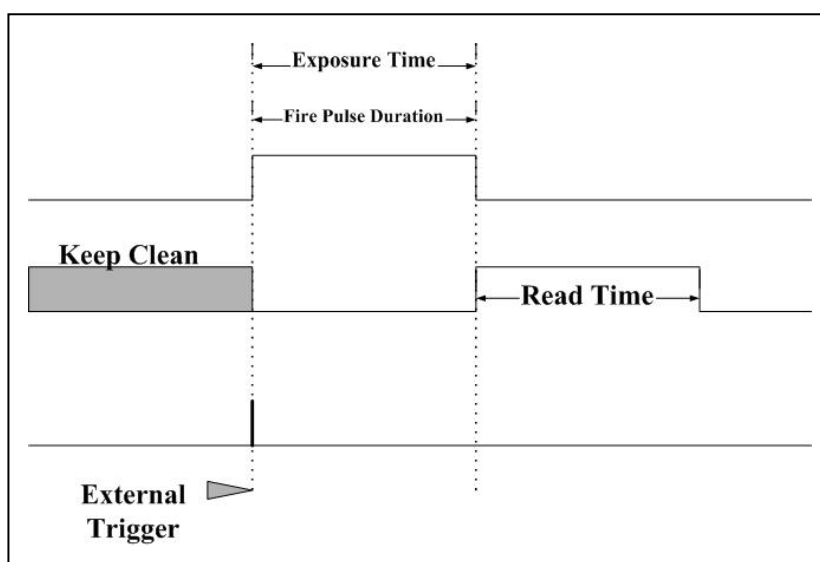


图 3.7 ccd 采用单次成像模式,外部触发方式的工作时序图。

⁴⁰K 在一次实验周期里分别成像设计的。因为在我们的实验中用飞行时间法探测原

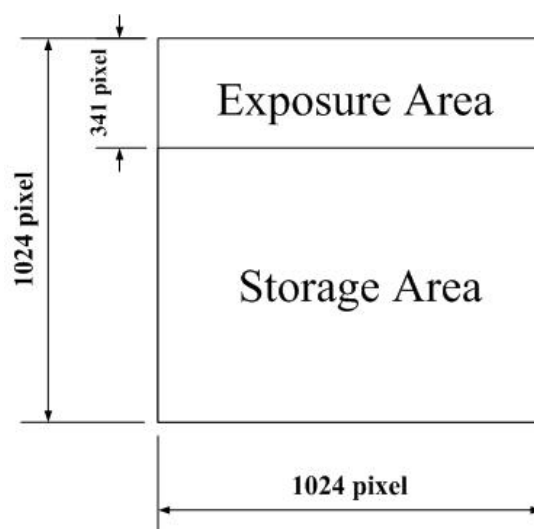


图 3.8 FKS 模式下, ccd 芯片相素设置

子信息，所以一个实验周期里，原子飞行后用共振光探测后就消逝不在了。这样如果用单次成像一个实验周期只能探测一种原子，而另一种原子就必须等到下一个实验周期去探测数据。FKS mode 是将 CCD 的曝光芯片分为几个区域，然后一个实验周期就可以为不同的原子成像了。我们实验是将 CCD 曝光区域分为三个区域，见图 3.8。每个区域有 1024×341 个像素，最上面的部分是曝光区域，下面两部分是存储区域。存储区域前放有遮光板，避免曝光。因为 ^{40}K 原子质量小于 ^{87}Rb ，同样的温度情况下，在飞行时 ^{40}K 扩散的更快一些，所以在成像时， ^{40}K 原子应该在 ^{87}Rb 原子之前。具体工作原理（见时序图 3.9）如下：蒸发冷却结束后，关闭磁阱，让冷原子自由飞

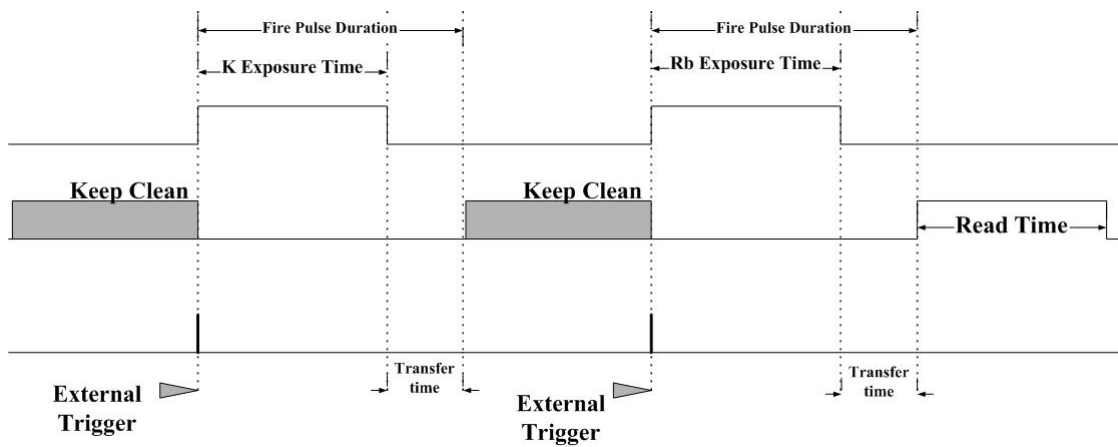


图 3.9 ccd 采用 FKS 成像模式，外部触发方式的工作时序图。

行。此时从计算机给出开始拍照（StartAcquisition）的命令，10 ms 后，主计算机给出外部触发信号，钾的探测光打开 60 us。因为 k 的探测光与铷的共振光失谐比较大，

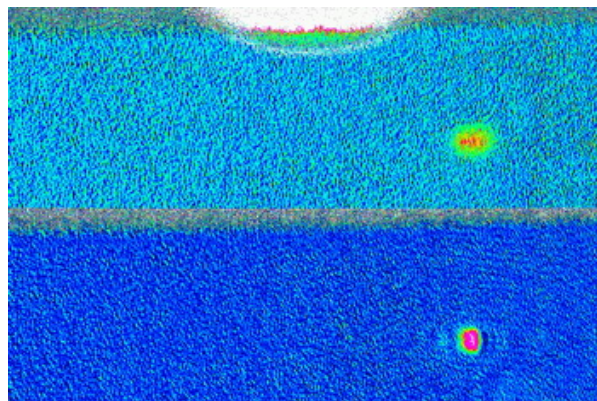


图 3.10 FKS 模式下采集的 ^{87}Rb 和 ^{40}K 吸收成像图片。

所以探测钾原子并不影响铷原子的飞行。接着 CCD 把曝光区域的数据传输到存储区域，也就是数据向下平移 341 个相素。飞行 30 ms 后，主计算机再给出一次触发信号，并打开铷的探测光 60 us。曝光后，所有的数据都向下平移 341 个像素，这样铷钾原子的信息就都在存储区域了。因为我们 FKS 模式下设置 CCD 的每行像素移动速率为 4 us，所以两次成像之间的时间间隔应大于 $4 \times 341 + 60 = 1424$ us。图 3.10 是我们用 FKS 成像模式在一个实验周期里采集的 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子的吸收成像。

3.2.6 时序控制系统

量子简并气体的实现，依赖于精确地时序控制。我们不仅需要将实验系统的各个部分有机的衔接起来，使之有序的运转，而且需要将时间的精度控制在微秒量级以下。在实验时，需要控制的参量主要有以下几个部分：（1）光的控制，包括光路的通断，频率的偏移，光强的控制。（2）磁场的控制（即磁场线圈电流的控制），包括磁场的开关、大小、位置和形状。（3）射频场的控制（蒸发过程的控制），包括蒸发射频的时间、幅度和频率。（4）实验数据的采集和处理。这里我们把实验时序的控制分为两个部分来介绍，一是硬件部分，一是软件部分。它的整体构建见下面的框图（图 3.11）。

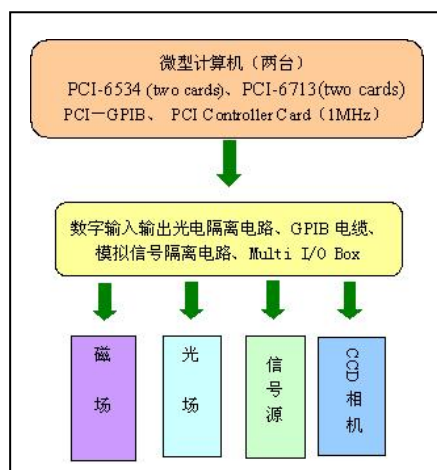


图 3.11 控制系统示意图

3.2.6.1 硬件

经过改进后，我们的实验系统的控制是通过 TCP/IP 协议将两台微型计算机联机运行来实现的。其中一台微机为工业控制计算机（主计算机），它带有 12 个 PCI 插

槽，控制用的 2 块 ni-6713(Analog signal)模拟信号输出卡、2 块 ni-6534(TTL signal)数字信号输出卡和 1 块 ni-GPIB 控制卡都安装在里面；另一台微机为普通家用计算机（从计算机），主要用于采集图像和处理数据，内部装有一块控制 CCD 的控制卡（PCI-controller card-1MHz）。

从控制卡输出的控制信号，需要通过一些相应地外围电路及器件，才能真正的达到我们实验预期的控制效果。这些电路和器件主要有：数字信号隔离电路、模拟信号隔离电路、光路切换装置及控制电路、光路的开关（机械开关和 AOM 开关）、光幅度控制及频率偏移装置（AOM 射频信号源）、磁场线圈的电流控制电路等。这部分在我们小组先前的博士论文中已经作了详细的介绍^[2]，这里不再赘述，仅把一些

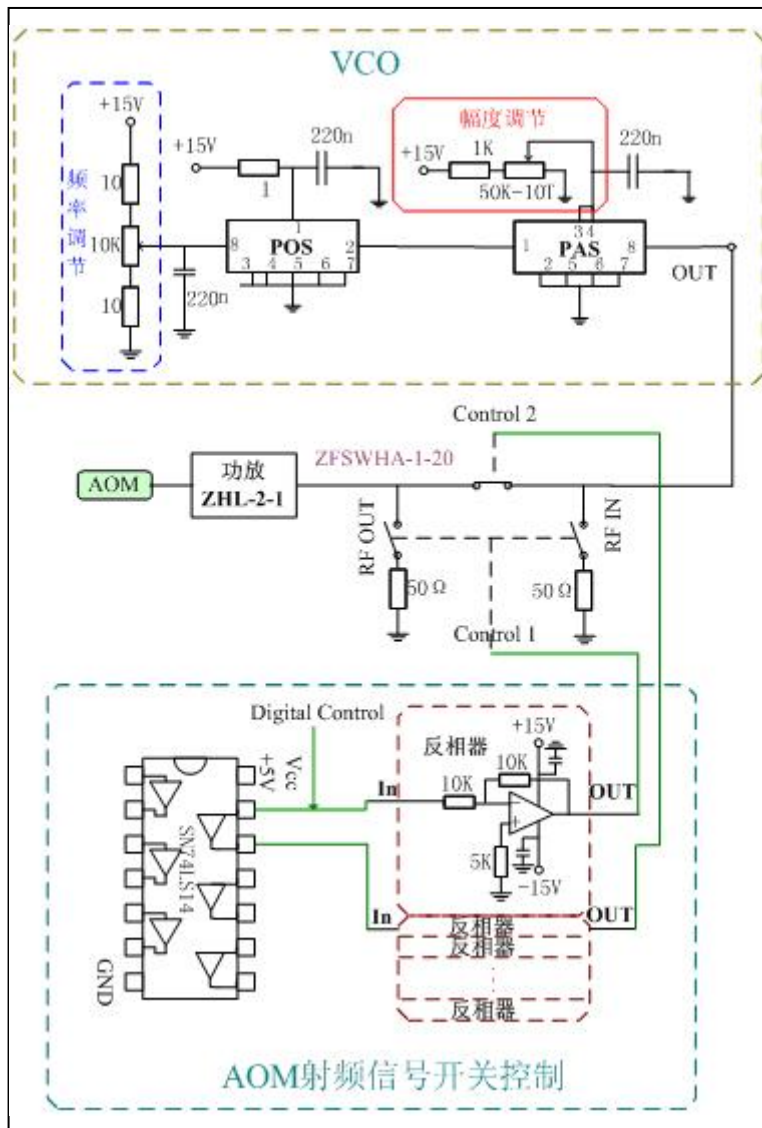


图 3.12 AOM 射频驱动电路

改进的地方和没有提到的部分做一个详细介绍。

(1) AOM 频率偏移的实现。AOM 的控制电路，见图 3.12。一般我们控制 AOM 的频率偏移范围不会太大，在 AOM 的中心频率 ± 25 MHz 就可以满足我们实验的要求（主要在激光冷却部分应用）。具体的实现办法是将控制电路的频率调节部分（见图 3.12）用计算机控制卡的输出电压代替。由于 POS 的频率输出与控制电压并不是线性关系，而且我们也很难找到一个函数来拟合它，所以采用列表法来实现。我们用中心频率为 80 MHz 的 AOM 来说明这个过程。我们先将控制电压对应地频率测量出来（频率间隔为一兆赫兹，记录一组数据），如表 3.3。然后，将其存成文本文件放在 c 盘下，在我们实验程序界面初始化的时候将文本文件的数据调入程序，假如要让我们的 AOM 频率偏移为 70.5 MHz，那我们程序就首先比较 70.5 MHz 频率在那个范围（应该在表中 69.95 MHz 和 71.00 MHz 之间），然后给出电压 $V=4.57+(4.74-4.57)/(71-69.95)$ 伏。这样就实现了频率的偏移。

表 3.3 AOM 驱动电路的频率设置电压和输出频率的关系

电压 (V)	频率 (MHz)	电压 (V)	频率 (MHz)	电压 (V)	频率 (MHz)	电压 (V)	频率 (MHz)
4.07	66.98	5.39	75.03	6.66	83.07	7.91	90.95
4.25	68.03	5.55	76.08	6.81	83.95	8.07	92.00
4.41	69.08	5.70	76.95	6.91	85.00	8.23	93.05
4.57	69.95	5.86	78.00	7.13	86.05	8.375	94.10
4.74	71.00	6.02	79.05	7.29	87.10	8.53	94.97
4.90	72.05	6.18	79.93	7.44	87.97	8.69	96.02
5.06	73.10	6.34	80.97	7.595	89.02	8.85	97.07
5.23	73.98	6.50	82.02	7.735	90.07	9.00	97.95

(2) 射频蒸发频率的控制。射频产生的电路部分在前面我们介绍蒸发系统的时候已经介绍，见图 3.3。这里我们主要介绍一下，我们在实验中如何实现射频频率的扫描。我们的射频信号源是通过 GPIB 接口和我们的计算机相连，我们做蒸发冷却的时候，每次都让射频频率从头到尾扫描一遍，但我们不必每次都信号源的数据设置一遍。因为我们的信号源有记忆功能。总体思想是，如果我们调试蒸发过程中，没有参数的变动就直接触发信号源的输出，让其按照以前的设置扫描数据；如果有变动的就重新通过 GPIB 接口输入数据。我们的数据设置是采取任意波形产生模式 (Arbitrary)。我们将其更新速率设为 50 ms 更新一次频率，所以在初始扫描的时候频率间隔较大，越到最后频率间隔越小。具体设置在我们后面介绍蒸发冷却的过程

的时候专门会介绍。

(3) 优化的磁场电流控制电路。实验系统要产生稳定的玻色-爱因斯坦凝聚，要求蒸发冷却时，磁场的相对噪声（磁场的抖动）小于 10^{-3} ，也就意味着1高斯的磁场，抖动小于1毫高斯^[16]。我们磁场电路中用到的电流源，型号为Delta SM70-45D，它产生的电流相对噪声^[17]为 10^{-4} ，能够满足我们实验的需要。对QUIC磁阱来说，磁场零点的偏移也是衡量磁阱稳定的一个标准，而四极线圈和Ioffe线圈采用串联的方式可以有效地抑制磁场零点的偏移，同时也抑制了相对噪声。

图3. 13是我们优化后的磁场电流控制电路，用它可以控制线圈的电流产生四极阱，QUIC阱，均匀磁场，以及实现原子从QUIC阱向玻璃气室中心的转移。在电路中，

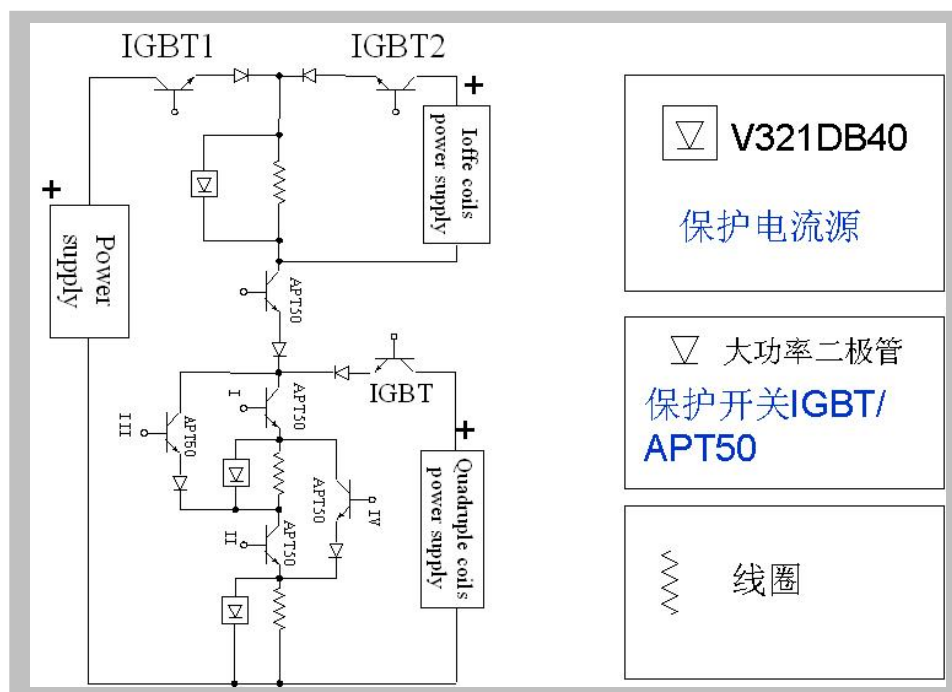


图 3.13 QUIC 线圈电流控制电路

我们使用了三台电流源，三个IGBT开关（Insulated-gate bipolar transistor-IGBT, CM600HA-12H），分别来控制通过四极线圈和Ioffe线圈的电流的通断和大小，实现对四极线圈和Ioffe线圈的分别控制，以及串联。另为，V321DB40用来保护电流源，大功率二极管用来保护开关避免其在快速关断磁场瞬间被反向击穿。电路工作原理如下，当我们只打开四极电流源，合上开关IGBT，APT50-I和II，线圈工作在四极阱状态，然后，合上IGBT1，打开总电流源（Power supply），升高电压，四极阱向QUIC阱转化，当QUIC阱形成后，总电流源工作在恒流模式，有利于蒸发过程中磁场的稳

定。然后断开IGBT，关闭四极电流源，合上IGBT2，打开Ioffe电流源，将其电压设置在某一固定值，降低总电流源的电压，原子从QUIC阱中的初始位置被转移到玻璃cell中心。还有最后一种模式，打开四极电流源，合上IGBT，APT50-III和IV，线圈产生均匀磁场，它是为做Feshbach 共振准备的。顺便再提一下，我们电路中V321DB40还有一个作用。因为我们在关闭磁场的时候，要求磁场在100 us之内衰减到零，这个时候V321DB40就可以将磁场的能量迅速释放掉。

(4) RTSI 总线。在我们实验系统的控制中需要用到多块控制卡，为了各个控制卡之间的时序精确的同步，我们自制了 RTSI (Real-time System Integration) 总线，见图 3.14。它是用 40 芯排线和排线母插头压制而成。他能够有效的代替 NI 公司生产的 RTSI 总线，成本低廉。利用 RTSI 总线，可以使得板卡之间的时钟信号共享。我们是用一块 ni6713 板卡提供时钟信号，然后通过 RTSI 总线将其接入其他的板卡，这样就实现了时钟的同步。

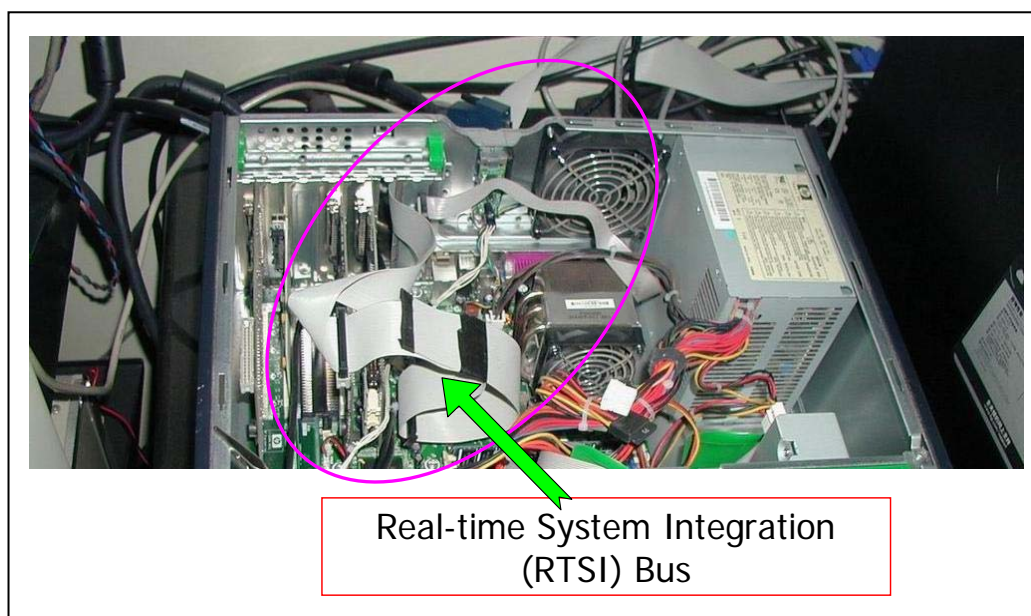


图 3.14 用于 NI 控制卡之间的时钟同步的 RTSI 总线

3.2.6.2 软件

软件运行的平台为 windows xp 系统。软件主要包括一个时序控制程序和一个图像数据处理程序。时序控制程序的编程软件为 Visual Studio C++ 6.0，它的程序框架最初是由 Florian 设计的^[18]，具有很强的可扩展性，且产生的操作界面简单。随后根据我们小组的实验要求，我们历时一年将其改编，最终形成适合我们铷钾混合气体冷却的实验程序。图像数据处理程序的编程软件为 Borland C++ 5.02, 主要用于数据

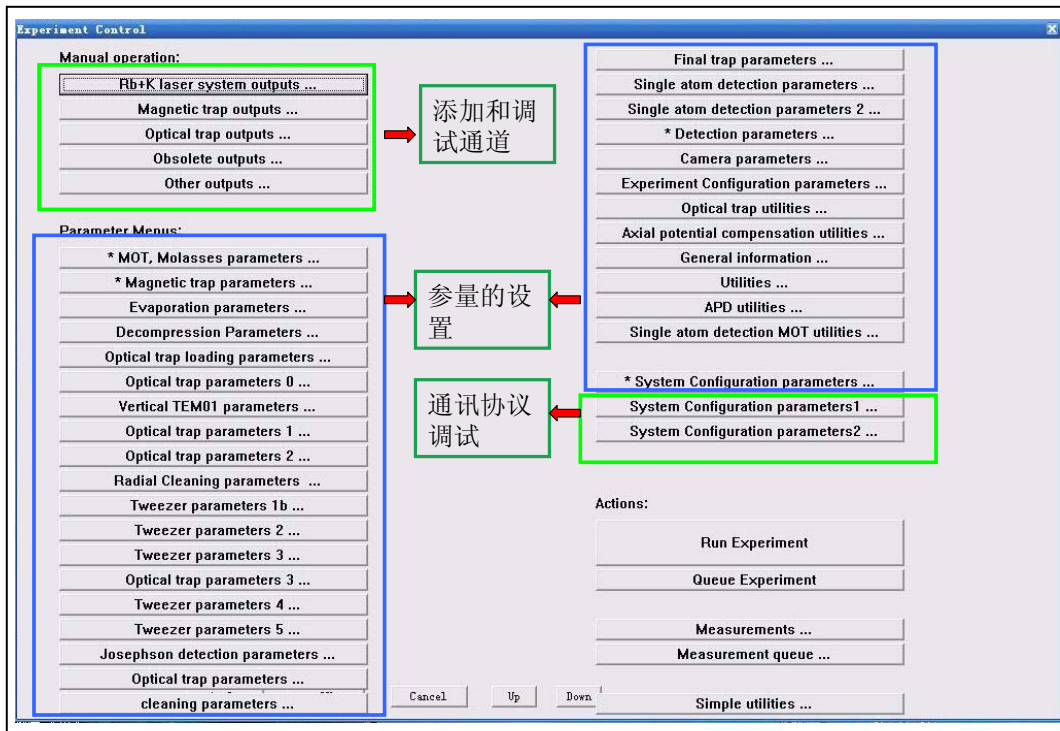


图 3.15 控制程序主界面

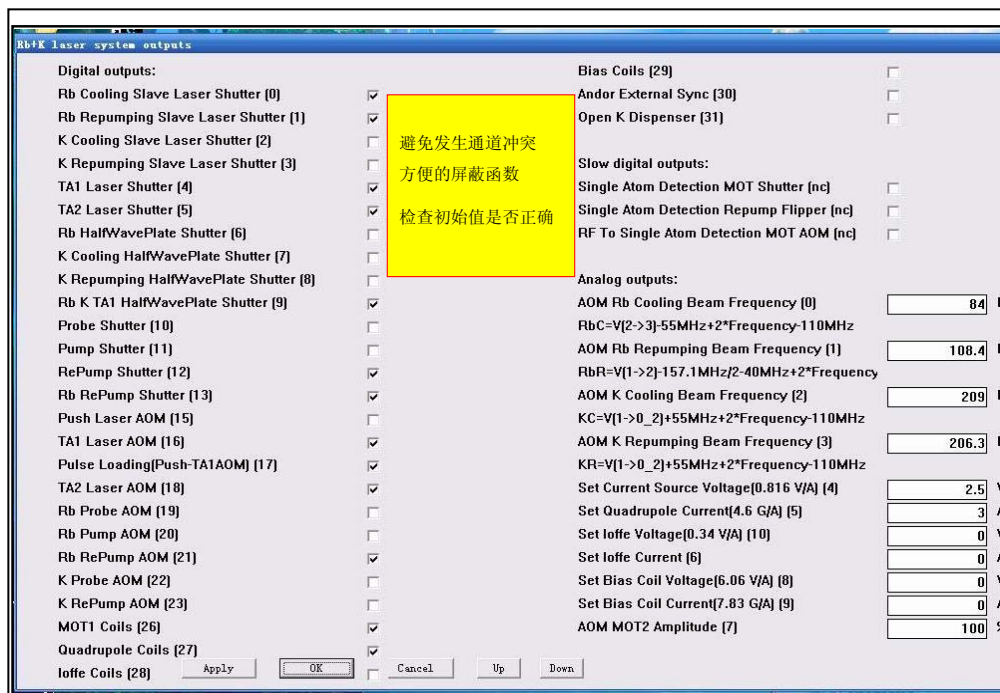


图 3.16 通道手动控制界面

的采集和处理。我们把主计算机运行的程序命名为 control，从计算机运行的程序命名为 vision。

时序控制程序的操作界面见图 3.15，主要包含以下几个重要功能模块：调试和添加通道部分，参量的设置，通讯的调试。下面将这几个功能模块做一个简单介绍。

(1) 调试和添加通道部分，当我们点击界面（图 3.15）上“Rb K laser system output”。我们就会看到如图 3.16 显示的界面。界面上我们可以清楚地看到某个函数对应哪个通道，避免多个函数共用一个通道而发生冲突。对于程序修改时某些不用的函数，我们直接屏蔽其物理通道就可以，无需屏蔽或删除其函数。这样既可避免通道资源的浪费，也避免了屏蔽函数带来的程序修改的复杂性。在界面上用 nc 表示没有通道，它是 not connect 的缩写，意思是函数不与实际通道相联接。在我们的实验中，需要一些固定的初始值，例如哪个光路需要是打开或者关闭的，产生磁场的初始电流是多少等，在这个界面都可以直接看到。这样就可以让我们方便的检查我们程序中一些预设的初始值是否设置正确。例如，AOM Rb cooling Beam frequency 的值是 84 M，这里的 84 M 是指 AOM 的频率偏移值为 84 兆赫兹。(2) 参量的设置。实验时，我们需要对系统的参量不断的调试及优化，因此需要一个清楚地参量设置界面。我们



图 3.17 实验运行时的参量设置界面

以磁阱的参量为例来简单说明一下系统的参量设置。当我们点击图 3.15 的界面上“* MOT Molasses Parameters”，我们会看到如图 3.17 所显示的界面。我们可以看见在最左边有一竖列小方框，方框内打对勾表示执行对应的程序，没有对勾表示不执行。例如，“Do optical pumping ?”前面的对勾代表我们在程序中将执行 Optical pumping 的程序段。用绿色方框圈住的部分都是参量，而那些白方框内的数值是对应参量的值。在实验中我们每次改变某一个参量值，然后观测实验结果，从而最终选出最优参数。(3) 通讯的调试。因为实验的控制需要两台电脑联机运行，实验参数的传递和数据的交换需要通讯协议来保证。我们的两台电脑的通讯是通过 TCP/IP 协议来实现的。为了保证传输的数据的正确性，我们将所有传输的命令和数据都列在界面上，见图 3.18。“<<”表示从计算机向主计算传输的命令，“>>”表示主计算机向从计算机传输的命令。所有的命令都必须是顺序执行，在界面上我们很容易检查是否缺少命令，或者命令的顺序是否正确。

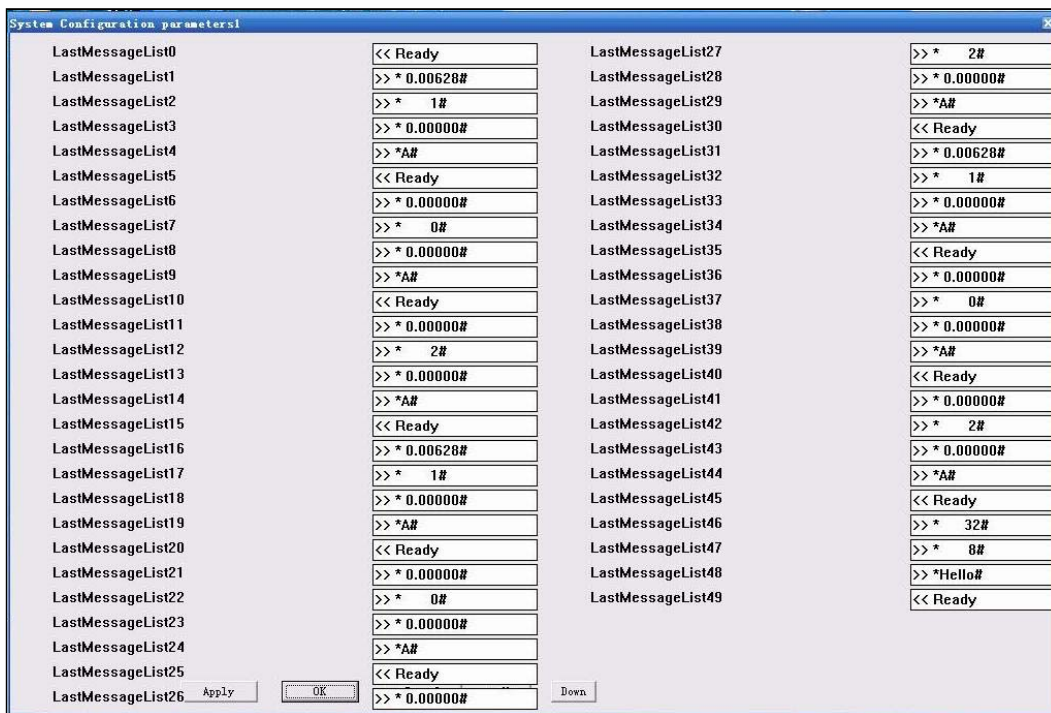


图 3.18 通讯协议调试界面

在时序控制程序里，卡的同步问题依然是非常重要的。在硬件中我们用 RTSI 总线将不同的板卡连接起来，同时我们需要在软件（程序）中将板卡的信号共享。现在我们介绍一下整个同步过程的工作原理。NI 的数字模拟卡的板卡内部时钟速率为 20 MHz，我们把它叫做时基（timebase）。而我们实际的数据更新频率是可以根据

实验需要而专门设置的。从数据更新控制的精度要求，数据更新越快，精度越高。例如用的模拟输出卡线性模拟电压曲线。但是数据更新快的话，计算机和卡之间的读写数据的速率相应的也必须加快，带来的后果是计算机处理数据速率有可能跟不上卡上的数据更新速率，这样程序就会出错。在我们的实验中数据更新频率设置为 125000 Hz。我们把数据更新的频率信号叫做时钟信号。要求时钟信号的一个周期必须是时基信号周期的整数倍。在程序中，我们将一个模拟控制卡设置为主卡，它给出时基信号和时钟信号，并把其放在 RTSI 总线上；其它的卡都设为从卡，他们的时基信号和时钟信号都从 RTSI 总线上获得。为了使这一部分容易理解，我们将这一部分的程序给出如下：

```
//program RTSI
if (MasterTimer) { .....
    //Put CLOCK to RTSI bus
    iStatus=Select_Signal(DeviceNr,/*signal*/ND_RTSI_CLOCK,
        /*Source*/ND_BOARD_CLOCK,/*sourceSpec*/ND_DONT_CARE);
    //Put Update to RTSI bus
    iStatus=Select_Signal(DeviceNr,/*signal*/ND_RTSI_0,/*Source*/ND_OUT_UPDATE,
        /*sourceSpec*/ND_HIGH_TO_LOW);
    .....
} else {
    .....
    //Get UPDATE signal from RTSI bus
    iStatus=Select_Signal(DeviceNr,/*signal*/ND_OUT_UPDATE,/*Source*/ND_RTSI_0,
        /*sourceSpec */ND_HIGH_TO_LOW);
    //Get CLOCK signal from RTSI bus
    iStatus=Select_Signal(DeviceNr,/*signal*/ND_BOARD_CLOCK,
        /*Source*/ND_RTSI_CLOCK, /*sourceSpec*/ND_DONT_CARE );
    .....
}
```

其中 ND_BOARD_CLOCK 是板卡的时基信号，ND_OUT_UPDATE 是板卡的时钟信号，ND_RTSI_CLOCK 是 RTSI 总线分配给时基信号的专用通道，ND_RTSI_0 是 RTSI 总线的第 0 通道。时基同步后，我们不同板卡之间的同步精度达到 50 ns。如果我们实验中

不采用时基同步，仅仅采用时钟同步，板卡之间的同步精度只能达到 8 μs ，（此时的同步精度由时钟决定）这在关断磁场的时候，由于模拟信号和数字信号的不同步，足以造成电路元器件的损坏。

图像数据处理程序的操作界面见图 3.19。实验中获得的吸收成像图片可以直接在界面上显示。最右面一列图片是为 ^{87}Rb 准备的，它左面一列图片是为 ^{40}K 准备的。界面最左边的大图片是当前图片的放大形式，从其上我们可以拟合出我们磁阱中的原子的温度，原子数，以及原子云中心密度等信息。这些拟合的数据直接显示在界面的下方。大图片的左边和下边的曲线是当前原子云的一维光学厚度截面或一维光学厚度积分。

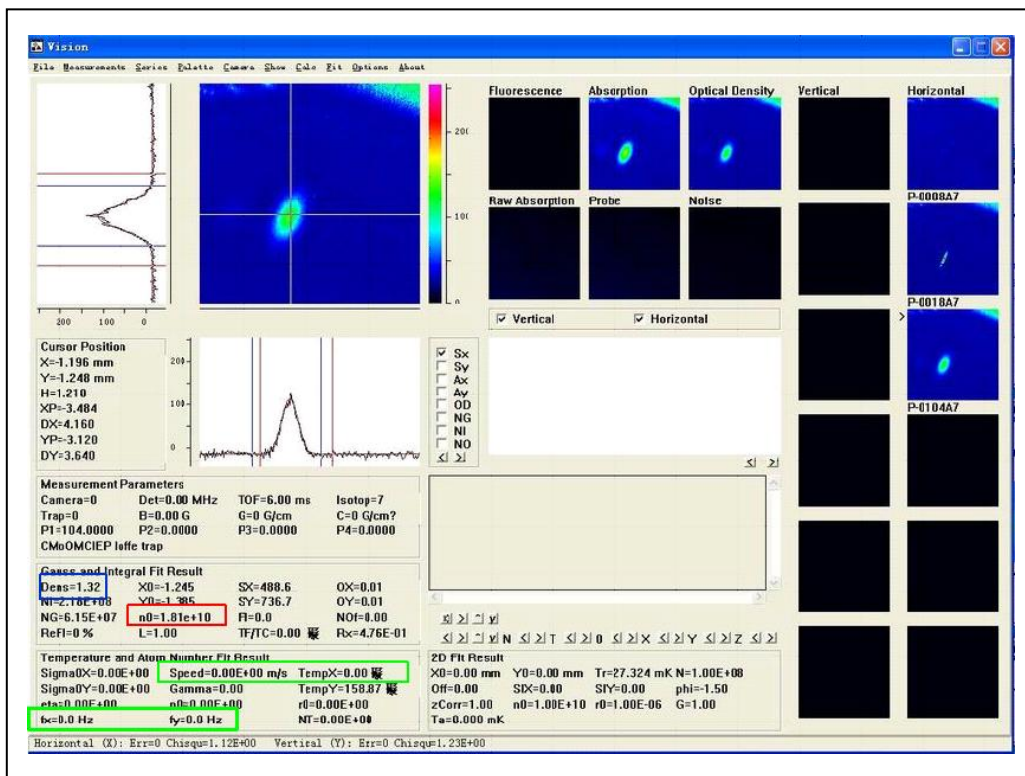


图 3.19 ccd 的控制程序及实验数据处理界面

现在总体介绍一下我们软件控制系统是如何工作的。当我们用鼠标点击控制界面的 run experiment 按钮后（见图 3.15），主计算机先用几秒的时间将控制程序从前向后运行一次，但此时它并不产生控制信号，不是真正意义上的执行，而是做一些准备工作，比如累计一些时间，包括计算数字通道什么时候开关，模拟通道什么时候改变电压值和计算 CCD 什么时候拍摄原子云照片，然后逐一将结果分别传输到计算

机控制卡的内存和从计算机上。紧接着，实验进入真正的执行阶段。在执行阶段的开始，主计算机要告诉从计算机，实验现在开始。这样主计算机和从计算机同步执行实验序列，等到实验进行到最后，需要拍摄原子云的时候，从计算机先给出开始拍照（StartAcquisition）的命令，接着 CCD 等到主计算机的触发信号后开始拍照。实验结束后，从计算机处理数据并显示实验结果。最后主计算机把实验参量传输到从计算机以文本格式保存起来。时序控制系统的工作流程图见图 3.20。

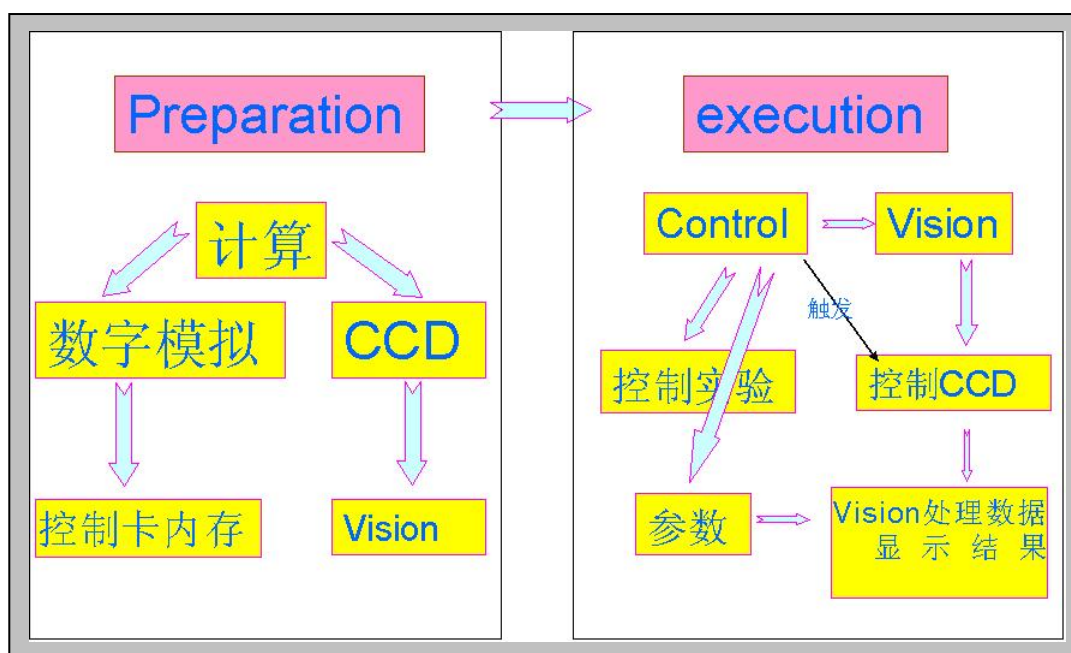


图 3.20 控制系统工作流程图

3.3 实验过程及系统的调试

实现量子简并玻色费米混合气体的过程分为以下几个步骤，包括原子的磁光俘获，压缩磁光阱，偏振梯度冷却，光抽运，QUIC 阱的装载，然后在磁阱中蒸发冷却。这些过程的原理和过程在大量地博士论文中都可以查到，这里我们不再过多叙述，我们把重点更多的放在每个步骤实验系统的调试和优化上，以希望对人们做类似的实验有一点帮助作用。

3.3.1 铷钾原子的两级磁光阱俘获

在我们的实验中，采用的是水平放置的两极磁光阱^[1,2]。图 3.21 是两级磁光阱的光路设置图，一级磁光阱采用三束光来回反射的方式，二级磁光阱采用六束光两两对射的方式。总的要求是四极阱的中心尽可能与交叉光束的中心重合。

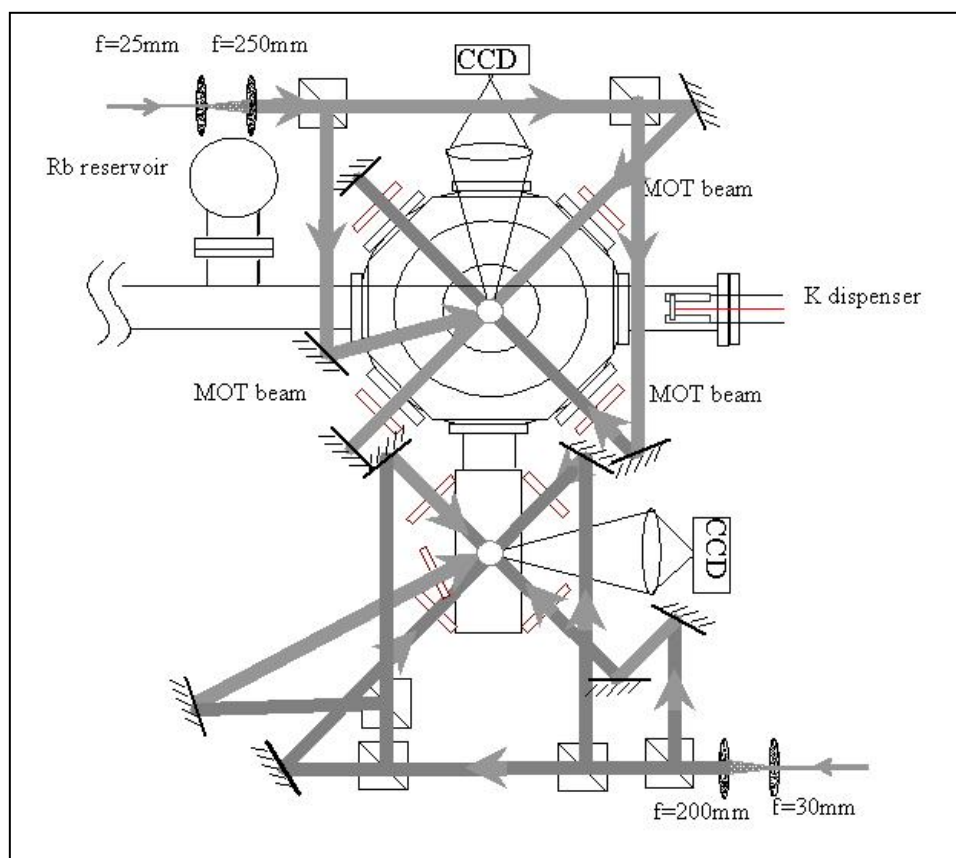


图 3.21 双磁光阱光路设置原理图

在磁光阱最初的调试时，偏振光的偏振方向的选择与磁场的方向存在一个匹配的问题。在刚开始搭建磁光阱的时候，我们总是为这个问题而迷惑。先介绍一下圆偏振光和 σ^\pm 光的定义。电矢量旋转方向与光传播方向成右手螺旋的光为左旋圆偏振光，反之为右旋圆偏振光。 σ^\pm 的定义为，能使原子发生 $\Delta M = \pm 1$ 跃迁的圆偏光为原子 σ^+ 光，反之为 σ^- 光。具体理解，如果四极阱的径向的磁场方向是向内的，在右手系坐标轴中，如果光为右旋圆偏振光，则其传播方向与坐标轴正方向一致的为 σ^- 光；光为左旋圆偏振光，则其传播方向与坐标轴正方向一致的为 σ^+ 光，因此沿径向的四束光应该用右旋圆偏振光，轴向的两束光用左旋圆偏振光。于是具体在实验操作时，

我们先做一个简单的工具来检查我们的光束是否是圆偏光，无需识别是左旋还是右旋圆偏振光。工具是由一个消光比非常好的分光棱镜（PBS）和一个四分之一波片组成，我们把波片和棱镜放在一束线偏光后面，波片在前，棱镜在后，然后调节波片使棱镜的反射和透射光功率相等，然后我们固定波片和棱镜的相对位置不变，工具就制作完成。然后我们用它来检查磁光阱的入射光前的四分之一波片位置是否正确。因为线偏光经过四分之一波片后偏振态可能为圆偏，线偏和椭圆偏振光，但圆偏振光经过四分之一波片后必为线偏光。我们将我们的工具放在入射光前的四分之一波片之后，工具还是波片在前，棱镜在后，然后调节被检查的波片，使得棱镜后的光全反或全透。所有的磁光阱光路中的四分之一波片都这样做，最后的要求是使四极阱径向的四束光在棱镜后的光偏振一致，要么全反，要么全透；四极轴向的两束光一致，但和径向的相反。调好后，看磁光阱中是否有原子，没有的话，改变一下磁场线圈的电流方向即可，也可以选择将入射光路中的波片换个状态（原来在棱镜后的光全透的改为全反，全反的光改为全透）。这样我们的磁光阱的磁场方向和光的偏振方向就匹配了。

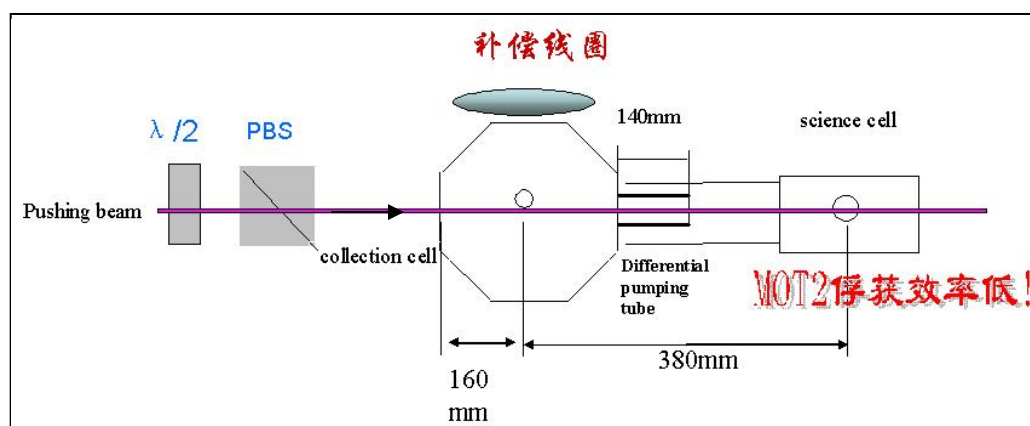


图 3.22 两极 MOT 之间的原子的推送过程

两极磁光阱的实验的另一个重要环节是从一级磁光阱向二级磁光阱推送原子的过程。图 3.22 是原子被推送光转移的一个光路图。推送光把原子从一级磁光阱推送到二级磁光阱，中间经过一个十四厘米长的无氧铜细管。细管的内径一端是 6 mm，另一端 8 mm。实验中，推送光经过两个凸透镜（焦距分别为 50 mm 和 80 mm）组成的望远镜系统后，首先被整成光斑直径为 4 mm 的平行光，然后我们调节光路位置使推送光从无氧铜细管中心穿过。因为无氧铜细管在真空系统内部，所以很难直接观察

出推送光是否从其中心通过。为此我们让推送光先通过一级真空腔体 (collection cell) 的法兰中心, 然后从二级真空腔体 (science cell) 的端面中心出射 (因为设计时, 它们三者之间是同心的)。为了提高推送原子的效率, 我们分别用几种不同的方法去推送原子, 包括很多小组采用的让推送光在一级磁光阱汇聚, 二级磁光阱发散的连续装载^[19], 推送光为平行光的连续装载和推送光为平行光的脉冲装载。最终我们发现, 在我们的实验系统中, 采用推送光为平行光的脉冲装载的方式时, 二级磁光阱的装载效率最高。脉冲光装载方式具体如下: (1) 在电路中, 我们把控制 MOT1 的 AOM 的驱动电路和控制推送光的 AOM 的驱动电路设置为互非得关系, 即如果我们打开推送光的时候, MOT1 必然关闭; 关闭推送光, MOT1 必然打开。(2) 然后我们设置推送光的打开与关闭的时间为 50 ms:450 ms。另外, 我们发现二级磁光阱的俘获效率与推送光的光强和原子团的位置有关。推送光的光强太大, 二级磁光阱不能有效地将原子减速, 光强太小, 不能有效地将原子从一级磁光阱推送到二级磁光阱。所以我们通过旋转玻片, 将推送光的光强调到一个合适的大小。如果原子团所在的位置偏离玻璃气室的中央较远的时候, 也不能有效地将原子团推送到二级磁光阱。而此时, 如果我们调节推送光的方向只会把原子打到无氧铜细管的侧壁上, 因此我们需要通过添加补偿线圈的办法将原子团拉到玻璃气室的中央。最终, 我们在二级磁光阱中可俘获约 10^9 个 ^{87}Rb 原子, 10^7 个 ^{40}K 原子。

3.3.2 压缩磁光阱和偏振梯度冷却

压缩磁光阱的主要作用是压缩原子云的空间尺寸, 使其尽量与四极磁阱匹配以减少原子云在向四极磁阱转移过程中的加热效应。在实验中, 我们是通过加大四极磁场的磁场梯度实现的, 同时我们将铷冷却光的失谐从 -15 MHz 调到 -30 MHz, 钾的冷却光的失谐从 -14.6 MHz 调到 -19 MHz。在我们实验中, 压缩磁光阱的持续时间为 150 ms。光的失谐和磁阱的梯度加大的方式都是采用线性上升的方式。

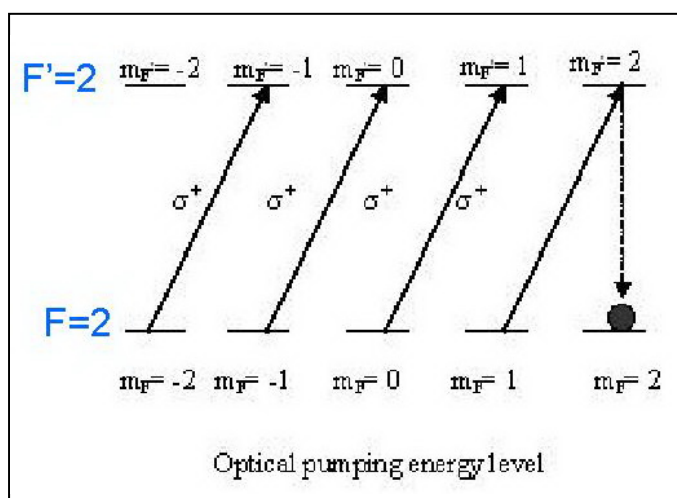
接着关闭四极磁场, 将铷的冷却光的失谐调到 -45 MHz, 做 3 ms 的偏振梯度冷却。偏振梯度冷却对光强和磁场非常灵敏, 要求六束光光强相等, 且屏蔽杂散磁场。六束光的光强相等用波片和偏振分束棱镜等分就可以了。实验的难点在于屏蔽杂散磁场。我们实验上是采用三对线圈分别补偿 x , y , z 方向上的磁场来实现的。详见参考文献^[2]第 4.3 节。图 3.23 是我们绕制的补偿杂散磁场的线圈。偏振梯度冷却之后, 原子的温度达到 10^{-5} K 量级。



图 3.23 补偿地磁及杂散磁场的线圈

3.3.3 光抽运和 QUIC 阱的装载

在完成 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色-费米混合气体量子简并的实验过程中，冷却的最后一步就是在磁阱中进行蒸发冷却，它可以使原子的温度降低三个数量级，到达 10^{-8} K ，几乎接近绝对零度。要把原子装载到磁阱中，并且使蒸发冷却有一个较好的初始条件，我们需要把原子制备到低场趋近态，这就是光学抽运要完成的任务。我们将 ^{87}Rb 抽运光调谐到 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=2$ 正失谐 8.5 MHz 处，而钾的抽运光被调谐到 $4S_{1/2}, F=9/2 \rightarrow 4P_{3/2}, F'=9/2$ 负失谐 8 MHz 处。我们做光抽运选态的时间为 0.2 ms。偏振梯度冷却之后，我们紧接着就开始光学抽运选态，此时要求我们打开一高斯的量化磁场。光学抽运之后 ^{87}Rb 原子被制备到自旋基态 $|2, 2\rangle$ 态上，而 ^{40}K 原子被制备到自旋基态 $|9/2, 9/2\rangle$ 态上。图 3.24 给出了我们实验中用到的 ^{87}Rb 原子的光抽运选态的能级图。


 图 3.24 我们实验用到的 ^{87}Rb 光学抽运能级图

经过光抽运选态后，我们快速的打开四极阱，10 ms 内四级线圈的电流增大到 15 A，磁阱的轴向梯度达到 100 Gs/cm。这样做的目的是将激光冷却后的原子尽可能多的装在磁阱中。再经过 600 ms，四级线圈的电流增大到 31 A，目的是绝热压缩磁阱中的原子。此时打开总电流源，通过增加总电流源的电压来增加通过 Ioffe 线圈的电流，1 s 后，四级电流和 Ioffe 电流都升到 32 A，QUIC 阱形成。

在我们四极阱向 QUIC 阱转移的过程中，很巧妙的完成了两个转换，包括双电源到单电源的转换，电流源从恒压模式向恒流模式的转变；并且实现了四级线圈电流和 Ioffe 电流的分别控制以及四级线圈和 Ioffe 线圈的串联。为了说明这些过程，我们把磁场电流控制电路图 3.13 简化为图 3.25。用电阻 R1 代表 Ioffe 线圈，电阻 R2 代表四极线圈。在最开始的时候，我们合上开关 II，控制四极电流源的电压就可以达到控制四极线圈电流的目的。关键的地方是磁阱从四极阱向 QUIC 阱的转变过程，我们保持四极电流源的电压 V_Q 不变，合上开关 I，将总电流源的电压 V_T 直接加

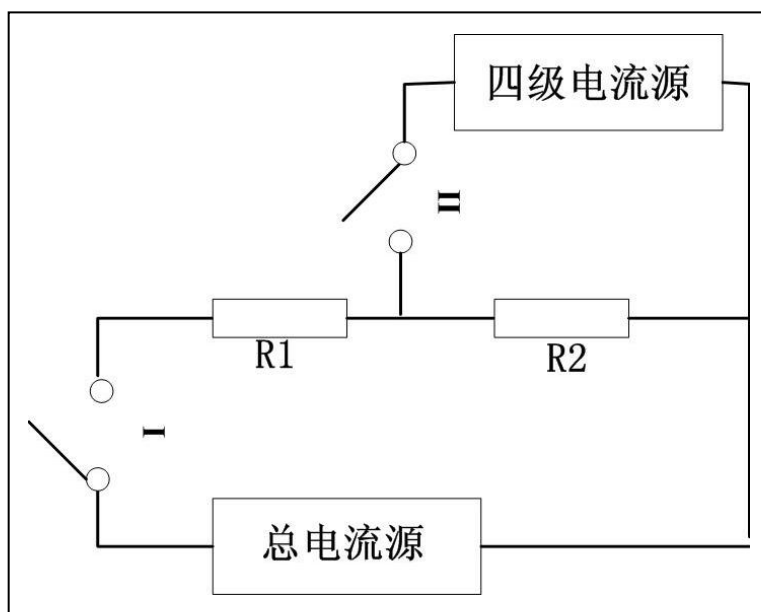


图 3.25 简化磁场电流控制电路

到与四极电流源的电压相等，即 $V_T=V_Q$ 。此时 Ioffe 线圈中的电流为零，四极线圈中的电流为 $I_Q=V_Q/R_2=31$ A。然后我们线性增大总电流的电压，通过 Ioffe 线圈的电流开始逐渐增大。从电路中我们可以看出，当 $V_T/(R_1+R_2) < V_Q/R_2$ 的时候，通过 Ioffe 线圈的电流为 $(V_T- V_Q)/R_1$ ，而四极线圈中的电流保持不变，但四极电流源为电路中提供的电流变为 $I_Q=V_Q/R_2- V_T/(R_1+R_2)$ 。此时我们使用的双电源供电，Ioffe 线圈中的电流和四极线圈中的电流可以独立控制。避免了单电源供电时，采用反馈电路

控制 Ioffe 线圈的电流而引起的磁场噪声，这可以有效地提高 QUIC 形成时，原子的转移效率。因为在 QUIC 阱形成过程中，磁阱会出现两个零点的情况^[15,20]，此时磁场的噪声会直接引起原子的损耗增大。当 $V_T / (R_1 + R_2) \geq V_Q / R_2$ 的时候四极电流源不再起作用，它给电路中提供的电流降为零。然后我们把四极电流源的电压将为零，断开开关 II。此时我们就完成了双电源到单电源的转换，且实现了四级线圈和 Ioffe 线圈的串联。我们把总电流源的最大输出电流手动设置为 32 A，当我们继续增加总电流源的电压，使得 $V_T / (R_1 + R_2) > 32 \text{ A}$ 的时候，电流源从恒压模式转换为恒流模式，这样更增加了磁场的稳定性。

下面是 QUIC 阱形成过程中，阱中铷原子吸收成像的一组图片（图 3.26）。图 (A) 是压缩四极阱后的原子云，呈圆形；(B) (C) 分别为 Ioffe 电流上升到四极电流的 75% 和 90% 的情况；(D) 图为 QUIC 阱形成后的阱中原子云的吸收成像。在原子从四极阱向 QUIC 阱转移的过程中，磁阱的最小值向 Ioffe 线圈平移了大概 12 mm。最终 QUIC 阱中装载了约 10^8 个铷原子， 5.0×10^6 个钾原子，原子的温度大约 300 μK 。

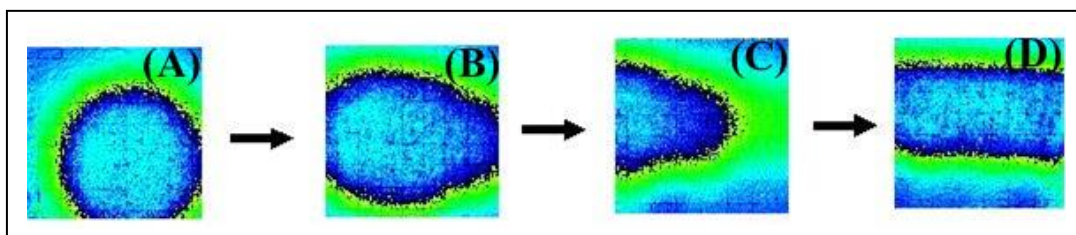


图 3.26 ^{87}Rb 原子从四极阱向 QUIC 阱中转移的过程。

3.3.4 射频蒸发冷却

我们总是喜欢用冒着热气的杯子里的热水来理解自然蒸发冷却。但是自然蒸发冷却的速率并不能满足我们实验的需要，因为我们磁阱中的原子寿命典型值为 100 s。为此强迫蒸发冷却 (forced evaporative cooling) 应运而生。我们实现简并量子气体的最后一个步骤——射频蒸发冷却，就是属于强迫蒸发冷却的范畴，而且在蒸发冷却的过程并不需要降低势阱的深度。图 3.27 给出了射频蒸发原理所涉及的 ^{87}Rb 原子的塞曼分裂能级图。在射频蒸发过程中，射频信号将能量高的 ^{87}Rb 原子从低场趋近态 $|2, 2\rangle$ 态转变为高场趋近态的原子，然后逃逸出磁阱，剩下的原子在磁阱中迟豫弹性碰撞后温度降低，这样就完成了强迫蒸发冷却。由于在相同的磁场的情况下， ^{40}K 磁精细能级分裂小于 ^{87}Rb 原子的，所以在射频蒸发过程中，射频信号主要切

除的是 ^{87}Rb 原子，整个蒸发过程中 ^{40}K 的原子数基本不变。而 ^{40}K 简并费米气体的实现主要通过协同冷却的方式，即和 ^{87}Rb 原子的弹性碰撞来实现，这就要求不同原子种类之间有一个较大的散射截面。对于 ^{87}Rb 和 ^{87}Rb 之间的碰撞，散射长度为 $98.98(4) a_0$ [21]，而 ^{40}K 和 ^{87}Rb 之间的散射长度为 $-215(10) a_0$ [22]。 ^{87}Rb 和 ^{40}K 之间这样大的吸引相互作用，将会有效地把 ^{40}K 冷却到简并区域。

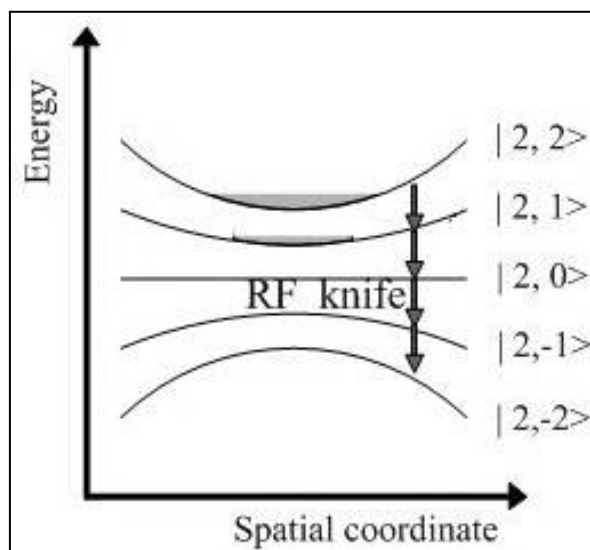


图 3.27 ^{87}Rb 原子射频蒸发能级图

在实验时序上，原子被装载到 QUIC 阱后，马上就开始原子气体在磁阱中的射频蒸发冷却。蒸发冷却过程中，蒸发冷却效果的判据见参考文献[2]。在我们的实验中射频频率的设置是采用多段线性扫描的方式。我们这里着重讨论一下射频频率设置的调试过程。在射频蒸发调试时，第一个要点是寻找截断参量的有效初始值，也就是射频频率的有效起始值。因为在磁阱中最初的原子温度并没有确切的测量，而我们通常在蒸发冷却的前两步把磁阱中原子的大部分都蒸掉 (~90%)，所以前两步蒸发频率是否匹配，直接影响后面的蒸发是否能使原子气体达到量子简并。如果射频频率的有效初始值选的较高的话，会增加我们发冷却的时间，选的太低的话，原子不能进行有效的碰撞就被剔出阱外。因此，射频频率的有效初始值的选取至关重要。具体操作办法是在蒸发冷却过程中，我们设蒸发冷却的时间为 10 s，先不加射频信号，让原子在磁阱中等 10 s 钟，记下磁阱中的原子情况。然后重复实验，这一次我们设置射频的频率为一个固定值为 25 MHz，蒸发 10 s 钟，观测阱中原子的情况，和上一次比较看是否有变化，如果没有变化，说明射频信号并没有扫到阱中的原子。然后，

我们再重复实验，改变射频的频率值为 20 MHz，看阱中原子是否有明显的减少。这样多次重复，直到我们找到一个临界点，射频信号高于它，阱中原子没有变化，低于它，阱中的原子损耗就会很大。这个射频频率就是我们要找的射频扫描的有效初始值。我们的实验的射频频率的有效初始值为 15 MHz。下面简单介绍一下我们的射频蒸发的每一步中射频频率是如何设置的。射频参数的具体设置分为八步。第一步，射频频率从 22 MHz 扫描的 15 MHz, 历时 1 s。这一步主要是把阱中非常热的原子先快速的扫一下，对蒸发的效果不是很明显。第二步很关键，就是从我们前面找到的射频信号的有效初始值 15 MHz 开始，用 15 s 的时间扫描到 7 MHz。第三步的设置为 7 MHz 到 3.6 MHz，历时为 10 s。总的预设思想是让频率的扫描范围比上一步减少一半，扫描时间不变。然后我们再精细的调节每一步的蒸发效果，可以改改每一步的频率范围或者时间等，以相空间密度增高为准。另外，最后两步的调节要求非常精细，精度要求可达 KHz 的量级。下图是我们实验优化后的射频频率随时间的变化关系（图 3.28）。

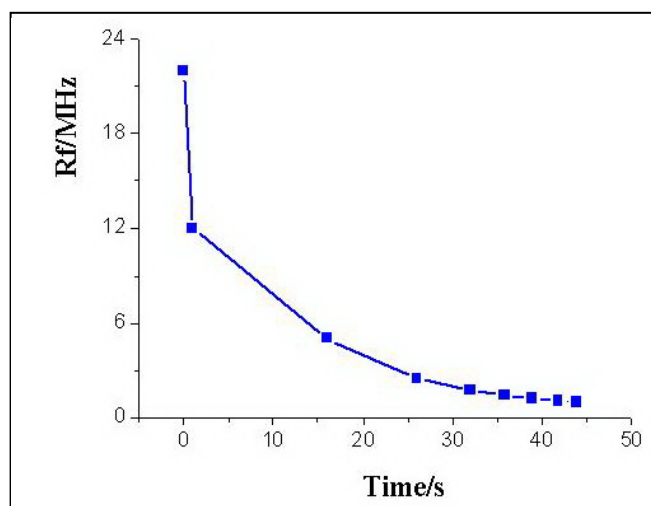


图 3.28 蒸发冷却过程中射频频率随时间的变化关系。

另外，蒸发冷却的效果还和射频的功率有关。在蒸发的开始阶段，我们要迅速的将大量的原子蒸发，要求的射频功率比较大。但随着蒸发的进行，磁阱中的原子越来越冷，弹性碰撞速率也跟着逐渐变慢，这就要求我们的射频信号扫描的频率越来越精细，相应的射频功率也应该逐渐减小，以获得更好的蒸发冷却效果。我们蒸发过程中的射频频率和功率的设置见表 3.4。

表 3.4 射频参数的设置

步数		一	二	三	四	五	六	七	八
Time (s)		1	15	10	6	3.8	3	3	2
Power (dBm)		21	21	20	18	16	13	8	7
Frequency (MHz)	start	22	12	7	2.5	1.7	1.3	1.11	1.03
	stop	12	7	2.5	1.7	1.3	1.11	1.03	0.998

最后，简单讨论一下射频线圈的放置问题。一般要求线圈产生的电磁场的磁场分量垂直于 QUIC 阱的轴向，而我们的小线圈电流环产生的电磁场的磁场方向都垂直于半径 r (图 3.29)，且在与电流环所在的平面的夹角为 θ ，电流环处在 xy 平面内，

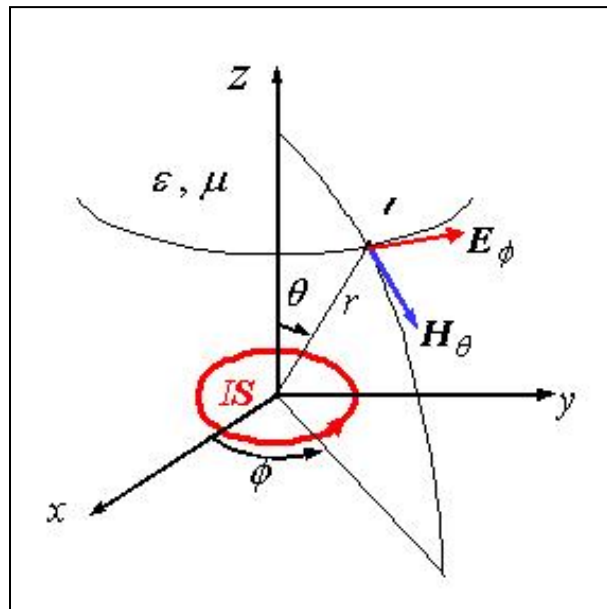


图 3.29 蒸发线圈发射的电磁波的原理图

圆心位于坐标轴原点。所以我们的射频线圈放置位置应该使线圈所在的平面与 QUIC 阱地轴向平行，且最好使线圈地圆心离 QUIC 阱的 Ioffe 线圈的中心轴线距离最短。但我们要注意，射频线圈的中心轴线应该偏离 QUIC 阱的最小值的地方，因为电流环在中心轴线上的辐射强度为零，这样随着蒸发冷却的进行我们会发现刚开始蒸发的效果很好，但蒸到最后两步的时候，原子团的密度不见提高，蒸发效果越来越不明显， ^{87}Rb 原子气体无法形成玻色-爱因斯坦凝聚。

3.4 实验结果

实验的最初，我们先只完成 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚，并没有把 ^{40}K 混合到 ^{87}Rb 原子气体中。然后，我们同时将 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子装载到磁阱中进行蒸发冷却，利用 ^{40}K 原子和 ^{87}Rb 原子的有效弹性碰撞，将 ^{40}K 冷却到量子简并区域。

经过 43.8s 射频蒸发冷却，当射频频率从 22 MHz 扫描到 0.998 MHz 的时候，我们直接观测到 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚。图 3.30 给出了 ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体

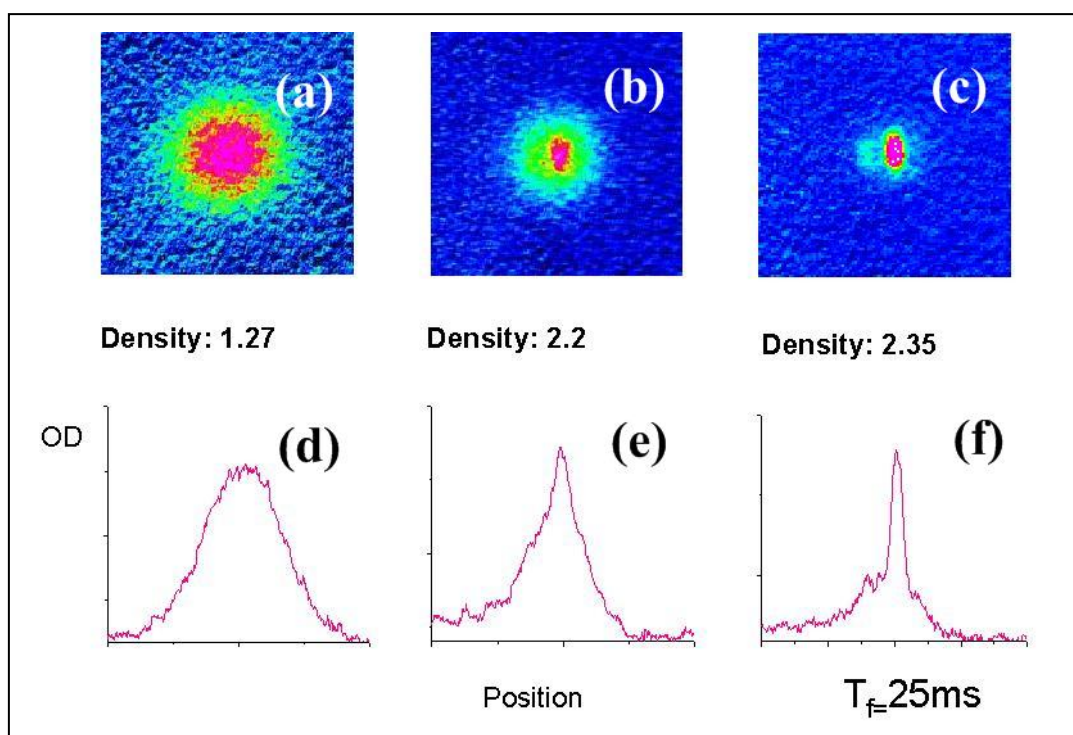


图 3.30 二维吸收成像及其对应的积分光学厚度显示了玻色爱因斯坦凝聚的形成过程。(a) 图是相变点处的热原子，(b) 图是 bimodal 型，(c) 图是纯的凝聚体；图 (d) (e) (f) 分别是图 (a) (b) (c) 对应的沿垂直方向的光学厚度积分。

的形成过程。其中，图 3.30 (a) 是处于相变点处的热原子的吸收成像。图 3.30 (b) 显示了凝聚体的出现，是大家常说的 bimodal 型（热原子和凝聚体两相共存）。我们可以明显地看到热原子气体和凝聚体的区别：热原子云是各向同性的，而凝聚体出现了径向和轴向的尺寸比例的变化；图 3.30 (c) 是非常纯净的凝聚体，周围我们基本上观测不到热原子的存在。我们得到的纯玻色-爱因斯坦凝聚体的数目为 1.8×10^5 个，相变变点的温度为 $T_c \approx 500$ nK。这些吸收成像的图片都是在关闭磁阱后自由飞

行 25 ms 获得的, CCD 的曝光时间为 50 μs 。图 3.30(d), (e), (f)是相对应于图 3.30(a), (b), (c)的沿 y 方向的积分光学厚度。

在 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚实现之后, 我们开始利用协同冷却的办法冷却 ^{40}K 原子。由于处于自旋态 $|9/2, 9/2\rangle$ 的 ^{40}K 和 $|2, 2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子在磁场中的磁矩相同, 所以他们在同一磁场中感受到的势阱深度相同。但是 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子具有不同的磁子能级结构, 所以对 ^{87}Rb 的射频场的谐振频率是 ^{40}K 的2.25倍。所以, 我们可以控制射频场

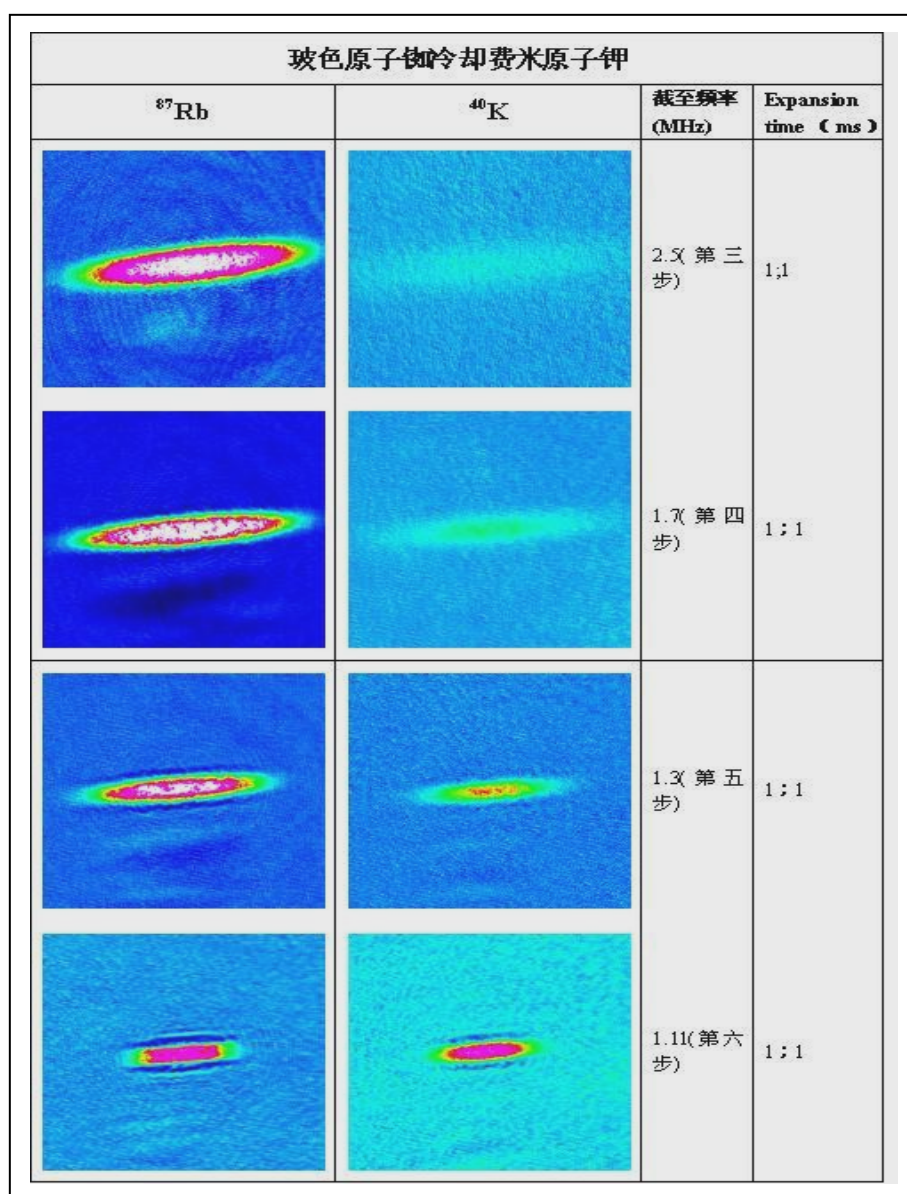


图 3.31 协同冷却过程中, 射频在不同截止频率处, ^{87}Rb 和 ^{40}K 的吸收成像图片。随着蒸发冷却的进行, 我们明显地看到 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子的密度的升高, 表明了协同冷却的有效性。

使得蒸发冷却过程中主要将 ^{87}Rb 原子抛出阱外，而 ^{40}K 原子损耗很小，并通过和 ^{87}Rb 原子的弹性碰撞很快达到热平衡。

我们分别采集了射频在不同截至频率处的 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的吸收成像图片（图 3.31），可以看见，随着蒸发冷却的进行， ^{40}K 原子的光学厚度逐渐增加，证明了协同冷却的有效性。整个蒸发过程 ^{40}K 的原子数基本不损耗。

同样的，在经过43.8 s的蒸发冷却之后，当射频频率截止到0.998 MHz的时候，我们成功地获得了 ^{40}K 的量子简并，进入简并区域的原子个数为 7.59×10^5 。费米气体 ^{40}K 的吸收成像图片见图3.32，自由飞行时间为12 ms。

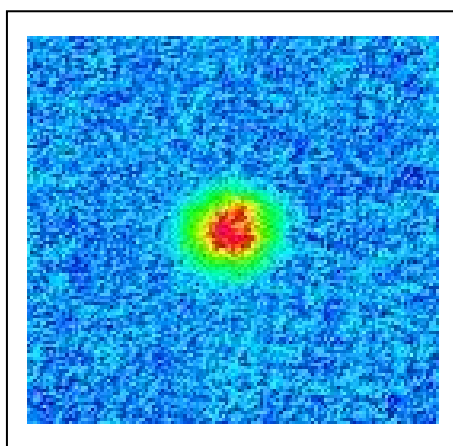


图 3.32 简并费米气体飞行 12ms 后的两维吸收成像

我们将获得的量子简并 ^{40}K 原子气体的实验数据进行了两维费米狄拉克拟合^[2,23-25]，得到的简并参数为：简并度为 $T/T_F = 0.5$ ， $T_F = (\hbar\omega/k_B)(6N)^{1/3} = 961$ nK。其中 ω 是势阱三维谐振频率的几何平均， N 是原子数， k_B 是波尔兹曼常量。图3.33给出了图3.32的一维光学厚度积分。点线是实验数据，虚线是对实验数据的费米狄拉克拟合，实线是相同温度和原子数的经典气体满足的分布规律。我们可以看到，相对于经典气体，费米简并气体有一个明显的由费米压导致的分布加宽。

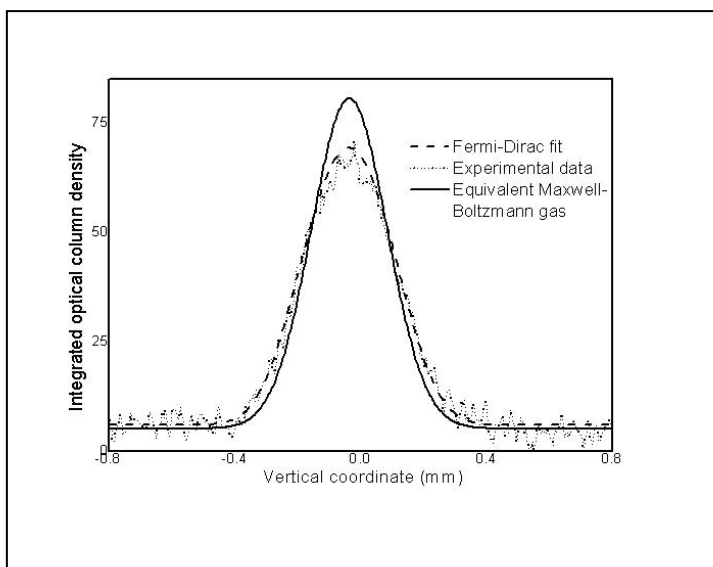


图 3.33 简并费米气体一维光学厚度积分的费米迪拉克拟合与相同温度、原子数的条件下经典气体服从的波尔兹曼分布的比较。

3.5 小结

本章介绍了如何实现 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的玻色费米混合气体的量子简并，回顾了完成该实验所需要的实验装置，着重讲述了实验过程的一些细节问题，包括实验系统的调试，以及实验过程所涉及的一些技术问题。最后，经过激光冷却后的原子被装载到 QUIC 阱中蒸发冷却，成功地实现了 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚，同时通过协同冷却 ^{40}K 原子也达到了量子简并。 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色-费米混合气体量子简并的实现，为我们以后操控超冷原子和研究超冷原子的性质打下了一个良好的基础。

参考文献

- [1] 卫栋, $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体磁光阱的实验研究, 博士论文, 山西大学, 2007。
- [2] 陈海霞, $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体量子简并的实现, 博士论文, 山西大学, 2009。
- [3] WEI Dong, XIONG De-Zhi, CHEN Hai-Xia, ZHANG Jing. An Enriched ^{40}K Source for Atomic Cooling, *Chin. Phys. Lett.*, 2007, 24, 679.
- [4] B. Demarco, H. Rohner and D. S. Jin, An Enriched ^{40}K Source for Fermionic Atom Studies, *Rev. Sci. Instrum.*, 1999, 70, 1967.
- [5] Claudio L. Cesar, Dale G. Fried, Thomas C. Killian, Adam D. Polcyn, Jon C. Sandberg, Ite A. Yu, Thomas J. Greytak, and Daniel Kleppner, Two-Photon Spectroscopy of Trapped Atomic Hydrogen, *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77, 255.
- [6] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science*, 1995, 269, 198; K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms, *Phys. Rev. Lett.* 1995, 75, 3969; C. C. Bardley, C. A. Sackett, J. J. Tollett and R. G. Hulet, Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75, 1687.
- [7] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78, 582; M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle, Observation of Interference between Two Bose, *Science*, 1997, 275, 637.
- [8] S. Charles Doret, Colin B. Connolly, Wolfgang Ketterle, and John M. Doyle, Buffer-Gas Cooled Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103, 103005.
- [9] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science*, 1995, 269, 198.
- [10] C. C. Bradley, C. A. Sackett and R G Hulet, Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78, 985.

- [11] U Ernst, A. Marte, F. Schreck, J. Schuster and G. Rempe, Bose-Einstein Condensation in a Pure Ioffe-Pritchard Field Configuration, *Europhys. Lett.*, 1998, 41, 1.
- [12] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms, *Phys. Rev. Lett.* 1995, 75, 3969;
- [13] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hänsch, Bose-Einstein Condensation in a Quadrupole-Ioffe-configuration Trap, *Phys. Rev. A*, 1998, 58, R2664.
- [14] D. Xiong, H. Chen, P. Wang, X. Yu, F. Gao, and J. Zhang, Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap, *Chin. Phys. Lett.*, 2008, 25, 843.
- [15] 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” *物理学报*, 2008, 57, 4840.
- [16] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn, *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi* (IOS Press, Amsterdam, 1999), pp. 67C176.
- [17] The performance can be obtained from DELTA ELEK-TRONIK BV, www.DeltaPowerSupplies.com
- [18] Florian SCHRECK, *Mixtures Of Ultracold Gases: Fermi Sea and Bose-Einstein Condensate Of Lithium Isotopes*, PhD Thesis, The Université Paris VI, 2002.
- [19] 陈帅, ^{87}Rb 原子玻色-爱因斯坦凝聚的实验研究, 博士论文, 北京大学, 2004.
- [20] CHEN Shuai, ZHOU Xiao-Ji, YANG Fan, XIA Lin, WANG Yi-Qiu, CHEN Xu-Zong, Optimization of the Loading Process of the QUIC Magnetic Trap for the Experiment of Bose-Einstein Condensation, *Chin. Phys. Lett.*, 2004, 21, 2227.
- [21] E. G. M. van Kempen¹, S. J. J. M. F. Kokkelmans D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar, Interisotope Determination of Ultracold Rubidium Interactions from Three High-Precision Experiments, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, 093201.
- [22] Francesca Ferlaino, Chiara D’Errico, Giacomo Roati, Matteo Zaccanti, Massimo Inguscio, and Giovanni Modugno, Feshbach Spectroscopy of a K-Rb Atomic Mixture Feshbach Spectroscopy of a K-Rb Atomic Mixture, *Phys. Rev. A*, 2006, 73, 040702.
- [23] 王鹏军,熊德智,陈海霞,张靖,原子吸收成像的二维光学密度分布获得量子简并费米气体参数, *光学学报*, 2010, 30, 893.
- [24] B. Demarco, Quantum Behavior of an Atomic Fermi Gas, PhD thesis, Graduate

school of the university of Colorado, 1996, 233~239.

[25] C. Ospelkaus, Fermi-Bose Mixtures from Mean-field Interactions to Ultracold Chemistry, PhD thesis, Graduate school of the university of Hamburg, 2006, 6~12

第四章 微波蒸发冷却

4.1 概述

至目前为止，蒸发冷却仍然是实现原子气体量子简并的关键技术兼唯一途径。但是，人们却发展了更多的蒸发冷却方式，从最初的单一的射频蒸发^[1,2] 或微波蒸发^[3]到协同冷却^[4] (sympathetic cooling)，还有通过磁场调节原子的散射截面，进行光阱的蒸发^[5]。其中人们最常用的方式是微波蒸发冷却和射频蒸发冷却，这是因为它们具有在蒸发过程中不需要改变势阱深度，仅仅控制辐射场的幅度和频率，就可以控制蒸发冷却的速率的优点。在这一章我们用微波蒸发冷却的方法成功的实现了 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚，并且比较了微波蒸发和射频蒸发所得到的玻色-爱因斯坦凝聚体,分析了他们两者各自的优缺点。这里我们先简单的把射频和微波区分一下。一般定义微波是范围为 300 MHz—300 GHz 的电磁波，射频为 30 MHz—3 GHz 的电磁波（射频没有严格定义）。

在蒸发冷却的时候，如果我们用的是射频信号，原子发生的是自旋态 $|F, m_F=i\rangle$ 和态 $|F, m_F=i-1\rangle$ 之间的跃迁，其中 $-|F-1|\leq i\leq F$ 。其谐振条件是

$$g_F u_B B = \hbar \omega_{RF}, \quad (1)$$

其中， g_F 是朗德因子， B 是磁场强度， ω_{RF} 为射频场的频率。如果用微波信号，原子发生的是态 $|F, m_F=F\rangle$ 和态 $|F-1, m_F=F-1\rangle$ 之间的跃迁，相应的谐振条件为

$$g_F (2m_F - 1) u_B B + \hbar \omega_{hf} = \hbar \omega_{MW}。 \quad (2)$$

ω_{hf} 是精细分裂， ω_{MW} 是微波场的频率。对于 ^{87}Rb 原子，我们用的微波信号为 6.8 GHz。

4.2 实验装置

实验运行的基础是前面已经做了详细介绍的两级磁光阱和 QUIC 阱，我们不再赘述。这里，我们主要把蒸发冷却用的微波蒸发系统做一个详细介绍。微波蒸发系统主要包括微波信号源，微波信号功率放大器，矩形波导等，见下图（图 4.1）。

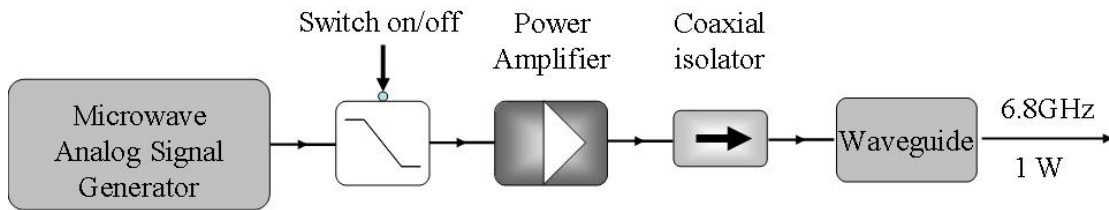


图 4.1 微波蒸发系统的实验装置原理图

微波信号源是由 Agilent 公司生产的微波模拟信号发生器，型号为 Agilent 5183 MXG。它可以产生的微波信号的幅度为-20 dBm 到 15 dBm，频率范围为 100 KHz 到 20 GHz，频率分辨率为 0.01 Hz。在我们的实验中，它是通过 GPIB 接口和计算机进行通讯的。为了保证微波信号和程序的同步，我们采用外部触发模式控制它的输出。然后，微波信号先经过开关（minicircuits ZFSWA-1-20），再经过功率放大器（Minicircuit ZVE-8G+,2-8GHz）放大功率，最后由矩形波导（HD-70WAL150, Vector Telecom）作为天线输出。为了防止微波信号耦合返回到功率放大器中，我们在功率放大器之后加了隔离器(H13-1FFF, Aerotek)。所有的信号的传输都采用 minicircuits 的同轴电缆（CBL-4FT-SMSM+）。信号从同轴电缆传输到矩形波导需要加一个波导同轴转换器(HD-70WSMAK, Vector Telecom)才可以有效地完成。由于矩形波导发出的电磁波的磁场方向平行于波导口的长边，所以，要求放置矩形波导时，让波导口的长边垂直于 QUIC 阱的轴向，如图 4.2 所示。在我们实验中，波导口与原子团中心的位置约为 15 cm。

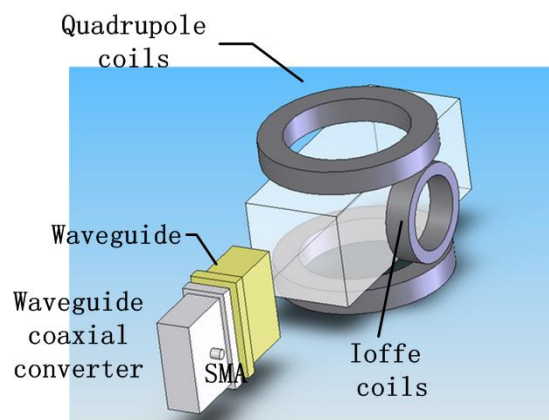


图 4.2 微波蒸发冷却实验装置的一个示意图。包括玻璃 cell、QUIC 线圈、波导。同时，显示了他们之间的空间相对位置。

4.3 实验过程

实验的初始阶段，包括两极磁光阱的俘获，偏振梯度冷却，QUIC 阱的装载，与第三章介绍的实验过程相同。总之， ^{87}Rb 原子从一级真空气室被俘获 (MOT1)，然后被推送到超高真空气室进行二级磁光阱的俘获 (MOT2)；接着，我们将冷却光的失谐从 -15 MHz 调节到 -30 MHz，同时对磁光阱中 ^{87}Rb 原子进行压缩，使原子云尺寸尽量与四极磁阱匹配以减少原子云在向四极磁阱转移过程中的加热效应。随后，将冷却光的失谐从 -30 MHz 加大到 -45 MHz，关闭磁场，进行 3 ms 的偏振梯度冷却。然后，迅速打开四极阱，10 ms 内磁场梯度上升到 100 Gs/cm，以确保较多地原子装载到四极阱中。随后进行 600 ms 的磁阱压缩，接着打开 Ioffe 电流，并缓慢增大。当 Ioffe 电流和四极电流相等的时候，完成了原子从四极阱向 QUIC 阱的转移。

QUIC 阱装载完成后，我们开始对 QUIC 阱中的原子进行蒸发冷却。在第三章，蒸发冷却是用射频信号实现的。现在，我们是用 6.8 GHz 的微波信号实现 ^{87}Rb 原子的蒸发冷却。在微波蒸发冷却中，微波信号将处于 $|2, 2\rangle$ 态 (低场趋近态) 的 ^{87}Rb 原子跃迁到 $|1, 1\rangle$ 态 (高场趋近态)。整个蒸发过程历时 37.4 s，微波信号从初始频率值 6.9 GHz 扫描到最终频率值 6.8372 GHz。在蒸发过程中微波频率的变化采用的是多段线性直线扫描方式，如下图 (图 4.3)。

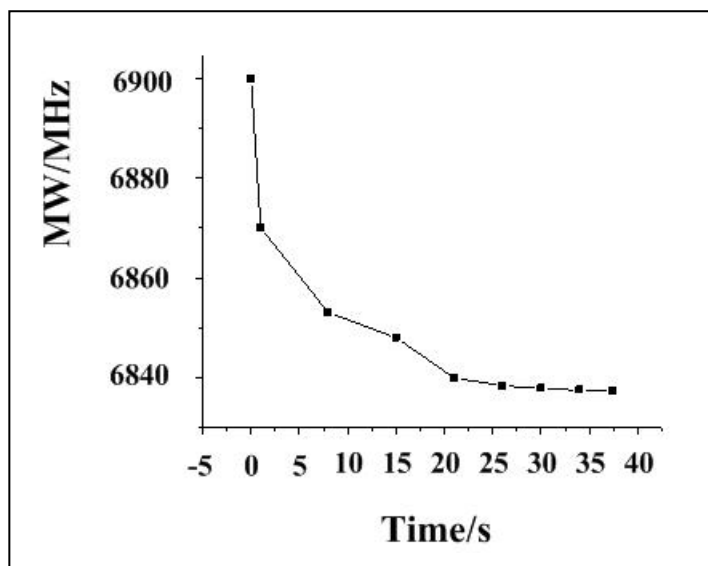


图 4.3 微波蒸发过程中微波信号的频率随时间的变化关系。

为了证明蒸发过程的有效性，我们给出了是微波蒸发过程中 ^{87}Rb 原子在不同截

至频率处的吸收成像（图 4.4）。

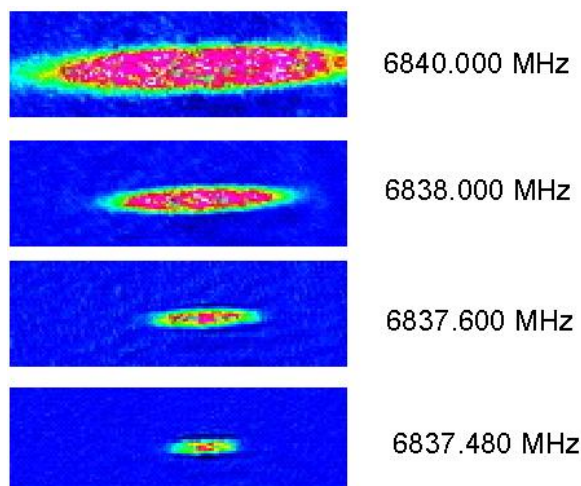


图 4.4 微波蒸发冷却过程中，微波信号截止在不同频率处的 ^{87}Rb 原子的吸收成像图片。

4.4 实验结果和分析

经过不断的优化微波的功率和频率，我们发现在微波蒸发冷却的最后阶段，很难得到纯的凝聚体。最终，在截至频率为 6.8372 GHz 处我们得到了 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚，尽管在原子团中仍然有热原子的存在；总的原子数目为 2.03×10^5 ，其中凝聚体的数目为 1.03×10^5 。但是在相同的初始条件下，射频蒸发冷却在截至频率为 0.998 MHz 处，却可以得到纯的凝聚体的数目为 3.0×10^5 。图 4.5 给出微波蒸发冷却和射频蒸发冷却最终得到玻色-爱因斯坦凝聚体的情况。图 4.5 (A) 是射频蒸发的情况，自由飞行时间为 25 ms；图 4.5 (B) 是微波蒸发的情况，自由飞行时间为 30 ms。图 4.5 (C), (D) 是和 4.5 (A), (B) 相对应的沿垂直方向的光学厚度积分。

在我们的实验中，为什么射频蒸发冷却比微波蒸发冷却的效果好呢？我们分析可能是由于不同蒸发原理导致的。下图（图 4.6）给出了实验中用到的 ^{87}Rb 射频蒸发冷却和微波蒸发冷却的能级图。射频蒸发冷却的过程是由射频信号导致的一系列塞曼子能级之间的跃迁，使得 ^{87}Rb 原子从低场趋近态转变为高场趋近态。我们应该注意到由于在低磁场的情况下，不同塞曼子能级之间的宽度近似相等，并且由于射频功率加宽效应， ^{87}Rb 原子在不同子能级之间的跃迁认为是同时发生的，没有中间态的存在，即很少原子会滞留在 $|2, 1\rangle$ 态。而微波蒸发冷却是微波信号诱导原子从

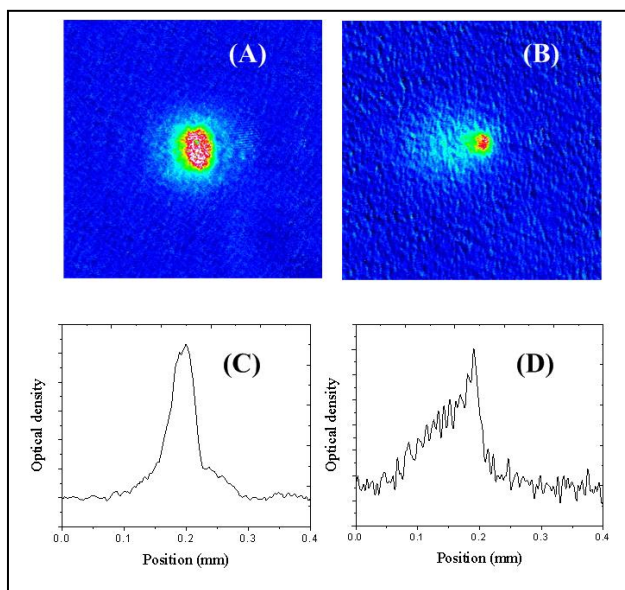


图 4.5 相同初始条件下微波蒸发得到 BEC 和射频蒸发获得的 BEC 的比较。(A) 图是射频蒸发冷却获得的 BEC 在飞行 25ms 后的两维吸收成像。(B) 图是微波蒸发冷却获得的 BEC 在飞行 30ms 后的吸收成像。(C) 和 (D) 图是分别是与 (A) 和 (B) 图对应的沿垂直方向的积分光学厚度。

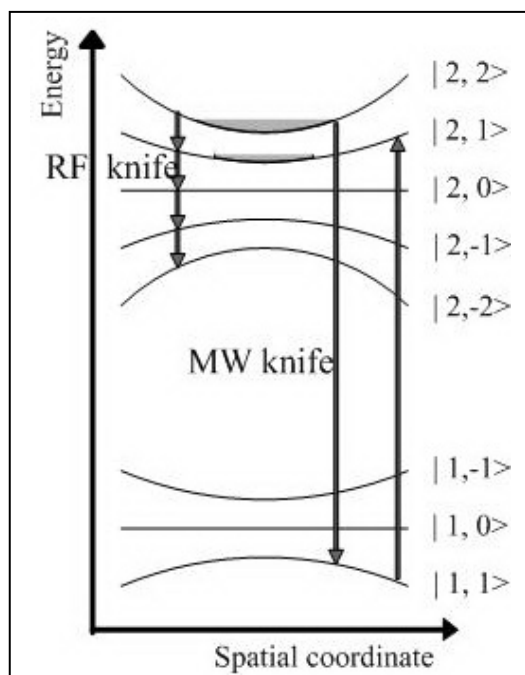


图 4.6 射频和微波蒸发原理

$|2,2\rangle$ 态跃迁到 $|1,1\rangle$ 态。由于 $|1,1\rangle$ 是高场趋近态，处于这个态的原子会向磁阱外逃逸。此时，这里会发生一个重要的过程，即处于 $|1,1\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子在向磁阱外运动的过程中，有一定的几率跃迁到 $|2,1\rangle$ 态^[6,7]。这样我们就可以解释为什么在图 4.5 (B), (D) 中热原子处于凝聚体的一边。这是由于我们关闭磁场时，四极磁场和 Ioffe 磁场的关断时间不同步引起的。正是由于在微波蒸发冷却的最后，原子团中存在大量地处于 $|2,1\rangle$ 态的热原子，使得我们微波蒸发冷却的效果不好，且得不到纯 ^{87}Rb 凝聚体。这个问题我们可以通过在蒸发冷却的时候，再增加一个微波信号来解决，它的频率固定在 $|2,1\rangle$ 态和 $|1,0\rangle$ 态。

为了验证微波蒸发冷却的原子团中，有大量的 ^{87}Rb 原子处于 $|2,1\rangle$ 态，我们利用 Stern-Gerlach 效应把不同自旋态的原子进行分离，见图 4.7。图左边的原子处于 $|2,2\rangle$ 态，右边的原子处于 $|2,1\rangle$ 态。图 4.7 (A) 是射频蒸发的情况，可以看见几乎所有的原子都处于 $|2,2\rangle$ 态，只有极少数的原子处于 $|2,1\rangle$ 态。但是，微波蒸发后 $|2,1\rangle$ 态的原子几乎占了一半，如图 4.7(B)。

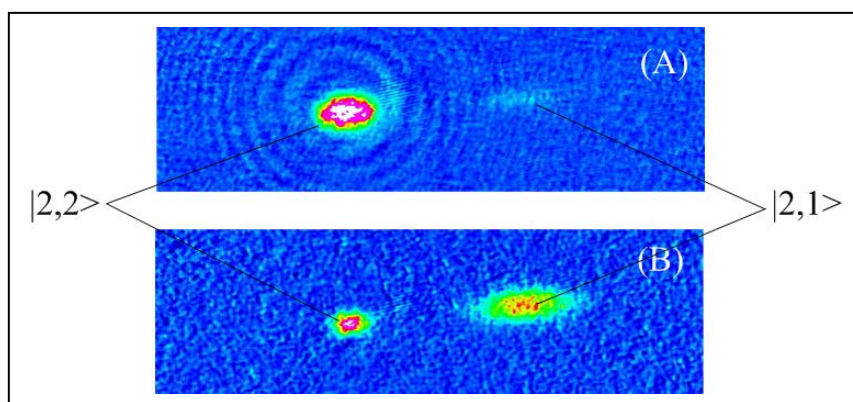


图 4.7 ^{87}Rb 原子的凝聚体的 $|2, 2\rangle$ 态和 $|2, 1\rangle$ 态的分离。
(A) 图是射频蒸发后的情况，(B) 是微波蒸发的情况。

4.5 小结

通过微波蒸发冷却，我们成功的实现了 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚，尽管有大量 $|2,1\rangle$ 态原子的存在。通过对射频蒸发冷却和微波蒸发冷却的比较，我们认为在我们实现 ^{87}Rb - ^{40}K 混合气体量子简并的时候，射频蒸发冷却是比较好的选择。因为处于塞曼子能级 $|2,1\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子会与 ^{40}K 发生非弹性碰撞，影响 ^{40}K 量子简并的形成。

但是微波蒸发有着射频蒸发所不具备的优点，比如由于不同的原子超精细分裂相差较大，使得微波蒸发冷却能够很好的有选择的（species-selective）进行对不同原子进行蒸发而避免其它种类的原子损失^[8]。事实上，微波蒸发和射频蒸发的最大区别是射频蒸发是各态历经的，即射频场同时使超精细态的所有塞曼子能级上的原子发生跃迁；而微波场是有选择的塞曼子能级跃迁。

参考文献

- [1] M. H. Anderson , J. R. Ensher , M. R. Matthews , C. E. Wieman and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science*, 1995, 269, 198.
- [2] K. B. Davis , M. O. Mewes , M. R. Andrews , N. J. van Druten , D. S. Durfee , D. M. Kurn and W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75, 3969.
- [3] C. C. Bardley, C. A. Sacket, J. J. Tollett and R. G. Hulet, Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75, 1687.
- [4] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, C. E. Wieman, Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78, 586.
- [5] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Bose-Einstein condensation of cesium, *Science*, 2003, 299, 232.
- [6] M. Hass, V. Leung, D. Frese, D. Haubrich, S. John, C. Weber, A. Rauschenbeutel and A. Meschede, Species-selective Microwave Cooling of a Mixture of Rubidium and Caesium Atoms, *New J. Phys.*, 2007, 9, 147.
- [7] C. Silber, S. GÄunther, C. Marzok , B. Deh, Ph. W. Courteille and C. Zimmermann, Quantum-Degenerate Mixture of Fermionic Lithium and Bosonic Rubidium Gases, *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95, 170408.
- [8] D. Ciampini, E. Courtade, C. Sias, G. Cossart, G. Carelli, F. Mango , O. Morsch and E. Arimondo, Manipulation of Ultracold Atomic Mixtures Using Microwave Techniques, *Opt. Commun.*, 2006, 257, 340.

第五章 QUIC 阱中超冷原子输运和不同自旋态原子的分离

5.1 概述

在目前的实验中，冷原子的输运和位置的精确控制显得越来越重要，例如，原子在两级磁光阱中的转移^[1,2,3]；为了量子计算把原子装载到腔里^[4]；在存在光晶格的情况下，观测简谐势阱中凝聚体的偶极振荡^[5]；构建用于精密测量的干涉仪^[6]。因此，人们相继研究了多种方法将超冷原子进行远距离的输运，包括，移动的偶极力阱^[7]，一维光晶格输运^[8]，微势阱的装载^[9,10]，磁场输运^[11]等。

在用来产生玻色-爱因斯坦凝聚体的磁阱中，QUIC 阱^[12]由于结构简单、功耗低而被广泛的应用。但是，QUIC 阱由于其自身结构的特征（由一对反向亥姆赫兹线圈和一个轴向垂直于四极轴线的 Ioffe 线圈构成），形成凝聚体的原子离 Ioffe 线圈非常近。这样原子就处于离超高真空玻璃气室中心比较远的地方，不利于随后的实验中光的介入。而在随后的实验中，例如，三维光晶格中玻色-爱因斯坦凝聚体自旋动力学的研究、利用 Feshbach 共振技术对原子的操控^[13]等，都需要将原子样品输运到超高真空玻璃气室中心。

在 QUIC 阱中，通过采用减小四极电流同时保持 Ioffe 电流不变的方式，玻色-爱因斯坦凝聚体的输运，可以被成功地实现^[11,14,15]。本章中，我们通过吸收成像法直接观测了 ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体从 QUIC 阱的初始位置向超高真空玻璃气室中心移动的轨迹。考虑到重力效应，我们在添加补偿重力磁场的情况下，成功地将原子转移到了玻璃气室的中心。另外，我们在不加补偿重力磁场的情况下也进行了原子的转移。发现由于重力效应和 QUIC 阱的特征，原子在转移过程中，存在一个拐点，越过拐点后原子由于在重力和磁场力的作用下不能找到平衡点，不再向玻璃气室中心移动，而是向下和 Ioffe 线圈方向迅速滑去，并不能够被转移到玻璃气室的中心。对于 $F=2$ 态的基态原子， $|2, 2\rangle$ 和 $|2, 1\rangle$ 态是低场趋近态，可以被磁囚禁。但是，不同的自旋态的原子在磁阱中感受的磁阱频率不同，这会导致 $|2, 2\rangle$ 和 $|2, 1\rangle$ 态的原子在转移过程中表现出不同的轨迹和拐点。这个效应可以用于磁阱中不同自旋态的分离。这种分离自旋态的方法不需要我们增加附加的偏置磁场以产生梯度磁场

[16,17], 并且分离后不同自旋态原子的空间位置会有一个较大的空间距离。我们在实验中观测了 $|2, 2\rangle$ 和 $|2, 1\rangle$ 态的分离, 得到的在水平方向上的最大空间距离为 1.624 mm。而且分离后的两种自旋态的原子仍然在磁阱中, 这或许对我们将来进一步研究自旋态的实验有用。

5.2 实验装置

实验装置的核心部分 QUIC 阱, 一种简单的 Ioffe-Pritchard 阱, 在第三章已经作了详细的介绍。我们在原来线圈的基础上新添加了一个补偿重力的线圈, 它被放置在超高真空玻璃气室的上方, 下表面与四极上线圈的下表面持平, 见图 5.1。整个线圈有 96 圈, 所用的漆包线直径为 1 mm。探测原子的探测光从四极中心孔穿过。

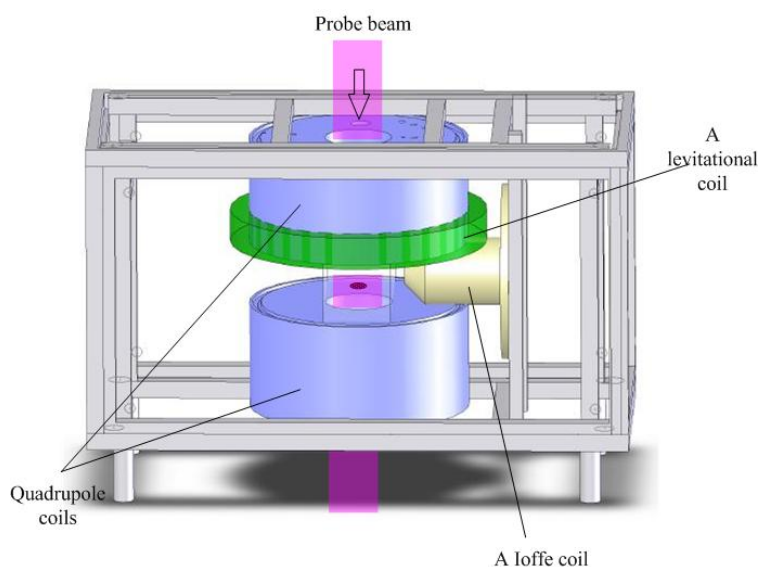


图 5.1 带有补偿重力的磁场线圈的 QUIC 阱的实验装置

5.3 QUIC 阱中超冷原子输运

在经过长达 43.8 s 的射频蒸发冷却之后, QUIC 阱中的 ^{87}Rb 原子形成了玻色-爱因斯坦凝聚。此时, QUIC 线圈的电流为 32 A, 然后我们开始原子的输运。整个原子输运过程是通过控制通过四极线圈和 Ioffe 线圈中的电流来实现的。具体方法是降低四极电流而保持 Ioffe 电流不变。电流变化曲线见图 5.2。当四极电流从 32 A

缓慢降到 10.2 A 的时候，原子被成功的转移到玻璃气室中心，此时补偿重力的磁场

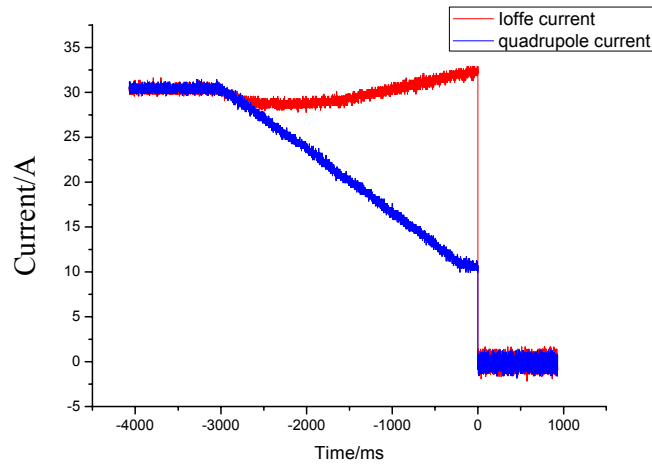


图 5.2 原子从 QUIC 阱的初始位置向玻璃 cell 中心转移的过程中，四极电流和 Ioffe 电流随时间的变化关系。

线圈的电流被加到 1.5 A。为了避免超冷原子被加热，整个原子的输运过程经历了 3s 的时间，做到尽可能的绝热。原子输运的总距离大约为 12 mm，而我们 CCD 成像的空间范围约为 $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ ，所以我们原子每次移动的距离应小于 4 mm，如下图（图 5.3）。具体操作步骤是：(1) 我们先把 QUIC 阱中的凝聚体成像，调节成像光路，使

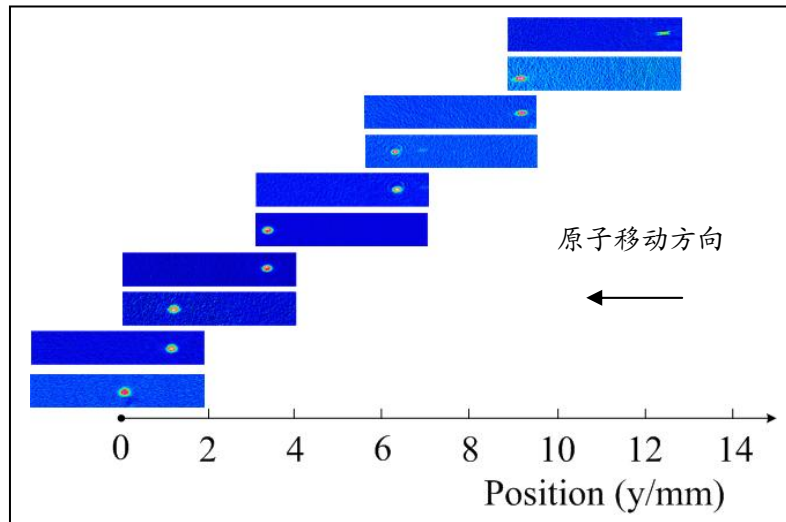


图 5.3 磁阱中的 BEC 移动过程中的吸收成像（1ms 飞行时间）。

原子位于图像的最右端；(2) 降低四极电流，移动原子使其向玻璃气室运动，此时四极电流降低的不能太多，仅仅使阱的原子运动到图像的最左侧即可，我们从图像上

读出原子移动的距离；(3) 重复上一步的成像，但是改动成像光路，使原子位于图像的最右侧，读出原子的位置，作为下次原子移动的初始位置。注意这一步，原子的空间位置并没有移动，仅仅是成像光路作了改变。(4) 重复二步和三步，直到原子移到玻璃气室的中心。最终，经过精心调节磁场电流，原子被转移到玻璃气室中心位置的控制精度达在 150 μm 之内。

5.4 不同自旋态原子的分离

5.4.1 没有补偿重力磁场下的凝聚体的运动轨迹

在不加补偿重力的磁场的情况下，我们也观测了 $|2, 2\rangle$ 态原子凝聚体运动的轨迹。如图 5.4，在 yz 平面内凝聚体在 QUIC 阱的初始位置为 (12 mm, 0 mm)。然后，逐

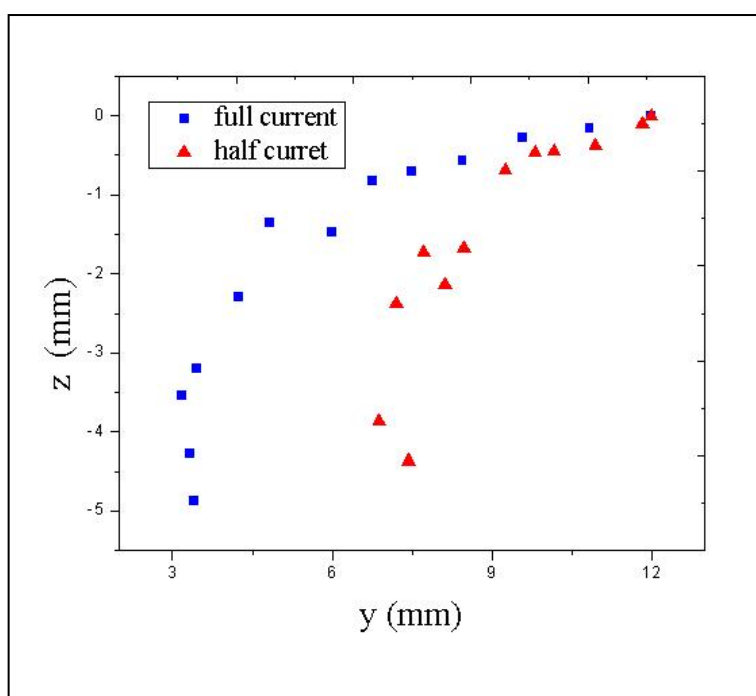


图 5.4 在没有补偿重力磁场的情况下，我们降低四极电流同时保持 Ioffe 电流不变，磁阱中的原子的运动轨迹。方形的点代表 QUIC 电流为 32A 的情况，三角形的点代表 QUIC 电流为 16A 情况。

渐降低四极电流，凝聚体缓慢向玻璃真空气室中心移动。但同时我们也发现，凝聚体在向真空气室移动的过程中，在竖直方向上也逐渐偏离 Ioffe 的轴线。刚开始，由于 QUIC 阱的径向频率比较大，偏离并不明显，但随着四极电流的降低，QUIC 阱的径向频率越来越小，偏离越来越严重。紧接着，凝聚体在 y 方向上不再向玻璃气室

中心移动，位置基本保持不变，而在 z 方向继续向下偏离，此时原子凝聚体处于拐点处。然后我们继续降低四极电流，凝聚体向下和 Ioffe 方向迅速滑落。其中，方形的小点的运动轨迹的初始条件为 QUIC 阱的电流是 32 A，三角形小点的运动轨迹的初始条件为 QUIC 阱的电流是 16 A。由于，原子在磁阱中的受力与自旋磁矩成正比，所以三角形小点的运动轨迹可以看作是 $|2, 1\rangle$ 态的 ⁸⁷Rb 原子在 QUIC 阱的电流是 32 A 的情况下的运动轨迹。也就是说图 5.4 给出的是 $|2, 2\rangle$ 态和 $|2, 1\rangle$ 态的 ⁸⁷Rb 原子在 QUIC 阱的电流是 32 A 的情况下的空间位置分离的轨迹。

原子凝聚体的运动轨迹的测量是通过吸收成像法完成的。从图 5.1 我们得知，探测光的方向与 z 轴方向平行。这样，我们就可以从 CCD 成像上直接读出原子凝聚体在 y 方向上移动的距离，如图 5.3。而 z 方向原子运动距离，我们无法在 CCD 成像上直接读出，所以我们采用了自由落体法来测量。由于，原子与玻璃气室的玻璃壁接触后，我们在 CCD 上将不再有吸收成像信号，而我们探测原子时用的是飞行时间吸收成像法，所以我们只要测出原子与玻璃气室接触时已经飞行的时间，就可以利用公式 $S=gt^2/2$ 计算出原子在 z 方向的初始位置，即在磁阱中的位置。其中， g 为重力加速度。

5.4.2 数值计算和解释

我们用 MATLAB 对原子在 QUIC 阱中的输运过程进行了数值模拟。图 5.5 是数值模拟的结果，它给出了在输运过程中， $|2, 2\rangle$ 态 ⁸⁷Rb 原子凝聚体在磁场中的受力情况。图 5.5 (A), (B), (C) 和 (D) 分别是只考虑磁场力的情况下，Ioffe 电流为 32 A, 四极电流为 32, 24, 16 和 13.5 A 的情况。很明显，原子会一直处于 Ioffe 的轴线上，不会向下滑落。而图 5.5 (a), (b), (c) 和 (d) 是相对应的考虑重力和磁场力的合力的情况，说明原子在输运的过程中，在水平方向上位置会滞后于磁场的移动，而且在竖直方向上会偏离 Ioffe 的轴线。当四极电流为 13.5 A 的时候，我们在图 5.5(d) 上发现找不到重力和磁场力的平衡点，也就是说，原子会向下和 Ioffe 方向滑掉。

我们数值模拟的原理基于文献[15]给出的公式。对于一个半径为 R 的圆形的线圈，假定线圈所处的平面与 xy 平面平行，且圆心的位置坐标为 $(x,y,z)=(0,0,D)$ 。则在柱坐标系下有

$$B_z = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(R+\rho)^2 + (z-D)^2}} \left[K(k^2) + \frac{R^2 - \rho^2 - (z-D)^2}{(R-\rho)^2 + (z-D)^2} E(k^2) \right], \quad (5.1)$$

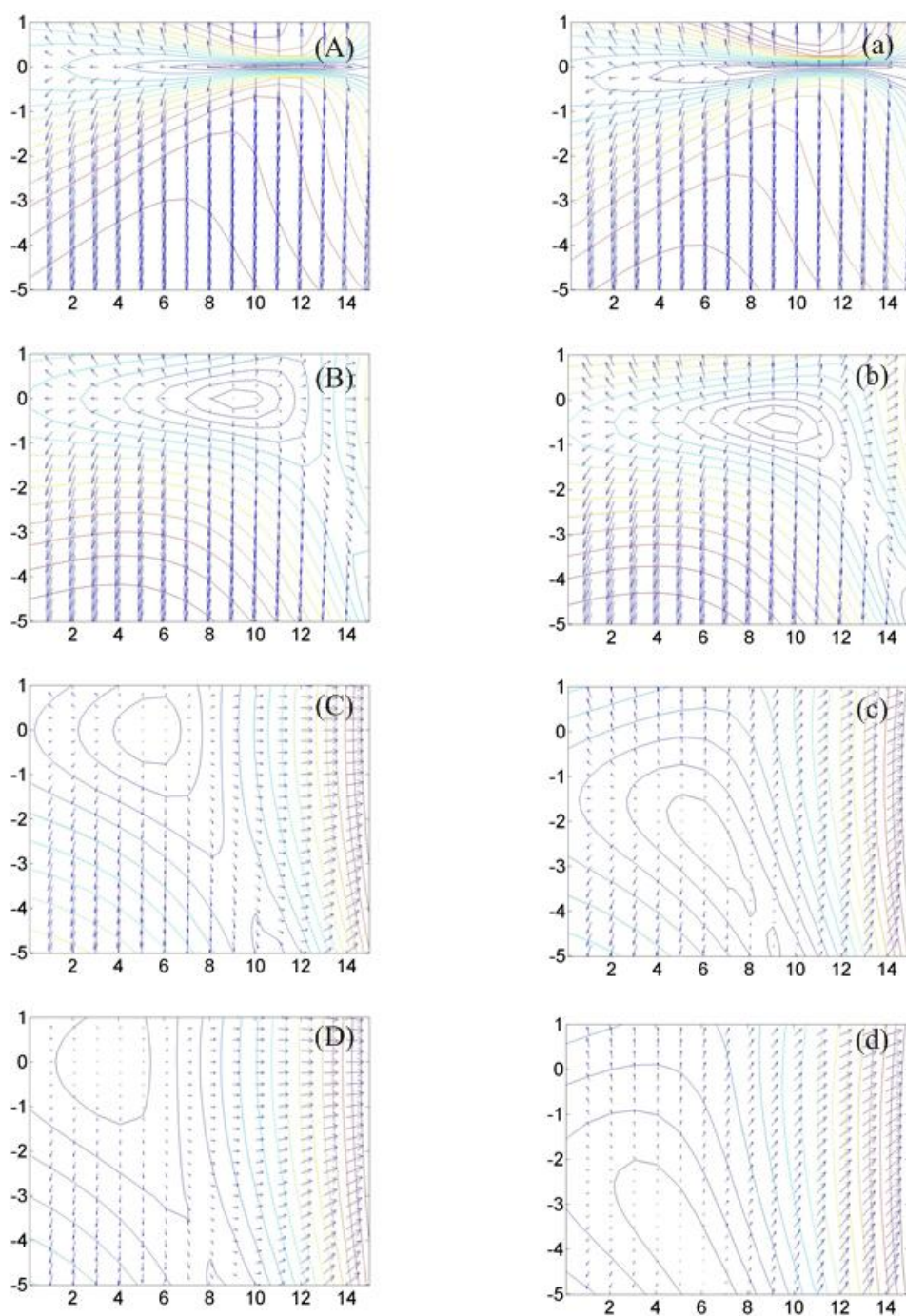


图 5.5 在通过四极线圈的电流降低的过程中，磁场梯度的矢量场（箭头）和等高线（等效于处于 $|2, 2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子在磁阱中的受力场）。（A），(B)，(C)和 (D)图是不考虑重力的情况下，Ioffe 电流为 32A，四极电流分别为 32，24，16 和 13.5A 对应的梯度场；(a)，(b)，(c)和 (d)图是对应于图 (A)，(B)，(C)和 (D)的考虑重力效应的情况。

$$B_\rho = \frac{\mu I}{2\pi \rho} \frac{z-D}{\sqrt{(R+\rho)^2 + (z-D)^2}} \left[-K(k^2) + \frac{R^2 + \rho^2 + (z-D)^2}{(R-\rho)^2 + (z-D)^2} E(k^2) \right], \quad (5.2)$$

其中,

$$k^2 = \frac{4R\rho}{(R+\rho)^2 + (z-D)^2},$$

B_z 表示位置为 (ρ, z) 处的磁感应强度的轴向分量, B_ρ 表示位置为 (ρ, z) 处的磁感应强度的径向分量, $K(k^2)$, $E(k^2)$ 分别是第一类和第二类完全椭圆积分。然后我们用多个线圈磁场叠加的方式模拟我们的 QUIC 阱的磁场。而原子受到的磁场产生的力为

$$F(r) = -g_F m_F \mu_B \nabla B(r), \quad (5.3)$$

其中, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ 。

5.4.3 $|2, 2\rangle$ 和 $|2, 1\rangle$ 态 ⁸⁷Rb 原子的分离

在我们实验中, ⁸⁷Rb 原子被制备到基态自旋态 $|2, 2\rangle$ 态上, 然后利用微波蒸发冷却技术使原子达到玻色-爱因斯坦凝聚^[18]。从第四章, 我们知道微波信号诱导原子发生磁囚禁态 $|2, 2\rangle$ 态到非囚禁态 $|1, 1\rangle$ 态的跃迁, 但是有许多原子随后被抽运到 $|2, 1\rangle$ 态。当原子温度冷却到相变点以后, 几乎一半的原子处于 $|2, 1\rangle$ 态。接着, 我们在没

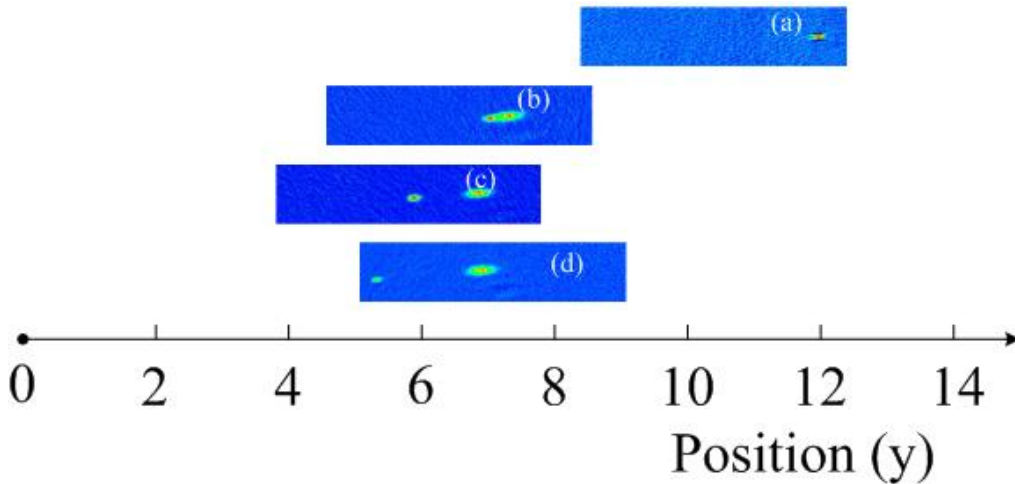


图 5.6 ⁸⁷Rb 原子 $|2, 2\rangle$ 和 $|2, 1\rangle$ 态的分离

有添加补偿重力的磁场的情况下, 进行 ⁸⁷Rb 原子的输运, 见图 5.6。正如我们预期的

估计, ^{87}Rb 原子样品开始向玻璃气室中心移动, 同时发生一个奇妙的现象, 即 ^{87}Rb 原子样品在空间上被分为两部分。它证明了随着我们四极电流的减小, 处于 $|2,2\rangle$ 态和 $|2,1\rangle$ 态的原子发生了空间上的位置分离。它同时也证明了微波蒸发冷却之后, 部分原子处于基态超精细态 $|2,1\rangle$ 态上。当四极电流从 32 A 降到 17.3A 的时候, 在水平方向 (y 方向) 的分离达到最大为 1.624 mm (图 5.6 (d)), 处于 $|2,1\rangle$ 态上的原子到达了它的拐点。此时, 如果我们再把四极电流降低一点, $|2,1\rangle$ 态上的 ^{87}Rb 原子就会从磁场中迅速丢失。图 5.7 给出了处于 $|2,1\rangle$ 态上的 ^{87}Rb 原子在磁场降低到拐点前(图 a) 和拐点后(图 b), 在磁场中等 200 ms 的情况。

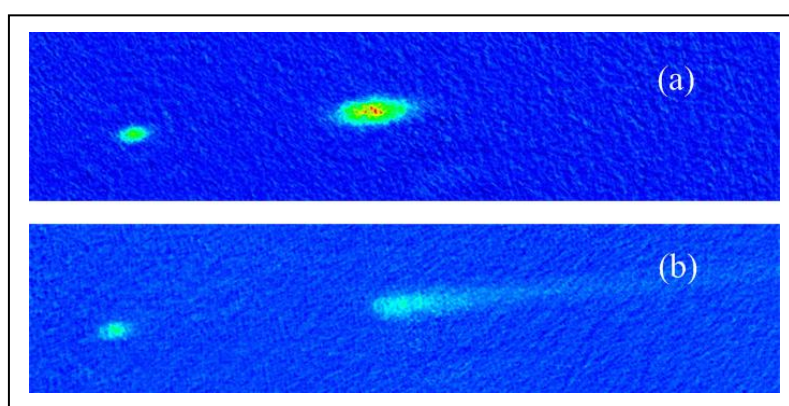


图 5.7 处于 $|2, 1\rangle$ 态 ^{87}Rb 的原子在到达拐点前后的吸收成像。(a) 图是原子在拐点处的情况, (b) 是原子越过拐点的情况。

上述的自旋态分离的过程, 表明这是一种简单而且有效的分离自旋态的方法。它不需要我们附加任何偏置磁场以产生自旋态分离所要求的磁场梯度, 并且, 自旋态分离后的原子仍处在磁场中。而且这种自旋态的分离方法, 可以使不同自旋态的原子之间有一个较大的空间分离。同时, 在自旋态分离的过程中, $|2,2\rangle$ 态上的 ^{87}Rb 原子自动的被提纯。

5.5 小结

我们在实验上直接观测了在添加重力补偿磁场和不加重力补偿磁场的情况下, QUIC阱中输运 ^{87}Rb 原子的轨迹。对于不加重力补偿磁场的情况, 由于重力的影响, 在原子向玻璃气室运动的过程中, 原子的移动会滞后于磁场最小点的移动, 且存在一

个拐点。利用这个效应，我们有效的分离了不同自旋态的 ^{87}Rb 原子。相比其它的自旋态的分离方法，我们不需要附加偏置线圈去产生分离自旋态的磁场梯度，且分离后的原子仍然处于磁场中。当我们在转移过程中，通过添加补偿磁场的方式补偿了重力引起的原子的位置的向下偏移，成功的把原子从QUIC阱的初始位置转移到了玻璃气室中心，这为我们后续的工作，比如光阱的玻色-爱因斯坦凝聚等工作奠定了基础。

参考文献

- [1] W. Wohlleben, F. Chevy, K. Madison, and J. Dalibard, An Atom Faucet, *Eur. Phys. J. D*, 2001, 15, 237.
- [2] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Low-velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap, *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77, 3331.
- [3] J. Arlt, O. Maragò, S. Webster, S. Hopkins, and C. J. Foot, A Pyramidal Magneto-optical Trap as a Source of Slow Atoms, *Opt. Commun.*, 1998, 157, 303.
- [4] A. B. Mundt, A. Kreuter, C. Becher, D. Leibfried, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, Coupling a Single Atomic Quantum Bit to a High Finesse Optical Cavity, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89, 103001.
- [5] L. Fallani, C. Fort, J. E. Lye, and M. Inguscio, Bose-Einstein Condensate in an Optical Lattice with Tunable Spacing: Transport and Static Properties, *Opt. Express*, 2005, 13, 4303.
- [6] T. Schumm, S. Hofferberth, L. M. Andersson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer, and P. Krüger, Matter-wave Interferometry in a Double Well on an Atom Chip, *Nature Physics*, 2005, 1, 57.
- [7] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, 020401
- [8] S. Schmid, G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, and J. H. Denschlag, Long Distance Transport of Ultracold Atoms Using a 1D Optical lattice, *New J. Phys.*, 2006, 8, 159.
- [9] R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag, and C. Henkel, Microscopic Atom Optics: From Wires to an Atom Chip, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 2002, 48, 263-356
- [10] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann, Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87, 230401.
- [11] C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, J. Will, St. Falke, W. Ertmer, and J. Arlt, Transport of a Quantum Degenerate Heteronuclear Bose-Fermi Mixture in a Harmonic Trap, *Eur. Phys. J. D*, 2008, 48, 121-126.
- [12] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hänsch, Magnetostatic Trapping Fields for Natural

Atoms, Phys. Rev. A, 1998, 58, R2664-R2267.

[13] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, Experiments and Theory in Cold and Ultracold Collisions, Rev. Mod. Phys., 1999, 71, 1-85.

[14] T. P. Meyrath, Experiments with Bose-Einstein Condensation in an Optical Box, PhD Thesis, The University of Texas, 2005.

[15] T. Bergeman, G. Erez, and H. J. Metcalf, Magnetostatic Trapping Fields for Neutral Atoms, Phys. Rev. A, 1987, 35, 1535-1546.

[16] M.-S. Chang, C. D. Hamley, M. D. Barrett, J. A. Sauer, K. M. Fortier, W. Zhang, L. You, and M. S. Chapman, Observation of Spinor Dynamics in Optically Trapped ^{87}Rb Bose-Einstein Condensates, Phys. Rev. Lett., 2004, 92, 140403

[17] X. Ma, S. Chen, F. Yang, L. Xia, X. Zhou, Y. Wang, and X. Chen, Observation of $F=2$ Spinor Bose-Einstein Condensation in a Magnetic Field, Chin. Phys. Lett., 2005, 22, 1106.

[18] D. Xiong, P. Wang, Z. Fu, and J. Zhang, Evaporative Cooling Rubidium Atoms with Microwave Radiation, Chin. Opt. Lett., 2010, 8, 351.

第六章 光阱中的玻色-爱因斯坦凝聚的实现

6.1 概述

自从激光冷却和囚禁技术发展以来，物理领域的超低能区域逐渐进入人们实验的范围。接踵而来的中性原子囚禁技术成为可能，因为用于中性原子囚禁的机理所产生的囚禁机制要求样品的温度达到毫开量级，激光冷却的超冷气体满足了这个要求。有三种相互作用可以实现中性原子的囚禁^[1,2]，分别是散射力（scattering or dissipative），色散力（dispersive）和磁偶极力。由其形成的三种势阱分别为光辐射压力阱（Radiation-pressure traps），光学偶极力阱（Optical dipole traps）和磁阱（Magnetic traps），他们分别各自有其自身的特性和优点。

光辐射压力阱的典型深度为几个开尔文，它甚至可以从热原子气室中俘获和积累原子。原子在阱中可以被冷却到几十微开。它能获得的原子的温度和密度受光子反冲极限以及自发辐射压（radiation trapping）限制。

光学偶极力阱是由于光场诱导原子产生的偶极矩与光场的相互作用产生的（光在原子中折射），典型深度是毫开以下。用于产生光学偶极力阱的激光通常都是远失谐光，所以光激发原子的几率非常低。由于其灵活性，人们可以利用其构造不同几何形状的势阱，例如，三维立方光学晶格。

磁阱是由原子的磁偶极矩和非均匀磁场相互作用产生的，是理想的守恒势阱，典型深度为100 mK。它被广泛用于蒸发冷却和玻色-爱因斯坦凝聚的实验中。由于其依赖于内部的原子态，所以只能适合少数几种原子的某些态。

历史上，光学偶极力阱在1962年首先被Askar'yan考虑。然后，在1986年，中性原子被成功地囚禁在偶极力阱中^[3]。现在，光学偶极力阱的用途更是被广泛地开发，用于各种冷原子实验中，包括，远距离输运原子^[4]，研究单光子光缔合铯二聚物^[5]，利用光晶格研究超流到绝缘位相的转变^[6-10]等。

本章旨在搭建一套产生远失谐交叉偶极力阱的实验装置，并在交叉偶极力阱中实现⁸⁷Rb玻色-爱因斯坦凝聚。在光学偶极力阱中实现玻色-爱因斯坦凝聚，在国际上已经被许多实验小组完成。实现光阱玻色-爱因斯坦的原子主要集中在碱金属原子

[11-14], 铯原子^[15]和碱土金属原子^[16]上。

6.2 实验装置

我们用来产生交叉偶极力阱的激光波长是1064 nm,它是由一台最大功率为15 W 固体激光器 (MOPA 15 NE, InnoLight Technology, Ltd.) 产生的。激光线宽为100 KHz。偶极力阱的具体的光路设置见图6.1。

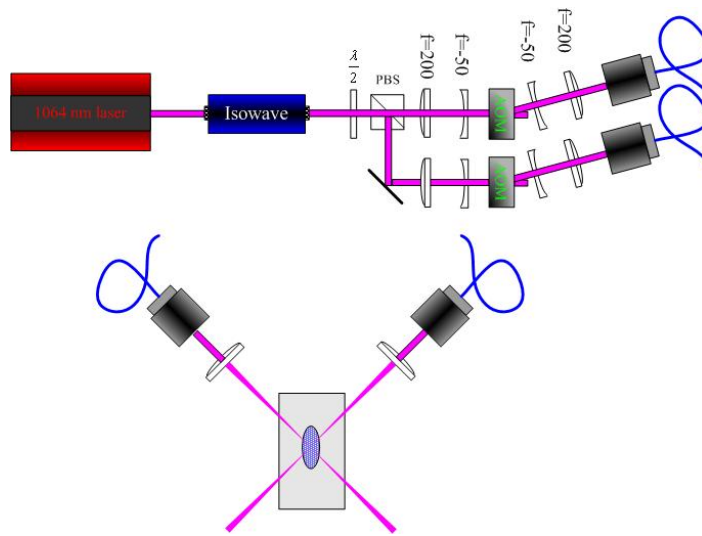


图 6.1 交叉偶极力阱的光路设置

1064 nm的激光从激光器输出,先经过一个隔离器,然后由偏振分束棱镜分为两束后,其中一束光经过声光调制器(AOM)移频-100 MHz,另一束光移频-110 MHz。然后,两束光都耦合到大功率单模保偏光纤(NEW PMJ-3AC, 3AC-1064-6 / 125-3AS-4-1, OZ OPTICS Ltd.)中。从光纤头输出的激光,经过消相差(achromatic)的透镜汇聚,在焦点处交叉且与原子团中心重合。其中AOM的作用有两个:一是控制激光功率,以实现偶极力阱的绝热装载;二是使两束光产生一个10 MHz的频率差,避免两束光在空间上的干涉效应。大功率单模保偏光纤是用来抑制激光远距离传输时,由AOM的指向性的抖动引起的光线空间位置上的抖动。消相差透镜的选取是为了保证光束会聚时有较好的光斑质量。

6.3 偶极力阱的腰斑

实验时，我们需要测量光束的腰斑。通常我们采用的是刀片法。下面是对刀片法测量腰斑的理论分析和实验结果。

沿 z 轴传播的高斯光束的光强分布为

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right], \quad (6.1)$$

其中 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 为半径, P 为光束的总功率, $w(z)$ 是传播线上离腰斑距离为 z 的光斑半径, 且有

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (6.2)$$

w_0 为腰斑, $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ 为瑞利长度。这样我们在 z 点处垂直于传播线放置一刀片 (刀片所在的平面与传播线垂直), 我们移动刀片切割光束时, 被遮挡部分的光功率变化为

$$P(x) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^x dx' e^{-\frac{2(x'^2 + y^2)}{w^2(z)}}. \quad (6.3)$$

又因为

$$\int_{-\infty}^{\infty} dy \exp(-y^2) = \sqrt{\pi}, \quad (6.4)$$

所以

$$P(x) = \frac{P}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}}{w(z)} x\right)\right). \quad (6.5)$$

其中,

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt.$$

对于我们实验我们用的拟合函数是

$$P(x) = \frac{P}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}}{w(z)} (x - x_0)\right)\right). \quad (6.6)$$

图 6.2 是我们实验上一组数据拟合的结果。这样我们连续的测出沿传播方向上的不同位置处的光斑半径。然后，根据公式 6.2，我们可以拟合出光束的腰斑。实验结果如图 6.3。

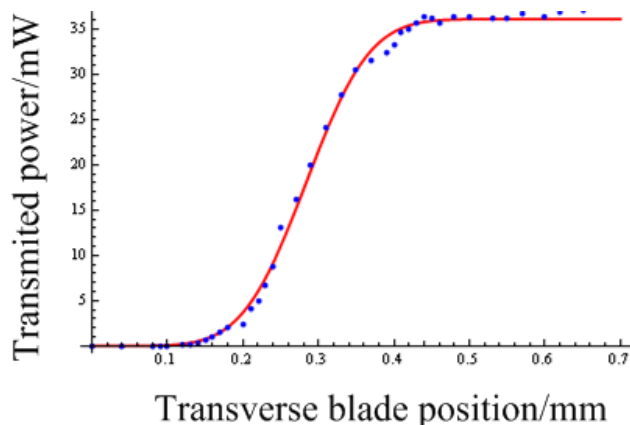


图 6.2 在传播方向 z 点处的光束强度降为 $1/e^2$ 最大强度处的光斑半径的拟合。

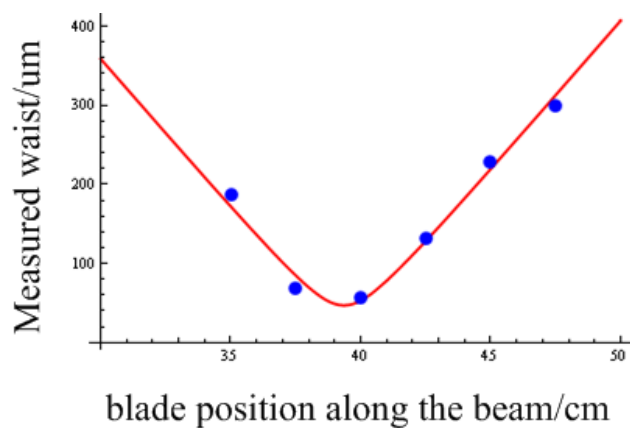


图 6.3 光束腰斑的位置和大小的拟合。

利用上述办法，我们实验中测量并拟合了产生偶极力阱的两束激光的腰斑，分别为 38 μm 和 49 μm 。事实上我们拟合的腰斑和玻璃气室内的激光腰斑会有较大的误差，因为我们的测量没有考虑玻璃壁对光束的影响，也没考虑透镜距离光纤头的位置。

6.4 偶极力阱深和势阱频率的计算

在洛仑兹模型下，谐振频率为 ω_0 的二能级原子，放在光强为 I ，频率为 ω 的激光场中，受到地偶极势^[17]为

$$U_{dip}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(r) \quad (6.7)$$

对于⁸⁷Rb在远失谐偶极力阱中，公式 (6.7) 变为^[18]

$$U_{dip}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{eff}^3} \left(\frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} - \omega} + \frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} + \omega} \right) I(r) \quad (6.8)$$

其中

$$\omega_{eff} = \frac{1}{3}\omega_{D1} + \frac{2}{3}\omega_{D2} \quad (6.9)$$

$$\Gamma_{eff} = \frac{1}{3}\Gamma_{D1} + \frac{2}{3}\Gamma_{D2} \quad (6.10)$$

分别是考虑⁸⁷Rb原子D1线和D2线后的有效谐振频率和有效线宽。这样交叉偶极力阱的偶极势（将偶极光强分布公式6.1考虑在内）为

$$U(x, y, z) = -U_1 e^{-2(x^2+z^2)/w_1^2} - U_2 e^{-2(y^2+z^2)/w_2^2} \quad (6.11)$$

其中，

$$U_{1(2)} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{eff}^3} \frac{2P_{1(2)}}{\pi w_{1(2)}^2} \left(\frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} - \omega} + \frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} + \omega} \right) \quad (6.12)$$

在势阱的底部，我们将公式 6.11 展开得

$$U(x, y, z) = -(U_1 + U_2) + 2\frac{U_1}{w_1^2} x^2 + 2\frac{U_2}{w_2^2} y^2 + 2\left(\frac{U_1}{w_1^2} + \frac{U_2}{w_2^2}\right) z^2 \quad (6.13)$$

因此，当我们两束光的功率都上升到全功率370 mW（38 μm ）和650 mW（49 μm ）时，在 x ， y ， z 轴方向对应地势阱深度分别为26.0 μK ，26.9 μK ，52.9 μK ，有效深度为26.0 μK ，势阱振荡频率为 $\omega_x = 2\pi \times 422 \text{ Hz}$ ， $\omega_y = 2\pi \times 330 \text{ Hz}$ ， $\omega_z = 2\pi \times 536 \text{ Hz}$ 。由于，1064 nm的激光是不可见光，而且光束聚焦后的腰斑的位置很难确定，所以实验上要精确的知道振荡频率需要直接在实验上通过调制势阱深度来观测原子的损失或位置和形状的振荡来测量。

6.5 搭建偶极力阱的一些实验技术

为了将原子装载到偶极力阱并且利用它，我们需要将激光的腰斑变得足够小，且使光束的焦点和原子团的中心重合。又因为一般产生远失谐偶极力阱的激光功率都比较大，一般都在几瓦到几十瓦之间，所以要求我们为其专门设计一些实验装置。大功率激光光路的调节也需要我们更多的注意一些安全问题，相应地也产生了我们要遵守的一些调试规程。

6.5.1 光纤耦合效率

光纤的耦合效率不仅与入射光的光斑形状、大小有关，而且与光线的发散角有关。我们的大功率光纤耦合头的内部装有焦距为 $f = 9 \text{ mm}$ 的消像差透镜。为了提高耦合效率，我们需要，1) 将入射光线的光斑整形，通常尽可能整成圆形；2) 调整光斑的大小及准直光线成平行光（一般情况）。因为我们的 1064 nm 的激光器的光斑质量比较好，所以光斑的整形这里不作详细介绍。光斑的大小和光线准直通常采用由透镜组组成的望远镜系统来实现，透镜的焦距一般采用 150 mm 到 300 mm 之间。下面主要介绍一下我们实验上是如何调节光纤耦合效率的。

参见图 6.1，大功率光纤前用一组焦距为 $f = -50 \text{ mm}$ (L1) 和 $f = 200 \text{ mm}$ (L2) 的透镜组成望远镜系统，透镜相距约 150 mm 。步骤一，我们首先打开激光器，光纤前的功率加到大概 40 mW ，在小功率下粗调。要求，光线从透镜的中心通过，且镜面垂直于传播线，L2 的透镜后面的光线大致做到平行即可。然后调节光纤耦合头的高度，使其中心尽可能和平行光线重合。然后调节反射镜使光纤的耦合效率最大（反射镜光路中没有给出，位置在光纤前，为了便于调节，通常放置两个）。此时光纤耦合效率通常低于 50% 。步骤二，然后我们前后微小移动透镜 L2，重新调节光纤效率，直至效率到 70% 左右。步骤三，加大激光器的输出功率，使得光纤前的功率约 100 mW ，然后重复步骤二。步骤四，重复步骤三。这样多次调节，直至达到我们需要的功率。

我们这样调节的原因是由于最初光纤的耦合效率不高，直接加大激光功率可能会损伤光纤头。又因为我们固体激光器加大功率时，腰斑的位置会有一些变化，所以加大功率时，我们还得稍微调节一下透镜位置。如果是光纤激光器，在小功率下调好后就不需要再动透镜了。另外，上面的调节步骤还可以简化，就是直接把激光器加到我们要求的功率，但用分光棱镜将大部分的光先分出，光纤效率调好后，再

旋转分光棱镜前的 $\lambda/2$ 玻片将功率转回即可。

6.5.2 偶极力阱和原子团中心的重合

偶极力阱是否和原子团中心重合直接影响其装载效率。这里的重合有两层含义，一是两束光的腰斑的重合，一是交叉偶极力阱与原子的重合。原理上很简单，只要我们将偶极力阱两束光的腰斑和磁阱中心重合即可。这里有必要解释一下，我们装载原子到偶极力阱，并非在磁光阱中完成，而是在磁阱（原子在 QUIC 阱中转移后的磁阱中心，见第五章）中装载。如果在磁光阱中装载，只要我们将 1064 nm 的激光和 MOT 光束重合即可，我们需要精细调节的应该只有交叉偶极力阱两束光的重合；而我们在磁阱中装载交叉偶极力阱，除了需要调节交叉偶极力阱两束光的重合，还得考虑偶极力阱与原子团的重合，因为，磁光阱的中心和我们磁阱中心很难完全重合。

在调节时，通常我们先将两束 1064 nm 的激光和磁光阱的光束中心重合。此时我们通过吸收成像观测原子团是否和偶极力阱有重合的地方，一般情况会看不到任何的重合信号（如果有重合部分，原子团会变形）。当然如果有重合信号，那太幸运了，后面的调节你将省去一大堆繁重的工作。可是我们一般没这么幸运，于是我们还得接着认真地寻找光与原子重合信号。此时，我们先调节偶极力阱的一束光，想办法让其通过原子团。具体办法是调节光纤后的透镜，让其上下左右在垂直于光线的平面内移动，透镜是架在三维平移架上的。每次移动的步长为 0.2 mm，因为我们的原子团经过蒸发冷却，飞行 15 ms 后，直径约为 0.4 mm。我们透镜移动的范围，一般是设定在以 MOT 光中心为中心，4 mm×4 mm 的范围内，如果找不到可以继续扩大范围。强调一下，在调节透镜位置前一定要大致估计一下透镜腰斑离透镜的距

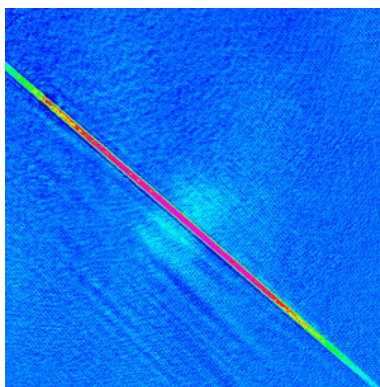


图 6.4 单束光构成的偶极力阱的原子的装载。

离是否与透镜与原子的距离大致相等。

图 6.4 为单束光与原子团重合的一个吸收成像图片，光功率为 2 W，腰斑 38 μm ，飞行时间 1 ms，光阱装载完成后，撤掉磁阱，原子在光阱中等 100 ms。如果调节透镜的上下左右，都不能达到这个效果，说明激光腰斑的前后离原子较远，我们应该调节透镜的前后。

当两束光的每一束都和原子重合后，我们同时打开两束光看交叉偶极力阱的装载情况，然后调节其中一束光的上下，使偶极力阱装载最好。调好后，偶极力阱装载情况见图 6.5。图 (A) 是偶极力阱装载后直接关闭磁阱，吸收成像的图片；图 (B) 是偶极力阱装载后，关闭磁阱，在光阱等 100 ms 后，吸收成像的图片。两幅图飞行时间都为 2 ms。单臂光的光功率分别为 370 mW 和 650 mW。

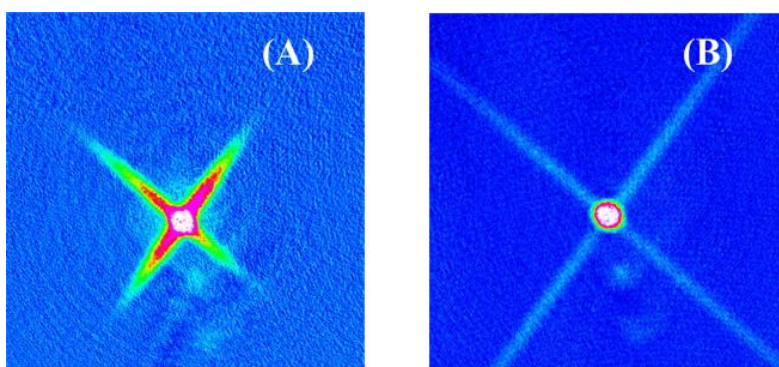


图 6.5 交叉偶极力阱的装载。(A) 图是偶极力阱装载后，原子的直接吸收成像。(B) 原子在偶极力阱中等 100 ms 后的情况。

6.5.3 大功率光路维护及安全

1064 nm 的激光是近远红外光，是不可见光，而且我们激光器额定功率为 15 W，因此我们搭建光路的时候就要考虑安全问题。

1) 实验时，光功率是由 AOM 控制的，也就意味着我们不加光阱时，所有的光功率都处在 AOM 的零级光上，为此我们将 AOM 的零级都导入一个一端封闭的半圆形铜管内，避免激光烧毁周围的物体。见图 6.6。

2) 在偶极力阱光路后的出射光会发散，而且我们在做实验时会经常调节偶极光的的空间位置，所以我们为他做了一个口径较大遮光器，内部为圆锥形，材料为铝，表面涂黑。

3) 我们专门为大功率激光器及其核心光路做了一个密闭的玻璃房子，以减少光

学元器件上灰尘的吸附。如果发现光纤或 AOM 的效率变小，应及时擦掉光学元器件上的灰尘。注意光纤耦合头上的透镜及隔离器内的晶体都要擦掉灰尘。

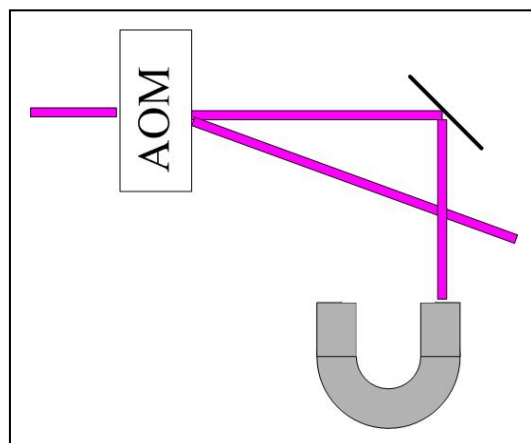


图 6.6 AOM 零级光功率的处理

4) 激光器运转时，大功率下一般不要用探片去观测光斑。如果有聚焦的地方，更是不要轻易去用物体去遮挡。平时调节光路时，尽可能带防护眼镜。

6.6 光阱中的玻色-爱因斯坦凝聚

实验的基础仍然是 ^{87}Rb 原子的两极磁光阱的俘获，偏振梯度冷却，和光学抽运选态，以及在 QUIC 磁阱中蒸发冷却。我们在磁阱中进行蒸发冷却时，并没有直接把原子冷却到玻色-爱因斯坦凝聚，而是控制射频的截止频率，使得磁阱中原子的数目为 3.5×10^6 ，温度为 1.5 uK 。然后，我们将原子从 QUIC 阱的初始位置转移到玻璃气室中央（转移过程见 5.3 节），以便于光阱的装载。当原子转移到玻璃气室中心后，我们打开光阱，并缓慢增加激光功率，经过 800 ms 后，光阱激光功率上升到最大值 370 mW (38 um) 和 650 mW (49 um)，随后用 600 ms 的时间缓慢减低磁阱，同时上升补偿重力的磁场。最后，在玻璃气室中央，补偿重力的磁场梯度为 10Gs/cm 。对于处于基态自旋态 $|2, 2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子，完全抵消重力的磁场梯度为 $B' = mg/\mu = 15.2 \text{ G/cm}$ ，其中 mg 为重力， $\mu = 1.00116 \mu_B$ 为 ^{87}Rb 原子在 $|2, 2\rangle$ 态的磁矩， μ_B 为玻尔磁子。光阱装载完成后的阱中的原子情况见图 6.5。

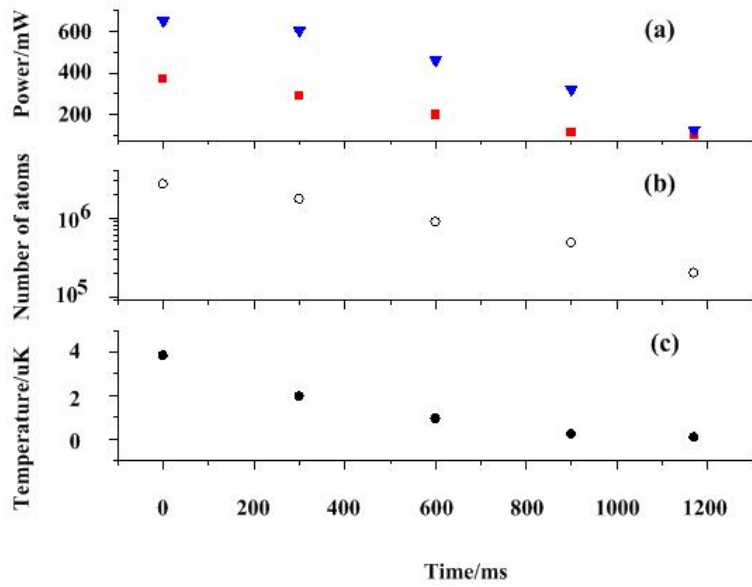


图 6.7 光阱蒸发过程中，光功率、原子数及温度随时间的变化关系。

接着，我们开始在光学偶极力阱中蒸发冷却 ^{87}Rb 原子。蒸发冷却的初始条件为光阱中的原子数为 $\sim 2.5 \times 10^6$ ，温度为 ~ 3 uK。光阱中原子的蒸发冷却是通过减小势阱

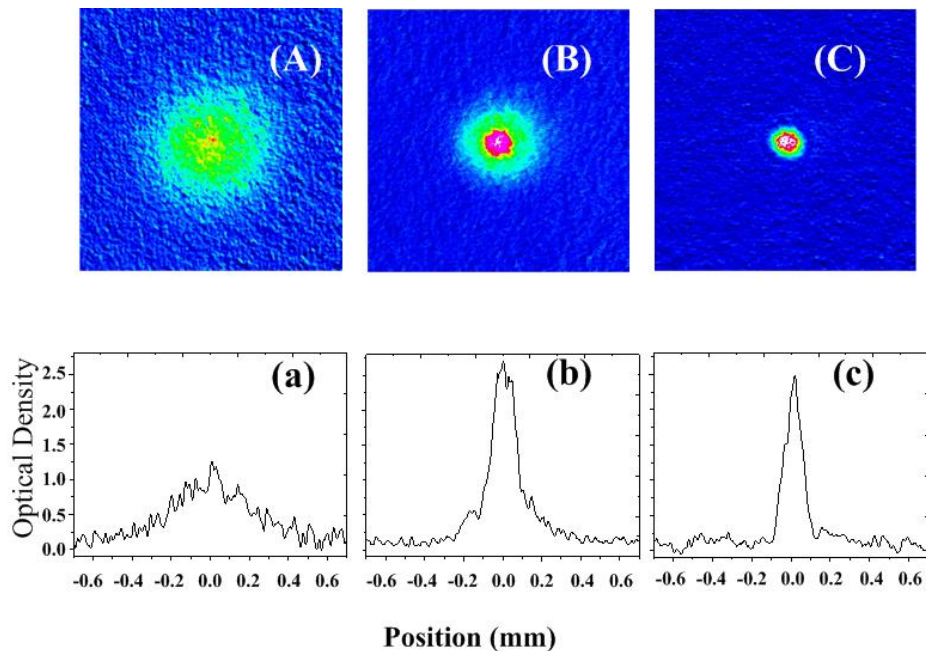


图 6.8 二维吸收成像及其对应的积分光学厚度，显示了光阱中玻色爱因斯坦凝聚的形成过程。(A) 图是相变点处的热原子，(B) 图是 bimodal 型，(C) 图是纯的凝聚体；图 (a) (b) (c) 分别是图 (A) (B) (C) 对应的沿垂直方向的光学厚度积分。

深度来实现的，即降低两束偶极光的光功率。整个光阱的蒸发过程经历了 1.17 s，经过多次优化后的蒸发过程见图 6.7。

最终，当两束光的功率分别降为 99 mW (38 μm) 和 126 mW (49 μm) 时，我们成功的实现了光阱中的玻色-爱因斯坦凝聚，得到的纯的凝聚体数目为 1.5×10^5 。此时，我们计算的光阱的有效深度为 5.2 μK 。图 6.8 显示了光阱中的玻色-爱因斯坦凝聚的形成过程。(A) 图是相变点处的热原子的吸收成像；(B) 图是 bimodal 型，(C) 图是纯的玻色-爱因斯坦凝聚体。这些吸收成像的飞行时间都是 30 ms。(a) (b) (c) 分别是图 (A) (B) (C) 对应的沿垂直方向的光学厚度积分。

6.7 小结

在 QUIC 阱中，通过蒸发冷却预冷却的 ^{87}Rb 原子，被成功的装载到交叉偶极力阱中。随后，我们通过降低光功率的方法实现了原子在光阱中的蒸发冷却，最终成功的实现了 ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚。我们获得的纯的凝聚体数目为 1.5×10^5 。光阱中玻色-爱因斯坦凝聚体的实现，为我们以后研究光阱中原子的性质以及利用光场和磁场操控超冷原子提供了一个良好的基础。

参考文献

- [1] Rudolf Grimm and Matthias Weidemüller, Optical Dipole Traps For Neutral Atoms, arxiv: physics /9902072.
- [2] Paul F. Griffin, Laser Cooling and Loading of Rb into A Large Period, Quasi-Electrostatic, Optical Lattice, PhD thesis, Durham University, 2005.
- [3] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, Experimental Observation of Optically Trapped Atoms, Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 314.
- [4] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers, Phys. Rev. Lett., 2002, 88, 020401.
- [5] S. D. Kraft, M. Mudrich, M. Staudt, J. Lange, O. Dulieu, R. Wester, and M. Weidemüller, Saturation of Cs_2 photoassociation in an optical dipole trap, Phys. Rev. A, 2002, 71, 013417.
- [6] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Häsch, and I. Bloch, Quantum Phase Transition From a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms, Nature 2002, 415, 39.
- [7] S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, O. Wille, M. Succo, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs, Localization of Bosonic Atoms by Fermionic Impurities in a Three-Dimensional Optical Lattice, Phys. Rev. Lett., 2006, 96, 180403.
- [8] T. Rom, T. Best, O. Mandel, A. Widera, M. Greiner, T. W. Hänsch, and I. Bloch, State Selective Production of Molecules in Optical Lattices, Phys. Rev. Lett., 2004, 93, 073002.
- [9] I. B. Spielman, W. D. Phillips, and J. V. Porto, Mott-insulator Transition in a Two-dimensional Atomic Bose Gas, Phys. Rev. Lett., 2007, 98, 080404.
- [10] K. Xu, Y. Liu, J. R. Abo-Shaeer, T. Mukaiyama, J. K. Chin, D. E. Miller, W. Ketterle, K. M. Jones, and E. Tiesinga, Sodium Bose-Einstein Condensates in an Optical Lattice, Phys. Rev. A, 2005, 72, 043604.
- [11] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, All-optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate, Phys. Rev. Lett., 2002, 87, 010404.
- [12] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Bose-Einstein Condensation of Cesium, Science, 2003, 299, 232.

- [13] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler, and M. Weitz, Bose–Einstein Condensation in a CO₂-laser Optical Dipole Trap, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, 2003, 77, 773.
- [14] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nagerl, and R. Grimm, Two-dimensional Bose-Einstein Condensate in an Optical Surface Trap, *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92, 173003.
- [15] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-electron Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91, 040404.
- [16] S. Kraft, F. Vogt, O. Appel, F. Riehle, and U. Sterr, Bose-Einstein Condensation of Alkaline Earth Atoms: ⁴⁰Ca, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103, 130401; Y. N. Martinez deEscobar, P. G. Mickelson, M. Yan, B. J. DeSalvo, S. B. Nagel, and T. C. Killian, Bose-Einstein Condensation of ⁸⁴Sr, 2009, arxiv: 09103222v1.
- [17] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. B. Ovchinnikov, Optical Dipole Traps for Neutral Atoms, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 2000, 42, 95.
- [18] T. Weber, Bose-Einstein condensation of optically trapped cesium, PhD Thesis, der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2003.

全文总结与展望

该论文系统的讲述了如何在实验上实现 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体的量子简并，包括实验装置的准备，实验过程的描述及相关的一些基础理论。随后我们拓展了我们的实验装置，完成了 ^{87}Rb 的微波蒸发冷却实验，为我们后续工作，简并气体 ^{87}Rb 的原子选态提供了一个技术上的保障。为了使我们的实验系统获得更有效地光学介入通道，我们将超冷原子气体成功的转移到玻璃 cell 的几何中心，并成功的将原子装载到光学偶极力阱中，实现了光阱的玻色-爱因斯坦凝聚。这个实验的完成为我们研究光阱中原子的性质以及利用光场和磁场操控超冷原子提供了一个良好基础。

论文主要分为以下几个部分：

第一章，主要介绍了量子简并气体领域的一些背景知识，包括超冷玻色费米混合气体，以及操控超冷原子的关键技术。然后，回顾了超冷原子领域的研究背景，包括国内外的研究状况等。

第二章，讲述了一些和超冷原子实验相关的一些基本理论及基本实验技术，包括激光冷却，磁阱囚阱，蒸发冷却，吸收成像技术，玻色-爱因斯坦凝聚及量子简并费米气体的一些基础知识等。

第三章，主要描述了完成 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体冷却所需要的实验装置，接着讲述了如何把 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体冷却到量子简并。在介绍实验装置和实验过程的时候，我们更多地阐述了实验系统的调试及优化方面的内容。比如，磁阱电流控制电路的设计在安全性和实用角度上的考虑以及射频蒸发冷却过程的优化等。

第四章，首先介绍了微波蒸发冷却的实验装置，然后讲述了微波蒸发冷却的过程，并比较了微波蒸发冷却和射频蒸发冷却的优缺点。最终，利用微波蒸发冷却技术，成功的实现了 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚。

第五章，利用吸收成像法，直接观察了超冷原子气体在 QUIC 阱中运动的轨迹，成功地将其转移到了 cell 的中心。在补偿重力磁场的情况下，完成了 ^{87}Rb 的 $|2, 2\rangle$ 态和 $|2, 1\rangle$ 态的原子在空间上的分离。

第六章，采用 1064 nm 的远红外激光，搭建了一个对 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子远失谐的交叉偶极力阱，完成了光阱中的蒸发冷却，实现了光阱的玻色-爱因斯坦凝聚。

目前，我们小组正积极地筹备 Feshbach 工作的实验，我们已经用微波信号完成了对 ^{87}Rb 的选态，正在调试 ^{40}K 的射频选态，希望在光阱中完成以 ^{87}Rb 为中介的 ^{40}K 费米对。相信，量子简并玻色混合气体的独特的特性，会展现出许多的机会为我们实验上实现和理解强相互作用，超固态相位（supersolid phase）等现象。

博士研究生期间完成的学术论文

1. **XIONG De-zhi**, WANG Peng-Jun, CHEN Hai-Xia, ZHANG Jing, Evaporative Cooling Rubidium Atoms with Microwave Radiation, Chin. Opt. Lett., 2010, 8, 351.
2. **Dezhi Xiong**, Pengjun Wang, Zhengkun Fu, and Jing Zhang, Transport of Bose-Einstein Condensate in QUIC Trap and Separation of Trapping Spin States, Opt. Express, 2010, 18, 1649.
3. **XIONG De-Zhi**, CHEN Hai-Xia, WANG Peng-Jun, YU Xu-Dong, GAO Feng ZHANG Jing, Quantum Degenerate Fermi–Bose Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap, Chin. Phys. Lett., 2008, 25, 843.
4. **XIONG De-zhi**, WANG Peng-Jun, CHAI Shi-Jie, ZHANG Jing, Evaporative Cooling of ^{87}Rb Atoms into Bose-Einstein Condensate in an Optical Dipole Trap, Chin. Opt. Lett., in press.
5. CHEN Hai-Xia, **Xiong Dezhi**, WANG Peng-Jun, ZHANG Jing, Pulse Loading Rubidium BEC in Optical Lattice: The Kapitza-Dirac Scattering and Temporal Matter-Wave-Dispersion Talbot Effect, Chin., Opt., Lett., 2010, 8, 348.
6. Xudong Yu, **Dezhi Xiong**, Haixia Chen, Pengjun Wang, Min Xiao, Jing Zhang, Multi-normal-mode splitting of a cavity in the presence of atoms: A step towards the superstrong-coupling regime, Phys. Rev. A, 2009, 79, 061803(R).
7. WEI Dong, **XIONG De-Zhi**, CHEN Hai-Xia, WANG Peng-Jun, GUO Lu, ZHANG Jing, Simultaneous Magneto-optical Trapping of Fermionic ^{40}K and Bosonic ^{87}Rb Atoms, Chin. Phys. Lett., 2007, 24, 1541.
8. WEI Dong, **XIONG De-Zhi**, CHEN Hai-Xia, ZHANG Jing, An Enriched ^{40}K Source for Atomic Cooling, Chin. Phys. Lett., 2007, 24, 679.
9. 王鹏军, **熊德智**, 陈海霞, 张靖, 原子吸收成像的二维光学密度分布获得量子简并费米气体参数, 光学学报, 2010, 30, 893.
10. 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, 物理学报, 2008, 57, 4840.
11. 卫栋, 陈海霞, **熊德智**, 张靖, $^{40}\text{K}-^{87}\text{Rb}$ 原子冷却的半导体激光器系统, 物理学报, 2006, 55, 6342.
12. 郭璐, 卫栋, 陈海霞, **熊德智**, 王鹏军, 张靖, 铷原子热蒸气中强非线性效应产生激光模

式图样的实验研究,物理学报, 2008, 57, 4224.

13. 卫栋,熊德智,陈海霞,张靖,基于降温技术的宽范围外腔光栅可调谐半导体激光器,量子光学学报, 2007,13, 56.

致 谢

山中一日，世上百年。攻读博士学位的过程，就如同神仙闭关修炼一样，感觉不到时间的流逝。六年里，所有世界的喧哗和浮躁在光电所这片学术净土门前都悄然止步，使得我们在一片安静、严谨的氛围中探索、寻找着世界真理。

静卧看世界，用心筑人生。有多少人在你的生命里留下了足迹。在光电所的两千多个日子里，每个教授独特的学术风格和人格修养都给我留下了深刻的印象。在这里首先要感谢的是我的导师张靖教授，谢谢他在我学习过程中对我的指导和教诲。他的奇思妙想和渊博的知识，使我在学习过程中受益颇多。他的勤奋，他的对科研的热爱和人格魅力更是让我感受到了一个科研工作者的热诚和奉献。

感谢彭堃堃教授、谢常德教授，为我们支起一片学术的天堂。他们崇高的人格，渊博的学识和一丝不苟的科研态度，是我们年轻学子学习的典范。他们对科学的热爱和奉献精神深深地感染了我，为我树立了人生的榜样，使我终身受益。

感谢其他各位老师们在报告上的讨论，不仅开拓了我们的思维，而且让我们对科研产生了极大的兴趣。感谢车间师傅们在我学习工作过程中给予的帮助和支持。感谢师兄卫栋和叶晨光在实验中教会我很多东西；感谢陈海霞、王鹏军、于旭东、高峰、郭璐、付正坤、霍强、邸克的合作与讨论。感谢王晓勇、刘侠、商娅娜、李园、董双丽同学的友谊和帮助，是他们使我紧张的学习生活中多了许多欢乐。感谢六年来朝夕相处的每一位老师和同学。

最后，感谢我的父母对我生活的关心照顾和学业上的鼓励与支持，他们一直是我前进的动力。感谢我的姐姐和妹妹对我的关心和大力支持，是他们使我感受到了亲情的可贵。

个人简况及联系方式

◆个人概况

姓名：熊德智	性别：男
出生年月：1980.10	政治面貌：群众
民族：汉	婚姻状况：未婚
籍贯：山西省浑源县	现居住地：山西省浑源县沙圪坨镇

联系电话：13223645965
电子邮箱：xdz2000@sxu.edu.cn

◆教育经历

2004.9 – 2010.7	山西大学光电研究所 量子光学与光量子器件国家重点实验室	硕博连读
2000.9 – 2004.7	山西大学物理电子工程学院	本科
1996.9 – 2000.7	山西省浑源县浑源一中	高中

承 诺 书

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

作者签名：

20 年 月 日

学位论文使用授权声明

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

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：

导师签名：

20 年 月 日