

山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2026 届硕士学位论文

超冷铷锶混合气体实验平台的搭建

作者姓名　　刘　澍

指导教师　　孟增明　教 授

学科专业　　光　学

研究方向　　超冷原子物理

培养单位　　物理电子工程学院

学习年限　　2023 年 9 月至 2026 年 6 月

二〇二六年六月

山西大学

2026 届硕士学位论文

超冷铷锶混合气体实验平台的搭建

作者姓名　　刘　澍

指导教师　　孟增明　教 授

学科专业　　光　学

研究方向　　超冷原子物理

培养单位　　物理电子工程学院

学习年限　　2023 年 9 月至 2026 年 6 月

二〇二六年六月

Thesis for Master' s degree, Shanxi University, 2026

Construction of an Experimental Platform for Ultracold Rubidium-Strontium Mixture

Student Name	Shu Liu
Supervisor	Prof. Zengming Meng
Major	Optics
Specialty	Ultracold Atom Physics
Department	College of Physics and Electronic Engineering

Research Duration 2023.09-2026.06

June, 2026

摘　要

超冷原子气体凭借其纯净的系统环境与高度可控的多体相互作用，已成为探索复杂量子体系和实现高精度量子模拟的理想实验平台。其中，碱金属与碱土金属混合系统结合了易于磁场调控与具备超窄时钟跃迁的互补优势，极大地拓展了量子模拟的物理边界。尤其是 Rb-Sr 混合体系，利用 Rb 原子的协同冷却可有效克服费米子 ^{87}Sr 的泡利阻塞，是构建双组分简并气体与开展量子模拟的核心架构。

本论文报告了作者参与搭建的一套超冷铷锶混合气体平台，包括四个部分：真空系统、激光系统、磁场系统和控制电路系统。其中，超高真空腔的真空度低于 6.7×10^{-12} mbar。

激光系统中，我们搭建了一系列锶冷却光路，包括 461、679 和 707 nm 激光。在激光稳频方面，我们提出了一种边带 Pound-Drever-Hall（SPDH）锁定方案，采用双调制策略将三束激光锁定于一台超稳腔，将光纤电光调制器（Electro-Optic Modulator,EOM）与双工器结合使用，获得 461 nm 激光线宽为 170(2) kHz，噪声抑制达 25 dB。此外，我们实现了 461 nm 激光器在 1.4 GHz 范围内的连续频率调谐，扫描速率高达 317 MHz/s，在整个调谐范围内，剩余幅度调制始终维持在 0.08%以下。

磁场系统中，作者分别设计了铷、锶预冷却装置磁场。对于锶原子，作者设计了基于永磁铁（N35）的塞曼减速器；利用 8 根 17 cm 长的磁铁构成海尔贝克（Halbach）阵列，对于原子喷炉在不同温度下产生不同速度分布的原子，改变磁场曲线灵活补偿多普勒频移，最终获得了最高磁场在 414−576 G 可调的塞曼减速器。

基于上述装置，我们在低真空部分中利用二维磁光阱囚禁了锶原子，将其光转移至高真空玻璃腔内，利用边带稳频特性，最终观察到蓝色磁光阱内囚禁的四种锶同位素荧光。

关键词：超冷原子；碱金属−碱土金属混合气体；永磁体塞曼减速器；边带稳频；磁光阱

ABSTRACT

Owing to their pristine environments and highly controllable many-body interactions, ultracold atomic gases serve as ideal experimental platforms for exploring complex quantum systems and realizing high-precision quantum simulations. In particular, mixtures of alkali and alkaline-earth metal atoms combine the complementary advantages of convenient magnetic tunability and ultra-narrow clock transitions, significantly expanding the physical frontiers of quantum simulation. Specifically in the Rb-Sr mixture, the sympathetic cooling of Rb atoms can effectively overcome the Pauli blocking of fermionic ^{87}Sr, providing a core architecture for producing two-component degenerate gases and conducting quantum simulations.

This thesis reports the design and construction of an ultracold Rb-Sr mixture experimental platform. The apparatus comprises four primary subsystems: vacuum, laser, magnetic field, and control electronics. Notably, the ultra-high vacuum science chamber achieves a base pressure below 6.7×10^{-12} mbar.

For the laser system, we developed the complete optical layout for strontium cooling, encompassing the 461 nm, 679 nm, and 707 nm lasers. For laser frequency stabilization, we implemented a Sideband Pound-Drever-Hall (SPDH) locking scheme. By employing a dual-modulation strategy, three distinct lasers are simultaneously locked to a single ultrastable reference cavity. The integration of a fiber-coupled electro-optic modulator (EOM) with a diplexer yields a narrowed linewidth of 170(2) kHz for the 461 nm laser, alongside a 25 dB noise suppression. Additionally, we achieved continuous frequency tuning of the 461 nm laser over a 1.4 GHz range at a scanning rate up to 317 MHz/s. Throughout the tuning range, the residual amplitude modulation is strictly maintained below 0.08%.

Within the magnetic field system, the precooling magnetic profiles for both rubidium and strontium were independently designed. For strontium, we developed a permanent-magnet Zeeman slower utilizing N35 magnets. By arranging eight 17-cm-long magnets into a Halbach array, the magnetic field profile can be flexibly adjusted to compensate for the Doppler shift corresponding to varying velocity distributions of atoms emitted from the oven at different temperatures. This design ultimately delivers a tunable peak magnetic field ranging from 414 to 576 G.

Utilizing the constructed apparatus, strontium atoms were initially trapped in a two-dimensional magneto-optical trap within the low-vacuum section and subsequently transferred optically into the UHV glass chamber. Relying on the stable frequency output provided by the SPDH system, we successfully observed the fluorescence of four distinct strontium isotopes trapped in the blue MOT.

Key words: Ultracold atom; Alkali and alkaline-earth mixture; Sideband locking; Permanent magnet zeeman slower; Magneto-optical trap

目　录

摘　要 I

ABSTRACT II

1 绪论 1

1.1 研究进展及意义 1

1.1.1 超冷原子 1

1.1.2 永磁铁塞曼减速器 2

1.1.3 边带稳频技术 3

1.2 本文内容与结构 4

2 超冷 RbSr 实验平台 6

2.1 双组分原子超高真空系统 6

2.1.1 低真空装置 7

2.1.2 高真空装置 8

2.1.3 超高真空获得 10

2.2 锶原子激光冷却系统 13

2.2.1 461 nm 激光系统 13

2.2.2 再泵浦光系统 15

2.2.3 689 nm 饱和吸收炉 16

2.3 磁场系统 17

2.3.1 主线圈 18

2.3.2 铷 2D MOT 磁场系统 19

2.3.3 锶 2D MOT 磁场系统 20

2.4 控制系统 21

2.5 水冷系统 22

2.6 本章小结 23

3 永磁体塞曼减速器 25

3.1 塞曼减速器原理 25

3.2 塞曼减速器设计与磁场模拟 26

3.2.1 Halbach 阵列 27

3.2.2 设计与理论模拟 28
3.2.3 磁铁固定设计 30
3.3 磁场测试 34
3.4 本章小结 34
4 双边带激光稳频 36
4.1 理论基础 36
4.1.1 同位素频移 36
4.1.2 SPDH 稳频 37
4.2 SPDH 稳频实验装置 39
4.2.1 伺服环路 39
4.2.2 超稳腔 40
4.3 分析与讨论 41
4.3.1 调制深度分析 41
4.3.2 误差信号分析 42
4.3.3 移频性能分析 45
4.4 本章小结 47
5 锶原子冷却 49
5.1 塞曼减速 49
5.2 二维磁光阱 50
5.3 三维磁光阱 50
5.4 本章小结 54
6 总结与展望 55
6.1 总结 55
6.2 展望 56
参考文献 57
攻读学位期间取得的研究成果 66
致　谢 67
附　录 69
个人简况及联系方式 70
承　诺　书 71
学位论文使用授权声明 72

Contents

Chinese Abstract I

Abstract II

Chapter 1 Introduction 1

1.1 Research Progress and Significance 1

1.1.1 Ultracold Atoms 1

1.1.2 Permanent-Magnet Zeeman Slower 2

1.1.3 Sideband Frequency Stabilization Technique 3

1.2 Thesis Organization 4

Chapter 2 Ultracold Rb-Sr Experimental Apparatus 6

2.1 Two-component Atomic Ultra-high Vacuum System 6

2.1.1 Low-Vacuum Section 7

2.1.2 Science Chamber 8

2.1.3 Generation of Ultrahigh Vacuum 10

2.2 Strontium Atomic Laser Cooling System 13

2.2.1 461 nm Laser System 13

2.2.2 Repump Laser System 15

2.2.3 689 nm Saturated Absorption Spectroscopy Oven 16

2.3 Magnetic Field System 17

2.3.1 Main coil 18

2.3.2 Magnetic Field System of Rubidium 2D MOT 19

2.3.3 Magnetic Field System of Strontium 2D MOT 20

2.4 Control System 21

2.4 Water Cooling System 22

2.6 Chapter Summary 23

Chapter 3 Permanent-Magnet Zeeman Slower 25

3.1 Principle of the Zeeman Slower 25

3.2 Design and Magnetic Field Simulation of Zeeman Slower 26

3.2.1 Halbach Array 27

3.2.2 Design and Theoretical Simulation 28

3.2.3 Mechanical Mounting Design of Magnet....30
3.3 Magnetic Field Measurement....34
3.4 Chapter Summary....34
Chapter 4 Dual-Sideband PDH Locking....36
4.1 Theoretical Basis....36
4.1.1 Isotope Shift....36
4.1.2 SPDH Frequency Stabilization....37
4.2 Locking Setup of SPDH....39
4.2.1 Servo Loop....39
4.2.2 High-Finesse F-P Cavity....40
4.3 Analysis and Discussion....41
4.3.1 Analysis of Modulation Depth....41
4.3.2 Analysis of Error Signal....42
4.3.3 Analysis of Frequency Shifting Performance....45
4.4 Chapter Summary....47
Chapter 5 Laser Cooling of Strontium Atoms....49
5.1 Zeeman Slowing....49
5.2 2D MOT....50
5.3 3D MOT....50
5.4 Chapter Summary....54
Chapter 6 Conclusion and Outlook....55
6.1 Conclusion....55
6.2 Outlook....56
Reference....57
Research achievements....66
Acknowledgment....67
Appendix....69
Personal profiles....70
Letter of commitment....71
Authorization statement....72

1 绪论

1.1 研究进展及意义

1.1.1 超冷原子

超冷原子物理是量子光学、原子分子物理以及精密测量领域的核心支柱。在室温下，原子的热运动速率通常高达数百米每秒。这种热运动不仅导致了严重的多普勒展宽，限制了光谱测量的分辨率，还使得原子与光场的相互作用时间极短，难以实现量子态操[1]。1975 年，Hänsch 和 Schawlow 首次提出了利用激光对中性原子气体进行冷却的理论[2]。随后，W. D. Phillips 团队利用空间梯度磁场成功实现了热原子束的纵向减速[3]。结合 S. Chu 等人提出了光学黏团（Optical Molasses）与磁光阱（Magneto-Optical Trap，MOT）技术，首次将中性原子冷却至微开尔文量级[4]。当原子体系的温度进一步降低，使得其热德布罗意波长接近粒子间的平均间距时，系统将进入量子简并体系。1995 年，E. A. Cornell 和 C. E. Wieman 团队以及 W. Ketterle 团队，分别在铷原子（^{87}Rb）和钠原子（^{23}Na）气体中首次实现了玻色-爱因斯坦凝聚（Bose–Einstein Condensate，BEC）[5-6]。在费米子方面，由于全同费米子在极低温下的 s 波散射截面趋于零，单一组分蒸发冷却在低温下难以进行。直到 1999 年，JILA 的 D. Jin 课题组利用处于两个不同磁子能级的钾(^{40}K)原子进行交叉蒸发冷却，首次实现了费米气体的量子简并（Degenerate Fermi Gas，DFG）[7]。

对于最外层有两个价电子的碱土金属与类碱土金属，因其具有窄线宽跃迁、长寿命亚稳态并且基态原子总电子自旋为 0 的特性[8]，在原子精密测量[9-12]、量子模拟[13-14]和超冷分子[15]领域有广泛应用。2003 年日本京都大学的 Y. Takahashi 团队率先在类碱土金属镱的玻色同位素（^{174}Yb）中取得突破，获得了 BEC[16]。紧接着在 2007 年，该团队又成功制备了镱的费米同位素（^{173}Yb）的简并费米气体[17]，首次将具有大核自旋的 SU(N)拓扑对称性引入了超冷量子气体中[18]。对于锶原子，自然丰度最高的玻色子 ^{88}Sr（82.58%）散射长度极小，不利于蒸发冷却；于是 Florian Schreck 和 T.C. Killian 两个课题组在 2009 年首次利用原子丰度最低（0.56%）但散射长度大的 ^{84}Sr 实现 BEC[19-21]，并在 2010 年首次实现了 ^{87}Sr(7%)的 DFG[21-23]。2013 年 Florian Schreck 小组只依靠激光冷却直接实现了锶原子 BEC[24]；并在 2022 年通过隔离了不同冷却

区，用 688 nm 激光保护偶极阱中的玻色凝聚区免受自发辐射破坏，在世界上首次实现了连续不断的稳态 BEC，光学激光器的物质波等效物，为连续原子激光器的实现打开了大门[25]。目前，基于锶原子的光钟不确定度可以达到 10^{-19} 量级[26]，国内的中国科学技术大学潘建伟[27-29]、华东师范大学徐信业[30-31]、国家授时中心常宏[32-33]等课题组也在 Sr、Yb 原子的一维、三维光晶格钟的系统不确定度上取得极大进展。

在双组分原子体系中，早期多以碱金属混合原子居多[34]；随着技术发展，更多种类组合的混合气体开始步入研究[35]。得益于基态分子同时拥有电偶极矩与磁偶极矩，可以同时被电场与磁场调控，碱金属-（类）碱土金属混合气体开始进入研究[36]，并得到更为广泛关注：阿姆斯特丹大学首次观测到了碱金属与闭壳层原子之间极其微弱的异核磁 Feshbach 共振[37]；华盛顿大学团成功观测 LiYb 混合体系的磁 Feshbach 共振，可用于制备超冷基态分子[38]；杜伦大学在 CsYb 混合气体中取得了系统性成果，实现了其双简并混合物，并观测到了磁 Feshbach 共振[39-41]。在国内方面，清华大学尤力、郑盟锟课题组精确测量了 ^{6}Li 与 ^{84}Sr、^{86}Sr 和 ^{88}Sr 间的散射长度以及 ^{7}Li^{88}Sr 系统三体复合系数，率先实现了 LiSr 双原子简并[42-43]。

此外，碱金属-（类）碱土金属混合气体在多个领域的研究得以开展，如极化子物理与量子杂质[44]、异核 Efimov 效应[45]、近藤效应[46]和量子相变[47]。

1.1.2 永磁铁塞曼减速器

如上所述，RbSr 系统有很多研究价值，但在此基础上需要大量的冷原子初始样本。初步的冷却原子技术包括塞曼减速器[48]、磁光阱[49]和偏振梯度冷却[50]；为了得到简并气体，后续需要利用光阱蒸发冷却[51]。在超冷锶原子实验中，为了获得足够的原子通量，原子炉需要加热到至少 400°C；原子炉喷射出的锶原子束遵循麦克斯韦-玻尔兹曼速率分布，在 500°C 时其最概然速率能达到 500 m/s。但 MOT 的捕获速度通常不超过 30 m/s，由于存在巨大的速率差，绝大多数热原子在穿过 MOT 区域的时间内，无法吸收足够的光子被减速捕获。因此对于锶原子，普遍都在原子源与科学腔之间引入预减速装置。塞曼减速器是能够最快速的将处于高速运动的原子降低到几十米每秒的方法，也是加载磁光阱的非常受欢迎的装置，这些冷原子是实现其他进一步冷却技术的理想起点。我们的真空装置正是基于塞曼减速器冷却原子后，紧接着使原子受到二维磁光阱（2D MOT）的进一步冷却，之后通过推进光装载到三维磁光阱（3D MOT）和光偶极阱（Optical Dipole Trap，ODT）中进行强制蒸发制冷来进一步制备简并气体。

最普遍的塞曼减速器采用绕制铜线并通入电流的方式获得磁场，但会导致线圈发热严重问题，因此必须添加水冷却装置。与之相对应的，钕铁硼（NdFeB）永磁体因其简易装配、紧凑性强、以及零功耗的特点，在许多冷却中性原子实验中得到广泛应用，能够拟合出高度符合理论预期的磁场曲线。在 2011 年，Cheiney 等人首先提出并验证了利用 Halbach 阵列排布永磁体来构建塞曼减速器的方案，证明了该结构在零功耗下完美拟合减速所需的空间磁场[52]；2014 年，伦敦帝国理工学院课题组利用一个二维永磁体阵列组成了横向场塞曼减速器，在锶原子系统中获得了速度为 30 m/s 的 6×10^9 个原子[53]；同年加利福尼亚大学小组利用多个永磁体磁珠构成三维磁铁阵列，将其利用于锶原子的冷却[54]。国内的课题组中，中国科学技术大学小组利用 40 块 3.5 ×3.5 ×5.5 mm 的小型磁铁构成不到 10 cm 的集成化塞曼减速器，在锶原子的冷却中将低速原子比例从 0.5%提高到 2.4%[55]；山西大学张靖老师组通过四组永磁体产 2D MOT 所需磁场，实验上通过优化塞曼冷却和二维磁光阱的参数，测得三维磁光阱中最大的原子装载率达 2.3×10^9 /s，实现了 6.2×10^9 个原子的俘获[56]；华东师范大学小组用 7 组圆柱形磁铁构成镱原子的塞曼减速器，扩大了冷却速度分布[57]。

普遍的方案通常只将永磁铁用于塞曼减速或者 2D MOT 本身，导致损失了很大一部分原子；例如只有 2D MOT 的磁场存在时，仅仅把前半段的一小部分磁场用于补偿塞曼减速的频移，很大程度上把速度分布大的原子损失掉；而只将磁铁用作塞曼减速器时又会需要很高的最大磁场，并且无法改变磁场形状。因此永磁铁构成的磁场系统还有很大程度上的改进空间，在简便、节能的基础上增强其灵活性与协同效应。

1.1.3 边带稳频技术

除此之外，整个系统在进行冷却的过程时，激光频率的稳定性至关重要，对锶原子而言往往需要进行不同同位素的研究，因此频率可调谐也有很大的必要性。激光频率稳定性和宽调谐范围对于原子物理学和精密光谱学中的众多领域作用显著，如里德堡激发[58-60]、超冷分子合成[61-62]以及引力波探测[63-64]。尤其是同时实现窄线宽和连续频率调谐的能力，使得量子计量学、超冷原子阱和高分辨率光谱学等先进实验成为可能。然而，传统方法往往面临锁定稳定性与调谐灵活性之间的根本性权衡，这限制了其在需要多波长或动态频率调整的复杂实验系统中的实际应用。

Pound-Drever-Hall（PDH）技术因其优良的灵敏度和鲁棒性，逐渐成为激光频率稳定化的主流方法[65-66]。尽管如此，由于传统的 PDH 锁定采用激光载波直接锁定在腔共振频率上，导致这种架构严重限制了频率调谐范围，因为任何偏离腔共振的情况

都会导致锁定失效。为了扩展调谐范围，研究人员探索了多种方法实现频率调谐，包括腔长调谐技术[67-68]、通过拍频锁定参考激光器或光频梳[69-74]，以及利用声光（Acousto-Optic Modulator，AOM）或电光调制器进行频率偏移[71,75-84]。然而这些方法通常会引入额外的系统复杂性、依赖辅助稳定参考源或牺牲腔体稳定性，从而在宽带或快速调谐条件下导致性能下降。基于 AOM 的方案中，调谐范围还会受到器件本身调制带宽的限制。在电光调制的方案中，利用锯齿波相位调制（Serrodyne modulation），使射频信号源输出锯齿波以产生连续相位，再通过非线性传输线（Nonlinear Transmission Line，NLTL）或任意波形发生器[77]使锯齿波下降沿更加陡峭，有效提升转移效率并抑制寄生电压，从而实现大范围、高带宽的频率偏移[71,78,79]；但这种方案过于依赖锯齿波的保真度，相位复位不完美会导致严重的噪声，同时 NLTL 转移效率的波动也会降低调谐的范围和稳定性[71]。

以上的这些方法往往会增加额外的复杂性，提高系统成本，并可能在调谐操作期间影响锁定稳定性，因此我们选择调制双边带方案进行稳频，利用标准的正弦信号进行调制，无需高保真度信号生成装置，只需要增加一个双工器即可达成移频的目的；该方案简便并且成本极低，避免了移频范围不够、腔体不稳定以及转移效率有波动等问题。

1.2 本文内容与结构

本论文主要介绍了作者在硕士期间参与搭建的铷锶混合气体实验平台，其中以锶原子为主。作者以实现 ^{84}Sr 玻色-爱因斯坦凝聚与 ^{87}Sr 简并费米气体为核心物理目标，围绕超冷铷锶混合气体实验平台的硬件搭建、核心组件研制与初步原子俘获展开系统性研究。为达到量子简并所需的极低温条件与高相干环境，实验平台必须实现真空、磁场、激光与控制系统的高度协同。论文的主要内容与结构安排如下：

第一章为绪论。系统梳理了超冷混合气体、塞曼减速技术及高精度激光稳频领域的国内外研究进展，论述了 Rb-Sr 混合体系在量子模拟中的独特优势，并据此确立了本课题的研究路线。

第二章从系统整合的角度，详细阐述了实验平台各子系统的物理功能与耦合关系。其中，超高真空系统为抑制背景热气体碰撞、维持冷原子长寿命提供了先决物理环境；磁场系统与激光系统相互配合，分别构筑了原子的空间约束势阱与动量冷却操控工具；控制电路系统则作为全局中枢，以微秒级精度保障了多路激光开关、磁场瞬

变等物理过程的严格时序同步。四者环环相扣，共同构筑了制备超冷原子的底层硬件基础。

为满足后续 BEC 与 DFG 制备对高通量原子源的严苛需求，第三章针对原子的预冷却环节，详细论述了磁场可调型永磁体塞曼减速器的设计、装配与测试。该装置通过构建特定的梯度磁场，与塞曼减速光高度协同，精确补偿了原子减速过程中的多普勒频移，在实现零功耗的同时，为科学腔提供了充足的低速锶原子束流。

针对多同位素（^{84}Sr 与 ^{87}Sr）俘获对多波长激光频率极高稳定性的要求，第四章提出并实现了一套双边带 Pound-Drever-Hall（SPDH）稳频系统。该工作从理论分析到实验验证，解决了一台超稳腔同时锁定多束激光的交叉干扰问题，实现了大范围的连续频率调谐，为精准驱动锶原子的多种冷却跃迁提供了关键的光学保障。

第五章展示了上述各项硬件系统联调运行的综合实测成果。在超高真空环境下，依托第二章中各套子系统，并利用 SPDH 系统提供的高稳定冷却光，实验成功实现了锶原子的多普勒冷却，并清晰观测到四种锶同位素的蓝色三维磁光阱（MOT）。这一成果标志着冷原子制备的关键环节已打通。

第六章对全文的平台搭建与组件研制工作进行总结，并对后续开展红光窄线宽冷却、1064 nm 激光强制蒸发冷却以及最终实现双组分量子简并（^{84}Sr BEC 与 ^{87}Sr DFG）的实验规划进行了展望。

2 超冷 RbSr 实验平台

本章介绍了本人在硕士期间参与搭建的超冷铷锶实验平台。以冷却原子为目标，整套装置包含真空系统、激光系统、磁场系统和时序电路系统。在这里，我将主要介绍超高真空的获得与锶原子冷却光路装置细节，并简要说明磁场系统和控制系统。

2.1 双组分原子超高真空系统

为了进行良好的超冷原子物理实验，必须要在磁光阱中囚禁数量足够的原子，并尽可能延长原子囚禁寿命。由于背景气体分子与被束缚的超冷原子发生碰撞时，即使是极其微小的动量转移，也能使冷原子获得大于捕获势深的动能，从而克服光场束缚，碰撞频率可以表示为：

$$\Gamma_{bg} = n\sigma\bar{v}, \tag{2.1}$$

其中n为背景气体数密度，σ为碰撞截面，$\bar{v}$为平均相对速率，带入理想气体状态方程可以得到原子寿命为

$$\tau = \frac{1}{\Gamma_{bg}} = \frac{k_B T}{P\sigma^-}, \tag{2.2}$$

与压强成反比，因此需要将真空度维持在超高真空(Ultra-high Uacuum, UHV)。

本实验平台基于铷、锶双组份原子搭建，真空系统需要适配于两种原子本身的性质。两种元素的饱和蒸汽压物理特性存在显著差异，真空系统在总体架构上采用了多腔室隔离和独立预冷却相结合的设计，确保在最终的科学腔中获得满足双组份原子共同囚禁的 UHV 环境。图 2-1 所示为全部真空装置。

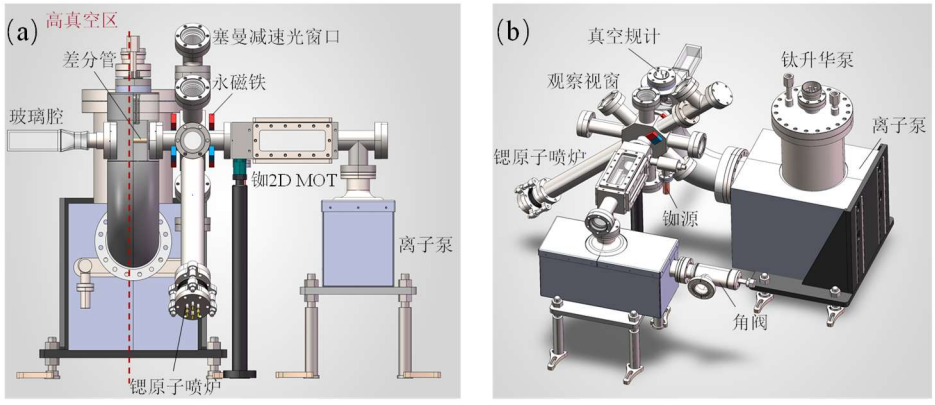


图 2-1 双视角下真空装置整体示意图

Fig. 2-1 Overall schematic diagram of the vacuum setup shown from two viewing angles

2.1.1 低真空装置

锶原子在室温下的饱和蒸汽压极低，几乎不产生游离态的原子蒸气。因此，必须将锶置于高温喷气炉中加热（400 °C–600 °C），使其饱和蒸汽压提升至 10^{-4}–10^{-3} Torr 量级（如图 2-3 所示），从而喷射出具有足够通量的原子束。

锶原子喷炉的具体设计与实物图如图 2-2 所示，最下方含有六根真空电极（Feedthrough），将大气端电功率传输到真空室内部；其中有四根电极用于锶原子室管壁和炉口的热偶供电，其余两根连接喷炉中的镍铬加热丝。在加热丝和真空室内电极部分的外部套有刚玉（高纯氧化铝陶瓷）套壳，镍铬合金丝在全功率下最高可以达到 1200 ℃高温，而刚玉熔点为 2050 ℃，在加热丝工作温度下能保证绝对的高温耐热和绝缘性能，防止发生接触短路，并且能够将镍铬丝产生的热量均匀传导给内部，使得炉体能够高效升温至 600 °C，确保能够达到理想的饱和蒸汽压。除此之外，刚玉在经过简单烘烤除气后，在高温下几乎不存在释气，既不会污染主科学腔的真空环境，也不会与内部蒸发的锶原子蒸气发生任何化学反应。加热丝外部套有三个保温壳，减轻高温下外部波纹管发生形变、炉体受到应力而导致的原子束方向发生偏移，同时在最外侧设有三根支撑柱以固定整个喷炉。

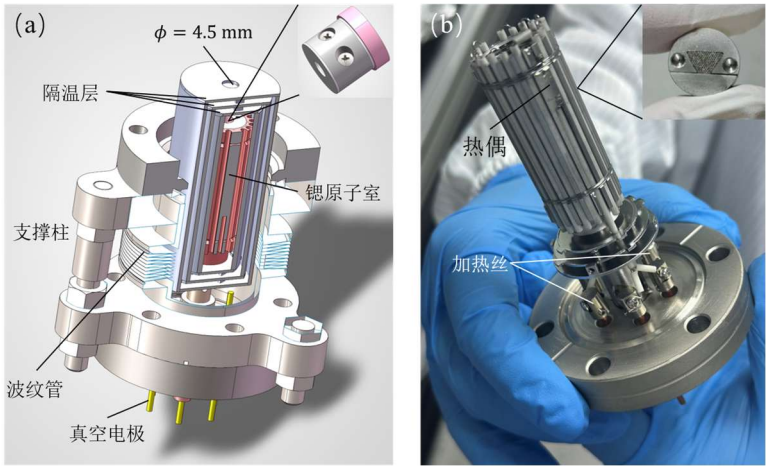


图 2-2 锶原子喷炉 3D 模型设计与内部实物图

Fig. 2-2 3D CAD model and internal view of the Sr atomic oven

在原子室内部具有 5 mL 容积用来装入锶原子，上方为一个长度 10 mm、每根毛细管内径为 0.2 mm 的梯形毛细管阵列，外切于 4.5 mm 的通孔，上下两边各有一个厚度 0.5 mm 中间孔径为 4.5 mm 的垫片。添加紧密排列的毛细管阵列会遮挡住大角度运动的原子，使其不断撞击管壁并反射，在高温下获得更趋近于轴向的速度，能够大大提高喷炉的准直性[85]；这样不仅能够提高原子喷炉的寿命，还能减少原子对真

空度的影响。最上方为附带外螺纹的原子室盖子，多个带有通孔的垫片和保护壳进一步减轻了原子束的扩散，降低了原子在远处冷却后镀在视窗的概率。

由于初始喷射出的锶原子束纵向速度极快且存在发散，该原子束首先进入一段细长的塞曼减速器管道中。随后，减速后的锶原子进入八通道真空腔中心位置，即锶二维磁光阱（2D MOT）腔室进行横向的冷却与囚禁，水平和竖直四个视窗均为以后打入 MOT 光准备，剩余的两个视窗用作观察原子荧光。锶 2D MOT 的磁场是用四块永磁铁产生的，平行于塞曼减速管道固定在八通两侧。

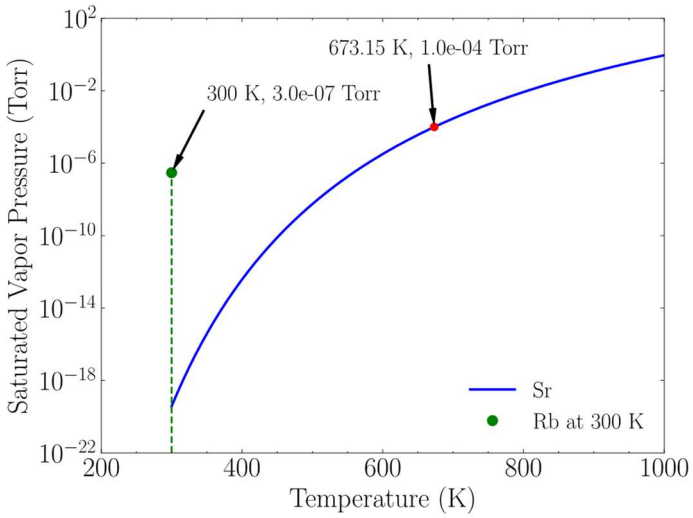


图 2-3 Sr 饱和蒸汽压随温度变化曲线与常温下 Rb 饱和蒸汽压参数

Fig. 2-3 Temperature dependence of the Sr saturated vapor pressure, alongside the saturated vapor pressure parameters of Rb at room temperature

与锶的特性截然不同，铷在室温（约 300 K）下即具有约 3×10^{-7} Torr 的较高饱和蒸汽压，这已经满足了磁光阱捕获背景原子的要求。基于这一性质，铷原子侧无需复杂的高温蒸发与较长的塞曼减速缓冲。铷背景气体直接由铷源（装载于 T 型法兰的紫铜管中，原子密封于安瓿瓶内防止氧化，真空达到要求后在使用前夹破）释放进入图 2-1 (a)所示四面铟封的铷 2D MOT 腔室中，直接在其中完成原子的预冷与横向二维压缩，形成准直的冷原子束。下方放置一个抽速为 40 L/s 的安捷伦离子泵维持低真空区域的真空度。在最右侧是一个推进光窗口，用于 Sr 和 Rb 原子的转移。

2.1.2 高真空装置

图 2-1 (a)红色虚线左侧为高真空区域，主体为一个四通，中心位置有一个内径 6 mm，长度为 10 cm 的差分管，利用这种结构可以获得低真空到高真空区域之间极低

的流导，从而实现两个部分具有 10^2–10^3 量级的压强差。下方通过一个不锈钢弯管，用CF100法兰连接到150 L/s安捷伦钛升华复合离子泵，最上方为真空规计（UHV24p），监测高真空区域的真空度，左侧为真空玻璃腔。

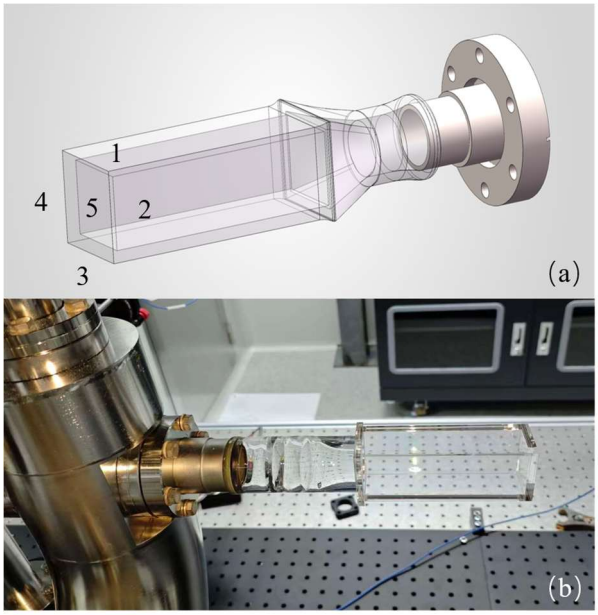


图 2-4 玻璃腔 3D 建模与实物图

Fig. 2-4 3D model and photograph of the glass cell

为了获得更多的光通路，我们定制了如图所示的玻璃腔（新南智科），其中面 5 为未镀膜面，1–4 面镀 0/45° 增透膜：440–900 nm、1064 nm 和 1550 nm，包含了铷和锶的 MOT 光、光偶极阱以及三维光晶格光和高分辨成像光的全部波长。镀膜曲线如图 2-5 所示：

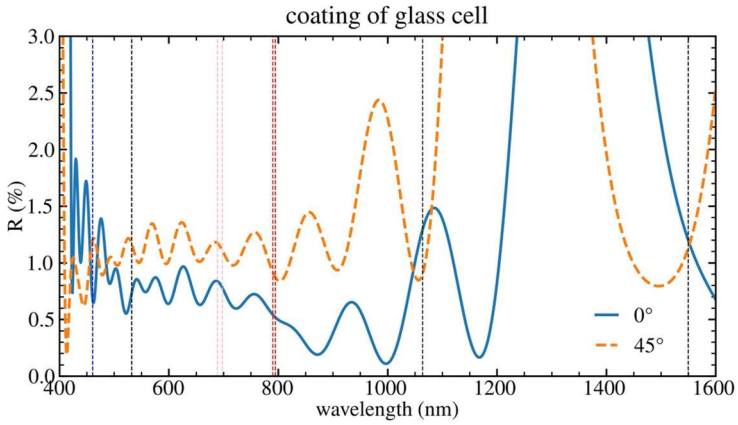


图 2-5 玻璃腔镀膜曲线

Fig. 2-5 Coating curve of the glass cell

2.1.3 超高真空获得

准备完毕真空各个组件并组装后，就要进行真空的抽取和烘烤，在此之前需要先进行锶原子的装填（锶通过 CF16 法兰已安装在真空组件中）。由于锶在空气中极易与水蒸气发生反应，并且与氧气接触会氧化发黑（SrO），因此需要在通入惰性气体氩气（Ar）环境下进行原子装填。我们选用淘宝购置的塑料薄膜包裹住整个原子喷炉，并且在其中放入需要用到的工具和配件（所有工具预先用无水乙醇擦拭，并用铝箔包好），包括无水乙醇、无尘布（Kimberly W5）、镀银螺丝和垫片（淘宝定制）、自然丰度的锶源（Thermofisher，038624-06）、无氧铜垫圈和操作人员双手等，如图 2-6 (a) 所示。同时将塑料膜的每一处与空气接触部分用透明胶带封牢，留一个小口用作氩气输入口。

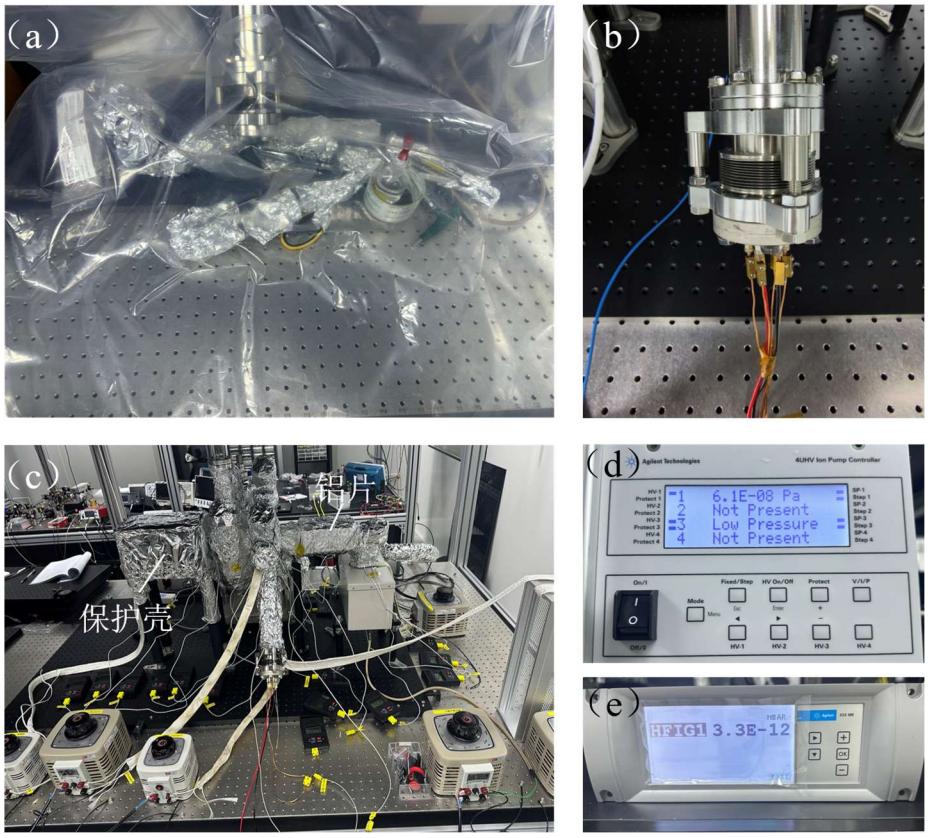


图 2-6 超高真空获取过程。(a)、(b) 装填锶原子前后示意图；(c) 真空烘烤；(d) 当前离子泵示数；(e) 当前真空规示数。

Fig. 2-6 Ultra-high vacuum (UHV) acquisition process. (a) Before and (b) after loading Sr atoms; (c) vacuum bake-out; (d) current ion pump reading; (e) current vacuum gauge reading.

操作具体步骤如下：

（1） 快速通入氩气至薄膜内，气管内径为 6 mm，流速计显示流速为 25 L/min。

（2） 减小氩气流速，薄膜边缘处剪掉一个小口，从开口方向相反位置开始进行不断挤压，在此期间需要防止空气回流，将气体排净后立刻封住开口。

（3） 重复（1）和（2）步骤三次，可以认为此时氧气含量极低，绝大部分气体为氩气。

（4） 将充满氩气的锶原子玻璃瓶打破，装入喷炉原子室内，装入毛细管阵列固定盖子并安装保温壳。最后将无氧铜垫圈装入 CF35 法兰刀口出，拧紧法兰。

（5） 法兰固定后开启机械分子组合泵（Pfeiffer Vacuum），先只开启前置泵（机械泵），在真空度达到 100 Pa 以下时开启分子泵。转速达到 1000 Hz 时分子泵完全启动。

当真空度快速下降到 10^{-4} Pa 以下，可以认为整体密闭，原子装填完好。需要注意的是，在固定法兰时需要时刻小心真空电极，在第一次装载锶原子时，拧螺丝时不慎将其砸断，导致真空出现一个缝隙，不得不修补电极。组装完成的整个炉体如图 2-6 (b)所示，其中加热丝电极连接红、黑两条导线，用漆包线连接热偶和温度计的电极，连接端子为黄铜接线端子。

开启分子泵直至真空度几乎不再下降，我们开始了对真空的烘烤，将腔体内壁常温下难以抽取的水分子和真空机械件自身以及加工时产生的 H_2、N_2 和 CO_2 等气体去除。如图 2-6 (c)所示，我们利用多条玻璃纤维加热带进行不同位置的烘烤，具体的烘烤温度见表 2-1，加热带受到交流变压器（德力西 TDGC2）或控温仪（购买于力美特，温控模块为 SHIMADEN SRS3-P-P10_001）控制。为了保证玻璃腔与铟封视窗受热均匀，在玻璃腔外部套一层铝壳（提前用超声波清洗机多次清洗表面油污，防止烘烤时蒸发到腔表面），用铝箔包裹紧铝壳后外部缠绕加热带；同理，我们将四块铝片一同固定在四个铟封视窗上，进行均匀加热。经过缓慢升温后，所有位置达到预设温度，开始了时长为 15 天的烘烤；在此期间只用分子泵维持，分子泵真空度示数从 1.9×10^{-5} Pa 下降至 1.4×10^{-6} Pa。

此时略微降低钛泵温度，并对钛升华泵进行除气。其中一共含有三根钛丝，轮流进行除气；每隔半小时更换一根，开启电流一分钟，三根钛丝全部经历一次记为一轮，我们在 38 A 和 40 A 各进行了 7 轮，真空度不再明显变化，除气完毕。随后正式开启钛升华泵，每根通电时间为 6 分钟，开启后真空度降回原来数量级时（约 40–60 min）开启下一根，在 37 A 和 42 A 共进行 5 轮，45 A 进行 3 轮，此过程一直持续至烘烤

结束。

表 2-1 真空组件参考与实际烘烤温度

Tab. 2-1 Reference and actual bake-out temperatures of the vacuum components

真空组件	最高烘烤温（℃）	最大升降温梯度	正式烘烤温（℃）
离子泵磁铁	350	-	280
离子泵泵芯	450	-	280
铟封 2D MOT	100	-	81
玻璃腔	250	10 ℃/h	100
玻璃腔法兰	500	-	145
大角阀	300	60 ℃/h	150
小角阀	300	60 ℃/h	90
真空规	450	-	250
不锈钢部件	350	-	250
钛宝石窗口	200	3 ℃/min	120
锶原子喷炉	-	-	450

烘烤完毕后开始对离子泵进行除气，分别短暂的开启两个离子泵（防止分子泵气体倒吸），离子泵吸附的气体排出后会使真空度变差，因此在多次开关离子泵后，与分子泵达到平衡，即可关闭角阀。此时一级真空离子泵真空度为 2.7×10^{-6} Pa，二级离子泵真空度为 5.2×10^{-8} Pa。

整体降至室温后真空度在真空规计示数为 7.3×10^{-9} Pa，这个结果完全没有达到预期，因此在寻找问题后决定将真空规计单独增加一根加热带进行烘烤除气，并把全部真空装置重新升温烘烤，这个过程持续了一周，并且在此期间又开启钛升华泵，在 38 A、42 A 和 45 A 各升 3 轮电流，每根 6 分钟。

最终降至室温后真空规计示数为 1.2×10^{-9} Pa，已经能够达到实验要求。随着实验不断进行，得益于锶原子的吸气剂效应，可以与真空中残存的分子（氧气、水蒸气、二氧化碳等）发生化学反应生成稳定的固态化合物，能够使压强不断降低。真空降温完毕为 2025 年 8 月 29 日，直到 2026 年 3 月真空规显示真空度如图 2-6 (e)所示，此时原子喷炉温度保持在 270 ℃，然而该型号真空规最低测量压强为 6.7×10^{-12} mbar，因此我们认为真空度已经超过真空规的测量极限。日常实验中喷炉温度升至 400 ℃左右，真空度不超过 1.0×10^{-9} Pa。

2.2 锶原子激光冷却系统

本节介绍了锶原子冷却的四个波长激光器，包括 461 nm、679 nm、689 nm 和 707 nm 激光，主要介绍 461 nm 和两种再泵浦光的光路设计和移频方案，整体光路如图 2-7 所示；689 nm 只涉及用于激光稳频的原子加热炉的组装细节。整体激光的锁频方案在第四章进行详细介绍。

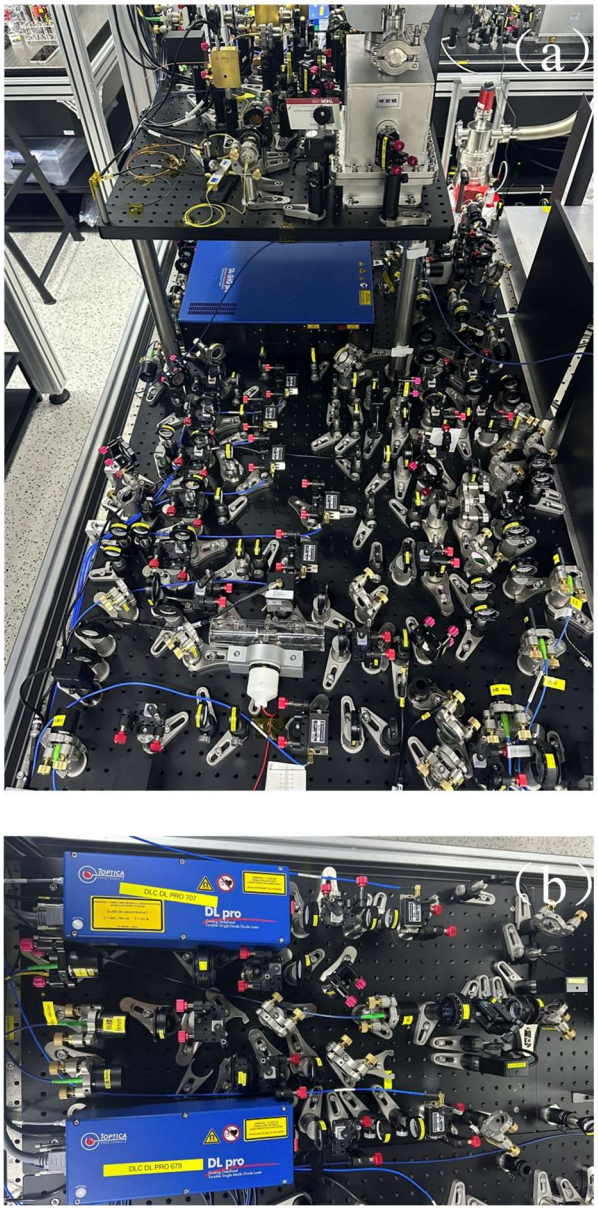


图 2-7 锶原子光路系统。(a) 461 nm 激光及锁频光路；(b) 再泵浦光 707 nm、679 nm 光路。
Fig. 2-7 Optical setup for the strontium atoms. (a) 461 nm laser and frequency locking setup; (b) optical path of the 707 nm and 679 nm repumping lasers.

2.2.1 461 nm 激光系统

锶元素作为碱土金属，最外层有两个价电子，有四种稳定的同位素，分别为三种玻色子 ^{88}Sr（82.58%）、^{86}Sr（9.86%）、^{84}Sr（0.56%）和一种费米子 ^{87}Sr（7%），括号内为相应同位素的自然丰度。

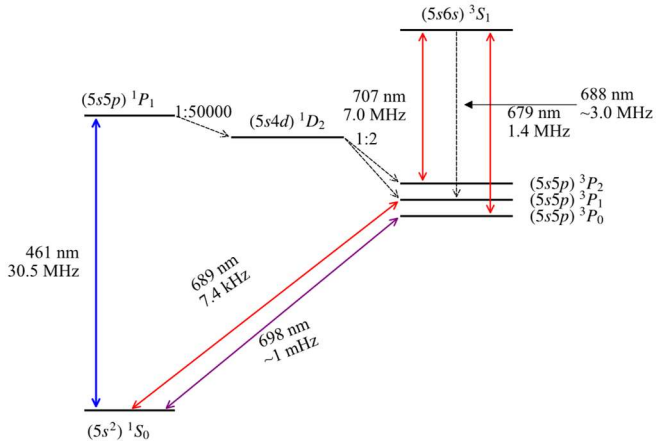


图 2-8 锶原子能级结构

Fig. 2-8 Energy level diagram of the strontium atom.

461 nm 是冷却锶原子最主要的激光波长，对应$5s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5s5p\ ^1P_1$跃迁，如图 2-8 所示，该跃迁自然线宽为 30.5 MHz，被广泛用于塞曼减速、磁光阱等预冷却光，可以将原子快速冷却至 mK 级别，冷却极限为 770 μK。

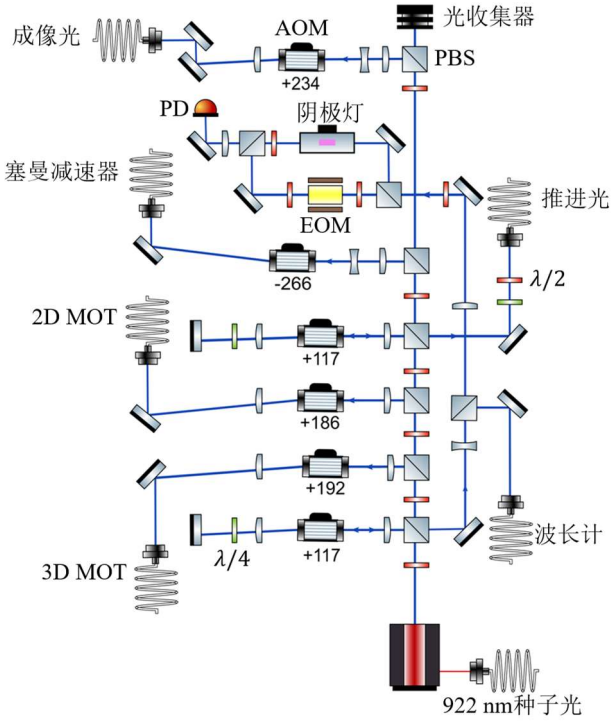


图 2-9 461 nm 激光光路设计图

Fig. 2-9 Optical layout of the 461 nm laser

注：光纤耦合时均用半波片和四分之波片接入偏振分析仪（Schäfter+Kirchhoff-SK010PA）进行保偏调节，两个波片装入双波片架（大恒光电）大大节省空间。图中除推进光处均省略波片。

图 2-9 为 461 nm 激光的设计方案，我们将整个光路分为了 9 路。由于使用的是 Toptica 公司的倍频激光器，在锥形放大器（TA）后经过倍频腔后出光为 461 nm，光强为 1.3 W。因此在最终的稳频方案中，我们把倍频前的 922 nm 激光用作激光稳频，以减少倍频腔可能产生的不稳定影响。其余的 8 路光都利用半波片与偏振分光棱镜进行光功率的调节，从下数第一束激光用作调制转移谱稳频以及分出一束接入波长计（Highfinesse，WS-7）监视频率，最上方为锶蓝 MOT 成像光，其余的 2D MOT、3D MOT、塞曼减速三束光用作冷却，推进光用于将低真空区域囚禁的原子转移至玻璃腔。实验中使用声光调制器（Gooch & Housego）进行移频，通过控制输入频率的大小调节每一路激光的频率，调节输入功率的大小来实现衍射效率的最大化和百微秒量级的开关。

表 2-2 以激光频率为基准的 461 nm 激光 AOM 移频方案

Tab. 2-2 AOM frequency shifting scheme for the 461 nm laser referenced to the laser frequency.

	相对失谐（MHz）
激光频率	0
原子频率	+234
塞曼减速	-266
2D MOT	+186
3D MOT	+192
推进光	+114 × 2
MTS	+117 × 2
成像光	+234

2.2.2 再泵浦光系统

由于 461 nm 的跃迁不是一个完全封闭的二能级系统，如图 2-8 所示有五万分之一的概率在激发态 $^1P_1$ 处衰变到中间态 $5s4d\ ^1D_2$，并继续以 1:2 的比例弛豫到三重态 $5s5p\ ^3P_2$ 和 $5s5p\ ^3P_1$ 态。$^3P_1$ 态可以自发辐射到 $^1S_0$ 继续参与到冷却循环中，但 $^3P_2$ 态是一个亚稳态，寿命非常长，原子会在这个暗态不断堆积，因此需要用再泵浦光将该态原子激发到 $5s6s\ ^3S_1$ 态使其自发辐射到 $^3P_1$ 态，对应了 707 nm 激光。但处于 $^3S_1$ 态的原子还会弛豫到 $5s5p\ ^3P_0$ 态，寿命长达几千年，需要用 679 nm 激光再次将原子泵

浦至 $^3S_1$ 态。

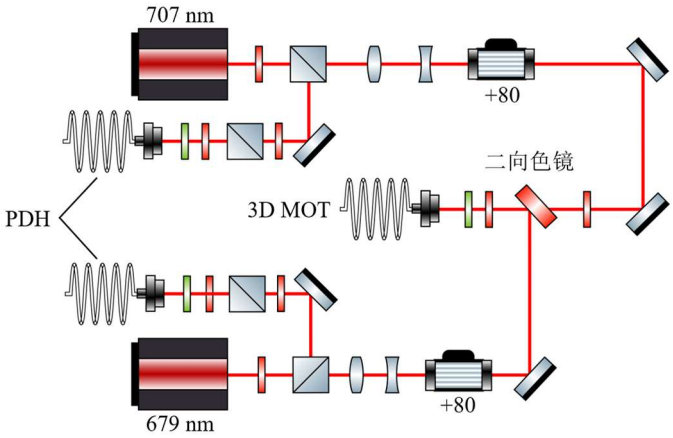


图 2-10 再泵浦光合束光路设计图

Fig. 2-10 Optical layout for combining the repumping lasers

两种波长激光器均为 Toptica 生产的 DL Pro 外腔半导体激光器，679 nm 和 707 nm 激光器输出功率分别为 34 mW 和 28.6 mW，它们各自分出一路光用作稳频，由于再泵浦光需要同时作用，另两束光通过二向色合束到一根光纤，有效的节省玻璃腔附近空间。

2.2.3 689 nm 饱和吸收炉

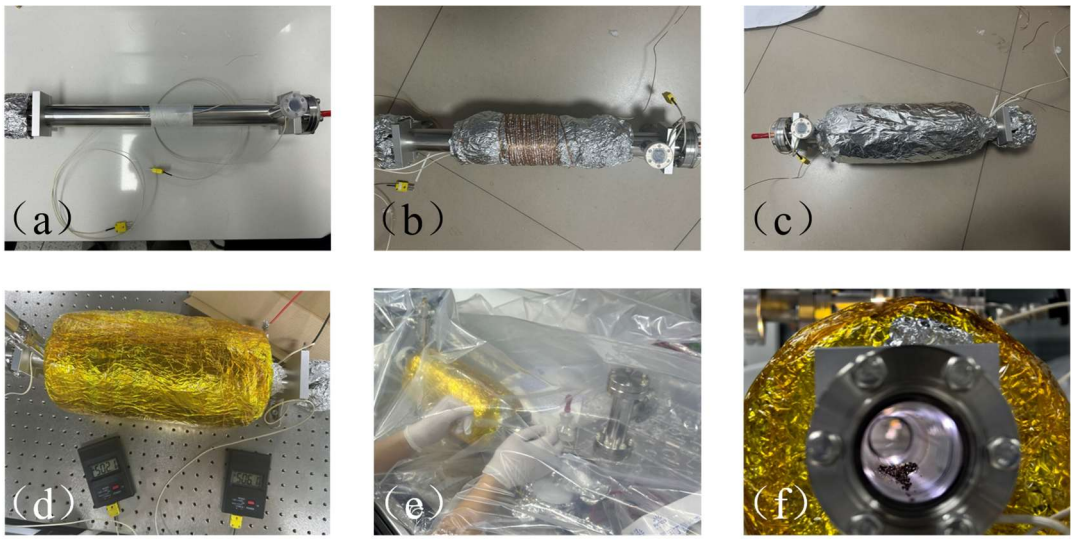


图 2-11 饱和吸收蒸气室制作流程

Fig. 2-11 Fabrication process of the saturated absorption vapor cell

由于常温下锶原子饱和蒸汽压过低，进行激光锁频需要与大量原子进行共振，为此需要充入惰性气体的阴极灯，通过高压电源激发出足够的原子，但阴极灯价格较为

昂贵，因此借鉴清华大学尤力、郑盟锟老师组的设计，在大连齐维定制了三通、CF16全金属角阀和无镀膜视窗[86]。详细的制作流程如图所示，步骤如下：

a) 首先将 K 型热偶用玻璃纤维带绑紧到真空管子中心处，用于接表头的热偶接线需要耐高温（700 ℃淘宝购买）。

b) 将 1.5 m 长直径 0.6 mm 的镍铬加热丝用无感绕法，无相互接触绕在刚缠的玻璃纤维带上，并再用一层玻璃纤维带裹紧加热丝。用 superwool 可溶性纤维陶瓷保温毯包紧一层，用铜丝将保温棉绑紧，包一层铝箔防止碎屑掉落，绕制为了产生磁场的漆包线，并留出接口以保证长度足够接入电流源。

c) 反复用保温棉包裹，绕制三到四层，每层都用铜丝绑紧；用铝箔包紧。

d) 用耐高温聚酰亚胺胶带包紧整体，实际测得加热丝加热到 500 度时，胶带处温度不超过 35 度。不会影响平台周围光学元件稳定度。

e) 与将原子装入喷炉步骤相似，在氩气环境下进行操作，尽快将原子装入管道中间加热丝位置处，将 CF35 法兰拧紧。

f) 开启分子泵，调节针阀，使其与分子泵达到平衡，分子泵示数为 1 Pa（减小锶原子加热时的平均自由程，防止在视窗上覆盖一层锶薄膜。并且不能过量通入氩气，气体间碰撞展宽急剧升高，会使误差信号淹没在噪声中），最后关闭角阀与针阀并关闭分子泵。

在之后的 689 nm 激光的搭建中，将会利用制作好的蒸气室用于激光的长期稳定，由于$5s^2\ {}^1S_0 \rightarrow 5s5p\ {}^1P_1$跃迁自然线宽为$\Gamma/2\pi = 7.4$ kHz 的，需要先利用高精细度（Finesse=200000）的超稳腔进行线宽压缩，从而实现用“红 MOT”对原子的进一步冷却。

2.3 磁场系统

磁场在超冷原子实验中起到至关重要的作用，是调控光与原子之间相互作用的重要手段。塞曼减速器中的磁场可以使原子在减速过程中不断补偿多普勒频移，始终保持光子的连续共振吸收；MOT 利用反亥姆霍次线圈，与光场共同作用囚禁原子；Feshbach 线圈利用磁 Feshbach 共振机制可以调控原子间的相互作用。我们整个系统的磁场装置主要可以分为四个部分：玻璃腔附近的主磁场线圈，锶 2D MOT 磁场，铷 2D MOT 磁场和锶塞曼减速器磁场，本节将介绍前三个磁场装置的构造和测试数据，塞曼减速器磁场的具体设计与组装测试将在第三章详细描述。

2.3.1 主线圈

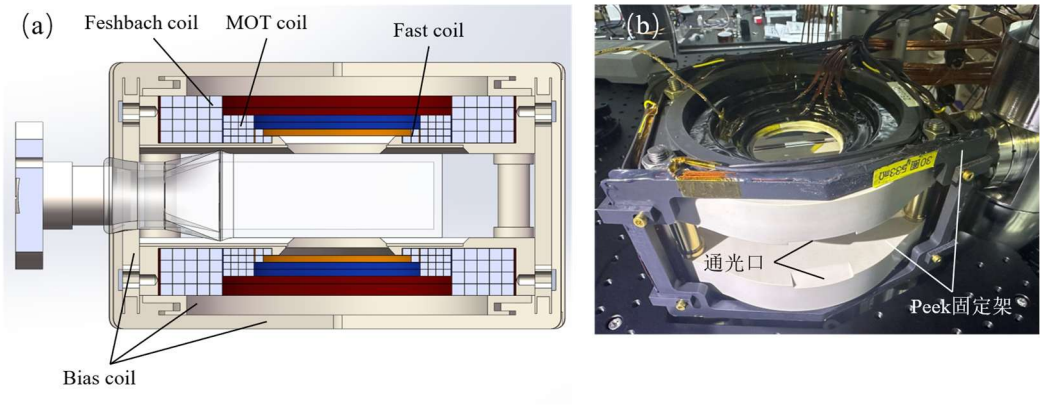


图 2-12 玻璃腔周围线圈示意图。(a) 线圈设计剖面图；(b) 安装至玻璃腔后线圈实物图。

Fig. 2-12 Schematic of the coils surrounding the glass cell.(a) Cross-sectional view of the coil design;(b) photograph of the coils installed on the glass cell.

玻璃腔附近的磁场线圈为一个整体的主线圈，分为 MOT 线圈、Feshbach 线圈、快速（Fast）线圈和偏置（Bias）线圈，线圈的绕制和粘合为力美特真空公司完成。前三者用高温固化胶水与壳体黏在一起，其中，Fast 线圈在最内部，共两层三圈；MOT 线圈四圈四层；二者都为 3 × 3 mm 空心方铜线绕制而成。最外侧 Feshbach 线圈五圈四层，空心方铜线规格为 5 × 5 mm。最外层的，Bias 线圈用直径 1 mm 漆包线绕制而成，共有三对，水平方向的两对分别为方形和异形线圈，竖直方向为一对圆形线圈。

表 2-3 主线圈各组成部分磁场参数

Tab. 2-3 Magnetic field parameters of each component of the main coil

磁场线圈	圈数	线圈间距（cm）	磁场大小（G/A）	磁场梯度（G/cm/A）
Feshbach	20	7.25	2.375	0.388
MOT	16	6.33	2.32	0.58
Fast	3	5.67	0.66	0.207
Bias z	15	10.18	1.266	-
Bias x	30	19.5	0.9	-
Bias y	30	16.4	1.5	-

所有线圈外壳都用 Peek（聚醚醚酮）制作，在强度、耐高温和耐磨损方面有着优良性能。在主线圈的外壳设计中，上下各添加了一个缺口，为后续实验光路留下通光口。同理，在内表面的三套线圈设计成锥形，保持足够角度方便光晶格光路的搭建。所有线圈的参数总结于表 2-3。

2.3.2 铷 2D MOT 磁场系统

对于铷的预冷却，我们采用常规的绕制线圈的方式来获得磁场，利用真空系统中四个铟封视窗附近的螺纹孔先进行了固定架的设计，依然采用了 Peek 作为固定材料。我们模拟了两对单股 1 mm 漆包线在通入不同电流下的磁场，线圈位置为固定架中间位置，中心即为囚禁原子区域；在通入电流方向符合反亥姆霍次情况下，粗略计算后结果显示需要约 750 A 电流可以达到初步捕获原子的磁场梯度[87]。因此在绕制中，为了防止通入大电流造成线圈过热，最终绕制圈数为 246 圈，每个线圈电阻大小约为 2.4 Ω，预计通入电流为 3 A。线圈绕好后从固定架的走线孔穿出，预留出连接电源的长度，并用热缩管完全包裹多余长度以作保护，最后用环氧树脂粘合固定多层线圈。

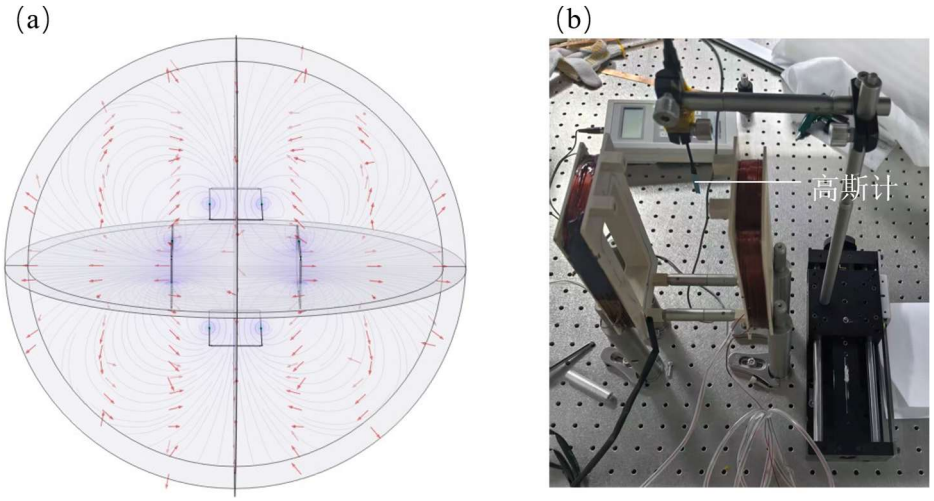


图 2-13 (a) Comsol 模拟磁场分布；(b) 绕制线圈并装配于固定架后的实际测量。

Fig. 2-13 (a) COMSOL simulation of the magnetic field distribution;(b) actual measurement of the wound coils mounted on the supporting frame.

实际测量中，我们将一对线圈进行固定，并将高斯计传感器固定于位移台，在 2 A 电流下分别测量了两个方向的磁场曲线，如图 2-14 所示。Y 方向拟合为蓝色虚线，Z 方向拟合为红色虚线，截取中间 5 cm 数据进行线性拟合，可以得到 Y、Z 方向磁场梯度大小分别为 9.1 G/cm 和 5.85 G/cm，由于四个线圈圈数一样，因此我们认为在四个线圈同时作用下两个方向的磁场都是测得的单对线圈的两个方向磁场之和，总梯度大小约为 15 G/cm。同时我们还在 4.5 A 电流下测试了线圈表面温度仅有 42 ℃，通常铷 2D MOT 磁场梯度大小不超过 20 G/cm，在 2-3 A 之间的电流不会造成系统过热。

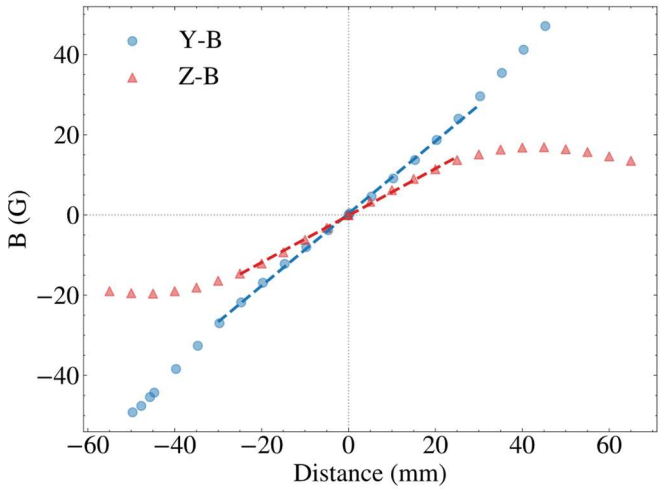


图 2-14 通入 2 A 电流下磁场梯度拟合

Fig. 2-14 Fitting of the magnetic field gradient at an applied current of 2 A

2.3.3 锶 2D MOT 磁场系统

锶 2D MOT 磁场由永磁铁（Eclipse 公司）提供，共分为四组磁铁，每组 5 块，每块磁铁大小为 10 × 25 × 5 mm，固定于真空八通的两侧，在固定装置中留有 Peek 垫片可供磁铁位置精调，铝制固定架纯钛螺丝进行固定。这种排列方式可以在磁铁中心产生较大的磁场梯度，且中心磁场为 0，满足 MOT 磁场所需。

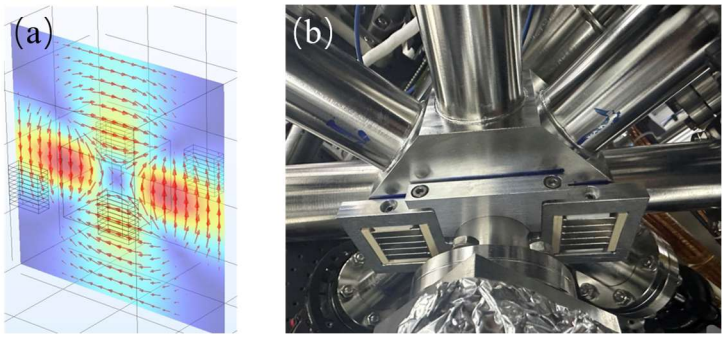


图 2-15 (a) 模拟磁场分布图；(b) 磁铁固定示意图。

Fig. 2-15 (a) Simulated magnetic field distribution; (b) schematic of the magnet mounting.

在实际磁场测量与使用中，我们选取平行于塞曼减速器管道的方向放置磁铁。用永磁铁产生磁场无法保证在整个磁场分布的平面内保持像环形线圈产生的磁场梯度一样高度一致，因此在测量中我们选取典型的一个方向，即平行于固定架长边的方向测量磁场梯度[56]，磁场梯度参数如表 2-4 所示，可以满足锶原子初步囚禁的需要，具体的位置摆放需要由原子囚禁数目决定。

表 2-4 不同距离下锶 2D MOT 磁场梯度参数

Tab. 2-4 Magnetic field gradient parameters of the Sr 2D MOT at different distances

间距	磁场梯度（G/cm）
50	68
52.5	61.4
55	55.4
57.5	50.2
60	45.6

2.4 控制系统

超冷原子的制备与操控需要对激光的开关、功率和频率和以及磁场大小进行精密调控，因此我们利用数字控制板卡（NI PCIe-6535B）充当整个实验的全局时序发生器，拥有~500 ns 级别的时间分辨率，满足了冷原子实验中几十秒内万次指令的执行。板卡中有 27 位被用于数字、模拟和 DDS（Direct Digital Synthesizer，直接数字频率合成器）电路板的控制，其中 16 位为数字信号，11 位是地址位；另有 1 位输出选通信号（Strobe bit）确保时钟同步以及触发精准。

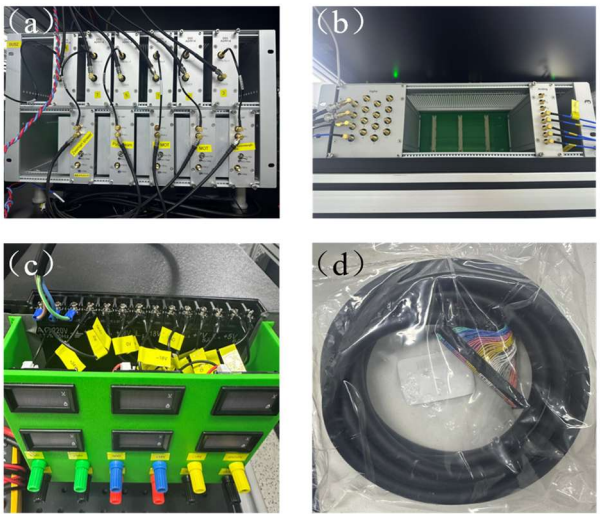


图 2-16 (a) DDS 和射频放大器；(b) 数字和模拟信号输出板；(c) 定制的恒压航天朝阳电源；(d) 定制同轴线。

Fig. 2-16 (a) DDS and RF amplifier; (b) digital and analog signal output boards; (c) customized constant-voltage power supply; (d) customized coaxial cables.

实验中所有 AOM 的输入频率都由 DDS 提供，中间经过放大器放大。如图所示，全部的 DDS 卡需要接入同一个时钟信号（2 GHz）以保证频率的稳定性，并且由于采样定理，决定了射频信号的最高输出频率＜1 GHz[88]。我们用 Keysight N9310A 作

为时钟信号源，接入多个级联的一分八功分器（Qualwave，QPD8-1000-3000-30-S）后再输入给 DDS；在实际使用中时钟信由于接入多级功分器使每个 DDS 输入信号强度不同，过低的时钟信号会导致输出的射频信号受到严重干扰，经过测试发现至少在 5 dBm 下才能稳定工作。

在供电方面，我们定制了恒压电源，涵盖了所有电路板所需要的电压大小。在控制电脑信号输入方面，我们改进了之前用排线连接的方式，改用定制的同轴线，不仅大大增强了屏蔽效果，还克服了排线压降过大的问题。

2.5 水冷系统

超冷原子实验平台具有多台高功率激光器、射频信号放大器、恒压直流电源和磁场线圈，工作时发热严重，温度过高会对器件本身造成损坏，还会使整个平台温度升高，对原子的冷却产生影响。因此为了平台正常运行，需要在多处进行通水冷却。水冷机（莱普泰科，JA-52DZ）出水连接分水器，每一路都连接压力计和机械式流量活塞开关。将分水器固定在走线槽旁边，方便水管的走线。

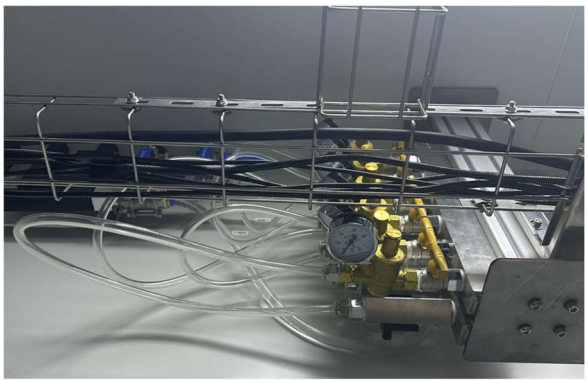


图 2-17 分水器固定于天花板下铝型材

Fig. 2-17 Water manifold fixed to the aluminum profile under the ceiling

实际将 MOT 线圈通入 100 A 电流（电流源为 Caenels，FAST-PS-1K5），进入方铜线圈前流速为 0.332 L/m，线圈外表面温度不超过 38 ℃。为预防水流速较低，以及水冷机未开启通入电流，我们利用电流源内置的 Interlock 机制，在流速低于阈值时自动切断电源，防止线圈温度过高损坏的情况出现。

为了监测水冷控温与水管堵塞情况，作为 Interlock 更先一步的监测报警，我们设计了一款基于 Arduino 单片机的温度流速报警器，如图 2-17 所示。利用霍尔水流量传感器进行水流感应，在不同流速下输出不同频率脉冲信号，转换为实际水流量，测试流量范围为 1−40 L/min，精度在±3%；温度传感器为 DS18B20，在-10−85 ℃范

围内误差为± 0.4 ℃。两个传感器各自配有一个旋转编码器，利用两组支持外部中断的引脚实现旋转编码器的阈值调节功能，这是选择 Arduino Mega 2560 作为开发板的主要原因。此外为了防止调节编码器后产生的机械抖动造成的误判，在软件中加入了防抖设计。报警装置为低电平触发有源蜂鸣器，在温度或流速低于阈值时分别触发频率不同的报警。屏幕为 LCD1602 转接板用于实时显示当前数值。

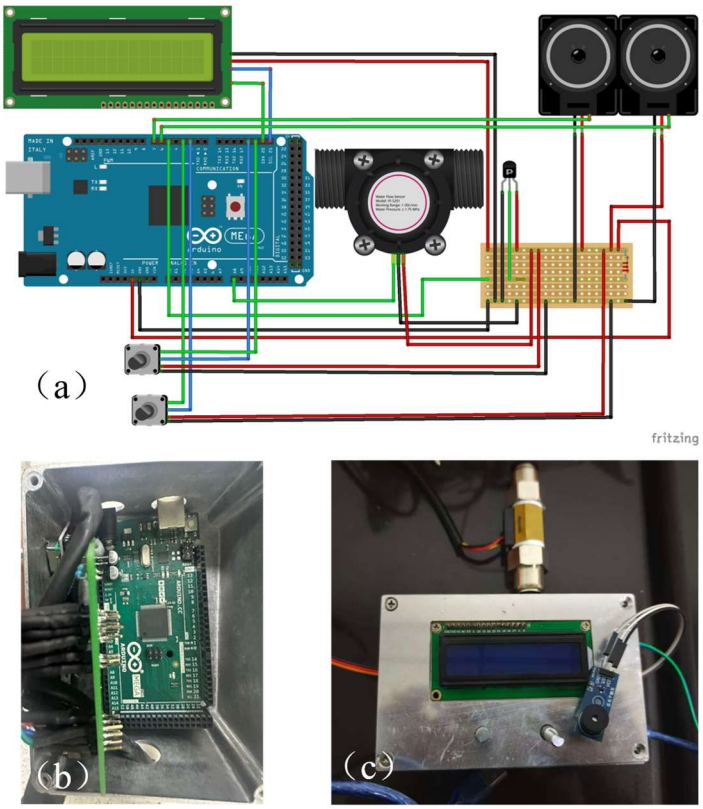


图 2-18 (a) 连线图；(b) 定制 PCB 走线版嵌合单片机；(c) 完整实物图外观。

Fig. 2-18 (a) Photograph of wiring; (b) custom PCB integrated with a microcontroller; (c) exterior view of the assembled device.

在连线上，我们改进了开始时杜邦线和面包板的结合的设计，改为加工 PCB 走线版；将间距为 2.54 mm 的排针焊接于 PCB 版焊孔，刚好能与开发板嵌合，提高了整体装置的稳定性，并且避免了大量杜邦线杂糅在一起的情况。

2.6 本章小结

本章介绍了超冷铷锶混合气体平台的搭建过程。在真空系统方面详细介绍了真空准备以及烘烤流程，在离子泵与钛升华泵共同作用下，最终真空度低于 6.7×10^{-12} mbar；激光系统方面介绍了锶 461、679 和 707 nm 光路设计，并附带移频方案；磁

场系统中，主线圈介绍了结构和主要参数，其他预冷却磁场介绍了从理论到实际测量的设计过程；控制系统方面介绍了时序系统以及对电路系统的改进，并与水冷系统水流速和环境温度的报警装置结合在一起。

3 永磁体塞曼减速器

利用共振激光束对高温原子施加辐射压强，是实现原子束减速的有效方法。但随着原子速率的降低多普勒频移（Doppler Shift）也会不断减小，导致激光逐渐偏离原子的共振吸收频率，减速过程随即终止。为了在整个减速路径上维持原子的连续共振吸收，塞曼减速器通过施加一个空间分布的非均匀磁场，利用塞曼效应引起的能级移动来精确补偿因速度降低而减小的多普勒频移，从而实现对热原子束的持续且高效的减速[48]。

本章作者将介绍利用 8 个长条形永磁体构成的圆柱形 Halbach 阵列，在原子周围产生匀强磁场，通过调节磁铁的位置和角度，使磁场能够覆盖整个锶原子喷炉装置。我们经过理论计算，可以将永磁铁同时利用于塞曼减速和 2D MOT 中，并且无需考虑平衡塞曼减速段的磁场对 2D MOT 的抵消作用。永磁铁方案是低成本、更为可控的预冷却装置。

3.1 塞曼减速器原理

考虑一个自然线宽为Γ的两能级原子系统，当一束波矢为k的激光与原子束迎面相遇时，原子吸收光子并发生自发辐射。由于自发辐射在空间中是各向同性的，其动量转移的平均值为零，因此原子受到的散射力方向与激光传播方向一致。散射力F的大小取决于光子动量$\hbar k$与光子散射率R_{sc}的乘积：

$$F = \hbar k R_{sc} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0+\left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2}, \tag{3.1}$$

其中$\hbar$为约化普朗克常数，$s_0 = I/I_{sat}$为饱和参数，I为激光中心光强，I_{sat}为饱和光强），Δ为激光频率与原子共振频率的有效失谐。

当饱和参数足够大且原子处于完全共振状态（Δ=0）时，散射率达到最大值Γ/2。此时，原子获得的最大减速加速度为：

$$a_{max} = \frac{\hbar k \Gamma}{2m}, \tag{3.2}$$

其中m为锶原子的质量。实际实验中由于饱和效应、磁场不均匀性以及原子束和冷却光的重叠度等因素影响，无法达到这个值，因此引入一个减速因子η（0<η<1），实际的加速度为：

$$a = \eta a_{max}, \tag{3.3}$$

设原子以初始速度v_0自喷炉喷出（z =0），在恒定加速度a的作用下进行匀减速直线运动，减速器长度为 L。原子在位置 z 处的速度$v(z)$满足运动学方程：

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2az}, \tag{3.4}$$

为了补偿多普勒频移的变化，需要在原子的运动路径上施加一个非均匀磁场 B(z)。在弱磁场下，原子的能级会发生塞曼分裂。对于锶原子的冷却主跃迁线（λ=461 nm），基态无塞曼频移，激发态的塞曼频移量为

$$\Delta\omega_Z(z) = \frac{\mu_B}{\hbar} g_e m_J B(z) = \frac{\mu_{eff}}{\hbar} B(z), \tag{3.5}$$

其中μ_B为玻尔磁子，g_e为激发态朗德因子（对 ^{1}P$_1$，g_e=1），m_J为磁量子数，μ_{eff}为有效磁矩。连续共振条件为[89]：

$$\Omega_L + kv(z) = \omega_0 + \frac{\mu_{eff}}{\hbar} B(z), \tag{3.6}$$

移项可以得到空间磁场分布为：

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu_{eff}} [\omega_L - \omega_0 + kv(z)], \tag{3.7}$$

带入匀减速方程中，设原子在减速器末端速度减至极小，即$v_0^2 = 2aL$，带入磁场分布方程可以得到

$$B(z) = B_{\text{bias}} + B_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L}}, \tag{3.8}$$

第一项B_{bias}为偏置磁场，与位置无关，第二项表示磁场随位置的变化，B_0为补偿多普勒频移所需的磁场幅度系数。

塞曼减速器主要可以分为三种类型，即磁场减小型（$B_{\text{bias}} = 0$）、磁场增大型（$B_{\text{bias}} = -B_0$）和自旋翻转型（$B_b \approx -B_0/2$）。磁场减小型塞曼减速器的磁场随 z 的增加逐渐减小，在原子入口达到最大，出口处减至最小；这种方案往往需要激光频率有非常大的失谐，并且由于减速器末端的磁场瞬间消失而导致原子扩散严重，导致 MOT 中囚禁原子数变低。磁场增大型与磁场减小型相反，在靠近 MOT 的区域磁场最大；这会引起 MOT 磁场受到严重的漏磁干扰，从而不得不串联补偿线圈抵消剩余磁场。综合考虑，我们采用非对称的自旋翻转方案，减速器两端需要的磁场绝对值较小，不会引起严重的漏磁干扰；同时激光的失谐可以完全利用 AOM 实现。

3.2 塞曼减速器设计与磁场模拟

当下，产生塞曼减速器所需磁场的方法中，以绕制线产生磁场最为普遍，通过改变绕制层数或改变绕线间距调节。但由于其繁琐的绕制方法以及供电设备需要水冷却的问题，可以在一定程度被优化。因此，在设计塞曼减速器过程中，我们在原子周围使用多个 N35 钕铁硼（NdFeB）构成海尔贝克（Halbach）阵列以产生稳定的横向磁场。这种设计不仅结构简单，而且杂散磁场很低。

3.2.1 Halbach 阵列

Halbach 阵列通过将多个充磁方向不同的永磁体按照特定的空间相位进行离散拼接，利用磁场矢量的叠加，实现磁通量在空间上的重新分布[90-91]。对于一个无限长、内径为R_{in}、外径为R_{out}的理想连续 Halbach 圆柱，其内部永磁材料的磁化强度矢量M的方向在空间中是连续旋转的。设磁化矢量与参考轴夹角为α，阵列的拓扑规律被定义为：

$$\alpha = k\phi, \tag{3.9}$$

其中k为整数（多极阶数），ϕ为空间方位角。将该磁化矢量分解到圆柱坐标系的径向单位矢量$\hat{r}$和切向单位矢量$\hat{\phi}$上，可以表示为

$$M = M_0 \cos\big((k-1)\phi\big)\,\hat{r} - M_0 \sin\big((k-1)\phi\big)\,\hat{\phi}, \tag{3.10}$$

M_0为 N35 材料的剩余磁化强度，与剩余磁感应强度B_r（在外加磁场下磁化至饱和后，撤除外加磁场，磁体内部仍然能保留的磁感应强度，代表永磁材料所能提供的最高理论磁场上限）有关，N35 的剩余磁感应强度在 1.17–1.21 T 之间。通过引入磁标势Φ_M并带入麦克斯韦方程组，得到磁标势在内腔中必须满足拉普拉斯方程：

$$\nabla^2 \Phi_M = 0, \tag{3.11}$$

引入永磁铁特定的边界条件后，内腔磁标势为：

$$\Phi_M \propto r^k \cos(k\phi), \tag{3.12}$$

由$B = -\mu_0 \nabla \Phi_M$，得出：

$$B \propto r^{k-1}, \tag{3.13}$$

当$k = 1$时，磁场强度与半径 r 无关。因此在整个内腔中，磁场的大小和方向都完全均匀恒定[92-93]，如图 3.1 所示。

在实际实验中，无法制造出磁化方向连续旋转的一整块圆柱磁铁，且过多的磁铁不便操作。因此，我们采用离散的 N 35 永磁块（M =8）来拼接接近理想的$k = 1$ 连续分布。虽然离散化会导致高阶空间谐波（$M \pm k$阶），但由于原子束主要集中在中心轴线位置，并且M =8，高阶谐波衰减速度快，磁场的均匀度完全可以满足塞曼减

速的需要[91,94]。

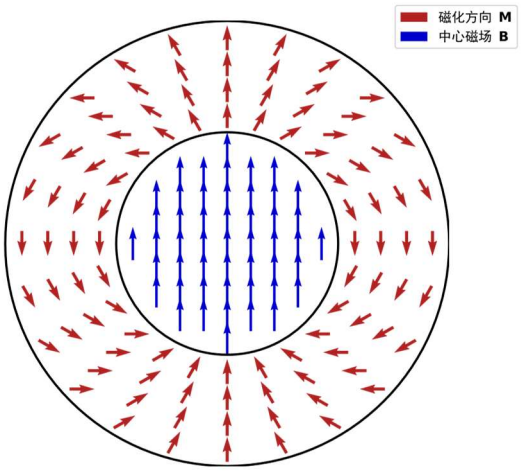


图 3.1 k =1 时 halbach 阵列截面图

Fig. 3-1 Cross-sectional view of the Halbach array for k = 1

注：红色箭头为磁化方向，蓝色箭头代表中心磁场，沿中心轴线飞行的锶原子能够感受到垂直运动方向的磁场来补偿多普勒频移。

3.2.2 设计与理论模拟

假设锶原子束以中心速率为 450 m/s 的麦克斯韦分布从喷炉喷出，可以得出塞曼减速器的长度约为 0.28 m，所需要的磁场极大与极小值相差约为 700−800 G。

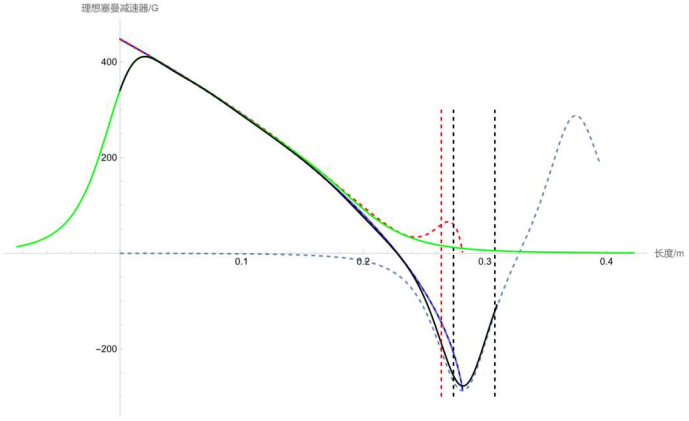


图 3-2 理想塞曼减速器磁场曲线

Fig. 3-2 Magnetic field profile of an ideal Zeeman slower

不同于寻常的自旋翻转塞曼减速器，永磁铁塞曼减速器无法像绕制线圈的方法一样，通入反向电流以此实现量化轴的改变。我们采用塞曼减速器与 2D MOT 相结合的方式，利用第一段主要的塞曼减速段与 2D MOT 起始段相互重叠，使之形成了一个天然的自旋翻转效果。2D MOT 的磁场分布与磁场梯度在第二章已做详细说明。

因此，最大的起始磁场只需要 450 G 左右，如图 3.2 所示，蓝色实线绘制的是理论塞曼减速器磁场随位置变化的曲线。

在设计之初，考虑到完美利用 Halbach 阵列的特性，我们设计了整体排布如图 3-3 (a)所示的永磁铁阵列：将全部的塞曼减速器分成 14 套不同半径的 Halbach 阵列，每套阵列都具有 8 块正方体磁铁（12 × 12 × 12 mm），阵列之间相隔距离为 1 mm，由于它们的半径大小不一致，在轴线附近产生大小不同的磁场。图 3-2 中绿色曲线即为微调每一套阵列半径大小后所绘制出的结果，黑色曲线整合了塞曼减速器和 2D MOT 前半段的磁场。然而在实际的组装中，没有考虑到每一套阵列之间距离过近，排斥力非常大，无法将两套阵列的固定架进行与理论方向相同的锁定。

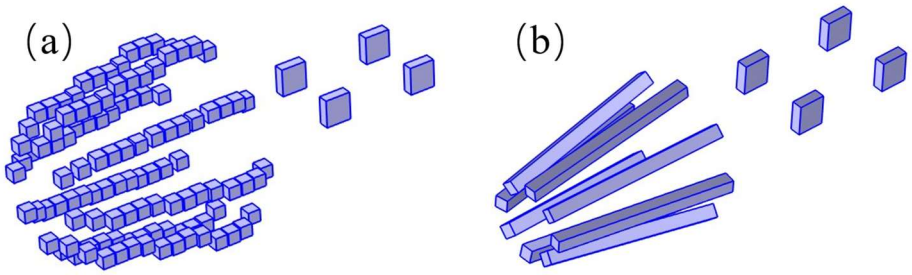


图 3-3 两种不同的塞曼减速器设计方案示意图

Fig. 3-3 Schematics of two different Zeeman slower designs

为了规避这个问题，我们不得不改变设计方案，改为利用 8 根长条形的永磁铁，尺寸为 12 × 12 × 170 mm，如图 3-3 (b)所示。虽然这种方案会导致中心处的磁场不能完全与原子束垂直，但实际实验上的倾斜角度非常小，可以忽略这一点不足，在后续的实际测量中可以得到体现。同时，在这种方案下，固定设计显然更为简易，只需固定首、尾位置，再绑紧于真空装置即可。

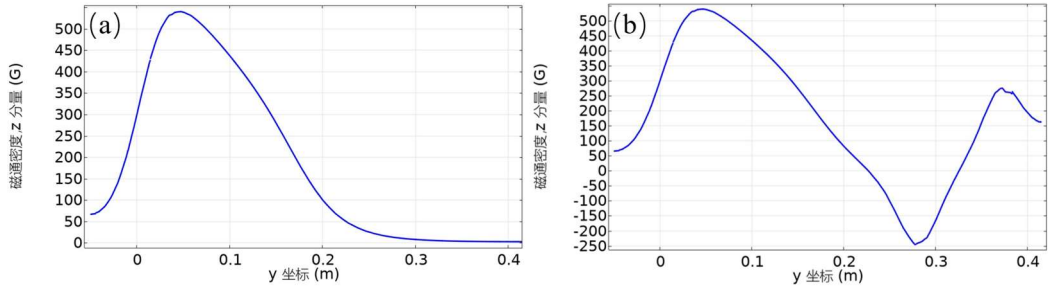


图 3-4 Comsol 模拟轴向磁场曲线。(a) 塞曼减速器磁场曲线；(b) 塞曼减速器磁场结合 2D MOT 的磁场曲线。

Fig. 3-4 COMSOL simulation of the axial magnetic field profile. (a) Magnetic field profile of the Zeeman slower; (b) combined magnetic field profile of the Zeeman slower and the 2D MOT.

利用有限元仿真软件 Comsol，在无电流磁场模块下模拟出整个预冷却曲线；通过 Comsol 中的 Livelink 功能可以实现用 Matlab 控制 Comsol 中的全局参数，能够改变组件在 Solidworks 中的尺寸参数，演示某一个角度下的磁场曲线如图 3-4 所示。同时模拟结果显示在初始位置时，磁场强度可以达到超过 500 G,在自旋翻转后磁场最低点为-250 G；完全覆盖理论范围。

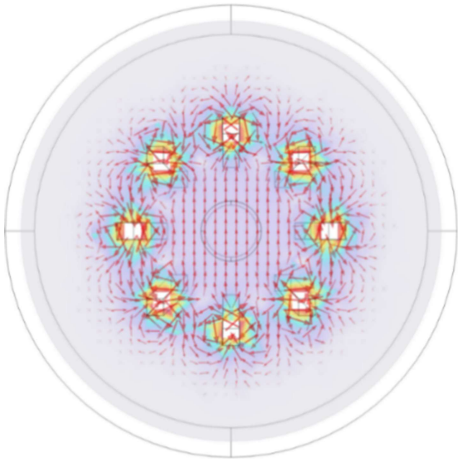


图 3-5 横截面磁场模拟图

Fig. 3-5 Simulated magnetic field distribution in the cross-section

截面处的磁场分布如图 3-5 所示，可以看出阵列内部具有均匀的磁场，仅在远离轴线位置有一定偏差；同时杂散磁场在减速器外部很近位置弥散开，以保证不对 2D MOT 和 3D MOT 磁场产生影响。

3.2.3 磁铁固定设计

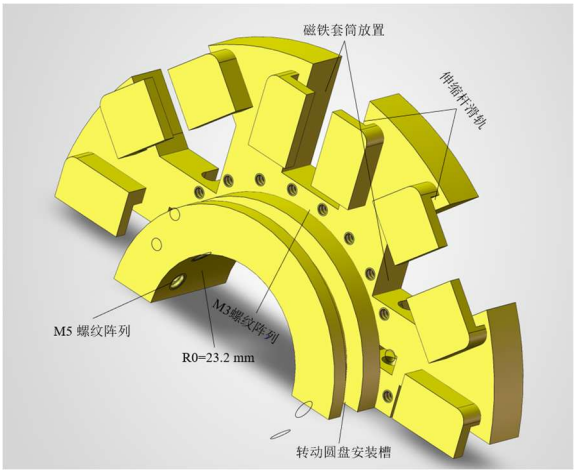


图 3-6 固定于真空管壁的 3D 建模图

Fig. 3-6 3D model of the assembly mounted on the vacuum tube wall

采用长条形永磁铁还有一个好处就是能够实现磁场曲线的形状可调。为了达成这一目的，作者设计出了既能够稳固固定在真空管壁，又能进行磁铁两端半径大小改变的固定装置；主体固定架如图 3-6 所示。

由于要固定到圆柱形的真空装置上，我们将整体的固定模块分为对称的两个部分，再将两个半圆合并到一起组成一个塞曼减速器的头部/尾部的固定架，因此首位共需要四个。真空外壁的半径为 23 mm，为了防止误差，也为让固定尽可能牢固和稳定，固定架的内径 R0 为 23.2 mm。其次要考虑的是磁铁的放置位置，相比于完全平行于原子束方向的排列方式，塞曼减速器的磁场曲线要求将磁铁必须要相对于轴线保持一个倾斜的角度，并且必须要保证八块磁铁的倾斜角度相同，即横截面处的磁铁中心位置到圆心位置的半径处处相同；由此，自然而然导致非水平和竖直位置的四块磁铁倾斜的方向也与水平或竖直位置成 45° 夹角，且伸缩时的法向距离为磁铁外部固定套筒边长的$\sqrt{2}$ 倍，图 3-7 (e)−(f) 为两种套筒的设计模型。

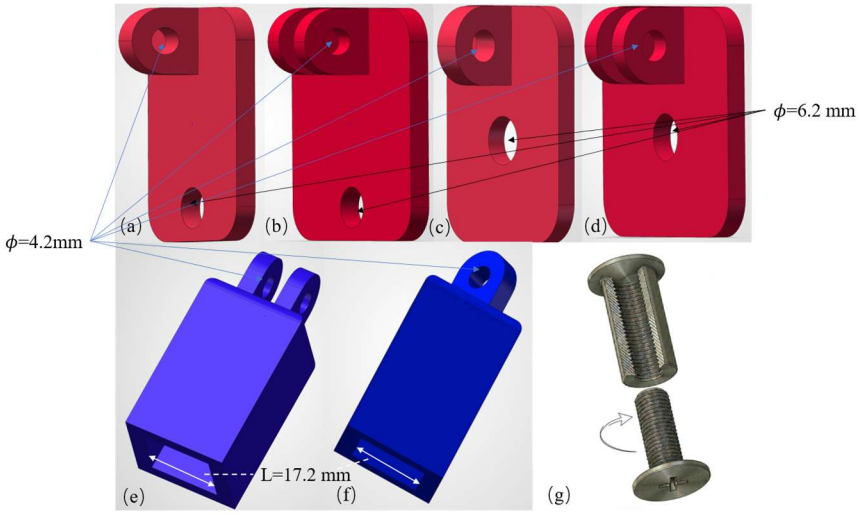


图 3-7 (a) 大半径水平/竖直滑杆；(b) 大半径非水平/竖直滑杆；(c) 小半径水平/竖直滑杆；(d) 小半径非水平/竖直滑杆；(e) 水平/竖直磁铁套筒；(f) 非水平/竖直磁铁套筒；(g) 子母螺丝示意图。

Fig. 3-7 (a) Large-radius horizontal/vertical slider; (b) Large-radius non-horizontal/vertical slider; (c) Small-radius horizontal/vertical slider; (d) Small-radius non-horizontal/vertical slider; (e) Non-horizontal/vertical magnet sleeve; (f) Horizontal/vertical magnet sleeve; (g) Schematic of the mating screw.

除此之外，为了能够调节两端的磁铁的半径，等价于调节此贴套筒伸缩的距离，我们对两种尺寸的位移分别进行了伸缩滑杆轨道的设计。伸缩滑杆如图 3-7 (a)−(d)所

示，与磁铁套筒之间用子母螺丝（图 3-7 (g)）固定，这种螺丝的好处是两端都有能完全覆盖住通孔的挡板，系统更加牢固。处于非水平和竖直的磁铁因为要沿着斜边进行平移，所以无法在套筒头部加入两个平行的通孔，改为在滑杆处添加，如此可以让所有的连接组件有相同的稳定性，并且便于区分。

塞曼减速器的起始位置需要较大的磁场，因此磁铁相对于圆心的半径更小；与之相反的终止位置磁场更小，磁铁半径也需要更大。对应两种磁铁套筒，首尾两端需要如图所示的四种滑杆。同时，在每个滑杆中间位置有一个 6.2 mm 直径的通孔，用于与转动圆盘连接，这种用转动带动滑杆平动的方式可以保证同时将 Halbach 阵列的 8 个磁铁同时进行径向的位移。

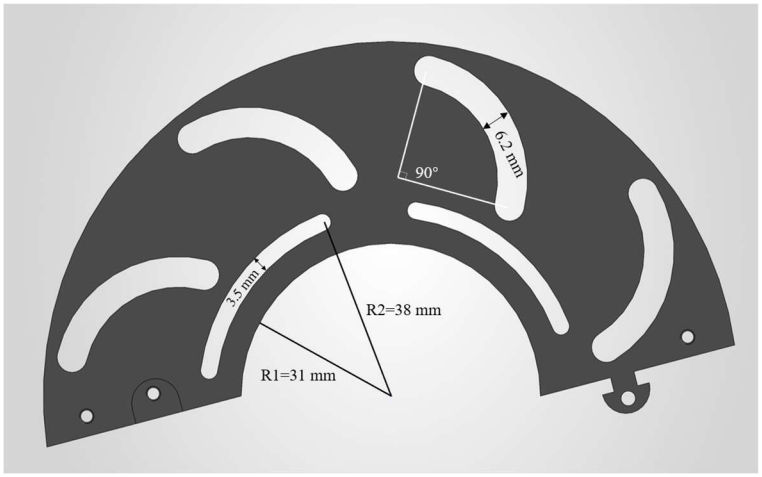


图 3-8 用于调节磁铁半径的转动圆盘

Fig. 3-8 Rotating disk for adjusting the radial position of the magnets

图 3-8 所示为半个转动圆盘，具有 4 个弧形导槽，槽宽为 6.2 mm，允许直径为 6 mm 的子母螺丝穿过；首位处到弧形槽圆心处的夹角为直角，如此可以让转动引导平动的距离为最长，效率最高。在圆盘距离圆心 38 mm 处设有两个曲率更大的导槽，槽宽为 3.5 mm，作用是配合图 3-6 中 M3 螺纹阵列进行确定好转动角度后的固定。在左右两侧各有凹陷（螺纹孔）和凸起（通孔）的两个部分，进行两瓣圆盘拼接后的固定。圆盘内径为 31 mm，可以直接放置在图 3-6 所示的转动圆盘安装槽并进行转动，但为了减小转动圆盘与固定架的摩擦，在固定架内侧加入了多个螺纹孔，利用头部带有滚珠的波珠螺丝（球头柱塞）直接与圆盘内侧接触，大大提升转动的丝滑度。

将所有配件组装好即为完整的塞曼减速器，如图 3-9 所示，黑色长方体为 N35 磁铁，两端放置于蓝色套筒内。两瓣黄色固定架之间用纯钛的长丝杆连接并用钛螺母拧紧，中间保留 1 mm 间隔使其固定在真空管壁更为牢固。转动圆盘嵌于固定架安装槽

内，用子母螺丝连接圆盘与滑杆，使滑杆只能在滑轨中沿径向移动。

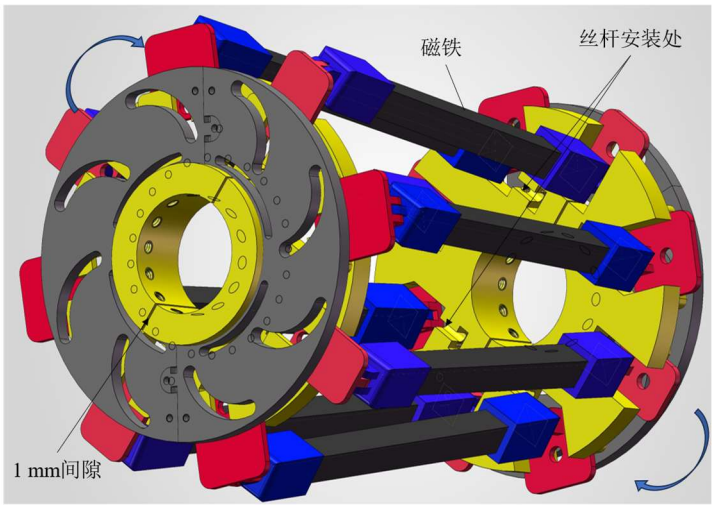


图 3-9 装配好的完整固定装置 3D 建模

Fig. 3-9 3D model of the fully assembled mounting fixture

塞曼减速器的实物图包括连接处细节的放大如图 3-10 所示，所有配件均为 CNC（Computer Numerical Control）加工 6061 硬铝制作而成，磁铁为宁波韵捷磁业有限公司定制。为了防止长时间暴露在空气中的腐蚀和氧化，导致磁铁的脆化并损坏，我们在定制时对表面进行了镀锌处理，令外层活泼的锌先与氧气进行反应，延缓内部铁和钕的腐蚀。

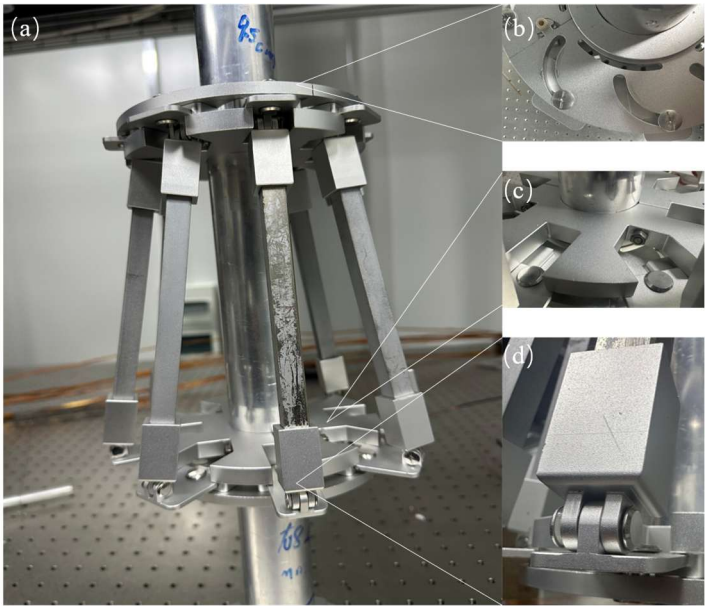


图 3-10 塞曼减速器实物图

Fig. 3-10 Photograph of the Zeeman slower

3.3 磁场测试

为了使测量接近实际使用情况，我们定制了外径大小为 23 mm 的空心铝管模拟真空管。将塞曼减速器组装好固定在管壁，将高斯计伸入管内进行磁场的测量。调节转动圆盘至不同位置，将炉口和靠近 2D MOT 的圆盘调节范围分别均分为三段，由于半径大小不易测量，我们使用激光测距仪测量了不同位置的角度。但在整个减速器的起始位置和终止位置半径分别为最大和最小时，整体磁场曲线趋于对称，因此不做考虑，其余的两组磁场曲线如图 3-11 所示。

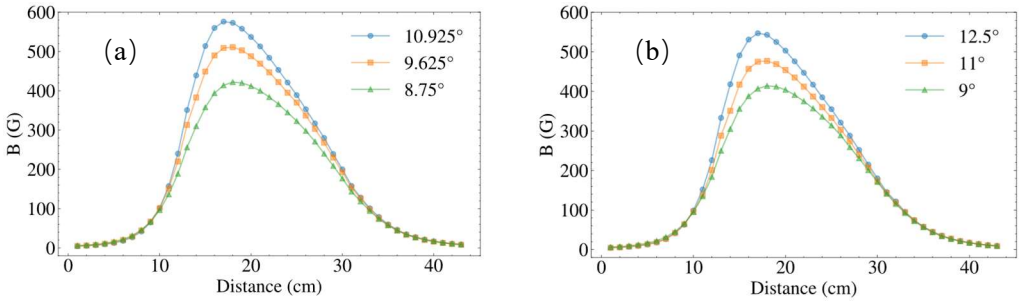


图 3-11 2D MOT 端磁铁不同半径下磁场曲线。(a) 炉口端磁铁半径最小；(b) 炉口端磁铁半径为中间值。

Fig. 3-11 Magnetic field profiles at the 2D MOT end for different magnet radii. (a) Minimum magnet radius at the oven end; (b) intermediate magnet radius at the oven end.

结果显示，在炉口和磁铁末端圆盘均调节至半径最小位置时，最大磁场可以达到 576 G（左图蓝线）；炉口磁铁半径处于中间值时，最高磁场最小值为 414 G（右图绿线）。二者从最大磁场到 10 G 处距离均为 25 cm（其余角度下，最高磁场到 10 G 处均为 24−25 cm），我们可以认为，在最大磁场为 414−576 G 的范围内，保持整个塞曼减速器长度不变的前提下，磁场曲线是均匀可调的，保证了原子束流在各处达到最佳共振频率。

3.4 本章小结

本章详细介绍了基于 Halbach 阵列的塞曼减速器设计，从理论计算到整体装置的有限元分析，再到固定设计和实物装配与测量，提出了最高磁场 414−576 G 范围内磁场曲线形状可调的新型塞曼减速器，并与 2D MOT 磁场进行结合，是实现锶原子预冷却的重要基础。最为关键的是，这种方案完全不会引起发热，不需要用到水冷却增加不可控因素。

在实际的使用中，容易出现子母螺丝由于摩擦出现松动的情况，塞入硅胶垫片能够缓解，但不一劳永逸，需要一种在调节好半径的情况下更稳固固定的方法。此外，滑杆可以做更加精细的设计让调节范围达到更大。这些都是该设计的值得改进之处。

4 双边带激光稳频

对于超冷原子系统，激光频率的稳定性在冷却原子的过程中至关重要，并且由于实验在不同时期需要用到不同锶原子同位素，因此需要激光频率可以在一定范围内的任意位置都实现锁定。本节将详述激光锁频方案——双边带 PDH 稳频，能够实现锶原子冷却光低成本、系统化的锁定和频率调谐，通过同时使用高频分量（用于宽调谐）和低频分量（用于生成误差信号）对激光进行调制，将锁定点与腔共振解耦，从而在保持稳定锁定的同时，实现了半个自由光谱范围（FSR）内的连续频率调谐。我们采用基于双工器的架构高效组合射频信号，与传统的多腔或多激光器方案相比，显著简化了实验设置。

这种技术对于需要将多个激光波长同时稳定锁定到单个超稳定腔的应用具有特别优势，尤其是相比于设计之初的调制转移谱（Modulation Transfer Spectroscopy，MTS），节约了空间和器件成本，本章也会对锶 $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ 跃迁的 MTS 误差信号进行简单探讨。

4.1 理论基础

4.1.1 同位素频移

同一种元素的不同同位素频移主要由两个因素决定，分别为原子核的质量和体积。总的频移可以写作

$$\delta\nu = \delta\nu_{\mathrm{Mass}} + \delta\nu_{\mathrm{Field}}, \tag{4.1}$$

其中$\delta\nu_{\mathrm{Mass}}$为质量位移，$\delta\nu_{\mathrm{Field}}$为场位移[95-96]。相较于其它（类）碱土金属元素，Sr 的同位素频移最小[97]。对比 Mg 与 Yb，前者由于原子序数低，原子核质量变化占总体核质量比例大，中子数变化会导致巨大质量位移，同位素频移可以达到 3 GHz[98]；后者虽然质量变化很小，但原子核整体体积巨大，且正电荷数目多，对电子吸引力更大，在重核附近，电子速度接近光速，相对论效应了导致电子质量增加，轨道收缩。这使得电子在原子核内部出现的概率密度急剧增加，因此对原子不同同位素能级产生了场位移修正，频移也达到了 GHz 量级[99-100]。对于 Sr，介于二者之间，质量位移和场位移效应都不显著，因此同位素频移在碱土金属中最小，在百 MHz 量级。

表 4-1 以 ^{88}Sr 为基准的 461 nm 跃迁同位素频移[21]

Tab. 4-1 Isotope shifts of the 461 nm transition referenced to ^{88}Sr

同位素	频移
^{88}Sr	0
^{87}Sr	-46.5
^{86}Sr	-124.8
^{84}Sr	-270.8

4.1.2 SPDH 稳频

SPDH 锁频基本原理基于传统的 PDH 技术，即通过调制激光频率产生边带，再利用超稳腔腔反射信号生成误差信号以实现频率锁定，不同于传统 PDH 方案，SPDH 的核心思想是对激光器采用双重调制方案：一重调制用于生成可调的锁定边带，第二重调制用于产生反馈环路所需的误差信号，增强了锁定方案的鲁棒性和灵活性。

考虑一束电场和频率为E_0和ω的激光，经过两个调制频率为Ω_i $(i = 1,2)$和调制深度β_i $(i = 1,2)$进行相位调制，其电场可以表示为[76]：

$$E_{SB} = E_0 e^{i(\omega t + \beta_1 \sin(\Omega_1 t) + \beta_2 \sin(\Omega_2 t))}, \tag{4.2}$$

通过贝塞尔函数展开可以得到

$$E_{SB} = E_0 e^{i\omega t} \sum_m J_m(\beta_1) e^{im\ {}_1 t}, \tag{4.3}$$

其中J_i $(i = \mathrm{m}, \mathrm{n})$为第$i$阶第一类贝塞尔函数。第一个调制频率为可调的$\Omega_1$，它是相对于载波的偏移频率，用于锁定到腔体。调制深度β_1通常用于优化一阶边带的振幅，同时最小化载波和更高阶边带（此时$\beta_1 \approx 1.84$）。第二个调制频率Ω_2（调制深度β_2）通常取较小值，以便生成标准的 PDH 误差信号。因此，式 (4.3)可简化为：

$$\begin{aligned} E_{SB} &= E_0 e^{i\omega t} \sum_{m=-2}^{2} J_m(\beta_1) e^{im\Omega_1 t} \left(J_0(\beta_2) + J_1(\beta_2) e^{i\Omega_2 t} - J_1(\beta_2) e^{-i\Omega_2 t}\right) \\ &= \sum_m J_m(\beta_1) \left[E_0 e^{i(\omega + m\Omega_1)t} \left(J_0(\beta_2) + J_1(\beta_2) e^{i\Omega_2 t} - J_1(\beta_2) e^{-i\Omega_2 t}\right)\right], \end{aligned} \tag{4.4}$$

若$\omega + m\Omega_1$接近腔体的共振频率，则其他m的取值将远离共振频率，相应的项可忽略不计。在此情况下，只有选定的边带（例如$m = 1$），即要锁定的Ω_1会对误差信号产生贡献，等效于中心频率为$\omega + m\Omega_1$并被Ω_2调制的新载波，当这束光打入光学腔并反射时，每个频率成分都会携带腔的反射传递函数$F(\nu)$。我们单独抽出第m阶分支的反射电场$E_{ref}^{(m)}$：

$$\begin{aligned} E_{ref}^{(m)} = E_0 J_m(\beta_1) e^{i(\omega + m\Omega_1)t} \big[&J_0(\beta_2) F(\omega + m\Omega_1) + J_1(\beta_2) F(\omega + m\Omega_1 + \Omega_2) e^{i\Omega_2 t} - \\ &J_1(\beta_2) F(\omega + m\Omega_1 - \Omega_2) e^{-i\Omega_2 t}\big], \end{aligned} \tag{4.5}$$

光电探测器测量到的反射光功率为

$$P^{(m)} = \left|E_{ref}^{(m)}\right|^2 = E_{ref}^{(m)} \cdot \left(E_{ref}^{(m)}\right)^*, \tag{4.6}$$

将中括号内的三项与它们的共轭相乘，会产生直流项和交流项，只提取$\omega + m\Omega_1$与边带$\omega + m\Omega_1 \pm \Omega_2$之间的干涉项：

$$P_{\Omega_2}^{(m)} = |E_0|^2 J_m^2(\beta_1) J_0(\beta_2) J_1(\beta_2)[F(\omega + m\Omega_1)F^*(\omega + m\Omega_1 + \Omega_2)e^{-i\Omega_2 t}$$
$$-F^*(\omega + m\Omega_1)F(\omega + m\Omega_1 - \Omega_2)e^{-i\Omega_2 t} + c.c.], \tag{4.7}$$

每个选定边带的 PDH 误差信号为

$$P_{SB}^{err} = 2|E_0|^2 J_m^2(\beta_1) J_0(\beta_2) J_1(\beta_2) Im[F(\omega + m\Omega_1)F^*(\omega + m\Omega_1 + \Omega_2)$$
$$-F^*(\omega + m\Omega_1)F(\omega + m\Omega_1 - \Omega_2)], \tag{4.8}$$

通过锁定至选定的边带，激光频率将偏离腔共振频率m倍的调制频率Ω_1，从而可通过调节Ω_1实现激光频率的连续调谐。这种方法有效地将锁定点与腔共振解耦，在保持与腔锁定的同时，实现了更宽的调谐范围（达到腔自由光谱范围的一半）。

在共振点附近，反射系数表现为纯虚数的线性斜率：

$$F(\omega + m\Omega_1) \approx i\frac{\delta}{\Delta\nu/2} = i\frac{2\delta}{\Delta\nu}, \tag{4.9}$$

$\Delta\nu$为腔的半高全宽（FWHM），δ为$\omega + m\Omega_1$处相对于腔共振峰的小失谐（$\delta = \omega + m\Omega_1 - \omega_{cavity} \approx 0$）。当调制频率$\Omega_2$远大于腔的线宽，即$\Omega_2 \gg \Delta$，边带被腔镜完全反射：

$$F(\omega + m\Omega_1 \pm \Omega_2) \approx -1, \tag{4.10}$$

将式 (2.8)、(2.9) 带入 (2.7) 中虚部项内：

$$\mathrm{Im}[\left(\mathrm{i}\frac{2\delta}{\Delta\nu}\right)(-1) - \left(-\mathrm{i}\frac{2\delta}{\Delta\nu}\right)(-1)] = \mathrm{Im}[-\mathrm{i}\frac{4\delta}{\Delta\nu}] = -\frac{4\delta}{\Delta\nu}, \tag{4.11}$$

考虑到$J_m^2(\beta_1)$随阶数m的增加而衰减，我们通常选择调制深度为β_1的一阶边带（$m = \pm 1$）进行锁定，并且将$\eta = J_1^2(\beta_1)/J_0^2(0)$ 定义为从载波到一阶边带的转移效率，将m带回到误差信号中：

$$P_{SB}^{err} = 2|E_0|^2 J_1^2(\beta_1) J_0(\beta_2) J_1(\beta_2)\left(-\frac{4\delta}{\Delta\nu}\right)$$
$$= -\frac{8J_1^2(\beta_1)J_0(\beta_2)J_1(\beta_2)|E_0|^2}{\Delta\nu}\delta, \tag{4.12}$$

可以得到鉴频斜率即为误差信号对失谐量δ的导数的大小：

$$D = \left|\frac{\partial P_{SB}^{err}}{\partial\delta}\right| = \frac{8J_1^2(\beta_1)J_0(\beta_2)J_1(\beta_2)|E_0|^2}{\Delta\nu}. \tag{4.13}$$

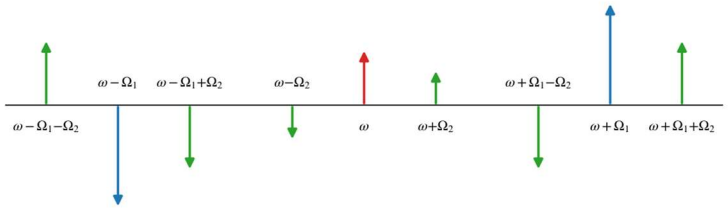


图 4-1 SPDH 调制示意图

Fig. 4-1 Schematic of the SPDH modulation

4.2 SPDH 稳频实验装置

4.2.1 伺服环路

图 4-2 展示了采用 SPDH 锁频的光路和反馈回路。我们使用的激光器是一款半导体倍频激光器（Toptica,TA-SHG pro），由作为种子光源的外腔半导体激光器（ECDL）、锥形放大器（TA）以及蝴蝶倍频腔组成；经过倍频腔后，激光以 461 nm 的波长输出。为了稳定进行激光频率的锁定，我们采用 922 nm 种子光束搭建 SPDH 所需的光路，为图中红线所示，这种方法能够减少来自倍频腔的干扰；右侧超稳腔为激光器提供频率参考，其余调制和反馈电子元件构成反馈回路，使 SPDH 锁定方案得以实现。同时，679 nm 和 707 nm 的再泵浦光也采用相同的边带锁定技术，通过二向色镜合束，被锁定到同一腔体上。

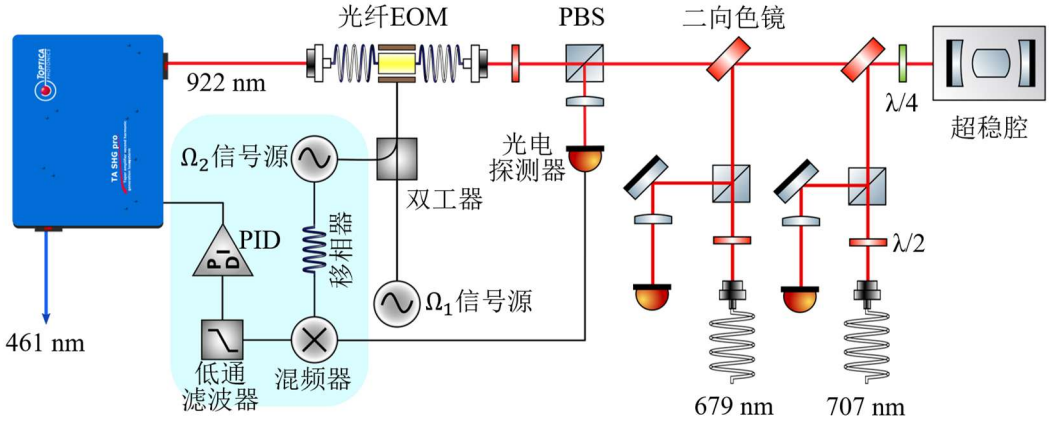


图 4-2 三束激光同时锁定在同一个超稳腔示意图，省略了 679、707 nm 部分的反馈电路。

Fig. 4-2 Schematic of three lasers simultaneously locked to the same ultra-stable cavity. The feedback circuits for the 679 nm and 707 nm lasers are omitted.

双调制 SPDH 需要用到两台射频（RF）信号发生器。主信号源提供可调节频率Ω_1，用于将大部分光功率转移至一阶边带。副信号源提供低频调制信号Ω_2=5 MHz，调制深度为β_2 ≈0.85，从而产生 PDH 误差信号。这两路频率信号通过双工器（Mini-Circuits，ZDPLX-2105-S+）合并共同输出，两个输入频率分别满足：Ω_1为 50−2150 MHz，Ω_2为直流至 10 MHz。随后，合成的射频信号被输入光纤 EOM（Conquer KG-PM-08-10GPP-FA）中，该 EOM 提供 10 GHz 的调制带宽和较低的半波电压（V_π=2.35 V）。调制后的 922 nm 种子光束被注入 ULE 超稳腔,反射光由光电探测器检测，分别输出直流和交流两个信号，并通过参考低频调制信号的混频器和低通滤波器解调交流信号，从而获得 SPDH 误差信号；直流信号直接接入示波器用作监视。数字比例-积分-微分（PID）伺服系统处理该误差信号，并同时驱动激光器的电流和压电陶瓷（PZT）以实现频率稳定。因此，稳定的激光频率ω相对于腔体谐振频率ω_c偏移$\pm\Omega_1$，其正负号取决于所选边带。

4.2.2 超稳腔

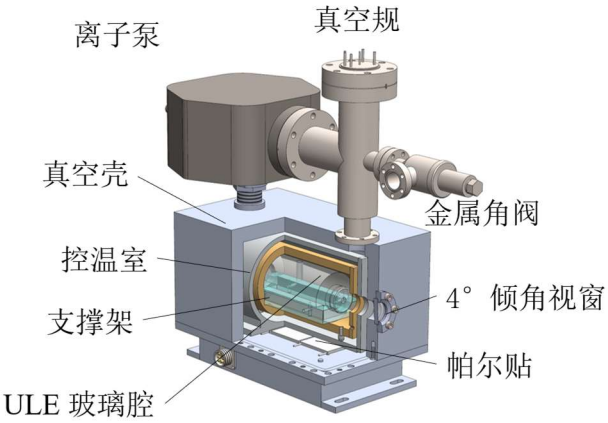


图 4-3 超稳腔结构示意图

Fig. 4-3 Schematic of the ultra-stable cavity structure

稳定的频率锁定需要高性能的超稳定光学隔振腔，我们采用 10 cm 长的 ULE 腔体，置于真空壳、控温室和热屏蔽层内，腔体通光孔径为 10 mm，外壳前后处铟封两个 4°倾角视窗。腔室内部由一台 10 L/s 离子泵（安捷伦）保持高真空（2 × 10^{-6} Pa）以抑制环境扰动。通过帕尔帖将腔室温度稳定在 27 ℃，每小时的温度波动控制在 2 mK以下。

在腔透射处放置一台 CCD，首先进行模式匹配：基于高斯光束传播计算，放置

光纤准直器使束腰位置位于腔体中心，并调整了二色镜支架以实现最佳模式匹配。在 CCD 上识别出，其亮度明显高于高阶模；随后更换为直流光电探测器（Thorlabs，PDA20X2），将基模调至最大且其他高阶模式最小。腔体透射光谱如图 4-4 所示，显示其 FSR 为 1.5 GHz。右上角插图为主共振峰（TM_{00} 模）的放大图，换算后得出腔线宽为 520 kHz，精细度约为 2900，与基于反射镜规格的预期值趋于一致。腔体的高精细度和窄线宽为激光器稳定提供了可靠的频率参考，而宽 FSR 则使得利用边带锁定技术能够实现较大的调谐范围；通过改变调制频率Ω_1，激光频率可在 50 MHz 至 750 MHz 范围内连续调谐，此范围下限由双工器决定，而上限受腔体 FSR 限制，并且相邻两个共振峰之间+1 和-1 边带会在 FSR/2 处重叠。

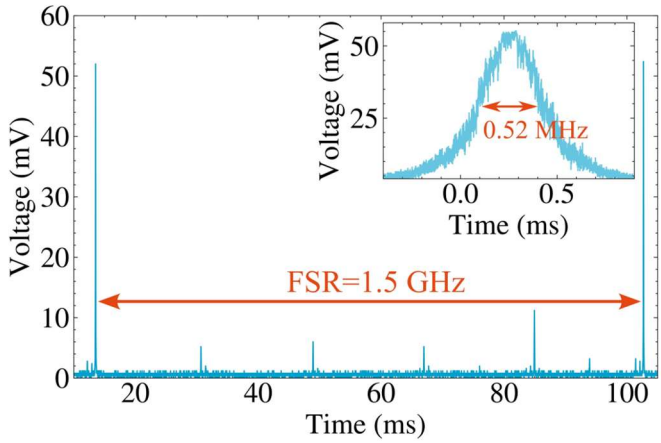


图 4-4 覆盖一个完整 FSR 的腔体透射光谱；插图展示了主峰的放大视图。

Fig. 4-4 Cavity transmission spectrum spanning one full FSR; the inset shows an enlarged view of the main peak.

4.3 分析与讨论

4.3.1 调制深度分析

如 4.1 节所述，光纤 EOM 的调制深度是一个关键参数，直接决定了传输效率，从而对用于频率锁定的误差信号的信噪比产生重大影响。为了优化本 SPDH 锁定系统的性能，我们仅开启Ω_1调制，通过测量载波及一阶边带的光功率随光纤 EOM 调制深度的变化关系，来表征转移效率。将实验数据拟合至贝塞尔函数理论曲线，如图 4-5 (a)所示，数据点为 5 次重复的实验测量结果；实线对应贝塞尔函数的理论曲线，绿色虚线为最佳调制深度处 β_1=1.84，此时一阶边带振幅理论上达到最大值；测量结果

与贝塞尔函数的理论预测高度吻合，确定最佳调制深度为$\beta \approx 1.84$，此时一阶边带功率达到最大，对应的传输效率为η=33.86%。在此工作点，载波及高阶边带（灰色虚线为理论的二阶边带）被显著抑制，$J_0^2(1.84) \approx J_2^2(1.84) \approx 10\%$，确保了大部分光功率被传输至一阶边带。

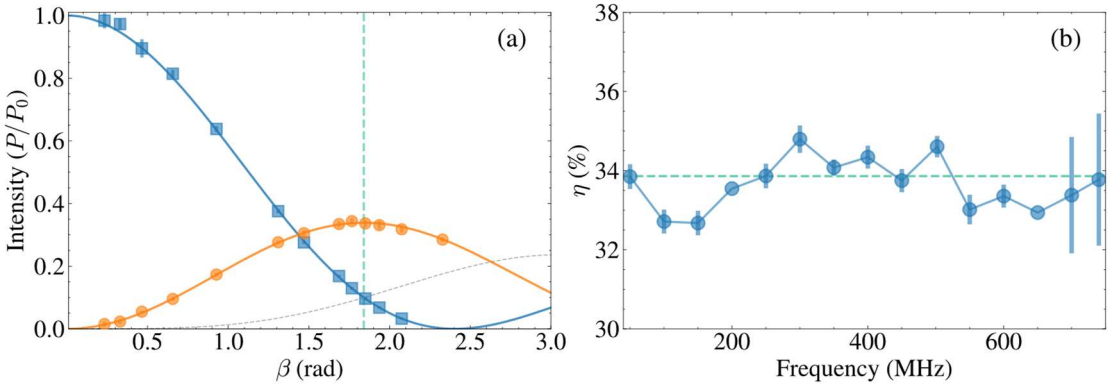


图 4-5 (a)在Ω_1=60 MHz 时，载波和一阶边带振幅随调制深度β的变化；(b)在β_1 =1.84 下，频率 50−740 MHz 范围内的一阶边带转移效率。

Fig. 4-5 (a) Carrier and first-order sideband amplitudes as a function of modulation depth a 60 MHz; (b) first-order sideband transfer efficiency in the frequency range of 50–740 MHz under $\beta_1 = 1.84$.

图 4-5 (b)显示，在调制深度β_1=1.84 时，50 到 750 MHz 的转移效率趋于平坦，上下波动低于 2%。这些剩余幅度主要是由两点引起，一是模式匹配后仍然存在较大高阶模与测量边带的重合；二是光纤 EOM 中偏振不完美所导致的功率漂移。即便如此，这也与锯齿波相位调制（Serrodyne Phase Modulation）方案中采用的非线性传输线（NLTL）所观察到的显著且不规则的转移效率形成鲜明对比[71]，我们的系统在大范围带宽下响应曲线非常平坦，表明其在宽调谐范围内能保持边带锁定的稳定性能，这对需要动态调节频率的应用场景至关重要。

4.3.2 误差信号分析

4.3.2.1 调制转移谱

在 SPDH 方案之前，我们最初的方案是用三个 AOM 搭建三条光路，与阴极灯（SpectroLamps，HC054ST）配合分别进行 ^{88}Sr、^{87}Sr 和 ^{84}Sr 的锁定。MTS 要求用空间光 EOM 调制泵浦光（Pump），打入阴极灯后用 PBS 分出的一束较弱探测光（Probe）与之重合；经历四波混频过程后，未经调制的 Probe 光会由于非线性相互作用携带一个与 Pump 光相同的边带。用光电探测器探测这个具有调制边带的 Probe 信号，与调

制 Pump 光的本源信号进行混频并通过低通滤波，即可获得误差信号。由于这种非线性相互作用只会发生在原子蒸气中完全与激光共振的速度零点，Probe 光的调制仅仅在绝对共振时才会出现[101]；相较于饱和吸收谱（SAS）受到其多普勒展宽因温度和激光功率的影响，使误差信号上下漂移，MTS 信号共振处之外的基线为标准的 0 V，极大减小了剩余幅度调制。

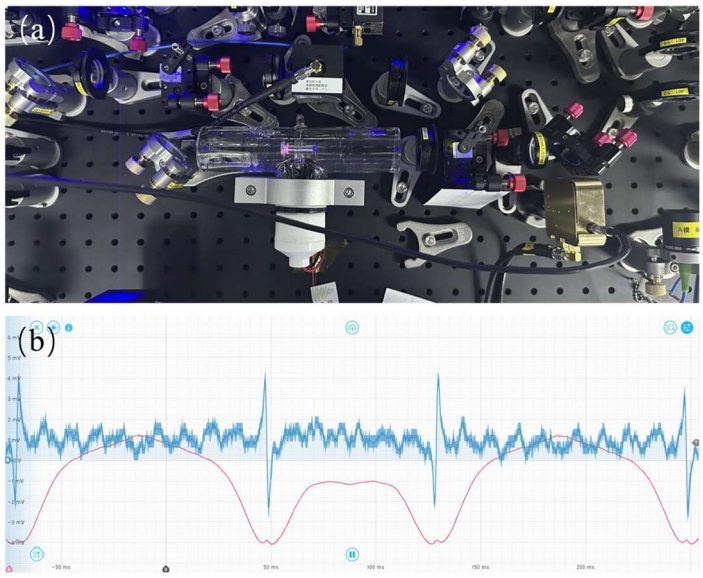


图 4-6 MTS 吸收、误差信号以及光路

Fig. 4-6 MTS absorption and error signals, and the optical setup

在进行误差信号的获取中，我们先给阴极灯通入 8 mA 电流（实际要观察直流吸收信号的大小，在 6−10 mA 调节吸收信号最明显，但超过 8 mA 会影响阴极灯寿命），输入电压为 600 V；pump 和 probe 光光强分别为 1.7 mW 和 0.2 mW，束腰直径为 4 mm；在调制频率为 20 MHz 下经过光电探测器交流输出后，解调并通过低通滤波获得 MTS 误差信号。图中可以看到该信号非常小，幅度只有噪声的 5−6 倍，且存在一个明显的 1 mV 剩余幅度调制。

基于此，我们分析误差信号不理想原因可能有如下几点：（1）剩余幅度调制。空间光 EOM 中铌酸锂晶体轴与激光偏振方向不重合，以及阴极灯两端玻璃表面产生的寄生 F-P 腔效应；（2）锶玻色子基态性质。对 ^{88}Sr 而言，基态总角动量为 0，没有塞曼子能级，非线性极化率远不如碱金属；（3）461 nm 跃迁性质。该跃迁自然线宽为 30.5 MHz，饱和光强约为 42.5 mW/cm^2，光强不足会导致四波混频效率较低，调制转移幅度更平缓，斜率也随之变小。考虑到以上种种性质与器件性能，以及成本与占用空间过多的因素，我们选择放弃 MTS 方案，利用一台超稳腔进行三台激光器的锁频，

并且每个激光器能够实现所有自然丰度同位素的切换。

4.3.2.2 边带 PDH 稳频

通过传统 PDH 锁频和 SPDH 锁频技术获得的误差信号分别如图 4-7 (a)、(b)所示。在这两种情况下，误差信号均通过解调腔体反射光在低频调制Ω_2=5 MHz 时产生的信号生成。当Ω_1处未施加高频调制时，可以观察到与载波频率ω_c相关的单一误差信号。当施加调制指数β_1=1.84 的高频相位调制时，误差信号会分裂为两个以$\omega_c \pm \Omega_1$为中心的主导分量，载波频率处只残留可忽略的剩余分量。通过将其中一个边带锁定到腔体，有效激光频率会相对于腔体共振频率发生Ω_1偏移。因此，通过调节Ω_1即可实现激光频率的调谐。

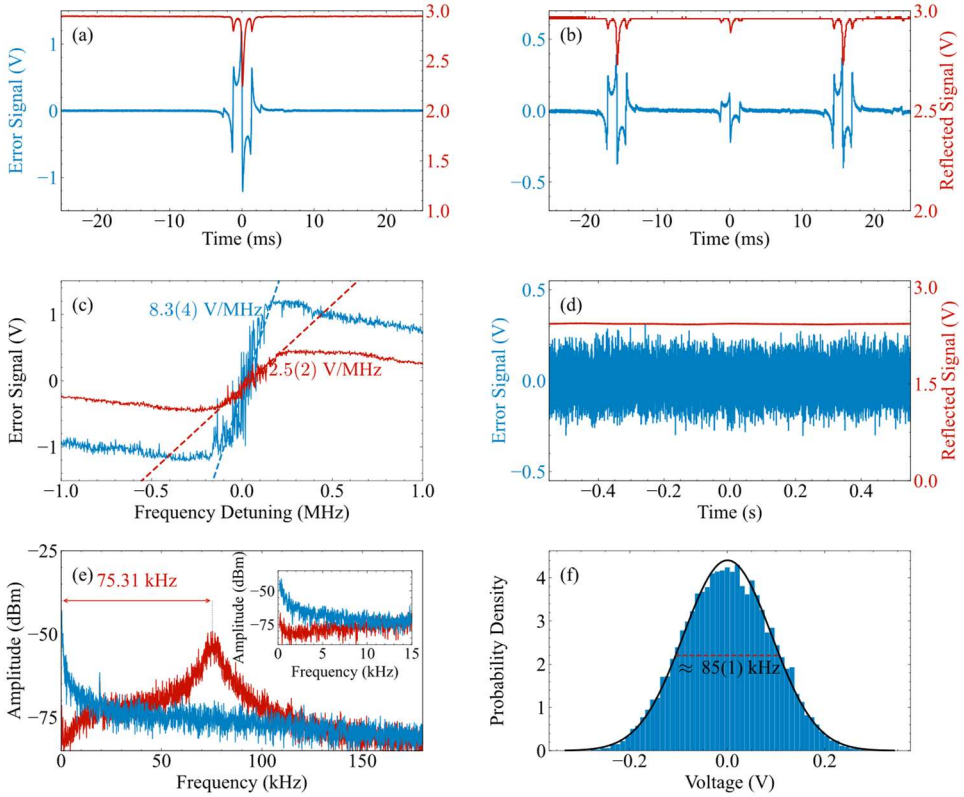


图 4-7 (a)单个低频相位调制（调制深度β_2=0.8，调制频率Ω_2=5 MHz）获得 PDH 误差信号；(b)添加高频调制的双频相位调制（Ω_1=60 MHz，β_1=1.84）生成的 SPDH 误差信号；(c) PDH 与 SPDH 误差信号放大对比，鉴频斜率通过线性拟合各误差信号中心区域得到；(d) 激光锁定时 SPDH 误差信号与对应反射信号；(e) 锁定前（蓝色）与锁定后（红色）误差信号的傅里叶变换（FFT）频谱；(f) 锁定误差信号的统计分布（蓝色直方图）及高斯拟合曲线（黑色曲线）。

Fig. 4-7 (a) PDH error signal obtained with a single low-frequency phase modulation (modulation depth β_2= 0.8, modulation frequency Ω_2= 5 MHz); (b) SPDH error signal generated by dual-

frequency phase modulation with an additional high-frequency modulation (Ω_1= 60 MHz, β_1 = 1.84); (c) Enlarged comparison of the PDH and SPDH error signals, where the frequency discrimination slopes are obtained by linearly fitting the central regions of each error signal; (d) SPDH error signal and the corresponding reflection signal when the laser is locked; (e) Fast Fourier transform (FFT) spectra of the error signals before (blue) and after (red) locking; (f) Statistical distribution of the locked error signal (blue histogram) and the Gaussian fitting curve (black curve).

注：图(a)和(b)中红色曲线表示腔体反射光的强度。

图 4-7 (c)分别为放大后的传统 PDH 与 SPDH 误差信号对比，幅度分别为 2.29 V 和 0.9 V。通过对中心区域的拟合可以得到，两个误差信号的鉴频斜率分别为 8.3(4) V/MHz 和 2.5(2) V/MHz，与式(4.13)相符，缩放比例等于光功率的转移效率，实际 SPDH 误差信号斜率约为 PDH 信号的 30%。

虽然信号幅度和斜率有所降低，但 SPDH 误差信号的鉴频斜率仍然满足频率稳定与调谐的要求。通过调节 PID 反馈参数，我们成功利用 SPDH 误差信号将激光频率锁定腔体。锁定状态下的误差信号与反射光强信号如图 4-7 (d)所示。误差信号被稳定锁定在零点附近，反射信号强度显著下降能够证明激光频率已实现锁定。

为评估锁定后的性能，我们对自由运转与锁定模式下误差信号的傅里叶频谱（FFT）分别进行了分析。图 4-7 (e)所示，调节伺服器增益，并通过频谱中伺服信号的凸起处推断，系统有效反馈带宽约为 75 kHz；此带宽足以抑制低频激光噪声，使锁定模式下的低频噪声水平显著降低，对频率为 15 kHz 以下的噪声（如机械噪声和声学噪声），抑制幅度达到 25 dB。

我们还对锁定后的误差信号进行统计学分析以估算锁定后激光的线宽，锁定误差信号的直方图如图 4-7 (f)所示；反映了误差信号在锁定点附近分布的概率特征。通过应用高斯拟合公式$f(x) = A\exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right]$，计算得出平均值$\mu$=0.5(7) mV 和标准差σ=90.6(5) mV。根据误差信号特征分析获得的高斯拟合半高全宽及判别斜率D=2.5(2) V/MHz，可估算出 922 nm 种子激光器的线宽$\delta\nu = \Delta_{\mathrm{FWHM}}/D = 2\sqrt{2ln2}\sigma/D$ ≈85(1) kHz；461 nm SHG 激光器的线宽$\delta\nu$ =170(2) kHz。这个数值量化了反馈回路未能抑制的残余频率波动幅度，表明 SPDH 锁定方案实现了具有窄线宽的频率稳定特性，适用于精密应用场景。

4.3.3 移频性能分析

在进行系统调谐能力的测试之前，我们还测量了Ω_1在 50 到 750 MHz 的剩余幅度调制（Residual Amplitude Modulation，RAM），这是可能影响频率调谐稳定性的一大因素。通过测量 RAM 振幅占误差信号振幅的比例，我们得出如图 4-8 (a)所示，RAM 在整个调谐范围内始终保持在 0.08%以下，对应 RAM 引起的频率偏移小于 0.5 kHz；这一低水平验证了调制方案能有效抑制不必要的振幅调制，并为实现锁定中的大范围稳定调谐保留了较为干净的误差信号。

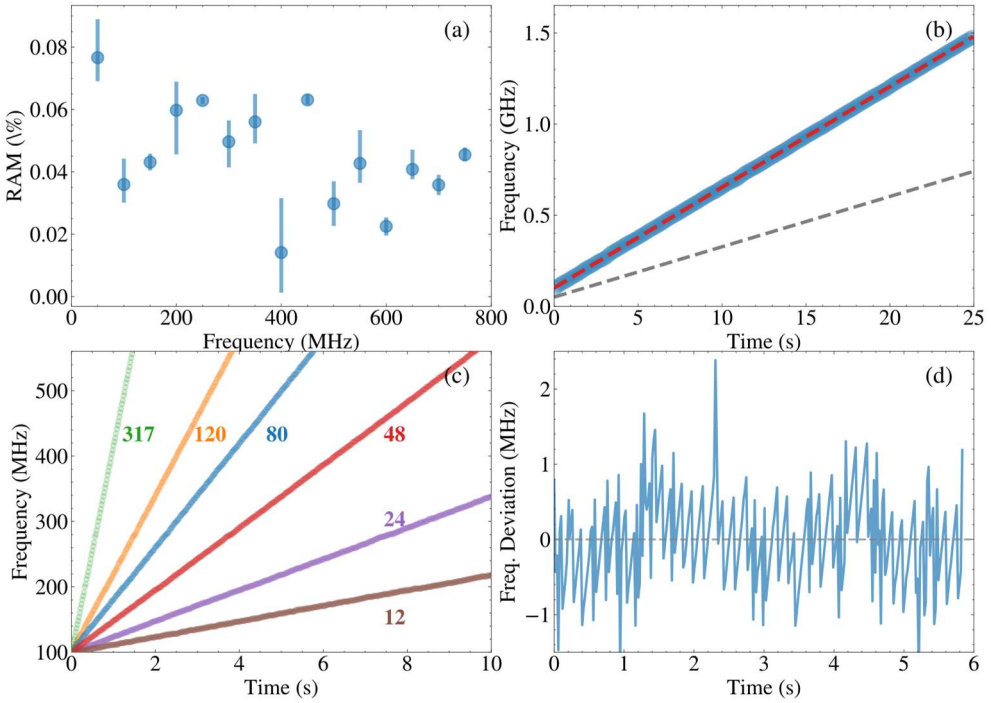


图 4-8 (a) SPDH 误差信号在 50-750 MHz 频率范围内的剩余幅度调制（RAM）；(b) SPDH 系统最大频率调谐范围；(c) 240 MHz 范围内调谐速度特性分析。轨迹图包含不同扫描速率（从 12 MHz/s 至 317 MHz/s）下 50-290 MHz 频率范围内的线性扫描过程；(d) 以 80 MHz/s 扫描速率期间相对于理论值的频率偏差。

Fig. 4-8 (a) Residual amplitude modulation (RAM) of the SPDH error signal within the 50–750 MHz frequency range; (b) maximum frequency tuning range of the SPDH system; (c) tuning speed characteristics over a 240 MHz range. The traces show linear frequency sweeps across the 50–290 MHz range at various sweep rates (from 12 MHz/s to 317 MHz/s); (d) frequency deviation from the theoretical value during a scan at a rate of 80 MHz/s.

在将 922 nm 激光器的+1 边带锁定至超稳腔后，461 nm 激光器的频率相对于腔体共振频率发生Ω_1的偏移。如图 4-8 (b)所示，图灰色虚线表示使用 922 nm 种子光在 25 秒内实现边带从 50 MHz 到 745 MHz 的线性最大调谐过程（在 750 MHz 处会使+1

边带与下一个主峰的−1 边带重合导致失锁）；红色虚线显示 461 nm 激光器的扫描曲线，频率偏移量为 100 至 1490 MHz；蓝色实线代表通过波长计测量的 461 nm 激光器与载波频率的偏差。频率扫描过程中采用高精度波长计（HighFinesse，WS7-30）记录激光器频率变化。蓝色曲线所示的实测数据与理论预测曲线高度吻合，最终获得接近 1.4 GHz 的最大调谐范围。

为了深入探究调谐动态特性，我们对 461 nm 激光器在 480 MHz 范围内进行了不同速率下线性频率扫描，如图 4-8 (c)所示。当扫描速率介于 12 MHz/s 和 317 MHz/s 之间时，激光频率可在 100−580 MHz 范围内实现线性调谐。当扫描速率超过 317 MHz/s 时，锁频稳定性会显著下降，这可能同时受限于伺服环路的反馈带宽和无法避免的高阶模式。尽管如此，对于需要快速频率调谐的多种应用场景（如原子跃迁动态控制及快速光谱分析）而言，该扫描速率已完全满足需求。

为评估调谐过程中的频率稳定性，我们在以 80 MHz/s 的扫描速率下，使用波长计监测与设定线性曲线的偏差。在整个调谐范围内，实测偏差始终维持在±2 MHz 范围内，这与波长计的最低分辨率相吻合，因此可以认为观测到的波动主要源于测量分辨率限制，而非锁频系统本身的固有不稳定性。

4.4 本章小结

本章介绍了一种基于双边带调制的 PDH 稳频，从理论推导到实验测试，对误差信号和调谐速度、稳定性进行了严格分析；若要更精确评估系统的稳定性，需采用参考激光器进行拍频测量。尽管如此，实验结果证实激光频率可在宽范围内实现连续调谐，同时保持与腔体的稳定锁频，充分证明了 SPDH 锁频方案在需要动态频率控制的应用场景中的有效性。在我们的实验中，通过调节频率Ω_1即可切换捕获锶不同同位素，480 MHz 完全能够覆盖 461、679 和 707 nm 跃迁的同位素频移。

对比其他方案，表 4-2 总结了四种方案之间的主要差异，包括调制类型、转移损耗、调谐稳定度及调谐范围。 对比 PDH，SPDH 方案中信号幅度和斜率的降低源于光功率在调制边带中的重新分配，相应导致降低了频率噪声检测的灵敏度，并限制了可实现的线宽。作为交换， SPDH 方案实现了显著更大的调谐范围，可实现约 $\nu_{FSR}/2$ 范围内的连续频率控制。与基于 NLTL 或任意波形发生器的 serrodyne 调制方法不同，我们的方法完全采用正弦调制，从而避免了 NLTL 技术常见的波形失真和效率波动问题。这不仅提升了在宽频范围内的锁定稳定性与鲁棒性，还简化了电路实现方案。

同时，与基于 AOM 的移频技术相比， SPDH 方案实现了超过 1.4 GHz 的显著更宽调谐范围。虽然光学频率拍频锁定方案能够提供更宽的调谐范围，但需要稳定的参考激光器和昂贵的频率梳，在许多应用场景中并不实用。

表 4-2 不同方案下参数对比

Tab. 4-2 Parameter comparison among different approaches

	方案	移频范围 (MHz)	转移损耗 (dB)	$\Delta\eta$ (dB)	核心装置
[71]	单边带 PDH	50-750	1.5~15(2)	13(2)	NLTL&EOM
[77]	单边带 PDH	40-1600	0.1~2.7	2.6	AWG&EOM
[65-66]	PDH	无	无	无	EOM
本文	双边带 PDH	100-1490	4.7(2)	0.32	Diplexer&EOM

5 锶原子冷却

本章将详细介绍锶原子从喷炉到科学腔捕获原子的整个冷却过程，包括塞曼减速、2D MOT 捕获原子、3D 蓝 MOT 光路搭建及优化。

5.1 塞曼减速

在所有系统准备完毕后，我们先将激光器压电陶瓷扫描幅度加大，利用波长计将频率锁定到$5s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5s5p\ ^1P_1$共振频率附近，同时打开塞曼减速光并在观察窗口观测，在观察到原子荧光后将扫描幅度减小并调节偏置电压。

塞曼减速光是通过笼式结构固定在视窗上直接打入腔体内的，整个窗口设计为一个 T 型结构，盲板法兰内部连接一个固定架，其上有一个铝制 45°椭圆反射镜。普遍的窗口设计会在实验进行时长期保持加热接近 200 ℃，以防止直通式的钛宝石窗口被原子镀上一层锶原子薄膜，如图 5-1 (a)的这种设计结构能够避免这一点。然而实际情况是，将喷炉温度升至 400 ℃后，打入塞曼减速光的输出功率高达 100 mW，但原子荧光非常微弱，查看后发现在反射镜上还是镀上了一层原子，反射率非常低。

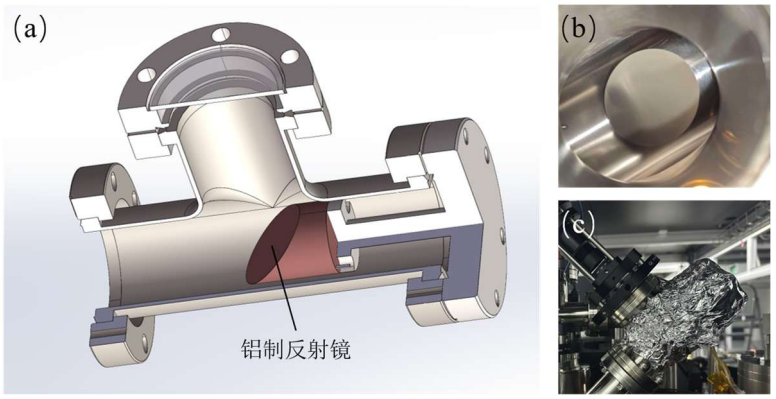


图 5-1 （a）T 型铝反射镜及窗口剖面图；（b）镀原子后反射镜现状；（c）升温烘烤镀原子反射镜。

Fig. 5-1 (a) Cross-sectional view of the T-shaped aluminum mirror and window; (b) photograph of the mirror after atomic deposition; (c) thermal baking of the atom-coated mirror.

为此，我们单独对反射镜部分进行长期烘烤，温度为 220 ℃，此外还用紫外灯和 461 nm 激光进行照射，但仍然无法去除表面薄膜。为了实验正常进行，我们在 2D MOT 处直接囚禁原子，并且可以利用其前半段的剩余磁场作为一小段塞曼减速磁场。

5.2 二维磁光阱

2D MOT 光路经过 AOM 移频后分为两路，分别经过耦合器进入保偏光纤从笼式结构准直器输出激光，经过透镜套筒扩束和四分之波片偏振纯化，打进水平和竖直的八通视窗，两束光正对的对称于真空室的两个视窗后，都放置了四分之一波片和 0° 反射镜，在真空室中观察原子荧光。由于束腰直径被扩束为 1 英寸的准直光，但功率计探头大小只有 9.5 mm，无法测量到完整功率，因此我们将光纤耦合前的输入功率和功率计测得参考功率结合起来，作为监测耦合效率数值的参考。实验测得，水平、竖直两束光在耦合前功率为 55 mW，扩束后的参考功率分别为 29 mW 和 26 mW。

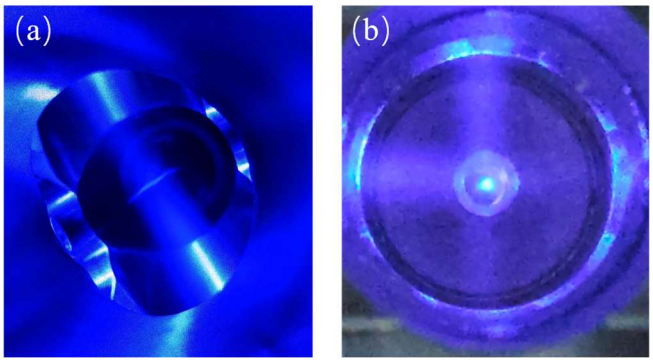


图 5-2 2D MOT 囚禁原子。(a) 观察窗口视角；(b) 推进光窗口视角。

Fig. 5-2 Trapped atoms in the 2D MOT. (a) View from the viewing window; (b) View from the push beam window.

将磁铁固定于八通两侧，在观察窗口和推进光窗口分别放置 CCD，调节四束光的准直与偏振；在此期间需先将激光器扫描频率加大，并在笼式结构放置光阑，方便观察光路准直情况，最终可以在两个方向看到囚禁的原子荧光。初始的原子囚禁形状在观察窗口处观测并不是一个直条型，带有较大的弧度，并且在推进光窗口观察原子并不在差分管中心位置，因此将磁铁和光路进行微调，至原子形状和位置处于最佳。

5.3 三维磁光阱

原子囚禁至 2D MOT 后，打入推进光，束腰直径为 5 mm，功率为 1 mW。实际实验中，我们将推进光略微聚焦，这样做的好处是使原子在横向方向获得一个较小动量，增大穿过差分管的原子数。最终在玻璃腔外可以看到推进光，确保光束完全透过差分管。

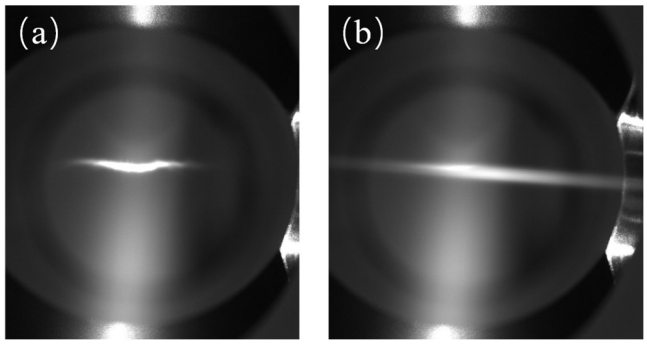


图 5-3 推进光入射前后 2D MOT 原子变化

Fig. 5-3 Changes in the 2D MOT atom cloud before and after applying the push beam

在推进光将原子输送到高真空区域后，进行 3D MOT 的原子捕获，水平方向光路图如图 5-4 所示。我们将锶原子蓝、红 MOT 与铷 MOT 光进行合束，预留好了其光路空间，用二向色镜进行合束，461 nm 激光透射过两个二向色镜后打入玻璃腔内。与 2D MOT 相似，将三路冷却光都进行扩束到束腰直径为 1 英寸大小，功率均为 15 mW，玻璃腔前后放置超消色差四分之一波片，每束光都由宽带 0°反射镜反射回玻璃腔，水平两路光成 90°夹角，交叉在玻璃腔中心。

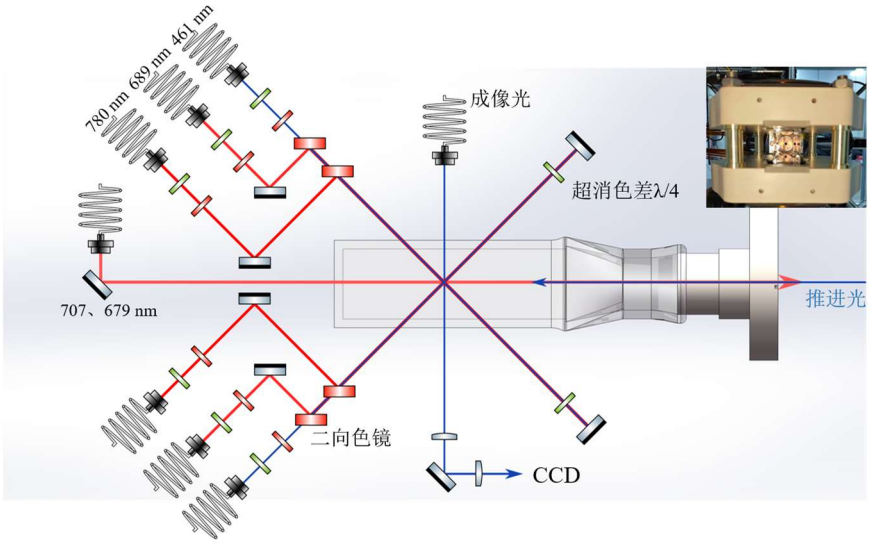


图 5-4 玻璃腔附近水平方向光路图

Fig. 5-4 Horizontal optical layout near the glass cell

除 3D MOT 光外，蓝 MOT 成像光垂直于推进光，穿过玻璃腔经过扩束后打进高分辨 CCD（Andor，iKon-M）；679、707 nm 的合束再泵浦光入射进差分管中，功率大小分别为 15 和 12 mW，光斑大小为 5 mm。沿着推进光方向反向作用于 2D MOT，CCD 观测到囚禁原子数目明显增多。

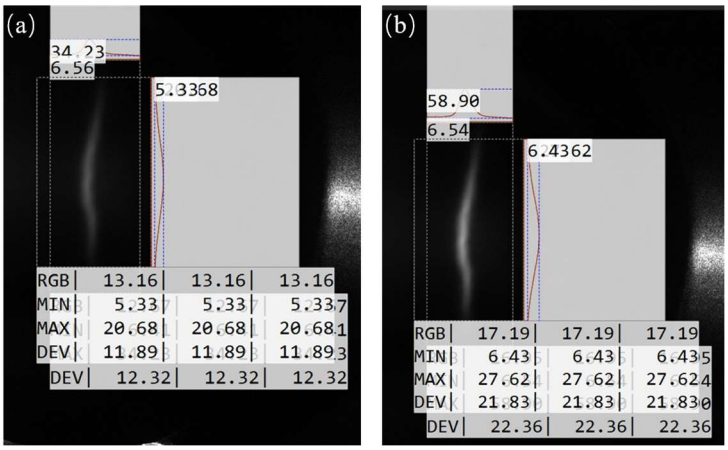


图 5-5 再泵浦光打入前后 2D MOT 荧光强度对比

Fig. 5-5 Comparison of the 2D MOT fluorescence intensity with and without the repump beam

水平方向光路均搭建在二层板上，由两块铝制面包板拼接到玻璃腔两侧，下方用不锈钢柱作支撑，一层板光路用笼式结构拼接合束，在狭窄空间内方便光路搭建和调节。

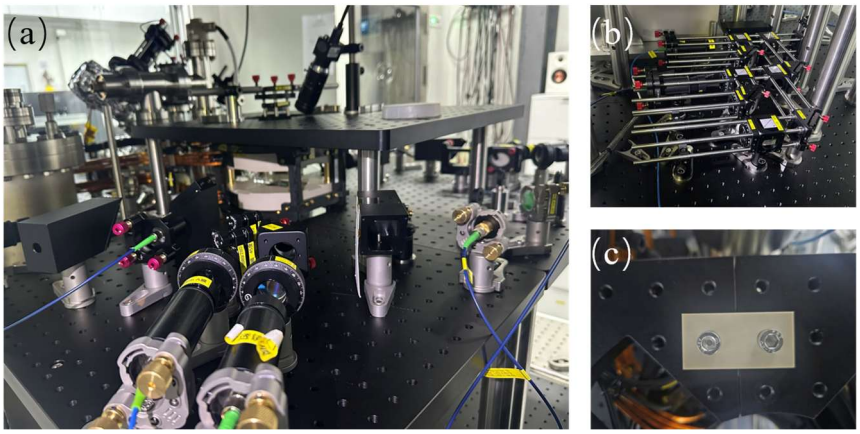


图 5-6 (a) 二、三层板与水平各光路实物图；(b) 竖直 MOT 光合束光路；(c) 三层板防涡流缝隙。

Fig. 5-6 (a) Photograph of the second- and third-layer breadboards and the horizontal optical setups; (b) beam combining setup for the vertical MOT beams; (c) anti-eddy-current slits on the third-layer breadboard.

三层板为竖直方向 MOT 光反射光路，同时在三层板中心位置开了四个缺口用作未来斜入射光晶格光；侧面整体开了一条贯穿上下的缝隙这是为了防止由于瞬间关闭磁场产生涡流，金属板会等效成一个线圈产生额外磁场，这非常不利于关断电流后原子进一步冷却。因此，我们切开了 2mm 宽的缝隙，并用一个 Peek 连接块加以固定。

3D MOT 磁场由主线圈提供，反亥姆霍兹模式下通入电流为 100 A。在不打开再泵浦光情况下原子荧光十分微弱，肉眼只能隐约看到一团原子云，所以开启再泵浦光对原子数的增加是至关重要的。先将激光频率调节到正确位置并锁定，单独打开 707 nm 激光可以发现原子荧光增强显著，加入 679 nm 后原子团达到最亮。我们发现当只有 679 nm 激光作用时与没有再泵浦光几乎没有区别，这是由于没有 707 nm 激光将原子从 $^3P_2$态激发到 $^3S_1$态，没有原子在 $^3P_0$库态上持续堆积。

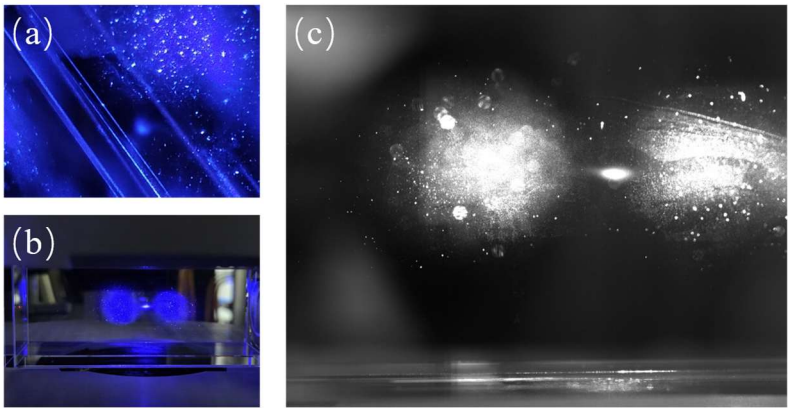


图 5-7 (a) 无再泵浦光的原子荧光；(b) 打开再泵浦光的原子荧光；(c) 优化光路后 CCD 下原子荧光。

Fig. 5-7 (a) Atomic fluorescence without the repump beam; (b) atomic fluorescence with the repump beam turned on; (c) atomic fluorescence captured by the CCD camera after optimizing the optical setup.

在初步调节好光路准直后，我们进行了原子数的优化。首先是对于光路的优化，将三路 MOT 光的准直器出光位置各放置一个光阑，调小其中一个光阑至刚好看不到原子荧光，依次调节该路准直器和 0°反射镜，直至重新看到微弱荧光后，继续调小光阑重复这个过程。除此之外，由于双折射效应，玻璃腔体对光偏振会产生影响，导致入射和反射 MOT 光在进入玻璃腔时分别穿过了 1 次和 3 次腔表面，因此将进入玻璃腔前的圆偏振光调整到略微偏向椭圆以作补偿，并在玻璃腔后观察是否与入射光偏振对称。将每路 MOT 光按此方法调节，将原子数优化到最好。

其次是对于频率的优化，此时关闭再泵浦光，我们利用双边带稳频机制，在 461 nm 激光锁定时缓慢调节一阶调制频率，观察 CCD 荧光强度到最大，依次再打开 707、679 nm 激光进行同样操作。用此方法我们在四个频率位置观察到了锶蓝 MOT，但调节再泵浦光的一阶信号源时，由于同位素频移相对较小，荧光强度变化不如 461 nm 激光明显[97]，表 5-1 中我们只对 461 nm 激光的各同位素一阶调制频率进行总结。

表 5-1 $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$同位素频移实测

Tab. 5-1 Measured isotope shifts of $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$

同位素	信号源频率（MHz）	等效移频（MHz）
^{88}Sr	463	0
^{87}Sr	491	-56
^{86}Sr	525	-124
^{84}Sr	599	-272

5.4 本章小结

本章介绍了作者在玻璃腔附近设计并搭建了锶蓝 MOT 冷却光路。利用第二章涉及到的各个系统，我们首先在低真空观测到了 2D MOT 囚禁的原子荧光，在主线圈与 MOT 光的共同作用下，同时利用第四章的边带稳频技术，在玻璃腔内观察到了锶四种同位素的原子云。

6 总结与展望

6.1 总结

本论文介绍了作者在硕士期间参与设计和搭建的超冷 RbSr 混合气体平台，包含了一套真空系统、多台激光器组成的激光系统、多个磁场组件以及一套控制系统。控制系统本身较为完备，我们只在供电和信号传输方面做了改善；同时设计了一套基于 Arduino 开发板，用于实验室安全保障的水流、温度报警器。

在真空系统中，作者详细介绍了其各个组成部分，包括锶原子喷炉和玻璃腔的设计方案，并对其进行了组装和测试。通过两次烘烤以及多轮的钛升华泵开启，结合分子泵、离子泵的作用，能够在高、低真空部分保持三个数量级真空压差，并在最终获得真空度低于 6.7×10^{-12} mbar 的超高真空。

磁场方面，我们设计、组装并测试了玻璃腔附近的主线圈，包括 MOT、Feshbach、Fast 和 Bias 线圈，总结了磁场数据。同时作者设计了用于锶和铷原子的低真空预冷却部分的磁场系统，包括锶塞曼减速器、锶 2D MOT 和铷 2D MOT；尤其是用于锶原子的永磁铁塞曼减速器，通过调节磁铁角度，可以在一定范围内变换磁场曲线，在与 2D MOT 剩余磁场一同作用下，使自旋翻转型塞曼减速器有效磁场在 664−826 G 范围内连续可调。

在激光系统方面，作者设计并搭建了一整套锶原子蓝 MOT 光路，包括 461、679、707 nm 激光的移频方案和锁频方案；我们对双边带稳频系统做出了详细的分析，在最佳转移效率下实现对 922 nm 激光压缩线宽至 85(1) kHz，锁定时的反馈带宽达到 75 kHz，在 15 kHz 以下噪声抑制幅度达到 25 dB，剩余幅度调制低于 0.08%；在调谐性能测试中，通过扫描一阶边带频率，我们测得 461 nm 激光在锁定中连续调节的范围达到 1.4 GHz，最高扫描速率为 317 MHz/s。同时我们将三台激光器同时锁定到一台超稳腔，调节简便并能节约大量成本；此方法在同位素移频等需要宽调谐范围的场景中作用显著。

最终，我们利用一整套系统，先后在低真空和玻璃腔区域囚禁到原子，最终 3D MOT 观测到了四种同位素的锶蓝 MOT，在优化光路和频率后我们测得了锶 $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$跃迁的同位素移频，与其他课题组的实验结果互作验证[21,97]。

6.2 展望

目前，实验参与者们正在设计和搭建后续光路，包括锶红 MOT、光偶极阱以及关于铷原子的一系列光路。首先是利用在第二章介绍的原子蒸气室为 689 nm 激光做长期频率稳定的保证，并将精细度 200000 的超稳腔用于该激光的线宽压缩；此外，我们拥有一台最高功率达到 100 W 的 1064 nm 激光器，用于最终的光阱蒸发冷却；相关冷却光路已经搭建完毕。

在未来，我们目标先后实现 ^{84}Sr 与 ^{87}Sr 量子简并以及 RbSr 双简并混合气体，通过 813 nm 魔术波长产生光晶格，以锶原子为主体，利用此系统进行更深层次的量子模拟。

参考文献

[1] METCALF H J, VAN DER STRATEN P. Laser Cooling and Trapping[M]. New York: Springer, 1999: 1-15.

[2] HÄNSCH T W, SCHAWLOW A L. Cooling of gases by laser radiation[J]. Optics Communications, 1975, 13(1): 68-69.

[3] PHILLIPS W D, METCALF H. Laser deceleration of an atomic beam[J]. Physical Review Letters, 1982, 48(9): 596-599.

[4] CHU S, HOLLBERG L, BJORKHOLM J E, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1985, 55(1): 48-51.

[5] ANDERSON M H, ENSHER J R, MATTHEWS M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. Science, 1995, 269(5221): 198-201.

[6] DAVIS K B, MEWES M O, ANDREWS M R, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. Physical Review Letters, 1995, 75(22): 3969-3973.

[7] DEMARCO B, JIN D S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas[J]. Science, 1999, 285(5434): 1703-1706.

[8] GORSHKOV A V, HERMELE M, GURARIE V, et al. Two-orbital $SU(N)$ magnetism with ultracold alkaline-earth atoms[J]. Nature Physics, 2010, 6(4): 289-295.

[9] KATORI H, TAKAMOTO M, PAL'CHIKOV V G, et al. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(17): 173005.

[10] BLOOM B J, NICHOLSON T L, WILLIAMS J R, et al. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level[J]. Nature, 2014, 506(7486): 71-75.

[11] BOTHWELL T, KENNEDY C J, AEPPLI A, et al. Resolving the gravitational redshift across a millimetre-scale atomic sample[J]. Nature, 2022, 602(7897): 420-424.

[12] ISHIYAMA T, ONO K, KAWASE H, et al. Orders-of-magnitude improvement in precision spectroscopy of an inner-shell orbital clock transition in neutral ytterbium[J]. Nature Photonics, 2026: 1-8.

[13] DALEY A J, BOYD M M, YE J, et al. Quantum computing with alkaline-earth-metal atoms[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(17): 170504.

[14] BILOKON V, BILOKON E, BAÑULS M C, et al. Many-body correlations in one-dimensional optical lattices with alkaline-earth (-like) atoms[J]. Scientific Reports, 2023, 13(1): 9857.

[15] LANGEN T, VALTOLINA G, WANG D, et al. Quantum state manipulation and cooling of ultracold molecules[J]. Nature Physics, 2024, 20(5): 702-712.

[16] TAKASU Y, MAKI K, KOMORI K, et al. Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(4): 040404.

[17] FUKUHARA T, TAKASU Y, KUMAKURA M, et al. Degenerate Fermi gases of ytterbium[J]. Physical Review Letters, 2007, 98(3): 030401.

[18] TAIE S, TAKASU Y, SUGAWA S, et al. Realization of a SU(2) × SU(6) system of fermions in a cold atomic gas[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(19): 190401.

[19] STELLMER S, TEY M K, HUANG B, et al. Bose-Einstein condensation of strontium[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(20): 200401.

[20] DE ESCOBAR Y N M, MICKELSON P G, YAN M, et al. Bose-Einstein Condensation of ^{84}Sr[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(20): 200402.

[21] STELLMER S. Degenerate quantum gases of strontium[D]. Innsbruck: University of Innsbruck, 2013.

[22] DESALVO B J, YAN M, MICKELSON P G, et al. Degenerate fermi gas of ^{87}Sr[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(3): 030402.

[23] TEY M K, STELLMER S, GRIMM R, et al. Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium[J]. Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2010, 82(1): 011608.

[24] STELLMER S, PASQUIOU B, GRIMM R, et al. Laser cooling to quantum degeneracy[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(26): 263003.

[25] CHEN C C, GONZÁLEZ ESCUDERO R, MINÁŘ J, et al. Continuous bose–einstein condensation[J]. Nature, 2022, 606(7915): 683-687.

[26] AEPPLI A, KIM K, WARFIELD W, et al. Clock with 8×10^{-19} systematic uncertainty[J]. Physical Review Letters, 2024, 133(2): 023401.

[27] LI J, CUI X Y, JIA Z P, et al. A strontium lattice clock with both stability and uncertainty below 5×10^{-18}[J]. Metrologia, 2024, 61(1): 015006.

[28] LIU X Y, LIU P, LI J, et al. Zero-Dead-Time Strontium Lattice Clock with a Stability at 10^{-19} Level[J]. Physical Review Letters, 2025, 135(26): 263402.

[29] JIA Z P, LI J, KONG D Q, et al. Improved systematic evaluation of a strontium optical clock with uncertainty below 1×10^{-18}[J]. Metrologia, 2026, 63(2): 025002.

[30] QIAO H, AI D, SUN C Y, et al. Investigation of the $6s6p\ ^3P_0 - 4f^{13}5d6s^2$ (J = 2) Clock Transition in ^{171}Yb Atoms[J]. Physical Review X, 2024, 14(1): 011023.

[31] ZHANG Z, JIN T, QI Q, et al. ^{171}Yb optical lattice clock with uncertainty below 5×10^{-18}[J]. Metrologia, 2026.

[32] LU X, GUO F, WANG Y, et al. Absolute frequency measurement of the ^{87}Sr optical lattice clock at NTSC using international atomic time[J]. Metrologia, 2023, 60(1): 015008.

[33] XIA J, WANG W, ZHAO G, et al. Optical system for a strontium optical lattice clock aboard the Chinese Space Station[J]. Review of Scientific Instruments, 2025, 96(9).

[34] ROATI G, RIBOLI F, MODUGNO G, et al. Fermi-bose quantum degenerate ^{40}K–^{87}Rb mixture with attractive interaction[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(15): 150403.

[35] HARA H, TAKASU Y, YAMAOKA Y, et al. Quantum degenerate mixtures of alkali and alkaline-earth-like atoms[J]. Physical Review Letters, 2011, 106(20): 205304.

[36] PASQUIOU B, BAYERLE A, TZANOVA S M, et al. Quantum degenerate mixtures of strontium and rubidium atoms[J]. Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2013, 88(2): 023601.

[37] BARBÉ V, CIAMEI A, PASQUIOU B, et al. Observation of Feshbach resonances between alkali and closed-shell atoms[J]. Nature Physics, 2018, 14(9): 881-884.

[38] GREEN A, LI H, SEE TOH J H, et al. Feshbach Resonances in *p*-wave Three-Body Recombination within Fermi-Fermi Mixtures of Open-Shell ^{6}Li and Closed-Shell ^{173}Yb atoms[J]. Physical Review X, 2020, 10(3): 031037.

[39] GUTTRIDGE A, FRYE M D, YANG B C, et al. Two-photon photoassociation spectroscopy of CsYb: Ground-state interaction potential and interspecies scattering lengths[J]. Physical Review A, 2018, 98(2): 022707.

[40] WILSON K E, GUTTRIDGE A, SEGAL J, et al. Quantum degenerate mixtures of Cs and Yb[J]. Physical Review A, 2021, 103(3): 033306.

[41] FRANZEN T, GUTTRIDGE A, WILSON K E, et al. Observation of magnetic Feshbach resonances between Cs and ^{173}Yb[J]. Physical Review Research, 2022, 4(4): 043072.

[42] YE Z X, XIE L Y, GUO Z, et al. Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium and lithium[J]. Physical Review A, 2020, 102(3): 033307.

[43] WANG B Y, WANG Y F, AN Z H, et al. Measurement of the three-body-recombination coefficient of ultracold lithium and strontium atoms[J]. Physical Review A, 2024, 110(1): 013322.

[44] AYMAR M, GUÉROUT R, DULIEU O. Structure of the alkali-metal-atom+ strontium molecular ions: Towards photoassociation and formation of cold molecular ions[J]. The Journal of Chemical Physics, 2011, 135(6).

[45] TUNG S K, JIMENEZ-GARCIA K, JOHANSEN J, et al. Geometric Scaling of Efimov States in a ^{6}Li–^{133}Cs Mixture[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(24): 240402.

[46] RIEGGER L, DARKWAH OPPONG N, HÖFER M, et al. Localized magnetic moments with tunable spin exchange in a gas of ultracold fermions[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(14): 143601.

[47] GREINER M, MANDEL O, ESSLINGER T, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. Nature, 2002, 415(6867): 39-44.

[48] PHILLIPS W D, METCALF H. Laser deceleration of an atomic beam[J]. Physical Review Letters, 1982, 48(9): 596.

[49] RAAB E L, PRENTISS M, CABLE A, et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1987, 59(23): 2631.

[50] DALIBARD J, COHEN-TANNOUDJI C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1989, 6(11): 2023-2045.

[51] GRIMM R, WEIDEMÜLLER M, OVCHINNIKOV Y B. Optical dipole traps for neutral atoms[M]. Advances in atomic, molecular, and optical physics. Academic Press, 2000, 42: 95-170.

[52] CHEINEY P, CARRAZ O, BARTOSZEK-BOBER D, et al. A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration[J]. Review of Scientific Instruments, 2011, 82(6).

[53] HILL I R, OVCHINNIKOV Y B, BRIDGE E M, et al. Zeeman slowers for strontium based on permanent magnets[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2014, 47(7): 075006.

[54] LEBEDEV V, WELD D M. Self-assembled Zeeman slower based on spherical permanent magnets[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2014, 47(15): 155003.

[55] 王德众,刘晓勇,李杰,等.集成 2D MOT 式横向冷却的小型化塞曼减速装置[J].量子光学学报,2024,30(04):74-83.

[56] 李子亮,师振莲,王鹏军.采用永磁铁的钠原子二维磁光阱的设计和研究[J].物理学报,2020,69(12):311-318.

[57] 张胜,骆莉梦,艾迪,等.应用于镱原子激光冷却的永磁体塞曼减速器研究[J].应用激光,2021,41(02):374-379.

[58] SPONG N L R, JIAO Y, HUGHES O D W, et al. Collectively encoded Rydberg qubit[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(6): 063604.

[59] LEGAIE R, PICKEN C J, PRITCHARD J D. Sub-kilohertz excitation lasers for quantum information processing with Rydberg atoms[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2018, 35(4): 892-898.

[60] BIAN G, SHAN B, HUANG L, et al. Rydberg electromagnetically induced transparency in ^{40}K ultracold Fermi gases[J]. Chinese Optics Letters, 2023, 21(10): 100201.

[61] GREGORY P D, MOLONY P K, KÖPPINGER M P, et al. A simple, versatile laser system for the creation of ultracold ground state molecules[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(5): 055006.

[62] GUTTRIDGE A, FRYE M D, YANG B C, et al. Two-photon photoassociation spectroscopy of CsYb: Ground-state interaction potential and interspecies scattering lengths[J]. Physical Review A, 2018, 98(2): 022707.

[63] THERON F, CARRAZ O, RENON G, et al. Narrow linewidth single laser source

system for onboard atom interferometry[J]. Applied Physics B, 2015, 118(1): 1-5.

[64] LIVAS J C, THORPE J I, NUMATA K, et al. Frequency-tunable pre-stabilized lasers for LISA via sideband locking[J]. Classical and Quantum Gravity, 2009, 26(9): 094016.

[65] BLACK E D. An introduction to Pound‐Drever‐Hall laser frequency stabilization[J]. American Journal of Physics, 2001, 69(1): 79-87.

[66] DREVER R W, HALL J L, KOWALSKI F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics B, 1983, 31(2): 97-105.、

[67] TONYUSHKIN A A, LIGHT A D, DI ROSA M D. Phase-locked scanning interferometer for frequency stabilization of multiple lasers[J]. Review of Scientific Instruments, 2007, 78(12): 123103.

[68] MÖHLE K, KOVALCHUK E V, DÖRINGSHOFF K, et al. Highly stable piezoelectrically tunable optical cavities[J]. Applied Physics B, 2013, 111(2): 223-231.

[69] SCHÜNEMANN U, ENGLER H, GRIMM R, et al. Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers[J]. Review of Scientific Instruments, 1999, 70(1): 242-243.

[70] CUNDIFF S T, YE J. Colloquium: Femtosecond optical frequency combs[J]. Reviews of Modern Physics, 2003, 75(1): 325-342.

[71] BARBIERO M, SALVATIERRA J P, RISARO M, et al. Broadband serrodyne phase modulation for optical frequency standards and spectral purity transfer[J]. Optics Letters, 2023, 48(8): 1958-1961.

[72] GATTI D, SALA T, GAMBETTA A, et al. Analysis of the feed-forward method for the referencing of a CW laser to a frequency comb[J]. Optics Express, 2012, 20(22): 24880-24885.

[73] GUO C, FAVIER M, GALLAND N, et al. Accurate laser frequency locking to optical frequency combs under low-signal-to-noise-ratio conditions[J]. Review of Scientific Instruments, 2020, 91(3): 033202.

[74] SHEN Z M, ZHOU X L, HUANG D Y, et al. Continuously and widely tunable frequency-stabilized laser based on an optical frequency comb[J]. Review of Scientific Instruments, 2023, 94(2): 023001.

[75] RABGA T, BAILEY K G, BISHOF M, et al. Implementing an electronic sideband

offset lock for isotope shift spectroscopy in radium[J]. Optics Express, 2023, 31(25): 41326-41338.

[76] THORPE J I, NUMATA K, LIVAS J. Laser frequency stabilization and control through offset sideband locking to optical cavities[J]. Optics Express, 2008, 16(20): 15980-15990.

[77] HILDEBRAND R A, WANG W, GOHAM C, et al. Spectrally-pure optical serrodyne modulation for continuously-tunable laser offset locking[J]. Optics Express, 2025, 33(25): 51842-51851.

[78] HOUTZ R, CHAN C, MÜLLER H. Wideband, Efficient Optical Serrodyne Frequency Shifting with a Phase Modulator and a Nonlinear Transmission Line[J]. Optics Express, 2009, 17(21): 19235-19240.

[79] JOHNSON D M S, HOGAN J M, CHIOW S, et al. Broadband optical serrodyne frequency shifting[J]. Optics Letters, 2010, 35(5): 745-747.

[80] KIRILOV E, MARK M J, SEGL M, et al. Compact, robust, and spectrally pure diode-laser system with a filtered output and a tunable copy for absolute referencing[J]. Applied Physics B, 2015, 119(1): 233-240.

[81] PAL S B, LAM M M, DIECKMANN K. Stability of a frequency-comb-based transfer-lock using a passive Fabry‐Perot resonator[J]. Optics Letters, 2016, 41(23): 5527-5530.

[82] PENG W, ZHOU L, LONG S, et al. Locking laser frequency of up to 40 GHz offset to a reference with a 10 GHz electro-optic modulator[J]. Optics Letters, 2014, 39(10): 2998-3001.

[83] BAI J, WANG J, HE J, et al. Electronic sideband locking of a broadly tunable 318.6 nm ultraviolet laser to an ultra-stable optical cavity[J]. Journal of Optics, 2017, 19(4): 045501.

[84] NEVSKY A, ALIGHANBARI S, CHEN Q F, et al. Robust frequency stabilization of multiple spectroscopy lasers with large and tunable offset frequencies[J]. Optics Letters, 2013, 38(23): 4903-4906.

[85] SENARATNE R, RAJAGOPAL S V, GEIGER Z A, et al. Effusive atomic oven nozzle design using an aligned microcapillary array[J]. Review of Scientific Instruments, 2015,

86(2).

[86] 马晓彬.超冷锂-锶混合气体制备与研究[D].清华大学,2019.

[87] SCHOSER J, BATÄR A, LÖW R, et al. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap[J]. Physical Review A, 2002, 66(2): 023410.

[88] OPPENHEIM A V. Discrete-time signal processing[M]. Pearson Education India, 1999.

[89] FOOT C J. Atomic physics[M]. Oxford university press, 2005.

[90] MALLINSON J. One-sided fluxes--A magnetic curiosity?[J]. IEEE Transactions on magnetics, 2003, 9(4): 678-682.

[91] HALBACH K. Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material[J]. Nuclear instruments and methods, 1980, 169(1): 1-10.

[92] COEY J M D. Magnetism and magnetic materials[M]. Cambridge university press, 2010.

[93] XIA Z P, ZHU Z Q, HOWE D. Analytical magnetic field analysis of Halbach magnetized permanent-magnet machines[J]. IEEE Transactions on magnetics, 2004, 40(4): 1864-1872.

[94] Zhu Z Q, Howe D. Halbach permanent magnet machines and applications: a review[J]. IEE Proceedings-Electric Power Applications, 2001, 148(4): 299-308.

[95] KING W H. Isotope shifts in atomic spectra[M]. Springer Science & Business Media, 2013.

[96] CHEAL B, FLANAGAN K T. Progress in laser spectroscopy at radioactive ion beam facilities[J]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2010, 37(11): 113101.

[97] PUCHER S, KRISTENSEN S L, KROEZE R M. ^{88}Sr Reference Data[J]. arXiv preprint arXiv:2507.10487, 2025.

[98] STERR U, SENGSTOCK K, MÜLLER J H, et al. High-resolution isotope shift measurement of the MgI $^1S_0$–$^3P_1$ intercombination transition[J]. Applied Physics B, 1993, 56(2): 62-64.

[99] DAS D, BARTHWAL S, BANERJEE A, et al. Absolute frequency measurements in Yb with 0.08 ppb uncertainty: Isotope shifts and hyperfine structure in the 399-nm $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ line[J]. Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2005, 72(3): 032506.

[100] PANDEY K, SINGH A K, KUMAR P V K, et al. Isotope shifts and hyperfine structure in the 555.8-nm $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ line of Yb[J]. Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2009, 80(2): 022518.

[101] SHIRLEY J H. Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy[J]. Optics Letters, 1982, 7(11): 537-539.

攻读学位期间取得的研究成果

学术论文：

YE Z, LIU S, HAN M, et al. Realization of Laser Frequency Stabilization and Continuous Broadband Tuning via Sideband PDH Locking[J]. Photonics, 2026, 13(5): 426.

科研项目：

山西省教育厅 2025 年度研究生教育创新计划项目（研究生学术创新项目）：“基于永磁体结构的超冷锶原子系统原子喷炉设计”（项目编号：2025XS186），2025.09—2026.06，**主持**.

致 谢

兴尽悲来，识盈虚之有数。三年求学之路已然临近终点，一个全新的实验平台从空荡房间一步步搭建起来。值此论文完稿之际，心绪万千，最想向一路走来予以我帮助的各位，致以诚挚谢意。

首先我要感谢我的导师叶祝雄老师，很荣幸成为叶老师导师生涯的第一位学生。在我面对一个完全陌生的实验平台茫然无助之际，带领我规划从无到有每一步的细节。从第一次搭建光路，到整套系统的完善，再到论文写作和工作去向，全都离不开叶老师每一次的悉心帮助和不厌其烦的重复指导。叶老师精湛的实验技术与严谨的科研精神都使我受益良多，在数次困难来临之际，也是叶老师首先带领我们重整旗鼓，完善迭代。不仅如此，叶老师为人平易近人，让我能够放下顾虑，坦然交流任何生活和科研工作的困惑，甚至会为偶尔言辞上的偏颇主动表达歉意，这份包容与坦率更加让我感到温暖和敬佩。祝愿叶老师身体健康，在科研领域不断突破。

衷心感谢张靖教授在学术道路的指引。张老师的教诲自始至终影响着我，“攀登、奉献”更是在每个深夜办公室常亮的灯光中体现的淋漓尽致。其次我要感谢孟增明老师，孟老师在实验室的初期搭建对我提供了莫大的帮助，踏实和探索的精神让我硕士期间时刻谨记。此外，感谢组内王鹏军老师、黄良辉老师、韩伟老师、于旭东老师、陈良超老师和靳元彬老师在科研和生活提供的帮助。感谢李健老师在工作繁忙的情况下依然有条不紊，耐心听取我的各项诉求。

感谢课题组的伙伴们，一路以来不管遇到困难和压力，都有你们陪伴。感谢我的师弟韩明康和师妹冯佳在工作和生活上的各种帮助，他们从刚入学就在课程和实验室来回忙碌，不论是加班补测实验数据还是二十四小时轮流烘烤真空，都毫无怨言。白板前的一次次讨论、钻天花板修空调、盯着监控抓老鼠……都是我硕士生活中最充实、宝贵的时光。感谢我的同门杨雅婧、王亚洲、陈卫、张纯瑶和冯嘉煜，不管是一起学习还是假期旅游，跟你们一起度过的研一生活是我最快乐的时光。感谢我的师弟赵永泽、Mustafa shah 和柳上上，你们的加入为整个实验室增加了更多活力。非常感谢磁转移平台的李云达、刘方德师兄以及杨雯馨师姐和赵非凡，在我研一时期给予各方面的关心帮助。格外感谢余浩坤师兄，从我研一入学前到如今毕业，为我解答科研、生活和工作上的各种问题。感谢李子亮和文凯两位师兄在工作去向上的特别关照。感

谢顾正宇、高晨力、张越、单标、王泽奎、闫江伟、龚琳善、隋文杰、贾甜、丁培波、赵宇航、王永腾、周暄胜、张紫瑞师兄师姐们的支持和帮助。感谢梁新浩、姚新江、袁铭清、申嘉辉和王嘉豪师弟在实验室搭建初期的帮助。

实验室的搭建过程中，还要感谢多位老师对我们的仗义相助。感谢刘文良老师和郑宁宣老师，在我们缺少任何元件或设备时总能热心相助。感谢清华大学郑盟锟老师对我们的时序系统提供的一系列技术支持。感谢北京大学张熙博老师课题组在我们锶源短缺的关键时刻慷慨相助。

感谢我的朋友们，不管是来太原打扰我上班还是线上催促我回家，都给我的生活增加了太多欢乐。

感谢我的父母。从考研到调剂再到进组，你们总是支持我的一切决定，让我能够有勇气选择一个全新的专业，面对诸多未知数。没有你们的鼓励和无条件的支持，我无法做到任何事。

最后，感谢聂老师一直以来在背后的默默支持。纵使相隔千里，你的陪伴也能抚平我的一切焦虑。

寥寥数语，难表心意。情谊长存，来日方长。感谢一切给予我支持的人们。面对不确定的未来，愿我们依然满怀热忱，得偿所愿。

附 录

个人简况及联系方式

个人简况：

姓名：刘澍

性别：男

籍贯：辽宁省大连市

个人简历：

2019 年 9 月-2023 年 6 月　西南科技大学　光电信息科学与工程　本科

2023 年 9 月-2026 年 6 月　山西大学　光学　硕士

联系方式：

电话：18941198638

电子邮箱：landddau@outlook.com

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：

2014年5月27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：刘涛

导师签名：孟增明

2016年5月17日