

中国科学技术大学

University of Science and Technology of China

博士学位论文



论文题目 混合量子网络中的光子接口实验研究

作者姓名 郑永祥

学科专业 物理学

导师姓名 黄运锋 研究员 崔金明 副研究员

完成时间 二〇二二年五月

中国科学技术大学 博士学位论文



混合量子网络中的光子接口实验研究

作者姓名： 郑永祥

学科专业： 物理学

导师姓名： 黄运锋研究员 崔金明副研究员

完成时间： 二〇二二年五月二十三日

University of Science and Technology of China
A dissertation for doctor's degree



Experimental study on photonic interface in hybrid quantum networks

Author: Yong-Xiang Zheng

Speciality: Physics

Supervisors: Prof. Jin-Ming Cui, Prof. Yun-Feng Huang

Finished time: May 23, 2022

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文，是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名： 郑永祥

签字日期： 2022.5.12

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一，学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权，即：学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅，可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

控阅的学位论文在解密后也遵守此规定。

☒ 公开 ☐ 控阅（____ 年）

作者签名： 郑永祥

导师签名： 黄运锋

签字日期： 2022.5.12

签字日期： 2022.5.25

摘 要

近年来,随着量子信息技术的发展,研究人员已经意识到不同的量子体系在处理不同的问题时具有各自的优势。由于单个的量子系统不可能解决实际问题中的所有需求,所以由多个不同量子系统组成的混合量子网络就成为了该问题的解决方案。为了充分发挥混合量子网络中不同量子体系的优势,需要实现彼此之间的量子连接,光子作为天然的飞行比特,非常适合用来实现不同量子体系的连接。量子节点作为量子网络的核心单元,需要能够实现量子比特的可靠逻辑操作,目前可以作为量子节点的体系有囚禁原子、囚禁离子、NV 色心和量子点等,其中由于囚禁离子系统具有操作保真度高、相干时间长及全同的量子比特等特点,受到了研究人员的青睐。此外,人们还希望量子网络中某些节点具有较好的量子态存储功能,在这方面固态量子存储系统具有独特的优势,目前基于稀土掺杂离子固态量子存储器已经实现了 1 小时的相干光学存储。此外该体系还具有多自由度、多模式存储及高存储保真度等优势,非常适合作为量子网络中的存储节点。因此,由离子阱系统作为操作节点,固态量子存储器作为存储节点所构成的混合量子网络结构颇具研究前景。本论文选择面向构建这种结构的混合量子网络开展研究,着眼于解决两种量子节点连接时的光子接口问题,主要包括连接光子的产生(离子光子纠缠态的制备)及波长转换。

在本论文的研究中,纠缠态的制备在离子阱中完成,考虑到使用连续光激发制备离子光子纠缠态时会导致离子光子纠缠保真度和纠缠产生速率的下降,因此我们使用了皮秒脉冲来完成离子的激发。此外,离子阱中的荧光波长为 369.5 nm,而固态量子存储器的工作波长为 580 nm,二者之间差异较大,难以实现直接的连接,这也是目前混合量子网络研究中的一个普遍问题。解决这个问题的常用方法是量子频率转换,该方法能够有效保持转换前后量子态的相干性,并且在可见和近红外波段已经取得了较大的进展。但是紫外波段的量子频率转换研究目前还很少,而且转换效率也远低于可见和近红外波段。紫外波段的频率转换主要受制于两个方面:首先,常用的紫外非线性晶体,例如 LBO(三硼酸锂)和 BBO(偏硼酸钡)由于无法实现准相位匹配不能用于紫外波段的量子频率转换,晶体的选择类型有限。其次对于常用的准相位匹配晶体,例如 PPKTP(周期性极化的磷酸钛氧钾)和 PPLN(周期性极化的铌酸锂),前者对紫外波段的吸收较强,后者容易受到光折变损伤,而且两者的一阶准相位匹配周期很短($\sim 2\ \mu\text{m}$),目前的加工工艺难以在晶体上做出如此短且均匀的极化电极。本论文通过调研比较发现 PPSLT(周期性极化的钽酸锂)晶体具有较高的紫外透过率及损伤阈值,比较适合紫外波段的量子频率转换。

本论文的主要工作及创新性成果如下:

1. 实现了连续光激发的离子光子纠缠态制备。在 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子阱中采用偏振纠缠的实现方案, 使用连续光弱激发的方式制备出纠缠保真度为 84.7% 的离子-光子偏振纠缠态, 为将来混合量子网络的建立完成了相关的实验准备。

2. 自主研制了皮秒单脉冲选择装置, 完成了 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的皮秒单脉冲激发。基于两级级联的 AOM, 实现了单脉冲的选择输出, 单脉冲隔离比达到 10^6 量级, 该装置将会有效提高离子光子纠缠产生速率及保真度。

3. 利用自主研制的对称式压电频率参考腔, 解决了需要大调谐范围的紫外半导体激光器的频率锁定问题。该频率参考无需真空环境, 结构简单, 性能稳定, 实验测得调谐范围 $> 14.7\text{ GHz}$, 频率的短期波动 $< 0.6\text{ MHz}$, 为离子的多普勒冷却及后续波导的性能测试打下了基础。

4. 完成宽波段波导的设计及制备, 并首次实现了紫外 (369 nm) 到可见 (580 nm) 波段的量子频率转换。采用飞秒激光直写技术, 在钽酸锂晶体内制作出满足紫外到近红外波段基模传输的宽波段波导, 并设计了对称式的偏振量子态转换装置, 实现了保真度为 96.13% 的量子频率转换信道, 单光子量级的转换效率为 $0.26\% \text{ W}^{-1}\text{cm}^{-1}$, 转换过程中的信噪比 > 500 , 为构建 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子节点与固态量子存储节点的混合量子网络奠定了基础。

关键词: 混合量子网络; 量子频率转换; 钽酸锂波导; 离子光子纠缠; 皮秒单脉冲离子激发

ABSTRACT

In recent years, with the development of quantum information technology, researchers have realized that different quantum systems have their own advantages in dealing with different problems. Because a single quantum system can not solve all the needs of practical problems, the hybrid quantum network composed by different quantum systems has become the solution to this problem. In order to make full use of the advantages of different quantum systems in hybrid quantum networks, it is necessary to realize the quantum connection between them. As a natural flying bit, photon is very suitable for connecting different quantum systems. As the core unit of quantum network, quantum node needs to be able to realize the reliable logical operation of quantum bits. At present, the systems that can be used as quantum nodes include trapped atoms, trapped ions, NV color centers and quantum dots. Because the trapped ion system has the characteristics of high operation fidelity, long coherence time and identical qubits, it is favored by researchers. In addition, some nodes in quantum networks are expected to have the ability of quantum state storage. In this regard, solid-state quantum memory system has unique advantages. At present, one hour coherent optical storage has been realized. In addition, the system also has the advantages of multi-degrees of freedom, multi-mode storage and high storage fidelity. It is very suitable to be used as a storage node in quantum networks. Therefore, the hybrid quantum network structure composed of ion trap system as operation node and solid-state quantum memory as storage node has great research prospects. In this paper, we choose to study the hybrid quantum network with this structure, focusing on solving the photon interface problem when two kinds of quantum nodes are connected, mainly including the generation of connected photons (the preparation of ion-photon entangled states) and wavelength conversion.

In this thesis, the preparation of entangled states is completed in the ion trap and considering the use of continuous light excitation preparation of ion-photon entangled states will lead to the decrease of ion-photon entanglement fidelity and entanglement generation rate, we use picosecond pulse to complete the excitation of ions. In addition, the fluorescence wavelength in the ion trap is 369.5 nm, while the working wavelength of solid-state quantum memory is 580 nm. There is a great difference between them, so it is difficult to realize direct conversion. This is also a common problem in the research of hybrid quantum networks. A common way to solve this problem is quantum frequency conversion, which can effectively maintain the coherence of quantum

states before and after conversion and great progress has been made in visible and near-infrared bands. However, there are few experiments to study the quantum frequency conversion in ultraviolet(UV) band, and the conversion efficiency is far lower than that in visible and near-infrared bands. Frequency conversion of UV wavelength is subject to two aspects: Firstly, commonly used UV nonlinear crystals, such as LBO and BBO cannot be used for quantum frequency conversion of ultraviolet wavelength because it cannot realize quasi-phase-matching and the choice of crystal types is limited. Secondly, for the commonly used quasi-phase-matching crystals, such as PPKTP (periodic polarized potassium titanyl phosphate) and PPLN (periodically polarized lithium lithium oxide), the former has strong absorption in UV band, while the latter is vulnerable to photorefractive damage, and their first-order quasi-phase-matching polarization period is very short ($\sim 2 \mu\text{m}$), the current processing technology is difficult to make such a short and uniform polarization electrode on the crystal. Through investigation and comparison, we found that PPSLT (periodically polarized lithium tantalate) crystal has high UV transmittance and damage threshold, which is more suitable for quantum frequency conversion in UV band.

The main work and innovative achievements of this paper are as follows:

1. Completed the ion-photon entangled state preparation by continuous light excited ion. The scheme of polarization entanglement is adopted in the ion trap, and the ion photon polarization entangled state with entanglement fidelity of 84.7% is prepared by continuous light weak excitation, which completes the relevant experimental preparation for the establishment of hybrid quantum network in the future.

2. Developed the picosecond single pulse selection device independently, and the picosecond single pulse excitation of $^{171}\text{Yb}^+$ ions was completed. Based on the two-stage cascade AOM, the selective output of single pulse is realized, and the single pulse isolation ratio reaches the order of 10^6 . The device will effectively improve the generation rate and fidelity of ion-photon entanglement.

3. Solved the frequency locking problem of UV diode laser with large tuning range by using the self-developed symmetrical piezoelectric frequency reference cavity. The frequency reference has the characteristics of vacuum-free, simple structure and stable performance. The tuning range is $> 14.7 \text{ GHz}$ and the short-term fluctuation of frequency is less than 0.6 MHz , which is base for ion Doppler cooling and subsequent waveguide performance test.

4. Completed the design and fabrication of broadband waveguide, and the quantum frequency conversion from ultraviolet (369 nm) to visible (580 nm) band is real-

ized for the first time. Using femtosecond laser direct writing technology, the broadband waveguide is fabricated in lithium tantalate crystal, and a symmetrical polarization quantum state conversion device is designed and realized the quantum frequency conversion channel with fidelity of 96.13%, the conversion efficiency of single photon is $0.26\% \text{ W}^{-1}\text{cm}^{-1}$, and the signal-to-noise ratio in the conversion process is > 500 . This result lays a foundation for the construction of hybrid quantum networks of $^{171}\text{Yb}^+$ ion nodes and solid-state quantum storage nodes.

Key Words: Hybrid quantum network; Quantum frequency conversion; Lithium tantalate waveguide; Ion-photon entanglement; Picosecond monopulse ion excitation

目 录

符号说明	XVII
第 1 章 绪论	1
1.1 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子阱系统简介	2
1.1.1 光电离	4
1.1.2 多普勒冷却	4
1.1.3 态初始化和态读出	5
1.1.4 能级翻转	6
1.2 固态量子存储简介	8
1.3 光子接口的研究内容及现状	8
1.4 文章结构	10
第 2 章 混合量子网络中的光子接口	11
2.1 混合量子网络	11
2.2 离子光子纠缠方案	12
2.2.1 频率纠缠	13
2.2.2 Time-bin 纠缠	14
2.2.3 偏振纠缠	15
2.3 光子接口中离子光子纠缠态制备	15
2.4 皮秒脉冲激发参数计算	19
2.4.1 脉冲宽度	19
2.4.2 脉冲功率	20
2.4.3 脉冲倍频	21
2.4.4 脉冲激发	21
2.5 单脉冲选择装置设计及其制作	23
2.5.1 单脉冲选择系统的设计	23
2.5.2 程序设计	24
2.5.3 单脉冲选择系统的搭建	27
2.5.4 单脉冲的选择结果	29
2.6 皮秒单脉冲激发光路	29
2.6.1 光束指向稳定系统	31
2.6.2 单脉冲激发光路	32
2.7 离子皮秒单脉冲激发	33

2.8 量子信道稳定	36
2.9 本章小结	37
第3章 大调谐范围的激光频率锁定方式	38
3.1 背景介绍	38
3.2 PDH 技术	39
3.3 频率参考的设计及测试	43
3.3.1 FP 腔的设计及制作	43
3.3.2 稳频系统设计	45
3.3.3 FP 腔的测试	46
3.3.4 频率调谐范围	47
3.4 频率锁定结果及分析	48
3.5 本章小结	50
第4章 光子接口 QFC 过程在宽波段波导中的实现	51
4.1 晶体类型选择	51
4.2 波导的加工方式	52
4.2.1 质子交换	52
4.2.2 金属热扩散	53
4.2.3 离子注入	53
4.2.4 飞秒激光直写	54
4.3 差频过程	55
4.3.1 非线性效应	55
4.3.2 差频光的产生	56
4.3.3 准相位匹配	58
4.4 差频过程中相关参数的计算	58
4.4.1 有效折射率	58
4.4.2 泵浦波长	59
4.4.3 Sellmeier 公式	59
4.4.4 极化周期与匹配温度的关系	59
4.5 波导的设计	60
4.6 波导传输模式模拟及极化周期计算	61
4.6.1 有限元分析的步骤	62
4.6.2 COMSOL 求解波导内模式分布的步骤	62
4.6.3 369, 580, 1018 nm 的模拟	64
4.6.4 波导极化周期的计算	64

4.7 宽波段波导的制作	64
4.8 泵浦激光器的频率锁定	71
4.8.1 边带锁频	71
4.8.2 1018 nm 激光器的锁定	72
4.9 光子接口中 QFC 过程的差频转换效率	75
4.9.1 转换效率与温度的变化关系	75
4.9.2 转换效率与泵浦功率的关系	79
4.9.3 噪声测量	80
4.10 本章小结	81
第 5 章 紫外到可见波段量子态转换	82
5.1 偏振态转换装置	82
5.1.1 温度稳定性的测量	83
5.2 标准量子过程层析	84
5.3 紫外波段到可见波段的量子态转换	86
5.3.1 转换光路保真度的测量	86
5.3.2 斯托克斯参量与保真度的关系	87
5.4 频率转换装置的稳定性	89
5.5 本章小结	89
第 6 章 总结及展望	91
参考文献	94
附录 A 修改记录	108
致 谢	109
在读期间发表的学术论文与取得的研究成果	111

表 格 清 单

表 2.1	测试设置信号衰减与信号输出的关系。	29
表 4.1	Sellmeier 公式中的各个系数	60
表 4.2	室温下三个波长的折射率	60
表 4.3	波导中三个波长的有效折射率	64
表 4.4	不同宽度波导的透过率	68

插图清单

图 1.1	离子阱结构示意图	3
图 1.2	Yb 离子能级图	3
图 1.3	多普勒冷却的主要能级	5
图 1.4	初始化到暗态	6
图 1.5	初始化到亮态	7
图 1.6	拉曼翻转	7
图 1.7	零磁场下 Eu^{3+} 离子超精细能级图	8
图 2.1	混合量子网络中的光子接口	11
图 2.2	QFC 过程噪声分布	12
图 2.3	$^{171}\text{Yb}^+$ 能级图	13
图 2.4	频率纠缠	13
图 2.5	Time bin 纠缠	14
图 2.6	偏振纠缠	15
图 2.7	纠缠测量光路及光子辐射概率	17
图 2.8	Mira 激光器及其 ps 脉宽	20
图 2.9	脉冲形状	21
图 2.10	AOM 相关参数	24
图 2.11	Reset 和 Trigger 引脚说明	24
图 2.12	Spincore 时序	25
图 2.13	FPGA 时序	26
图 2.14	单脉冲选择系统的示意图	27
图 2.15	单脉冲选择系统机箱结构图	28
图 2.16	信号源的设定参数	30
图 2.17	AOM 放大器机箱	30
图 2.18	一级 AOM 所选出的单脉冲	31
图 2.19	光束指向稳定系统示意图	31
图 2.20	光束指向稳定系统	32
图 2.21	单脉冲激发光路图	33
图 2.22	光束整形	33
图 2.23	单脉冲离子激发的实验结果	34
图 2.24	光纤内传输偏振态的变化	35

图 2.25	偏振反馈示意图	36
图 2.26	偏振稳定结果	37
图 3.1	FP 腔反射系数 $F(\omega)$ 的实部与虚部	40
图 3.2	大调制下的误差信号	42
图 3.3	小调制下的误差信号	43
图 3.4	具有大调谐范围的频率参考结构	44
图 3.5	锁频系统示意图	46
图 3.6	耦合效率与压电迟滞效应	47
图 3.7	频率参考的调谐性能	48
图 3.8	拍频结果	49
图 3.9	用压电电压补偿频率漂移	50
图 4.1	PPSLT 与 PPKTP 晶体透过率随温度变化曲线	51
图 4.2	热扩散方式制作波导的示意图 ^[133]	54
图 4.3	离子注入方式制作波导示意图	54
图 4.4	飞秒激光直写方式制作波导示意图	55
图 4.5	波导内光束的传输	59
图 4.6	PPSLT 晶体 3 阶 QPM 极化周期与温度的关系	61
图 4.7	设置参数	63
图 4.8	导入 DXF 文件	63
图 4.9	波导中传输的基模光斑模拟结果	64
图 4.10	飞秒激光直写系统 ^[162]	65
图 4.11	不同写入能量下凹陷的形成情况	65
图 4.12	分别用 570, 510 和 450 nJ 的能量从左到右分别写出了直径为 10, 20 和 20 μm 宽的波导结构	66
图 4.13	脉冲能量较大时出现二次聚焦所形成的波导结构	67
图 4.14	2.5, 10 和 3 μm 宽的波导端面结构	67
图 4.15	优化脉冲能量后制作出来的波导端面结构 ^[162]	68
图 4.16	波导性能测试光路图	68
图 4.17	0.2NA 物镜对 369 nm 成像光斑	69
图 4.18	369 nm 透射光斑	69
图 4.19	580 nm 透射光斑	70
图 4.20	1018 nm 透射光斑	70
图 4.21	模拟与实际测量的波导光斑模式	71
图 4.22	边带锁频的误差信号 ^[163]	72

图 4.23	超稳腔结构 ^[162]	73
图 4.24	1018 nm 腔镜镀膜曲线	74
图 4.25	腔模透射信号	74
图 4.26	1018 nm 激光器的锁频示意图	75
图 4.27	1018 nm 激光器锁频机箱	76
图 4.28	1018 nm 激光器频率锁定后的频率变化	77
图 4.29	泵浦光的频率漂移	77
图 4.32	晶体控温效果	77
图 4.30	差频效率测量光路	78
图 4.31	晶体安装台子	78
图 4.33	差频效率随温度变化曲线 ^[162]	79
图 4.34	转换效率与功率的关系	80
图 4.35	单光子量级转换过程中的信噪比	80
图 5.1	偏振态转换装置示意图	83
图 5.2	偏振态转换光路的温控系统	84
图 5.3	晶体台子热沉的温度变化	85
图 5.4	标准的量子过程层析	85
图 5.5	转换矩阵的实部和虚部	89
图 5.6	转换保真度随时间的变化 ^[162]	89

符号说明

QFC	量子频率转换 (Quantum frequency Conversion)
PPLN	周期性极化的铌酸锂晶体 (periodically poled lithium niobate)
PPSLT	周期性极化的钽酸锂晶体 (periodically poled stoichiometric lithium tantalate)
PPKTP	周期性极化的磷酸钛氧钾晶体 (periodically poled potassium titanyl phosphate)
FEM	有限元法 (Finite Element Method)
SQPT	标准量子过程层析 (Standard Quantum Process Tomography)
QPM	准相位匹配 (quasi-phase-matching)
SPDC	自发参量下转换 (spontaneous parametric downconversion)
SRS	自发拉曼散射 (spontaneous Raman scattering)
DFG	差频过程 (Difference frequency generation)
PMT	光电倍增管 (Photomultiplier tube)
BIBO	硼酸铋晶体
BBO	偏硼酸钡
LBO	三硼酸锂
FP	Fabry-Perot
AOM	声光调制器
EOM	电光调制器
FSR	自由光谱范围
NA	数值孔径
APE	退火质子交换技术
SPE	软质子交换技术

第1章 绪 论

自从量子理论诞生的一个世纪以来,产生了许多影响深远的应用。例如由量子理论和信息学结合而产生的量子通信为人类提供了一种新的安全、高效的信息传递方式。量子通信主要研究量子隐形传态和量子密钥分发,前者利用纠缠将量子信息从发送端传送到接收端,后者基于各种保密协议完成信息的安全传输。量子通信可以分为基于光纤和自由空间的两种通信方式。目前已经演示了基于光纤的量子通信距离可以达到 509 km^[1],基于自由空间的通信距离可以达到 1120 km^[2]。

由量子理论带来的另一个重要的应用就是量子计算^[3]。基于该理论人们提出了许多高效算法如 Shor 算法^[4], Grover 算法^[5], HHL (量子求解稀疏线性方程组) 算法^[6]等。另一方面,由于计算机芯片制程技术的快速发展,由摩尔定律所预言的晶体管尺寸正在逼近经典物理理论的极限。现在 5 nm 制程工艺的芯片已经实现量产,如果要研发更小制程尺寸的工艺,芯片材料中的量子特性将会起主导作用,经典物理理论将会失效,这要求人们使用量子理论来描述新的计算机模型,即量子计算。

量子计算和量子通信的结合就是量子网络,量子网络由量子节点和量子信道所构成。量子节点的任务是负责量子信息的产生、存储和处理,量子信道的任务是通过信息分发的方式来实现各个节点之间的连接^[7-8]。量子网络对量子通信而言意义重大,例如,量子通信的中继节点通常要求具有量子存储比特和进行局域操作的能力来实现必要的纠缠纯化^[9],因此量子通信系统可以视为一个一维的长程量子网络,量子节点位于中继器和端点之间。此外,量子网络还有许多应用,比如对于量子计量而言,其要求节点之间能够实现高密度的连接^[10]。

量子网络的另一个重要应用是分布式量子计算^[11-15]。为了提高量子计算的性能,需要更多的量子比特参与运算,但是在不牺牲性能的情况下增加物理系统中的量子比特数是一项艰巨的任务,对这一困难的研究表明,一个可扩展的量子网络架构可能是解决该问题的关键^[11]。因为量子网络中的每个节点中都包含一定数量的量子比特,通过增加参与量子计算的节点数目就能增加总的量子比特数目,从而提高量子计算的性能。这些节点之间通常通过光子接口连接,可以形成由单个或者多个节点构成的量子处理器。由于这种方法的复杂性,其成本将会很高,不过它却是解决量子计算可扩展性的一个有效办法^[16]。

量子节点作为量子网络的核心,要求其具有可操作的逻辑比特和能够存储量子信息的能力。目前具有可操作逻辑比特的系统有许多,如离子阱、冷原子和超导系统等,其中离子阱是进展最快的体系之一。具有量子存储功能的系统有

冷原子系综、NV 色心、量子点和固态量子存储系统等，其中具有最长自旋相干时间的存储体系是固态存储中的掺铕硅酸钇 ($\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$)，其自旋相干时间长达 6 小时^[17]。我们实验室的固态量子存储课题组利用该体系实现了 1 个小时的存储时长^[18]，这是目前最长的相干光学存储时长。对于固态量子存储而言，其还具有存储模式多和存储保真度高等优点，很适合作为量子网络中的存储节点。此外，考虑到离子阱系统具有相干时间长、操作保真度高、囚禁稳定等优点，很适合作为量子网络中的操作节点。如果将离子阱与固态量子存储系统相结合，发挥各自优势，则有望构建一个性能优异的混合量子网络。由于本课题组已有构建离子阱节点的实验基础，本论文从离子阱节点出发，研究其与固态量子存储系统连接时的光子接口问题，主要包含连接光子纠缠产生及相干频率转换等，为实现基于二者的混合量子网络铺平道路。接下来将简要介绍离子阱与固态量子存储系统。

1.1 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子阱系统简介

自从在离子阱中演示了量子受控非门之后^[19]，关于离子阱量子信息的研究受到了极大的关注。之后人们在离子阱中演示了离子光子纠缠的制备^[20-21]、几何相位门^[22-23]和 Mølmer-Sørensen 门^[24-25]等操作，现在离子阱中单比特门操作的保真度能够达到 99.9999%^[26]，两比特门的操作保真度能够超过 99.9%^[27]。离子阱中被用作量子信息研究的离子种类有很多，例如 $^9\text{Be}^+$ ， $^{25}\text{Mg}^+$ ， $^{137}\text{Ba}^+$ ， $^{40}\text{Ca}^+$ ， $^{87}\text{Sr}^+$ ， $^{111}\text{Cd}^+$ ， $^{199}\text{Hg}^+$ 和 $^{171}\text{Yb}^+$ 等。本实验中所用的离子是 $^{171}\text{Yb}^+$ ，其超精细能级比特具有相干时间长、门操作保真度高、态制备与探测效率高等优点，很适合作为混合量子网络中的操作节点。本节以本论文中使用的针型离子阱为例，介绍 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子阱的相关内容。

我们的离子阱结构如图 1.1 所示，由 6 根针状电极组成，整个装置置于超高真空度的腔室内。这种阱的结构简单，缺点在于只能稳定的束缚单个离子。位于中间的两个针状电极加射频场，旁边四个电极加静电场用来补偿环境噪声，实验中通过调节射频功率和静电压的大小来俘获和囚禁离子。在离子阱中包含镱原子的金属粉末被放在一个加热炉中，炉子的喷口正对着阱的中心，当炉子被加热时，原子被喷射出来，当原子到达阱的中心区域时，被激光电离形成离子，这时在射频场的囚禁和激光场的冷却作用下，离子就被囚禁在了阱的中心位置。

$^{171}\text{Yb}^+$ 离子能级如图 1.2 所示。当离子被俘获之后，由 369 nm 的激光对离子进行冷却，冷却过程中，离子会有一定概率跃迁到其它能级上，并且这些能级的寿命较长，故还需要 935 nm 和 638 nm 的两束激光，将离子重新泵回到冷却循环中。

实验中使用 $^2S_{1/2}$ 能级的超精细能级来编码量子态, $^2S_{1/2}|m_F=\pm 1\rangle$ 的两个能级对磁场的变化敏感, 其能级漂移的速率是 1.4 MHz/G, 而 $|m_F=0\rangle$ 的两个能级对磁场一阶变化不敏感, 称为钟态能级, 所以在进行离子内态的测量前往往需要使用微波翻转的方法, 将离子内态翻转到两个钟态能级。下面介绍 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子能级的相关操作。

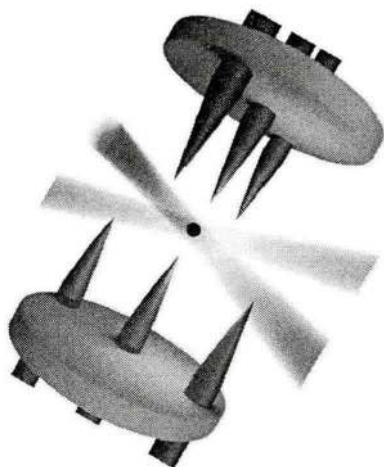
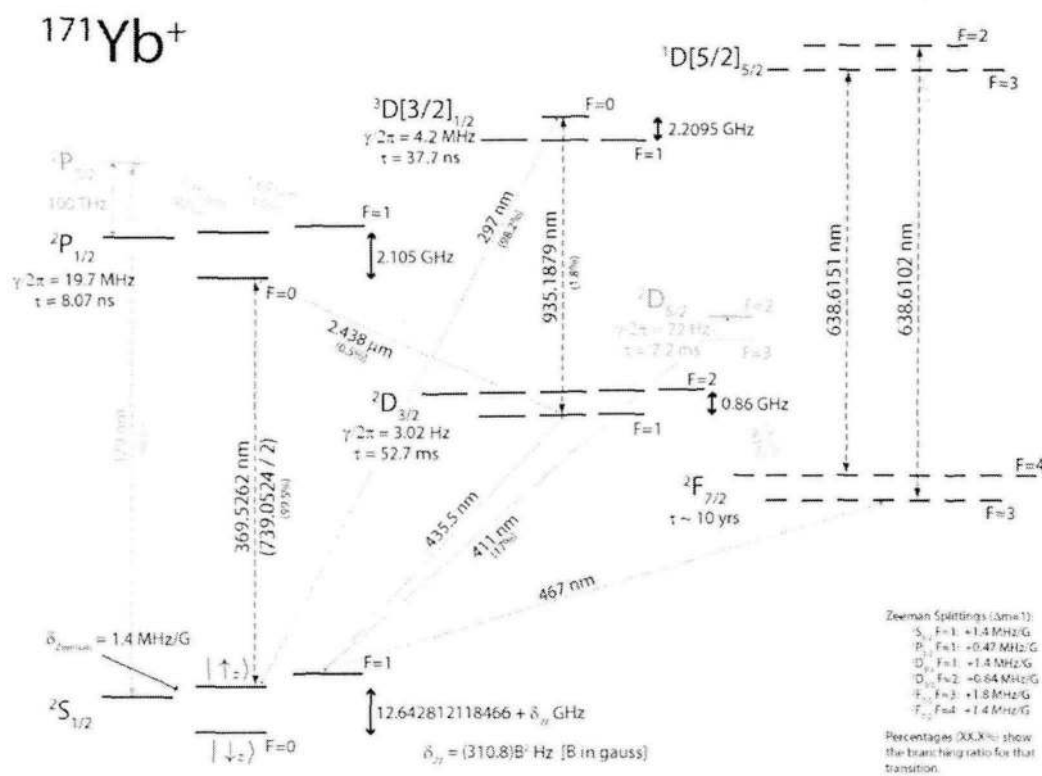


图 1.1 离子阱结构示意图

图 1.2 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子能级图^[28]

1.1.1 光电离

当原子被从炉子中喷射出来之后,一束 399 nm 的激光将原子从 $^1S_0$ 能级激发到 $^1P_1$ 能级^[29],在设置该激光频率时需要考虑势阱的几何结构从而减小多普勒频移的影响,然后再由一束 369 nm 的激光将原子从 $^1P_1$ 能级激发到连续能级,原子就被电离形成离子。

1.1.2 多普勒冷却

为了很好的囚禁离子,离子必须被冷却到其运动的基态。当离子与激光相向运动时,其吸收光子的概率比同向运动更大。由于多普勒效应,相向运动所吸收的光子能量小于离子共振吸收的能量,之后该吸收的光子会通过自发辐射的方式被散射,散射出来的光子能量等于离子共振吸收的能量,所以总的来看,离子的能量在逐渐减少,从而对离子起到冷却效果。离子的三个运动方向都需要进行冷却,所以要求冷却光在三个方向上都有分量,实验上的做法是使冷却光不要与离子的运动方向垂直。下面计算多普勒冷却的极限温度。

考虑一个简单的二能级结构系统,其能级的能量差为 $\hbar\omega$,入射光场的频率为 ω_0 。光子的散射率由文献^[30]给出

$$R_{\text{scatt}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2}, \quad (1.1)$$

其中 $\delta = \omega - \omega_0 - kv$,为能级共振频率与激光频率和离子运动的多普勒频率之间的失谐, v 为离子的运动速度, Γ 为跃迁的能级宽度, I 为所加的光强, I_{sat} 为饱和光强,其中饱和光强与能级共振波长 λ 的关系为

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3 \lambda^3}. \quad (1.2)$$

对于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子,其能级带宽为 $\Gamma = 123.2$ MHz,冷却光波长为 369.5 nm,根据上式,可以求出其饱和光强为 510 W/m^2 ,当光斑直径为 $10 \mu\text{m}$ 时,需要的冷却光功率约为 $4 \mu\text{W}$ 。

由于光子具有 $\hbar k$ 的动量,当光子被离子散射时,离子就会受到光子的散射力 $F_s = \hbar k R_{\text{scatt}}$,在低速情况下该力可以被写为

$$F_s(\delta) = F_s(\omega - \omega_0 - kv) \approx F_s(\omega - \omega_0) - kv \frac{\partial F}{\partial \omega}, \quad (1.3)$$

右边的第一项与速度 v 无关,可以认为是一个常量 $F_s(\omega - \omega_0) \equiv F_0$,即,在多普勒冷却过程中离子始终受到一个与速度 v 无关的力。如果 $\frac{\partial F}{\partial \omega} > 0$ 则第二项为阻尼力。对式1.1取微分,可得 $F_s = F_0 - \alpha v$,其中

$$\alpha = \hbar k^2 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{-4\delta/\Gamma}{[1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2]^2}, \quad (1.4)$$

为阻尼系数，为了能够冷却离子，该系数必须 > 0 ，这意味失谐 δ 必须是个负数，即光场相对于能级共振频率是红失谐的。当 $\delta = -\Gamma/2$ 时，阻尼系数取得最大值 $\alpha_{\text{max}} = \hbar k^2/4$ 。

由于受到自发辐射反冲力，离子会发生随机游动，此时自发辐射的反冲力会加热离子。当冷却到极限温度时，阻尼力与自发辐射的反冲力达到平衡。光子散射的频率为 ω_r ，则每次反冲的能量 $E_r = \hbar\omega_r$ ，由于每次散射包含两次随机扰动（一次是吸收光子一次是发射光子），所以加热的速率就为 $2\hbar\omega_r R_{\text{scatt}}$ [31]。达到平衡状态时加热速率与制冷速率 $-\alpha v^2$ 相等，将之带入式1.1，就可以求得

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{1 + (2\delta/\Gamma)}{-2\delta/\Gamma}, \quad (1.5)$$

其中 k_B 是玻尔兹曼常数。同样其最小值是在 $\delta = -\Gamma/2$ 处，最终多普勒冷却的极限温度为 $T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B}$ 。 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的冷却跃迁能级是 $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$ ，由式1.5可以求出多普勒冷却的极限温度为 $470 \mu\text{K}$ 。离子的主要冷却循环如图1.3所示。

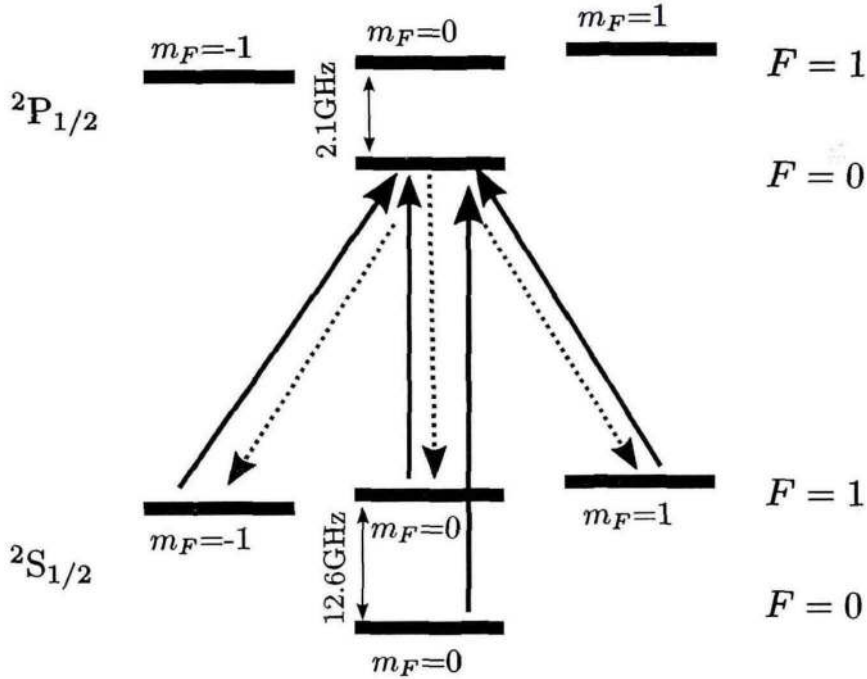


图 1.3 多普勒冷却的主要能级

1.1.3 态初始化和态读出

离子的态既可以被初始化到 $^2S_{1/2}|F=1\rangle$ 能级，称之为初始化到亮态（ F 是指原子的总角动量），也可以初始化到 $^2S_{1/2}|F=0\rangle$ 能级，称之为初始化到暗态，

具体初始化到哪个态可以通过控制激光的偏振和频率来实现。

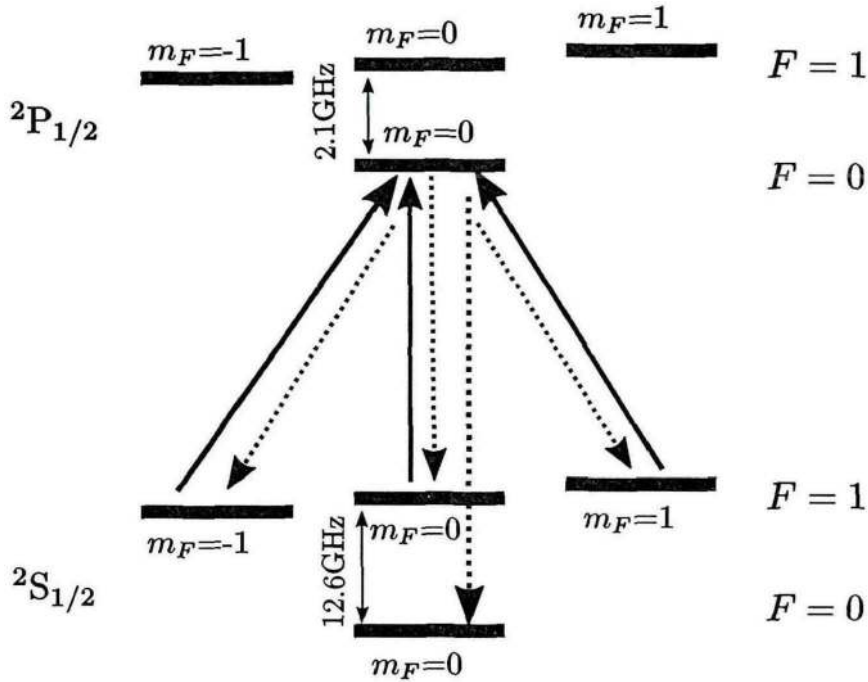


图 1.4 初始化到暗态

如图1.4所示,离子初始化到暗态时,激光与 $2S_{1/2}$ 能级的上面三个能级共振,隔一段时间后 $2S_{1/2}$ 能级的上面三个能级不再有布居,此时探测离子位于亮态的概率为0,说明离子已经被泵到暗态上。同理初始化到亮态,则只需要将暗态能级泵空即可,如图1.5所示。

离子内态通过荧光测量技术进行探测,设定探测激光频率为 $2S_{1/2}|F = 1\rangle \leftrightarrow 2P_{1/2}|F = 0\rangle$ 的跃迁频率,当离子内态位于 $2S_{1/2}|F = 1\rangle$ 能级时,激光会不断激发离子在这两个能级之间来回跃迁并产生自发辐射光子,从而在探测器上能够探测到荧光计数,即认为离子处于亮态。如果离子位于 $2S_{1/2}|F = 0\rangle$ 能级,此时激光频率与能级共振频率存在 12.6 GHz 的失谐,不会激发离子,在探测器上也就不会产生计数,即认为离子处于暗态。 $2S_{1/2}|F = 1\rangle$ 能级上存在三个能级,在态探测时需要三束激光,由于这三束激光频率差别不大,实验上只需在一束激光频率上调制出两个边带即可,需要注意的是这三束激光的偏振不一样,为了保证这几个能级上都有分量,激光的偏振需要与量子化轴有一个适当的夹角。

1.1.4 能级翻转

$^{171}\text{Yb}^+$ 离子的超精细能级翻转有两种方式,微波和拉曼翻转,其中微波对声子的操作能力较弱,难以实现多离子纠缠门的操作,此时可以使用拉曼过程来实现两个超精细能级的耦合。该过程如图1.6所示,当频率差为 ω 的两个能级 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 被两束与上能级 $|e\rangle$ 失谐 Δ 的激光照射时,如果这两束激光的频率差

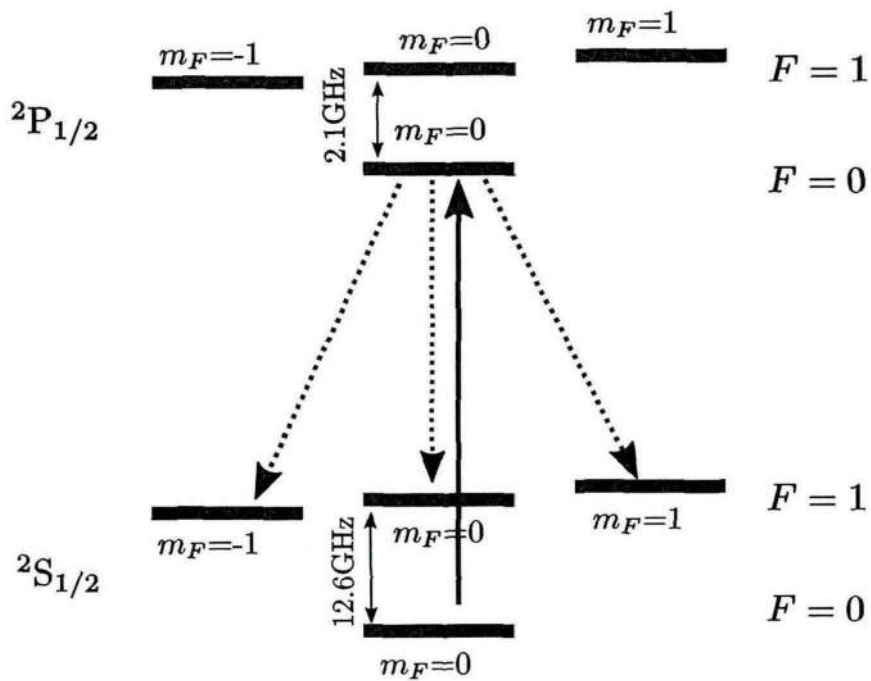


图 1.5 初始化到亮态

与 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 能级的频率差相等，则可通过受激拉曼跃迁实现 $|g_1\rangle$ 、 $|g_2\rangle$ 间的相干操作。

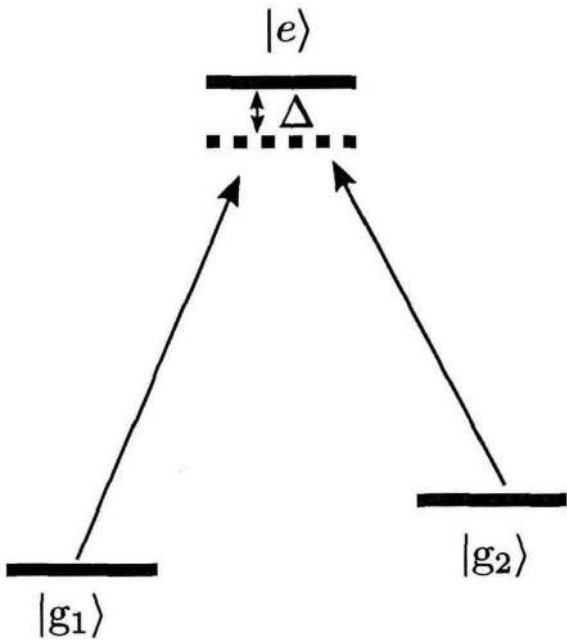


图 1.6 拉曼翻转

1.2 固态量子存储简介

对于混合量子网络而言,量子存储是其中的关键节点。可以用作量子存储的体系有:NV 色心^[32]、单原子^[33]、原子气体^[34]、量子点^[35]、基于稀土掺杂的固态体系^[36]等,在这些体系中最有竞争力的是基于稀土离子掺杂的固态量子存储体系,由于其中掺杂的稀土离子的能级能够被泵浦光进行调整,使得其在存储带宽、存储模式和存储寿命等方面具有显著的优势。最近我们实验室的固态量子存储课题组在 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 体系中演示了 1 个小时的相干存储时间和 96.4% 存储保真度^[18],这是目前最长的相干存储时长,该结果为未来的长程量子通信和混合量子网络的建立奠定了重要的基础。 Eu^{3+} 的能级图如图1.7所示,其存储波长为 580 nm。本论文将主要研究由这种固态量子存储器与 $^{171}\text{Yb}^{+}$ 离子阱构成的混合量子网络中光子接口的相关问题。

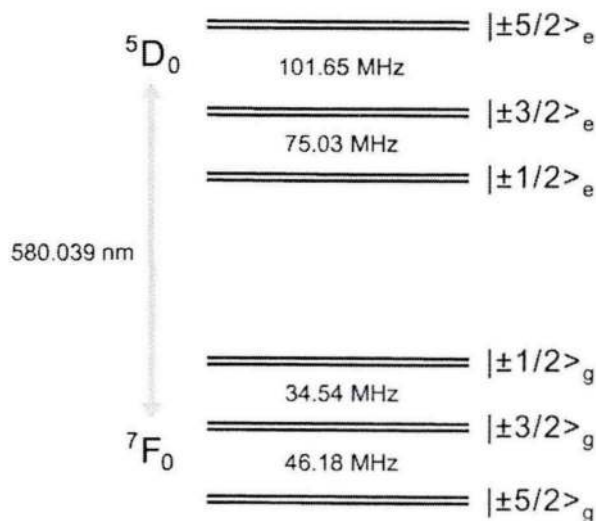


图 1.7 零磁场下 Eu^{3+} 离子超精细能级图^[37]

1.3 光子接口的研究内容及现状

量子网络中光子接口的功能是利用光子完成不同量子体系之间的连接,包括连接光子的产生(节点-光子纠缠的制备)及不同量子节点之间的波长转换,这即是本文中关于光子接口的研究内容。2004 年,Blinov 等人使用连续光激发的方式首次在 $^{111}\text{Cd}^{+}$ 离子阱中制备了离子光子纠缠态^[20],使用连续光激发的问题在于在光子收集的时间窗口内可能会收集到二次激发的光子,即当前收集的光子可能来自于前一次的激发,这会导致离子光子纠缠保真度的下降,所以他们在实验中使用了弱激发的方式来降低二次激发的概率,其最终制备的离子光子纠缠保真度为 87%。Siverns 计算了 $^{138}\text{Ba}^{+}$ 中使用皮秒脉冲激发制备离子光子纠缠保真度可以到 98% ($\text{NA}=0.6$)^[38]。最近 Kobel 等人在 FP 腔内使用皮秒脉冲激

发的方式制备的 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子光子纠缠保真度为 90.7%^[39]。由上述的研究结论可知使用皮秒脉冲激发可以有效的提高离子光子的纠缠保真度，同时皮秒脉冲光的激发时间较短，峰值功率很高，激发成功概率可以接近于 1，能缩短光子收集的时间窗口，从而提高离子光子纠缠的产生速率，因此我们进行了皮秒单脉冲激发离子的相关研究。此外，对于量子信息的传输而言，需要一个稳定的传输信道来保证其中传输的量子态不会发生变化。在本实验中离子阱系统和固态量子存储系统在两个实验室之间通过光纤连接，距离 ~300 m，容易受到外界环境的干扰，所以必须要对传输信道进行稳定。

光子接口的另一个研究重点是波长转换。在混合量子网络中需要实现量子节点之间的互连，其对应的物理实现是建立不同量子节点之间的纠缠，然而由于不同节点之间的工作波长和带宽的差异，难以进行直接的连接。解决该问题的常用方法是采用 QFC（量子频率转换）的方式，将一个量子节点的荧光波长转换到另一个量子节点的吸收波长，以此来实现不同量子节点之间的连接。如果两个量子节点相距较远，还需要将波长转换到通信波段，再通过光纤连接。

目前许多小组都进行了 QFC 的相关研究^[40-45]。2017 年，因斯布鲁克的研究小组^[41]利用 PPLN 波导将 $^{40}\text{Ca}^+$ 的荧光波长 854 nm 转换到了通讯波段 1550 nm，在 200 mW 的泵浦功率下实现了 46% 的转换效率，最终其噪声计数大约 60 Hz。同年巴塞罗那科学技术研究所的 Maring 等人^[46]，使用 PPLN 波导将 ^{87}Rb 原子的荧光波长 780 nm 转换到了 1552 nm，在 290 mW 的泵浦功率下实现了 56% 的转换效率，之后又将 1552 nm 转换到了固态存储波长 606 nm，在 450 mW 的泵浦功率下实现了 60% 的转换效率。2018 年德国萨尔兰大学的研究人员^[45]利用 PPLN 波导将 $^{40}\text{Ca}^+$ 的荧光波长 854 nm 转换到了通讯波段 1310 nm，其转换效率做到了 27%，噪声计数低至 11.4 Hz，转换之后量子态的保真度达到了 99.75%。从以上的研究中可以看出目前许多关于 QFC 的实验都位于可见到近红外区域内，关于紫外 QFC 的研究很少，罗开红等人^[47-48]在 2015 和 2017 年利用 PPKTP 波导完成了 369 nm 光子和 1311 nm 光子的转换，其转换效率为 5%，最佳的泵浦功率约为 300 mW，信噪比约为 1.5:1。虽然关于紫外 QFC 的研究很少，但是大多数囚禁离子体系的荧光辐射波段都位于紫外，如 $^{171}\text{Yb}^+$ 、 $^9\text{Be}^+$ 、 $^{24}\text{Mg}^+$ 、 $^{111}\text{Cd}^+$ 、 $^{199}\text{Hg}^+$ 等，因此进行紫外波段的 QFC 研究是很有必要的。

对于 QFC 过程而言，人们总是希望获得一个尽可能高的转换效率和信噪比。获得较高转换效率的方法有多种，例如可以使用非线性系数较大的晶体，但是目前可用的非线性晶体种类并不多，主要有 PPKTP，PPLN 和 PPSLT 等。除了晶体的选择之外，还可以提高泵浦光的泵浦功率，然而这往往会带来信噪比下降的问题。此外，为达到较高转换效率一般希望采用低阶准相位匹配，这对于可见与近红外波段而言不难实现，但是在紫外波段该方法却受到挑战，因为低阶的准相

位匹配所对应的极化周期很短,例如对于 PPSLT 晶体,其在 369 nm 附近的一阶准相位匹配的极化周期约为 $2.6\ \mu\text{m}$,以目前的工艺水平很难在晶体上做出如此短的极化电极和实现均匀的极化。除了上述的方法之外,最好的办法就是与前述的实验一样,在晶体中形成波导结构,因为波导能够提高 QFC 过程中的光功率密度和增加各个光束之间的相互作用距离^[49]。本文就是利用飞秒激光直写的方式在 PPSLT 晶体中制作出了波导结构,实现了 369 nm 紫外波段的 QFC 过程。

QFC 过程中的信噪比,除了与泵浦功率,滤波带宽有关之外,还与参与 QFC 过程的各个波长有关。在 QFC 过程中主要存自发参量下转换 (SPDC) 和自发拉曼散射 (SRS) 噪声,如果泵浦光波长远大于信号光波长,则上述的两种噪声强度会大大减少,该方案就被称为长波长泵浦方案^[50],本文中所使用的就是该方法。其缺点在于使用范围受限,当信号光波长与目标波长都已经确定且两者差距过大时,即使采用两者差频波长作为泵浦波长可能也无法实现长波长泵浦。

1.4 文章结构

本论文第一章,即绪论部分,主要介绍离子阱系统和固态量子存储系统的一些基本知识,说明了光子接口的研究内容,并给出了一些当前已经实现的研究成果。第二章说明本论文混合量子网络中光子接口的具体组成部分,并介绍光子接口中所制备的离子光子纠缠保真度的实验结果以及为了进一步提高该结果所进行的皮秒脉冲激发离子的相关实验内容,最后则介绍了量子信道的稳定实验。第三章介绍测量波导中 QFC 转换效率前的一个准备工作:离子阱中多普勒冷却所用的具有大调谐范围紫外激光器的频率锁定。第四章介绍在宽波段波导中利用 QFC 方式实现光子接口中的频率转换实验,其中给出了所用宽波段波导的设计过程和所制备波导性能的测试结果,为后续实现量子态的转换做好铺垫。第五章给出基于该波导实现的紫外到可见波段量子态转换的实验结果,为实现基于离子阱与固态存储的混合量子网络打下基础。最后一章是本论文的总结和展望。

第 2 章 混合量子网络中的光子接口

如绪论中所介绍的，我们希望实现基于离子阱系统和固态量子存储系统的混合量子网络，在该网络中二者通过光子接口实现连接。量子网络的核心任务就在于能够实现节点间的纠缠，光子作为天然的飞行比特，非常适合用来建立节点间的纠缠。利用光子建立纠缠可采用其各种自由度，如频率、时间块（time-bin）和偏振等。本章将首先介绍混合量子网络的实现方案及光子接口的具体组成部分，然后介绍使用连续光激发制备光子接口中离子-光子纠缠保真度的实验结果以及为了提高该结果所进行的皮秒单脉冲激发离子的相关实验，在本章最后则会介绍量子信道中稳定光子偏振态的相关实验。

2.1 混合量子网络

如图2.1 所示，该网络由三部分构成：离子阱节点、固态量子存储节点和中间的光子接口构成。本文的工作将主要集中在光子接口的研究，该接口包含了 369 nm 光子的产生（即离子光子纠缠态的制备）和 QFC 过程。在光子接口中为了提高离子光子纠缠的保真度和纠缠产生的速度，需要用皮秒脉冲激发离子，本章 2.4 节至 2.7 节将会对此做详细介绍。同时为了保证量子态的可靠传输，需要一个稳定的量子信道，所以我们对其中传输的量子态进行了主动稳定，本章的最后一节将会介绍该部分内容。

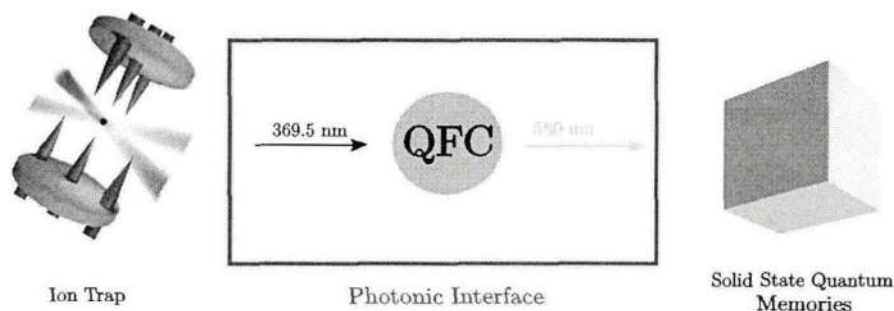


图 2.1 混合量子网络中的光子接口

本实验中光子接口的另一个关键部分就是 QFC 过程。离子阱中 $^{171}\text{Yb}^+$ 辐射的荧光波长为 369.5 nm，而固态量子存储的波长为 580 nm，为了完成二者波长的匹配，需要使用非线性晶体来完成 QFC 过程。由于离子荧光位于紫外波段，PPSLT 晶体的透射波段最短可以到 280 nm，并且光损伤阈值大，可以使用高功率激光泵浦，比较适用做紫外波段的 QFC 过程。为了得到一个较高 QFC 效率及与后续光纤的耦合效率，需要在 PPSLT 晶体内设计和制作合适的波导结构，第四章将会对此做详细介绍。

为了实现一个高信噪比的 QFC 过程，我们采用了长波长泵浦的方案^[50]。在 QFC 过程中为了提高转换效率往往需要使用高功率的泵浦光，而这会产生较多的噪声光子。频率转换过程中噪声光子主要来源于自发参量下转换（SPDC）和自发拉曼散射（SRS）^[50]。SRS 噪声主要分布于泵浦光波长附近的区域，而 SPDC 噪声则会分布于波长长于泵浦光波长的所有区域。参与 QFC 过程的三束光分别为信号光、泵浦光和闲置光，当使用短波泵浦时，泵浦光产生的 SPDC 噪声将会覆盖到闲置光所在的波长，并且当闲置光与泵浦光波长较近时 SRS 噪声也会覆盖到闲置光所在的波长，这两种噪声都无法通过滤波来滤除，如图2.2（a）所示。当使用长波泵浦时，泵浦光产生的 SPDC 噪声就不会干扰闲置光的测量，同时在我们的实验中采用的是 1018 nm 的泵浦光，其与闲置光 580 nm 的频率差了 300 THz 左右，SRS 噪声也会低很多，如图2.2（b）所示。这就是采用长波长泵浦的优势。

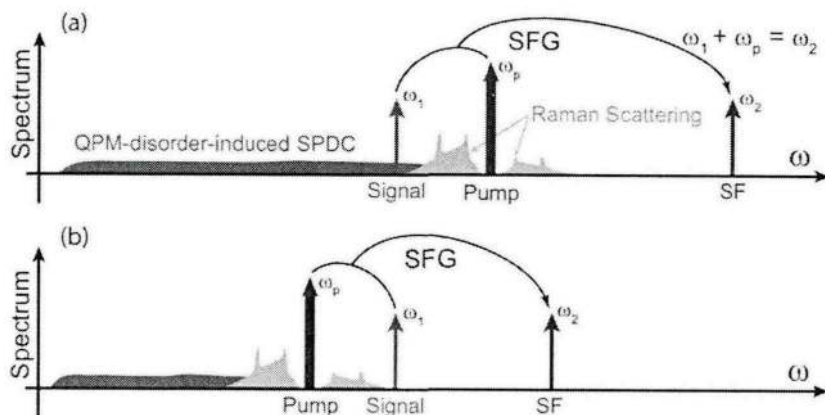


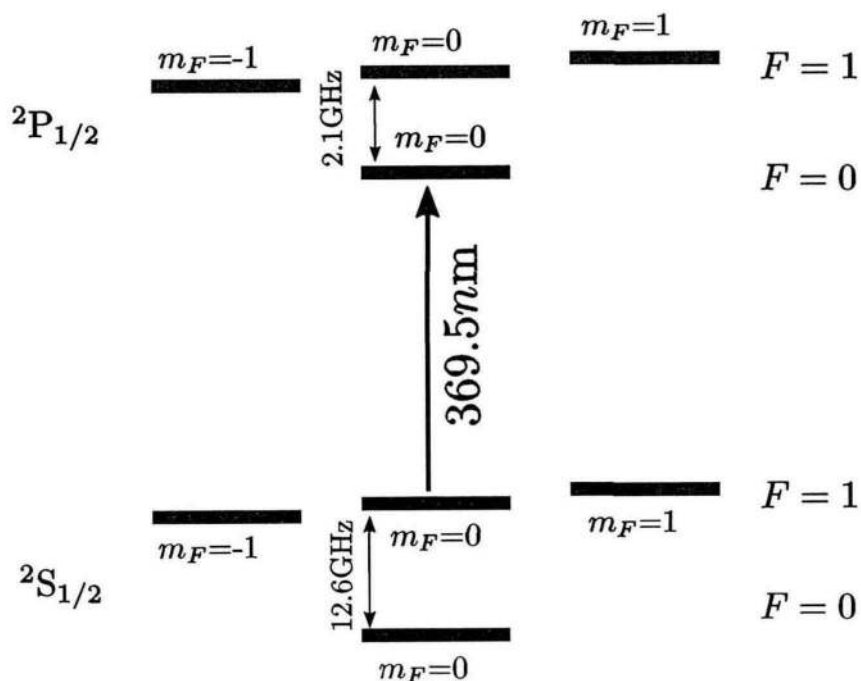
图 2.2 QFC 过程噪声分布^[50]

注：（a）短波长泵浦的噪声分布。（b）长波长泵浦的噪声分布。

2.2 离子光子纠缠方案

量子网络要求能够实现两个体系之间的纠缠。关于离子和光子纠缠的实验国内外已经有多个课题组进行了研究^[38,51-55]。本实验中与纠缠制备相关的能级如图2.3所示。

如果电子处于激发态，也就是位于 $^2P_{1/2}$ 能级的某一个态上，则它会通过自发辐射的方式退激发到 $^2S_{1/2}$ 能级的某一个态上，并释放一个光子，所发射的光子频率取决于跃迁前后两个能级的能量差，其偏振由跃迁前后量子数 m_F （原子总角动量 F 在量子化轴方向的投影）的差值所决定，光子发射时间也与自发辐射的时间一致。这三个特性可以被用来建立离子和光子之间的纠缠。因为跃迁前后能级差不大，所有被发射的光子波长都在 369.5 nm 附近。下面我们介绍几种


 图 2.3 $^{171}\text{Yb}^+$ 能级图

常用的纠缠实现方案。

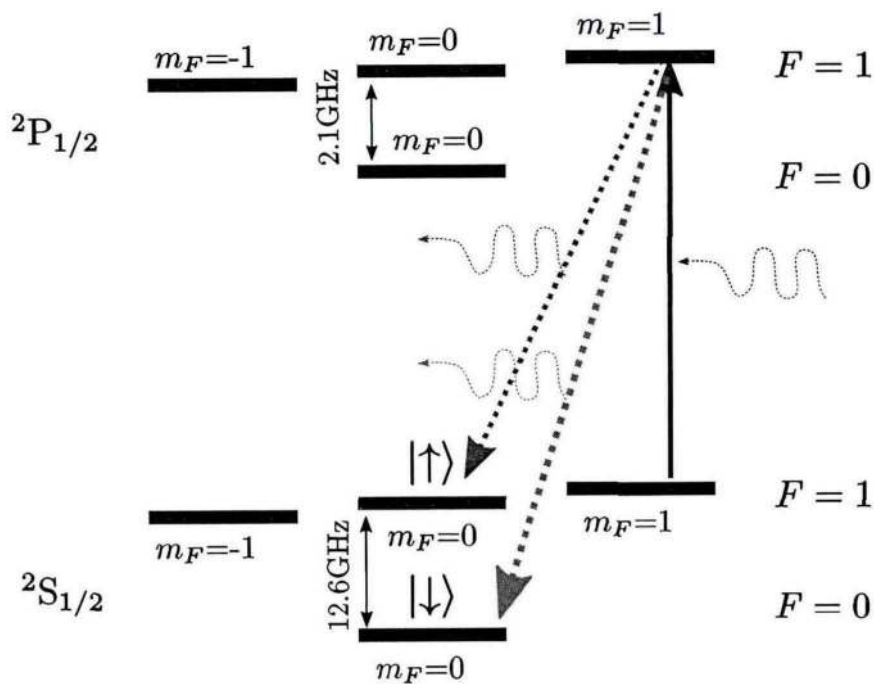


图 2.4 频率纠缠

2.2.1 频率纠缠

频率纠缠建立的方式如图2.4所示^[56]，离子被制备在 $2S_{1/2}$ 能级 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 的态上，一束 369.5 nm 的共振激光将离子激发到 $2P_{1/2}$ 能级 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 的

态上，然后电子将会以一定的概率退激发到 $^2S_{1/2}$ 能级的 $|F=1, m_F=1\rangle$, $|F=1, m_F=0\rangle$ 和 $|F=0, m_F=0\rangle$ 态上，由于跃迁选择定则的限制 ($\Delta m_F = 0, \pm 1$)，电子不会退激发到 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 的态。因为电子跃迁后两个能级的磁量子数 $m_F=0$ ，所以辐射出来的光子偏振是一致的。因此，通过偏振片（滤掉 π 光子）后的光子来源就有两种可能，要么是电子跃迁到了 $|F=1, m_F=0\rangle$ 的态，也就是 $|\uparrow\rangle$ 态（亮态）上所产生的，要么是电子跃迁到 $|F=0, m_F=0\rangle$ 态上，也就是 $|\downarrow\rangle$ 态（暗态）上所产生的，跃迁后光子的唯一区别就在于二者的频率差了 12.6 GHz，这两种频率状态构成了一个光子频率比特。当这两条跃迁路径具有不可区分性时，即制备出离子比特与光子频率比特的纠缠态。

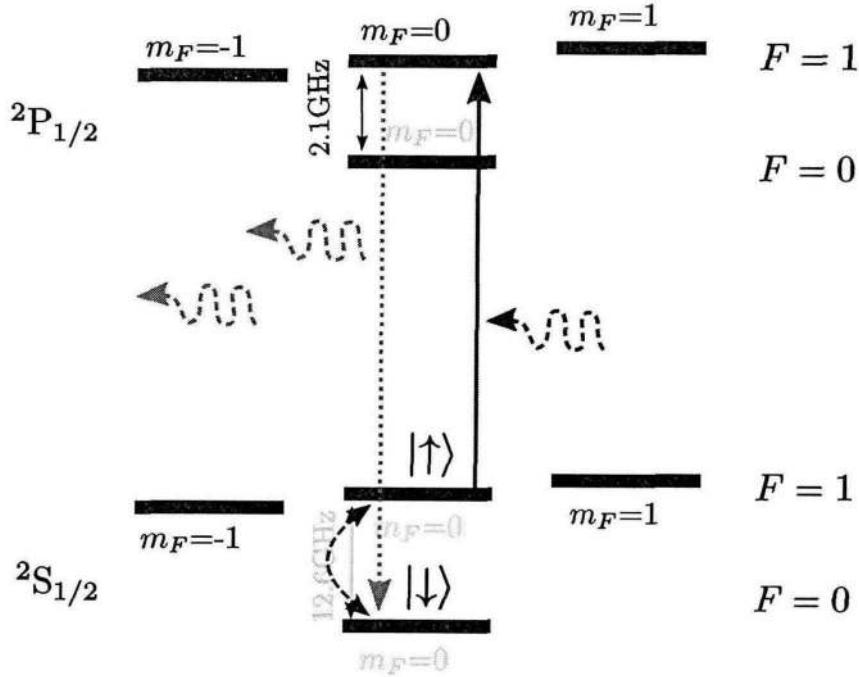


图 2.5 Time bin 纠缠

2.2.2 Time-bin 纠缠

如图2.5所示，离子的初态被制备在 $|\uparrow\rangle$ 态和 $|\downarrow\rangle$ 态的叠加态上，此时离子的态为 $|\psi\rangle = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$ [57]，激发脉冲光的频率被设定为驱动 $|\uparrow\rangle$ 态到 $^2P_{1/2}$ 能级上 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态的跃迁，辐射出的光子通过偏振片收集，保证收集到的是 π 光子，我们用 $|n\rangle$ 表示产生的光子数态。当初态制备完成后，即认为 $|\uparrow\rangle$ 态和 $|\downarrow\rangle$ 态上都有离子，在 t_1 时刻用脉冲光激发一次，如果离子处于 $|\uparrow\rangle$ 态将会在 t_1 时刻产生一个光子，若离子处于 $|\downarrow\rangle$ 态，则在 t_1 时刻没有光子产生，即离子光子的态为 $|\uparrow\rangle|1_{t_1}\rangle + |\downarrow\rangle|0_{t_1}\rangle$ ，经过一段时间的延时后，使用 π 脉冲翻转 $|\downarrow\rangle$ 态和 $|\uparrow\rangle$ 态，离子光子的态变为 $-|\downarrow\rangle|1_{t_1}\rangle + |\uparrow\rangle|0_{t_1}\rangle$ ，再在 t_2 时刻激发离子，类似的可以写出最终离子光子态为 $|\psi\rangle = -|\downarrow\rangle|1_{t_1}0_{t_2}\rangle + |\uparrow\rangle|0_{t_1}1_{t_2}\rangle$ ，此时离子内态可以通过光子

产生的时间进行确定，即制备了离子比特与光子时间比特的纠缠态。

2.2.3 偏振纠缠

偏振比特是最为常用的一种光子比特，本论文中使用的即为离子与光子偏振比特的纠缠态。如图2.6所示，对于偏振纠缠，离子被制备在 $|\downarrow\rangle$ 态上，之后需要使用一个 π 偏振的激发光将离子激发到 $^2P_{1/2}$ 能级的 $|F=1, m_F=0\rangle$ 的态上，经过一段时间离子会退激发到 $^2S_{1/2}$ 能级，此时沿着磁场方向观察，辐射光子的偏振会有两种结果（ π 光收集不到），要么是 σ^+ 的偏振对应的离子内态为 $|F=1, m_F=1\rangle$ ，要么是 σ^- 的偏振对应的离子内态为 $|F=1, m_F=-1\rangle$ ，这样离子和光子就通过偏振建立了纠缠。为了获得较高的纠缠态保真度，这两个能级之间的频率差应远小于荧光光子的线宽，使两种跃迁路径具有不可区分性。

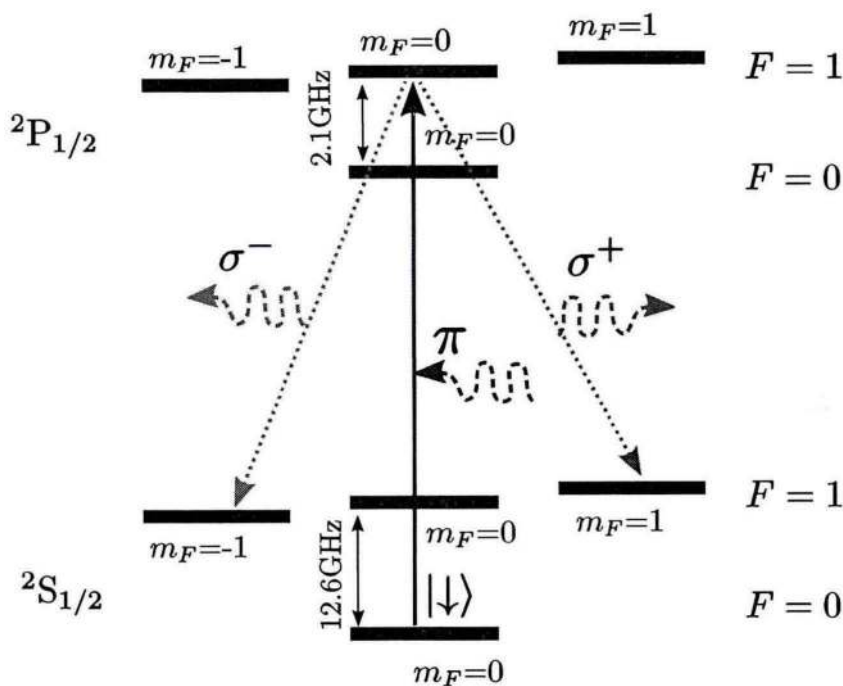


图 2.6 偏振纠缠

实验上通过测量离子亮态（ $^2S_{1/2}$ 能级的 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 态和 $|F=1, m_F=1\rangle$ ）的概率来判断离子是否被成功激发，如果脉冲激光激发成功（激发概率等于 1），测量离子在亮态的概率将会是 $2/3$ （0.67，每个跃迁通道的 CG 系数均为 $\frac{1}{\sqrt{3}}$ ），否则则认为激光脉冲没有成功的激发离子。

2.3 光子接口中离子光子纠缠态制备

在本论文的研究中，我们起初使用了连续光激发来制备离子光子纠缠态，光路如图2.7（a）所示。所谓的连续光激发是指激发的时间长度远大于离子上能级

寿命。使用连续光激发导致的一个问题是离子的多次激发，例如 Blinov 等人^[20]在 Cd^+ 离子中用连续光激发制备了离子光子纠缠态，实验中他们为了降低多次激发的概率使用了低功率激光进行弱激发。事实上，当同一光子收集时间窗口中存在二次以上激发时，所收集到的光子可能来自于前一次离子激发，此时离子与该光子已经不处于纠缠态。这一类事件显然会导致测量到的离子光子纠缠保真度下降。

但是由于 Yb^+ 离子与 Cd^+ 离子能级结构的差异，在本实验中离子多次激发对纠缠保真度的影响很小，由图2.6可知，第一次激发成功时，如果离子跃迁到 $^2\text{S}_{1/2}$ 能级 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 的态和 $|F=1, m_F=1\rangle$ 的态，此时的激发光与这两个能级到激发态的跃迁频率失谐达到 12.6 GHz，无法再次激发离子。如果离子跃迁到 $^2\text{S}_{1/2}$ 能级的 $|F=0, m_F=0\rangle$ 态上，其辐射的光子是 π 光， π 光的辐射概率分布如图2.7 (b) 所示，我们的荧光收集装置是沿着磁场方向的， π 光在该方向收集不到，不会导致纠缠态探测噪声。

当 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子通过自发辐射的方式回到下能级时，辐射出的光子就和离子建立了纠缠，当探测到荧光光子后就使用微波将 $^2\text{S}_{1/2}$ 的 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 能级翻转到 $|F=0, m_F=0\rangle$ 能级，将 $|F=1, m_F=1\rangle$ 能级翻转到 $|F=1, m_F=0\rangle$ 能级，之后使用荧光探测技术^[58]测量离子内态。

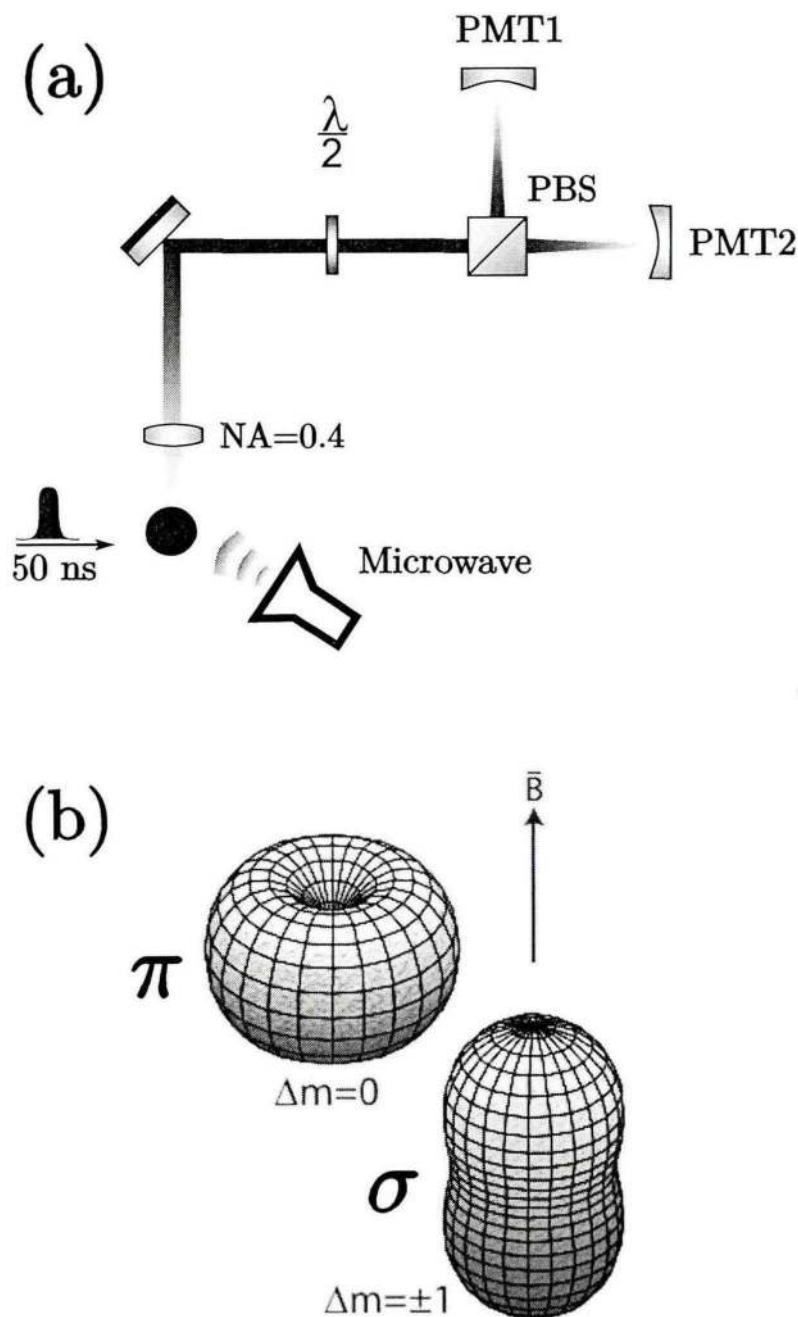
记 $|\sigma^+\rangle = |H\rangle + i|V\rangle$ ， $|\sigma^-\rangle = |H\rangle - i|V\rangle$ ，其中 V 表示光子的竖直偏振， H 表示光子的水平偏振。当光子从上能级跃迁下来时产生的离子光子的纠缠态为

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle|\sigma^+\rangle + |\downarrow\rangle|\sigma^-\rangle), \quad (2.1)$$

为最大纠缠的贝尔态。其密度矩阵为

$$\begin{aligned} \rho_{\text{theory}} &= \langle \psi | \psi^+ \rangle \\ &= \begin{bmatrix} 0.25 & -0.25j & 0.25 & 0.25j \\ 0.25j & 0.25 & 0.25j & -0.25j \\ 0.25 & -0.25j & 0.25 & 0.25j \\ -0.25j & -0.25 & -0.25j & 0.25 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

$^{171}\text{Yb}^+$ 离子的上能级寿命为 8 ns，设定的激发时长为 50 ns，远大于能级寿命。因为本实验中使用的是偏振量子比特，所以辐射光子的频率差要尽可能的小，即磁场需要设置的足够小，但是磁场设的过小会有可能导致相干暗态囚禁，该现象会使得离子的散射荧光计数降低，降低探测过程中的信噪比，从而导致测量的离子光子纠缠保真度下降，所以磁场不能设的过小。本实验中设置的磁场大

图 2.7 纠缠测量光路及光子辐射概率分布^[56]

注：(a) 离子光子纠缠制备光路，PMT 表示光电倍增管。(b) 光子辐射概率的分布图。

小为 2.8 G，两个亮态能级的频率差为 3.94 MHz。

当光子辐射出来之后经过一个 $NA = 0.4$ 的物镜系统收集，之后使用 PMT（光电倍增管）进行探测，如图 2.7 (a) 所示。由于我们是沿着磁场方向（竖直方向）进行光子收集，为了便于光学元件的放置需要将光子反射一次，使光路变为水平，因此光子的偏振态就被反射镜改变了一次，所以需要知道整个光路对光子态的变换矩阵 U 。我们使用如下的测量方式来测量变换矩阵 U ：将离子制备

到 $^2S_{1/2}$ 能级的 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态上, 此时激发离子, 则离子辐射的只有 σ^- 的光子, 测量 σ^- 光子经过整个光学系统变换后的量子态, 再使用量子层析的方法就可以求得变换矩阵 U 为

$$U = \begin{bmatrix} 0.559 - 0.655j & -0.470 + 0.195j & 0.000 & 0.000 \\ 0.470 + 0.195j & 0.559 + 0.655j & 0.000 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.559 - 0.655j & -0.470 + 0.195j \\ 0.000 & 0.000 & -0.470 + 0.195j & 0.559 + 0.655j \end{bmatrix}, \quad (2.3)$$

由式2.2和式2.3可以求得理论上探测的密度矩阵为

$$\begin{aligned} \rho'_{\text{theory}} &= U \rho_{\text{theory}} U^\dagger \\ &= \begin{bmatrix} 0.285 & -0.247 + 0.001j & 0.106 - 0.223j & 0.122 - 0.258j \\ -0.247 - 0.001j & 0.215 & -0.093 + 0.193j & -0.106 + 0.223j \\ 0.106 + 0.223j & -0.093 - 0.193j & 0.215 & 0.247 - 0.001j \\ 0.122 + 0.258j & -0.106 - 0.223j & 0.247 + 0.001j & 0.285 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

最后通过多次试验测量, 并通过极大似然估计的方法求得实际测量的末态为

$$\rho_{\text{detect}} = \begin{bmatrix} 0.349 & -0.220 - 0.017j & 0.091 - 0.156j & 0.168 - 0.246j \\ -0.22 + 0.017j & 0.248 & -0.035 + 0.127j & -0.112 + 0.115j \\ 0.091 + 0.156j & -0.035 - 0.127j & 0.107 & 0.143 - 0.001j \\ 0.168 + 0.246j & 0.112 - 0.115j & 0.143 + 0.001j & 0.296 \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

由式2.4和式2.5 可以求得离子光子的纠缠保真度为 84.7%。测量的离子光子纠缠保真度并不是特别高, 影响离子光子纠缠保真度的原因有很多, 比如磁场的抖动、 π 光的干扰、PMT 的暗噪声、微波能级翻转的误差等。对于本实验而言, 其主要的误差来源是 PMT 计数的噪声, 由于激发时间较长, 所以光子收集的时间窗口要与激发时长在同一个量级, 这使得在收集时间内积累的噪声计数较大, 影响了保真度的测量。如绪论中所述, 为了进一步的提高纠缠保真度的测量结果, 需要使用皮秒脉冲激发来制备离子光子纠缠态, 因为皮秒脉冲的峰值功率很高, 离子的激发概率能够接近于 1, 并且脉冲的激发时间在 ps 量级, 远小于上能

级寿命,光子收集的时间窗口能被极大的缩短,所以能有效提高离子光子纠缠保真度的测量结果。为了进行皮秒脉冲的激发,需要一个单脉冲选择系统,从连续的皮秒脉冲序列中选出实验所需的脉冲,接下来介绍用皮秒单脉冲激发离子的相关实验。

2.4 皮秒脉冲激发参数计算

为了提高离子光子的纠缠保真度,需要使用单个皮秒脉冲激光将离子激发到上能级,离子激发成功的条件与许多因素有关,比如激发脉冲光的波长,光斑大小,光斑的位置,光斑的强度等。本节介绍相关参数的计算^[59]。

2.4.1 脉冲宽度

我们所用的皮秒光是由一台模式锁定的钛宝石激光器所产生,如图2.8(a)所示,其脉宽由内部的 Gires-Tournois Interferometer (GTI) 所控制,脉冲光的调谐通过转动其内部一块双折射晶体来完成,一般每隔 3 nm 左右能够稳定的锁模,在 739 nm 波长,其出光功率为 2.8 W。

皮秒脉冲的形状由锁模的机制所决定,产生脉冲的主要机制是克尔效应。在时间域上具有 Sech 函数的轮廓:

$$E(t) = \sqrt{\frac{W}{2\tau_s}} \text{Sech}\left(\frac{t}{\tau_s}\right) e^{i\omega t + \varphi}, \quad (2.6)$$

其中 W 是脉冲能量, τ_s 是脉冲宽度。

脉冲的强度可以写为

$$I(t) = I_{\text{Peak}} \text{Sech}^2\left(\frac{\omega_{\text{Sech}} t}{\tau_{\text{FWHM}}}\right), \quad (2.7)$$

其中 I_{Peak} 是脉冲的峰值强度, τ_{FWHM} 为其半高全宽,通过求解函数 $f(t) = \text{Sech}^2(t)$ 就可以求得比例系数 ω_{Sech} , 函数的最大值为 $f(0) = 1$, 它的一半就是 $f(t) = 1/2$, 所以可得

$$\omega_{\text{Sech}} = 2\ln\left(1 + \sqrt{2}\right) = 1.76. \quad (2.8)$$

脉宽可以由光学强度自相关仪测得,自相关仪是测量脉冲自身与其二次谐波脉冲的重叠度。其函数为

$$A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t + \tau) dt, \quad (2.9)$$

上式是一个二阶的关联，强度的包络需要积分后通过数据拟合求出。自相关函数不仅给出了脉冲的宽度，同时也给出了脉冲的形状。例如，高斯脉冲的形状与 Sech 脉冲的形状不同，如图2.9所示，其中 Sech^2 脉冲的自相关函数为

$$A^{(2)}(\tau) = \frac{3(\tau \cosh \tau - \sinh \tau)}{\sinh^3 \tau}, \quad (2.10)$$

高斯脉冲的自相关函数为

$$A^{(2)}(\tau) = e^{-\tau^2/4}. \quad (2.11)$$

我们使用该方式测得脉冲宽度为 2.5 ps，如图2.8 (b) 所示。

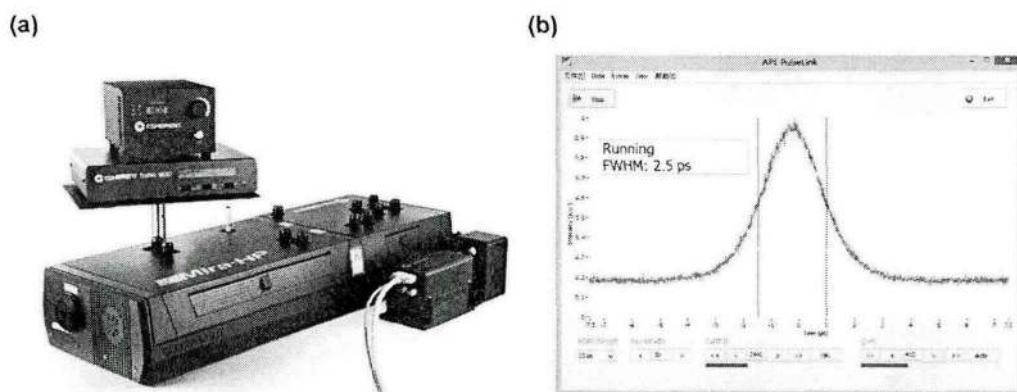


图 2.8 Mira 激光器及其 ps 脉宽

2.4.2 脉冲功率

脉冲的平均功率与峰值功率存在相关性。由于实验上用功率计测得的都是平均功率，所以可以使用平均功率来推算峰值功率。平均功率定义为脉冲峰值时间的积分与激光重复频率 R 的乘积

$$P_{\text{avg}} = R \int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{single}}(t) dt, \quad (2.12)$$

单个脉冲的功率可以写为

$$P_{\text{single}} = P_{\text{max}} \text{Sech}^2 \omega_{\text{Sech}} t / \tau_{\text{FWHM}}, \quad (2.13)$$

对整个脉宽进行积分就可以得到

$$P_{\text{avg}} = a R P_{\text{max}} \tau_{\text{FWHM}}. \quad (2.14)$$

对于 Sech^2 脉冲， $a = 2/\omega_{\text{Sech}} = 1.13$ ，对于高斯形状的脉冲 $a = \sqrt{\pi/4 \ln(2)} = 1.06$ ，所以单个脉冲的能量就为

$$E = \frac{P_{\text{avg}}}{R} = aP_{\text{max}}\tau_{\text{FWHM}}. \quad (2.15)$$

2.4.3 脉冲倍频

当脉冲倍频时，它的电场会增强四倍，因此脉冲强度包络是平方变化的规律，倍频后的脉冲宽度将会被压缩，新的脉宽为 $\omega_{\text{Sech}}^{(2)} = 2\text{Sech}^{-1}(1/2^{1/4})$ ，倍频前后的脉宽比约为 1.45。第二次发生的倍频过程其倍频光（369 nm）相对于第一次倍频过程中的基频光（IR 波段）的脉宽比为 b 。其关系表达式为

$$\tau^{(\text{IR})} = \tau/b. \quad (2.16)$$

对于 Sech^2 形式的脉冲，如图2.9所示，该值约为 $b=2.11$ ，对于高斯形状的脉冲该值约为 $b=2$ 。本实验中倍频后 369 nm 的皮秒脉宽约为 $2.5/1.45 = 1.7$ ps。

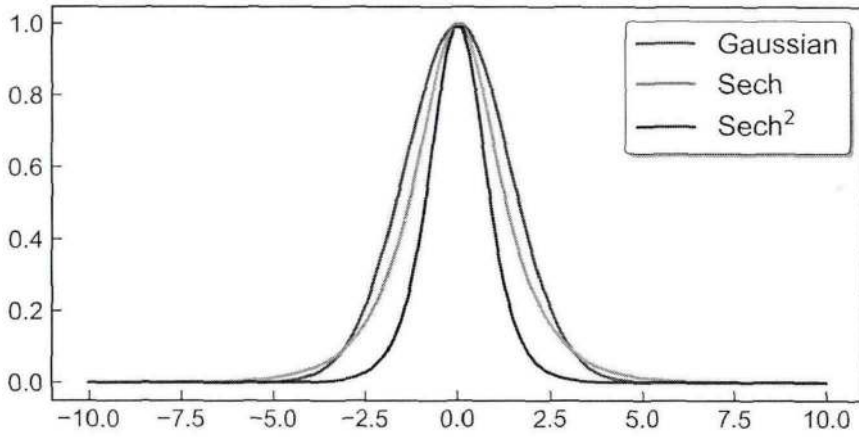


图 2.9 脉冲形状

2.4.4 脉冲激发

原子态在 Bloch 球上的旋转取决于脉冲的面积。对于方波或者连续波其转动角度 $\theta = gt$ ， g 为 Rabi 频率， $g = \mu E/\hbar$ ， t 为方波持续的时间。对于脉冲其转动的角度为

$$\theta = \frac{\mu}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) dt, \quad (2.17)$$

为了实验简化，我们使用 Rabi 频率来重写该表达式。记

$$g(t) = g_{\text{max}} \text{Sech} \frac{\omega_{\text{Sech}} t}{\tau_{\text{FWHM}}}, \quad (2.18)$$

其中 $\tau_{\text{FWHM}}^{\text{uv}}$ 是紫外光的脉宽，于是

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) dt, \quad (2.19)$$

经过计算可以得出

$$\theta = \frac{\pi g_{\text{max}} \tau_{\text{FWHM}}^{\text{uv}}}{\omega_{\text{Sech}}}. \quad (2.20)$$

在实验上，常用的是饱和参数，其与 Rabi 频率和激光脉冲的强度关系为

$$\frac{g_{\text{max}}^2}{\gamma^2} = \frac{I_{\text{max}} |c|^2}{2I_s}, \quad (2.21)$$

其中 I_{max} 是最大的脉冲强度， γ 是上能级线宽， I_s 是跃迁的饱和光强， $|c|^2$ 是与跃迁相关 CG 系数的平方。

此外，最大光强 I_{max} 可以用最大功率表示，对于一个束腰为 ω 的高斯光束而言，

$$I_{\text{max}} = \frac{P_{\text{max}}}{\pi \omega^2}, \quad (2.22)$$

再由式2.15和2.16，可得

$$\theta^2 = \frac{\pi^2}{ab\omega_{\text{Sech}}^2} \frac{\gamma^2 |c|^2 \tau_{\text{FWHM}}^{\text{IR}} E}{2I_s \pi \omega^2}. \quad (2.23)$$

由于我们已经测得了第一次倍频后的脉宽，可以直接求得紫外脉冲的脉宽，所以可以上式变为：

$$\theta^2 = \frac{\pi^2}{a\omega_{\text{Sech}}^2} \frac{\gamma^2 |c|^2 \tau_{\text{FWHM}}^{\text{uv}} E}{2I_s \pi \omega^2}. \quad (2.24)$$

使用如下的参数来计算： $\gamma = 123.3 \text{ MHz}$ ， $R = 75 \text{ MHz}$ ， $I_s = 510 \text{ W/m}^2$ 。 $|c|^2 = 1/3$ ，光斑的面积 $\pi \omega^2 = 7.85 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ ，对应的光斑直径是 $10 \text{ }\mu\text{m}$ ， $\tau_{\text{FWHM}}^{\text{uv}} = 1.7 \text{ ps}$ 。

为了方便，式2.24中使用皮秒计算，能量单位为皮焦。左边第一项是非方波脉冲对旋转角度的贡献因子，对于一个 Sech^2 形状的脉冲，该因子为 2.8，第二项包含原子面积和脉冲宽度对旋转角度的贡献。

对于 Sech^2 的脉冲

$$\theta^2 = (2.8)(0.111) E, \quad (2.25)$$

式中 E 为脉冲的能量（文献^[59]对于该式的推导有误，原文中为 θ ，此处应为 θ^2 ）。将上面的两项结合起来有

$$\theta = 0.557\sqrt{E}. \quad (2.26)$$

对于一个 1.7 ps 的脉冲， π 脉冲的能量是 125 pJ，对应的平均功率为 9.4 mW。所以光斑如果能聚到 10 μm ，使用平均功率为 9.4 mW 的脉冲光就能够将离子激发到上能级。

2.5 单脉冲选择装置设计及其制作

为了保证离子退激发后所制备的量子态是一个纠缠态，在同一个光子收集时间窗口中不能再有皮秒脉冲到达，否则多个累计的脉冲将可能使离子处于混态，导致后面测不出离子光子纠缠。实验开始时，为了选出单个脉冲，我们曾使用了普克尔盒，在使用过程中发觉其使用电压不稳定，即隔一天时间后最大消比对应的电压不同，且其变化没有规律（可能由于光功率过大所致），考虑到后续长期的实验过程，我们自己设计并制作了一套稳定的单脉冲选择系统。本节会介绍该系统的设计和制作过程。

2.5.1 单脉冲选择系统的设计

脉冲激光器的重复频率是 75 MHz，脉冲周期约为 13 ns，为了选出单个脉冲，要求所选器件的开关时间不能大于脉冲周期，同时为了尽可能的提高纠缠产生的速率，需要激发的频率足够高，所以要求器件开关的速度足够快。此外，实验开始调试时所需的紫外光功率较大（开始激发离子时，为了能比较容易的看到离子激发的信号，光斑聚的较大，所需的光功率较大），要求开关过程中的能量损耗要低，器件的光损伤阈值要高。综合考虑，我们选择了 AOM 作为选单脉冲的光开关。

为了做到一个较高的激发频率，使用电脑控制速度往往是不够的，因此我们使用了一块 FPGA 开发板来专门进行脉冲的时序控制，并且由于其较多的 I/O 口为系统的调试和扩展提供了便利。

本实验所使用的 AOM 型号为 FQM-200-40（S/N:1G10-AO-15688），具体参数如图 2.10 所示，图中给出了一些典型的参数值，100 μm 直径光斑的上升时间约为 50 ns，衍射效率最高可以到 60%。当光斑聚到 20 μm 的大小时上升时间约为 8 ns，满足实验要求。考虑到一个 AOM 的隔离比可能无法满足实验要求，我们设计了两级 AOM 的结构来提高隔离比。

UV-VIS-IR Modulators(0.2 to 1.3 μm)

Models FQM-80-2, FQM-80-20, & FQM-200-40

	FQM-80-2	FQM-80-20	FQM-200-40
Data Performed @	500 nm	500 nm	500 nm
Optical Power Density	100 Watts/mm ²	100 Watts/mm ²	100 Watts/mm ²
Center Frequency	80 MHz	80 MHz	200 MHz
Active Aperture	1.6 mm	1 mm	0.3 mm
Beam Diameter Inside Crystal	1.4 mm	0.2 mm	0.1 mm
Rise Time	195 ns	50 ns	14 ns
Digital Modulation Bandwidth	2.8 MHz	18 MHz	40 MHz
Analog Video Bandwidth	1.8 MHz	11.7 MHz	25 MHz
Optical Transmission	> 98 %	> 98 %	> 98 %
Diffraction Efficiency	70 %	70 %	45-60 %
Wave Front Distortion	λ/10	λ/10	λ/10
Bragg Angle (mrad)	3.5 mrad	3.5 mrad	8.5 mrad
Scattering Angle	7 mrad	7 mrad	17 mrad
Acoustic Velocity	5.96 E+3 m/sec	5.96 E+3 m/sec	5.96 E+3 m/sec
Maximum RF Power	5 W	3.5 W	3.5 W
Input Impedance	50 ohms	50 ohms	50 ohms
V.S.W.R.	2:1	2:1	2:1
Optical Polarization	Linear	Linear	Linear
Case Type	# 35	# 35	# 130

图 2.10 AOM 相关参数

2.5.2 程序设计

由于将来实验可能会不断扩展和升级，考虑到 VHDL 语言的编程风格较为严谨和规范，我们决定使用该语言来进行编写。此外使用该语言的另一个好处是其提供了丰富的库函数，方便调用，缩短了开发时间。

HW_Trig/Reset Header for SP18A

9	7	5	3	1
10	8	6	4	2

Figure 11: HW_Trig/Reset Header Pin-Out(SP18A).

This is an input connector for hardware triggering (HW_Trigger) and resetting (HW_Reset). Pins 8 and 10 are the HW_Reset and HW_Trigger pins, respectively. Pins 2, 4, and 6 are reserved. Pins 1,3,5,7, and 9 are all grounds.

HW_Trigger (active-low) is pulled high by default using a 10 kΩ resistor, and pin 10 is active (pin 9 = GND). When a falling edge is detected (e.g., when shorting pins 10-9) and the program is idle, code execution is triggered. If the program is idle due to a WAIT Op Code, then the HW_Trigger will cause the program to continue to the next instruction. If the program is idle due to a STOP Op Code or a HW_Reset

HW_Reset is pulled to logical-high voltage (3.3V) on the board. Pin 8 is active and pin 7 is the corresponding ground. It can be used to halt the execution of a program by pulling it low (e.g., by shorting pins 8-7). When the signal is pulled low during the execution of a program, the controller resets itself back to the beginning of the program. Program execution can be resumed by either a software start command (pb_start()) or by a hardware trigger.

图 2.11 Reset 和 Trigger 引脚说明

由于 FPGA 只用来选择单脉冲，在激发之前还需要进行离子的俘获，冷却，态制备等操作，为此还需要一个系统来完成这一系列任务。因此我们就利用之前离子阱上已有的一块 FPGA (Spincore) 来完成上述功能。在本实验中我们所选择

的FPGA的型号为Cyclon IV E EP4CE15F17C8, 该FPGA具有88个管脚, 其中有四个专用的时钟输入引脚, 能够满足实验需求。Spincore内部带有外部触发的控制引脚Reset和Trigger, 通过这两个引脚功能的组合, 可以用来进行Spincore的时序控制。Reset和Trigger引脚用来将SpinCore从Wait状态中跳出来, 其引脚功能如图2.11所示:

当Trigger引脚检测到下降沿时, 程序将会继续执行Wait状态之后的程序, 当Reset引脚为低时, 程序返回到最开始处执行。其中Spincore的程序逻辑框图如图2.12所示。

SpinCore主要负责离子的冷却和态探测。当离子被制备在暗态后 Spincore 就在 PulseTrigger 信号线给出一个 TTL 高电平, 然后进入 Wait 状态, 之后根据 Reset 和 Trigger 信号的变化来决定后续程序运行的方向。如果 Reset 没有被置零, 而 Trigger 被置零, 则代表离子激发成功, Spincore 继续进行态探测, 探测完成之后再回到最开始的地方, 进行离子的冷却, 开始下一次循环。如果 Reset 被置零, 代表离子激发失败, 则时序会回到最开始的地方, 重新进行冷却和态制备。

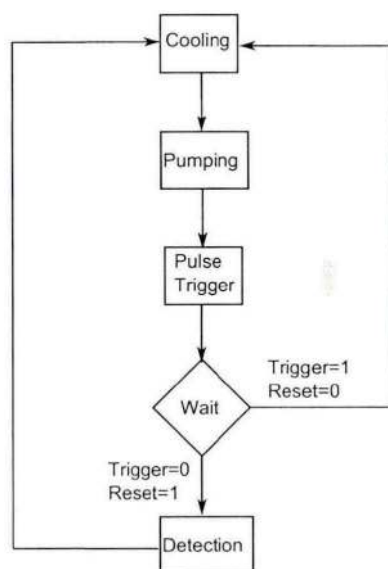


图 2.12 Spincore 时序

FPGA 需要完成的功能是离子激发。其时序逻辑如图2.13所示, 当收到 PulseTrigger 信号之后, 开始放出单脉冲激发离子, 并且每激发一次, 计数器加 1, 当计数到 10 次时, 激发时间就为 1 ms, 不能继续激发, 离子需要被重新冷却。激发之后经过一段时间延时(线路延时约 $40\ \mu\text{s}$), FPGA 判断对应引脚上是否有光子信号到达, 若有则认为激发成功, 将计数器和 Trigger 引脚置零, Reset 不变, 程序回到最开始处等待 PulseTrigger 信号, 准备下一下激发。若没有激发成功, 则会判断当前计数器的值, 若小于等于 10, 则继续放出脉冲激发离子, 若大于 10, 则说明激发失败, 需要重新冷却离子, 将 Reset 引脚置 0, 并将计数器

清零，程序回到最开始处，等待 PulseTrigger 信号，开始下一次激发。

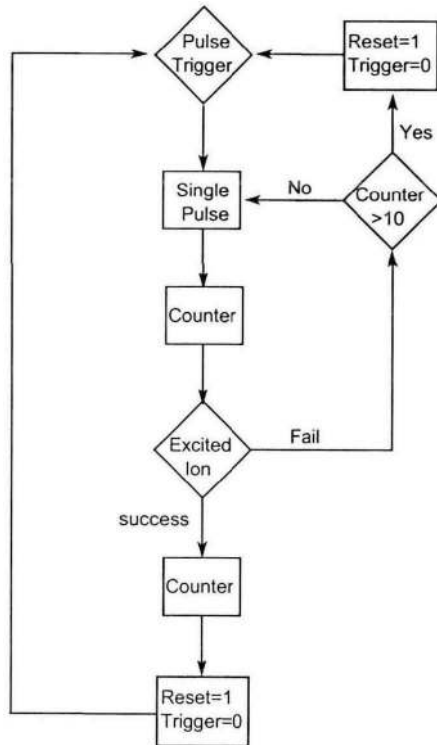


图 2.13 FPGA 时序

我们设定的激发频率大概是 10 K，也就是每计数 7500 个脉冲放出一个脉冲，即在对应的 AOM 控制引脚上输出一个高电平，电平的时间长度为一个脉冲的宽度，~13 ns，脉冲放出后，通过两个 PMT 判断在一个门宽度的时间内有无光子到达，如果有光子到达则认为激发成功，否则认为激发失败。如果持续激发超过 1ms（过长时间离子未冷却，则离子可能被环境所加热，导致测量结果不准确）仍没有激发成功，程序就认为此轮激发未成功，重新进行离子冷却，态制备。

为了方便调试可以在程序中设置几个不同数量的脉冲序列，比如可以设置 1000 个脉冲的序列（也即是开关一次可以放出 1000 个脉冲出来）和单个的脉冲序列。这样做的好处有两个，其一便于寻找单脉冲信号，由于开关信号很短，有时由于实验环境的变化，单脉冲相对于开关信号的延时就会被改变，此时可能看不到单脉冲信号，当有一个脉冲序列时，就能知道延时改变的方向，很快就能找到单脉冲信号。其二有利于确定激发光斑相对于离子的位置。当脉冲距离离子的位置有偏差时，多个脉冲也能将离子激发到亮态，通过优化光斑的位置，就能确保单脉冲正好聚焦到了离子上。例如在本实验中我们利用拨动开关设置了上述的两种脉冲序列，当开关闭合时，放出 1000 个脉冲序列，开关断开时，放出单个脉冲。

2.5.3 单脉冲选择系统的搭建

考虑到 AOM 的中心频率只有 200 MHz，因此信号源的带宽不需要太大但是要求其相位要足够稳定，否则每次到达 AOM 上的时间抖动较大，隔离比就很难做到很高，为此我们选择了 ADF4351 作为 AOM 驱动的信号源，其相位噪声在 100 - 1000 MHz 范围内 < -111 dBc。为了尽可能的提高 AOM 的衍射效率，加载在 AOM 上的信号功率应当尽可能的大（AOM 允许加载的最高射频功率为 3.5 W），为此我们购买了两个 4 W 的低噪声的功率放大器。为了控制射频信号的开关，我们将信号源的输出接在了一个微波开关上，再由 FPGA 控制微波开关。整个系统的电路结构如图 2.14 所示。

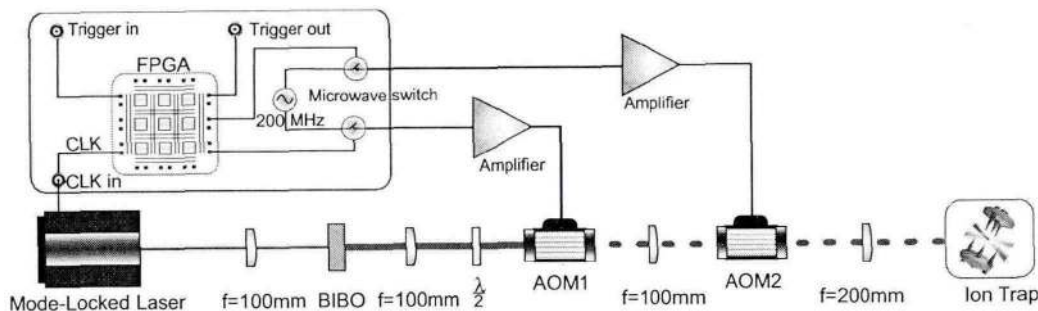


图 2.14 单脉冲选择系统的示意图

最左边 $f = 100$ mm 的透镜将 739 nm 波长的光聚焦在 BIBO（硼酸铋）晶体中的光斑大小约为 $20\ \mu\text{m}$ （对应倍频效率 $\sim 15\%$ ），之后 $f = 100$ mm 的透镜将 369 nm 的光斑等大的聚到 AOM1 中心，同样的 AOM1 之后 $f = 100$ mm 的透镜将 AOM1 中的光斑等大的变换到 AOM2 的中心，最后一个 $f = 200$ mm 的透镜是为了将脉冲光斑的直径聚到 $10\ \mu\text{m}$ ，用来激发离子。

实现了时序控制部分后，还需要外围电路来完成信号的采集，放大和输出。从 Mira 脉冲激光器出来的同步信号是一个电流信号，不能直接被 FPGA 的 I/O 口识别需要在其后增加一个 50 欧的阻抗。由于同步信号的幅度与锁模功率的大小有关，为了避免同步信号的幅度过小，导致 FPGA 无法判断高低电平，我们在其后又增加了一个电压放大器。为了提高输入信号的质量，再将放大后的同步信号通过电压比较器整形为方波信号，之后再经过 FPGA 专用的时钟引脚端口输入 FPGA。为了方便调试，我们将每一路信号都复制到了另外一路 I/O 口，通过示波器来检查时序的执行情况。由于信号元件和引脚较多，我们设计了一个机箱用来放置该控制系统。机箱面板引脚说明如图 2.15 所示。

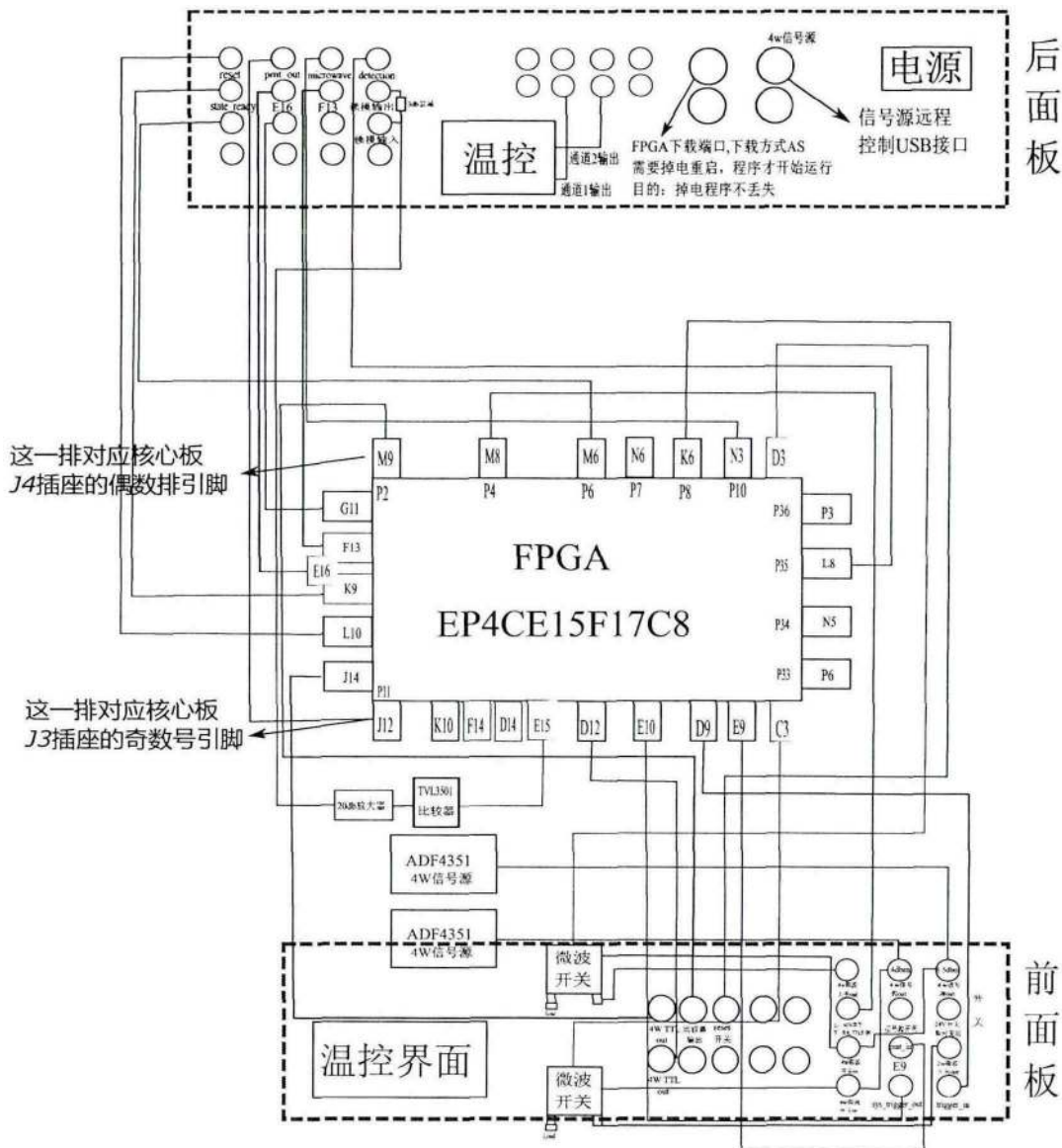


图 2.15 单脉冲选择系统机箱结构图

- 注：1.E15 与 E16 为专用时钟输入，使用 PLL 时信号输入必须从专用时钟引脚输入，其中 E16 为备用信号。
2. 为了减小布线不规范对信号的干扰，我们直接从未引出的针脚上用同轴线引出了 C3 和 D3 两路输出信号，分别用作两个 4W 微波开关的 TTL 控制信号。
- 3.E15, E16, C3, D3 均为从未引出的针脚上用同轴线引出的，在图中用渐变色表示。
4. 板子上的时钟引脚对应的是 R9-50 MHz, A9-40 MHz。
5. 需要逻辑高电平时，不要用板子外的高电平，可以先把一个引脚设成高电平再用，避免损坏引脚。
- 已坏引脚：m8, L8, K6

由于 AOM 上加载的功率比较大，我们首先测量了信号源的输出情况，具体实验结果如表2.1所示（测试的中心频率为 300MHz）。

最终两个信号源的设定参数结果如图2.16 所示，经过放大之后加载在 AOM

表 2.1 测试设置信号衰减与信号输出的关系。

设置衰减 (db)	输出峰峰值 (mV)
31	225
30	250
27	360
24	400
22	630
20	710
18	800
12	1700
10	2100
9	2500
8	2700
7	3000
6	3200

上的功率为 3.3 W，第二个信号源的频率要大一点目的是增加零级光 and 一级光的衍射角。AOM 中的聚焦光斑不能太小，聚的过小会导致从 AOM 出射光斑的发散角变大，从而导致零级光与一级衍射光在空间上不能完全分开，降低系统的隔离比。本实验中的聚焦光斑直径是 $20\ \mu\text{m}$ 。我们也将 AOM 放大器的驱动放到了另一个机箱中，机箱的内部结构如图 2.17 所示。考虑到放大器的功率较大，我们给每个放大器配备了一个风扇。

2.5.4 单脉冲的选择结果

我们测量了上述参数设置下 AOM 一级衍射光的效率大约为 65%，两级 AOM 总的衍射效率为 42%。由一级 AOM 所选出的单个脉冲如图 2.18 所示。

由图 2.18 (b) 可以看出在选择的单脉冲后面有一个过冲，这是由于阻抗失配所导致，不影响实验结果。通过每一级比对，旁边脉冲的幅度都小于 1 mV，因此每一级的隔离比都大于 1000，这样两级 AOM 的隔离比就能大于 10^6 ，该结果能够满足实验要求。

2.6 皮秒单脉冲激发光路

锁模激光器在使用之前，需要调节其内部小孔的位置和大小进行锁模，每次锁模后小孔的位置可能不同，而且整个皮秒脉冲激发光路很长 ($\sim 4\ \text{m}$) 且中间有



图 2.16 信号源的设定参数

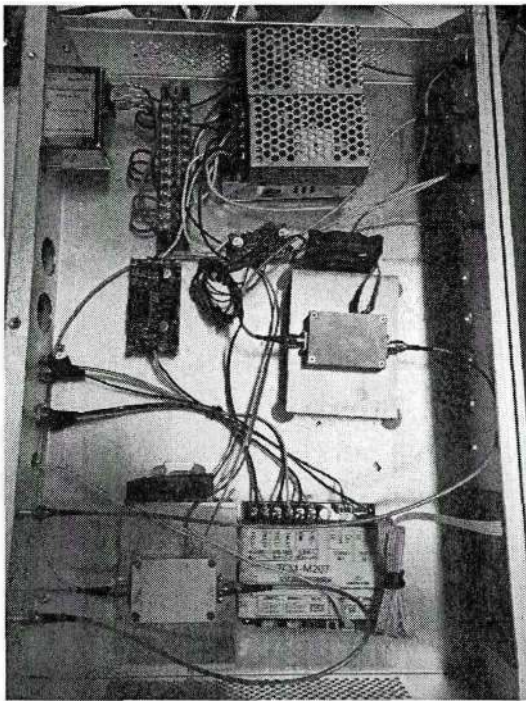


图 2.17 AOM 放大器机箱

多次反射，小孔位置的微小改变会导致后续光路的巨大变化，所以必须要对锁模之后的光束指向进行稳定。本节首先会介绍光束指向系统的组成，然后介绍皮秒单脉冲激发离子的实验光路。

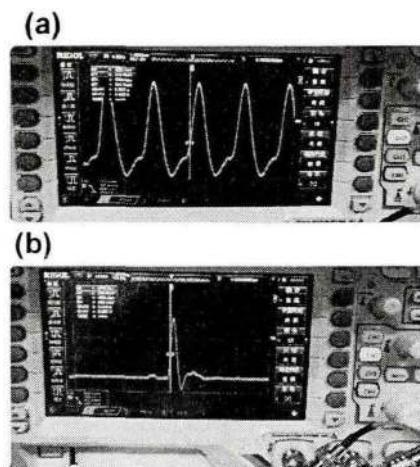


图 2.18 一级 AOM 所选出的单脉冲

注释：(a) 图表示连续的脉冲序列。(b) 图表示经过一级 AOM 后所选出的单脉冲。

2.6.1 光束指向稳定系统

由于每次锁模之后小孔的位置可能不同，导致光束的出射位置和方向可能有所改变，因此我们在光路中增加了光束指向稳定的装置（MRC Systems Gambh），如图2.19所示，其调节范围为 $\pm 2 \text{ mrad}$ ，这样每次锁定之后光路的指向和位置的改变很小，不会影响后续光路。图中 *actuator1* 和 *actuator2* 是两个带压电的反射镜，*detector1* 和 *detector2* 是光探测器，二者探测的信号传回给控制器，由 *actuator1* 和 *actuator2* 执行反馈任务。

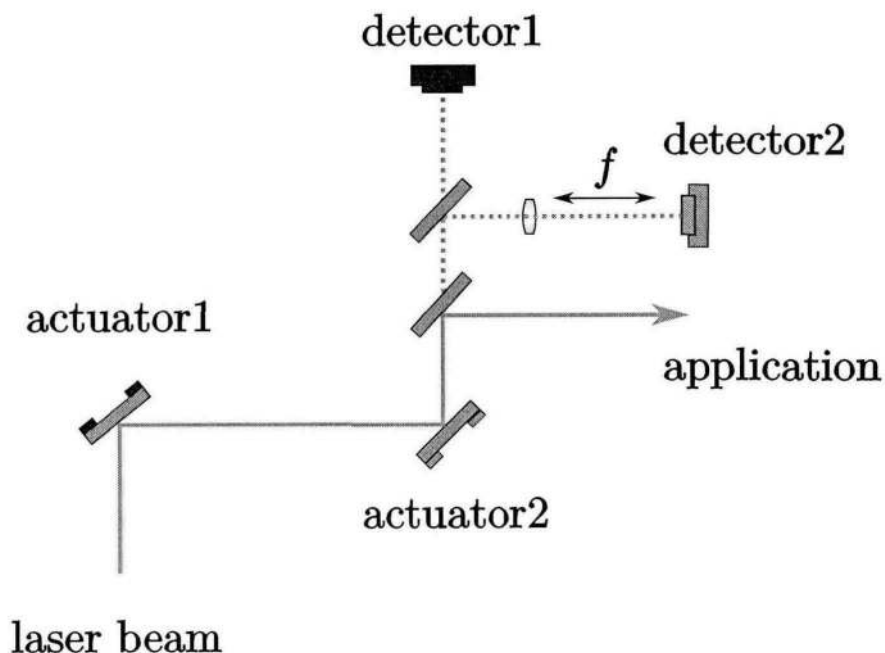


图 2.19 光束指向稳定系统示意图

为了使反馈系统有一个最优的反馈输出，可以通过调节反射镜 *actuator1* 和

actuator2 的角度和四象限探测器的位置，将控制器 X, Y 的输出调为 0。光束指向稳定系统的组成如图2.20所示。

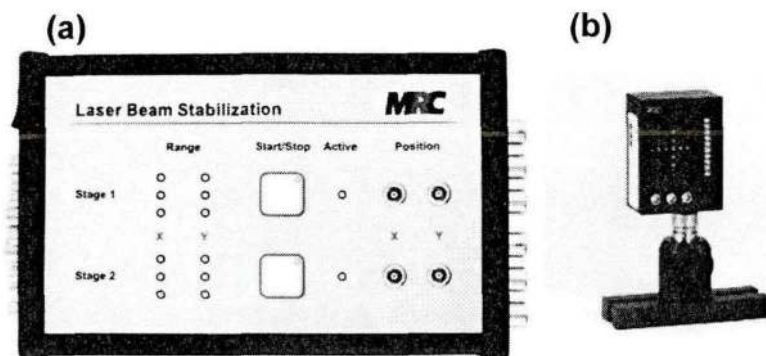


图 2.20 光束指向稳定系统

注：(a) 图为其控制器，(b) 图为四象限探测器

2.6.2 单脉冲激发光路

最终的单脉冲激发光路如图2.21 所示。为了方便观察脉冲选择的结果我们在 AOM1 和 AOM2 后都放置了翻转镜片，两个翻转镜片都能将光反射到光电探测器 PD3 上。虽然我们 know $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的中心跃迁波长是 369.5 nm，但是精度不够，为了更加精确的确定离子的激发波长，我们使用了一台光谱仪进行测量，通过记录扫描波长与激发概率的关系，来确定最优的激发光波长。当激发概率达到最大值时，表明激发脉冲波长与能级共振且无失谐，此时的波长为最优激发波长，实验测得的最优激发的中心波长为 369.5075 nm（对应倍频前的波长为 739.015 nm，该波长为皮秒脉宽的中心值）。

为了减少实验难度，在开始激发离子时可以将光斑聚的稍微大一点，待看到激发信号后，也即光斑的位置基本确定后再将光斑聚小。本实验中光斑聚到 10 μm 左右比较合适。考虑到离子的激发波长位于紫外波段，单片透镜很难将光斑聚到所需大小，因此我们使用了两片熔融石英的镜片组成了焦距 $f = 200 \text{ mm}$ 的透镜组，来尽可能的减小像差。

由于需要保证足够高的隔离比，需要尽可能提高线偏振光的纯度，因此在光路中使用了四分之一波片和半波片及偏振分光棱镜，以得到高纯度的线偏光，同时经过偏振分光棱镜分离出来的另一路光可以用来监视和判断锁模激光器是否失锁。判断方法是当锁模激光器锁住时，其在 CCD 上的光斑是平滑的，而失锁或没锁上时，其在 CCD 上的光斑中有许多条纹。其中 M1, M2, PD1, PD2 构成了前述的光束指向稳定系统。

此外经过锁模后的激光，由于锁模小孔的限制导致其出来的光斑不是对称分布的，而是一个椭圆，在实验中应尽可能的将其整形为对称的形状，以便能够

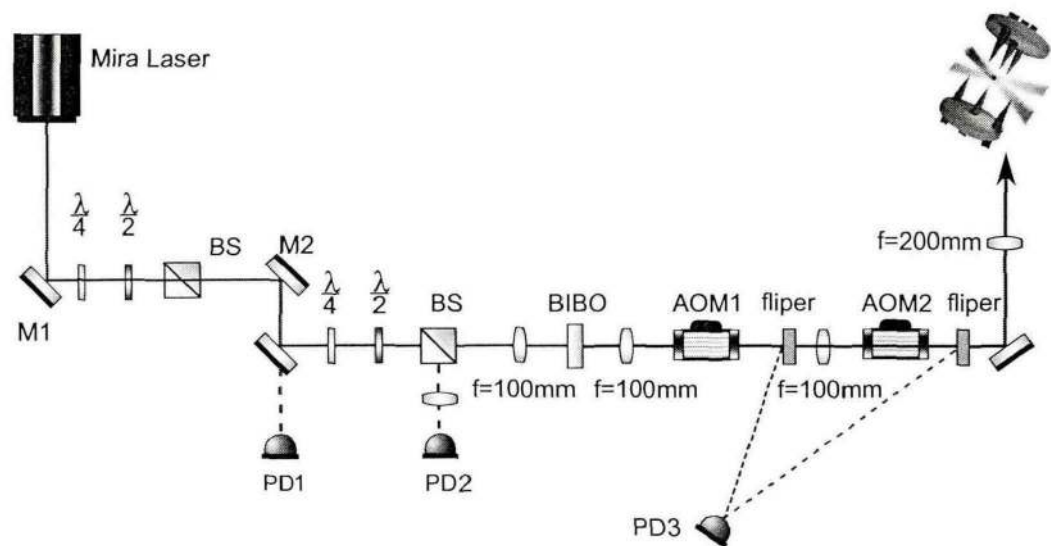


图 2.21 单脉冲激发光路图

注：图中 M1 和 M2 表示反射镜，PD 表示光电探测器，BS 表示分光镜，fliper 表示翻转镜。M1, M2, 为光束指向稳定系统的反馈部分，PD1, PD2 为其探测部分。PD3 用来检测选出的脉冲。

将光斑聚焦到衍射极限上。经过测量该光斑的长宽比约为 2:1，如图2.22（a）所示，我们使用了一个柱面镜近似做到了长宽比 1:1 的一个光斑，如图2.22（b）所示。

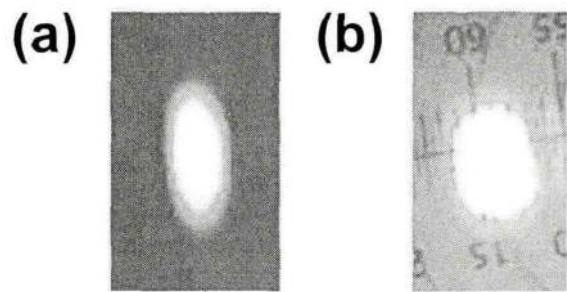


图 2.22 光束整形

注：(a) 整形前的光斑形状。(b) 整形后的光斑形状。

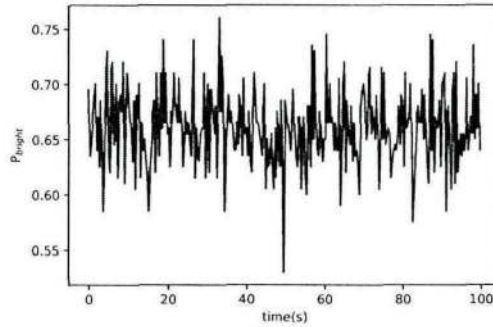
2.7 离子皮秒单脉冲激发

在激发之前应该确保激发光斑正确的聚焦到离子阱的中心位置。如图2.21所示，在进阱之前有一个 $f = 200\text{ mm}$ 的透镜组，因此可以利用这组透镜来移动聚焦的位置和改变聚焦光斑的大小。所谓离子阱的中心位置是指离子阱两排针（每排 3 根）中间两根针尖距离的中心。

具体做法如下，先将激发光斑向某一边移动一点，在光出射离子阱时的适当位置处放置一观察屏，当上下移动透镜时，应该能在观察屏上看到三次针尖的阴

影，接着将光斑移动到第二根针尖的位置，当看到一个十字叉的衍射时，说明光斑已经聚焦到针尖位置。由于两个针尖距离约 $250\ \mu\text{m}$ ，此时再将光斑朝另一个正对着的针尖方向移动 $125\ \mu\text{m}$ ，即可将光斑聚焦到离子阱的中心位置。由于离子阱每次俘获离子的位置可能有差异，所以开始时要通过多脉冲序列来确定离子的位置，此时虽然杂散光有点强，但是能够看到激发离子的信号，之后慢慢减少脉冲的个数，逐渐优化光斑的位置，就能够看到单脉冲激发的信号。

(a)



(b)

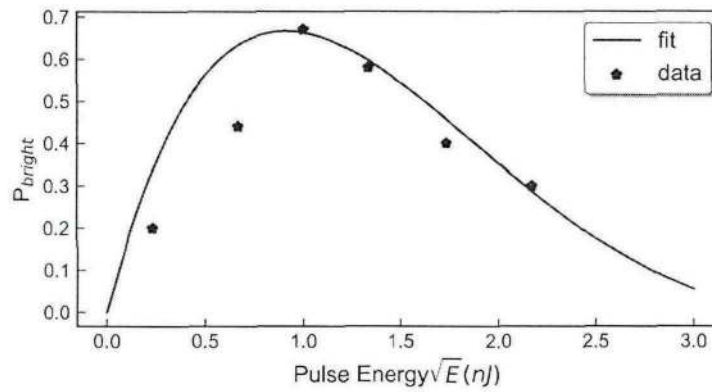


图 2.23 单脉冲离子激发的实验结果

注：(a) 单脉冲激发下离子位于亮态的概率。(b) 不同激发功率下离子激发成功的概率。

与脉冲激发相关的能级如图2.6所示，激发脉冲的谱宽约为 $5.8\ \text{THz}$ ，远大于基态和激发态能级的超精细劈裂，所以 $^2P_{1/2}$ 能级的两组超精细能级都会有布居。离子被制备在 $^2S_{1/2}$ 的 $|F=0, m_F=0\rangle$ 的能级，然后一个 π 偏振的激发光将离子激发到上能级，之后离子通过自发辐射的方式回到 $^2S_{1/2}$ 能级，再使用荧光探测技术测量离子内态。测量结果如图2.23 (a) 所示，激发概率在 0.66 左右，与跃迁的 CG 系数计算结果相符。亮态的概率分布与激发脉冲能量 E 的关系为 $P_{\text{bright}} = \frac{2}{3} \sin^2(\theta/2)$ [59]，其中 $\theta = a\sqrt{E}$ ，经过拟合得出 $a = 0.697$ 。与式2.26中计算的参数很接近，拟合结果如图2.23 (b) 所示，由图可知，激发功率已经足够了，最优的激发功率在 $100\ \text{mW}$ 附近，其值比前面的计算功率大，说明聚焦光斑约

为 $20\ \mu\text{m}$ ，这可能是离子阱上窗口片所致，后续还需要进一步优化。但是按照前面的推导结果，激发概率应该能够降到零，类似于一个拉比振荡的图形。实验测得的最小值大约是 0.2，对于该结果可能的原因有两个，其一是激发脉冲光太强与离子阱的玻璃窗口发生了非线性过程，产生了噪声光子。当激发功率小于 100 mW 时，离子的激发概率能够到零，这表明系统原本的噪声水平是极低的，当激发功率大于 100 mW 时，由于非线性效应，脉冲激光会使窗口能够发射一部分紫外光子，这一部分光子在阱内短时间内不会消逝，当我们探测离子内态时，就成了干扰信号。其二是光强过强，影响了初态的制备，所以应当适当的增加冷却和泵浦的时间，确保在每次激发前，离子能够被很好的制备到暗态上。

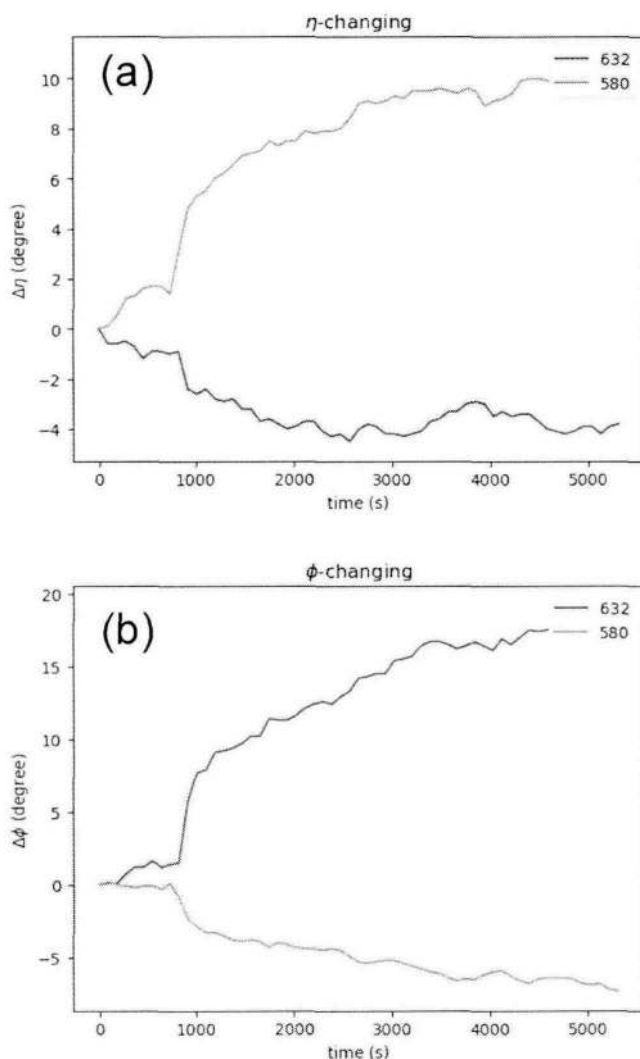


图 2.24 光纤内传输偏振态的变化

注：(a) 图表示 η 角在布洛赫球上的变化。(b) 图表示 ϕ 角在布洛赫球上的变化

2.8 量子信道稳定

在量子网络中需要一个稳定的量子信道来保证其中传输的量子态不会发生改变。本实验中离子阱系统和固态量子存储系统之间以光纤作为传输信道，且二者距离较远（~300 m），光子偏振态在光纤中传输时极易受到环境的干扰而发生演化，这会影响整个量子网络信息传输的准确性，所以必须要对量子信道进行稳定，即对光纤中传输的光子偏振进行稳定。

首先我们使用偏振分析仪测量了光纤内传输 580 nm 波长的偏振态和 632.8 nm 波长的偏振态变化（二者在光纤内传输的均为竖直偏振），如图2.24 所示， η 和 ϕ 表示偏振态在布洛赫球上的两个角度，由图可知二者的变化是相关的，基本是 2 倍关系，所以可以通过通过锁定 632.8 nm 波长的偏振来实现光纤内传输的 580 nm 信号光子偏振的稳定。

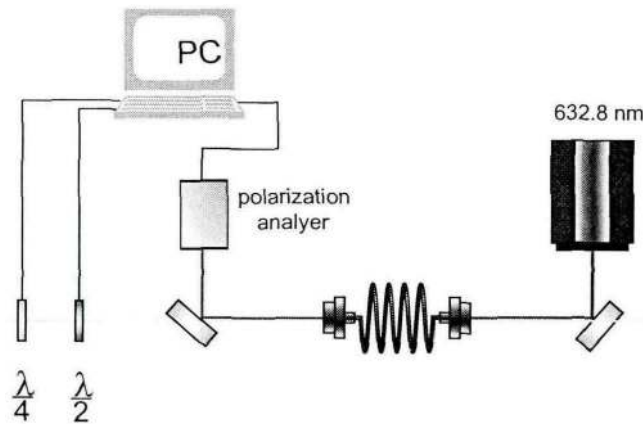


图 2.25 偏振反馈示意图

偏振稳定系统如图2.25所示，使用 632.8 nm 的激光作为参考光，在光纤内其与 580 nm 的光反向传输，参考光耦合进光纤后，通过 BS 被反射进偏振分析中，偏振分析仪可以测量偏振态在布洛赫球上 η 角和 ϕ 角的读数，该值发生变化时可以经过电脑程序控制两个电动波片架 $\lambda/2$ 和 $\lambda/4$ 的角度，从而完成 580 nm 偏振态的稳定。稳定结果如图2.26所示，图中蓝色的线表示未稳定时偏振态的变化。稳定之后我们分别在早晨、中午和晚上记录了偏振的变化，在图中分别用绿色、红色和橙色的线表示， η 角和 ϕ 角的变化在 2 度以内。考虑到电动波片架转动时存在误差，反馈时若一次直接转到目标角度其误差较大（~0.3 度），所以我们增加了转到目标的次数，在程序中设定为 5 次。优化之后再次测量 580 nm 的偏振态，其结果如图2.26 中紫色线所示， η 角和 ϕ 角的变化均能被锁定在 1 度以内。

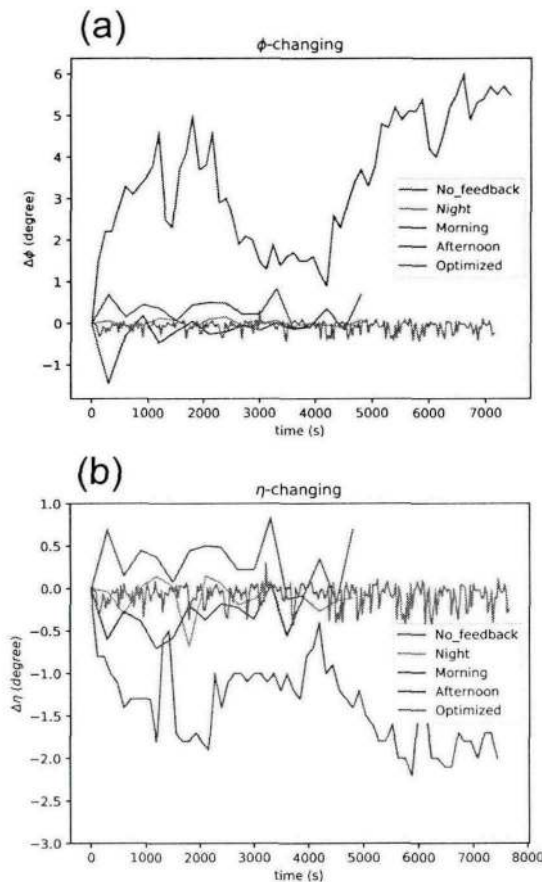


图 2.26 偏振稳定结果

注：(a) 580 nm 偏振态的 ϕ 角变化。(b) 580 nm 偏振态 η 角变化。蓝色的线是未反馈时的角度变化，绿色、红色和橙色的线分别表示锁定后早晨、中午和晚上 的角度变化。紫色线表示经过进一步优化之后的 ϕ 角和 η 角的变化。

2.9 本章小结

本章主要介绍了混合量子网络的实现方案和光子接口的具体组成内容，其中介绍了光子接口中用连续光激发制备离子光子纠缠态的实验，测得的纠缠保真度为 84.7%，为了进一步提高离子光子的纠缠保真度我们进行了离子的皮秒单脉冲激发实验，其中介绍了我们所制作的单脉冲选择装置和利用该装置测量了在不同脉冲功率下激发概率的变化，为之后用皮秒脉冲制备离子光子纠缠打下了基础。另一个是建立了稳定偏振态传输的系统，为离子阱节点和固态量子存储节点的连接建立了一个稳定的传输信道。

第3章 大调谐范围的激光频率锁定方式

光子接口中的 QFC 是一个差频过程 ($\omega_{369} - \omega_{1018} = \omega_{580}$), 对于差频过程而言, 其频率带宽较窄, 为了后续测量波导性能的准确性, 需要将参与 QFC 过程的各个激光器的频率进行锁定。在测量波导转换效率时, 我们使用一束紫外激光代替 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的荧光, 该激光由一台紫外外腔式半导体激光器 (Toptica, DL-PRO) 所产生。同时, 该紫外激光器还会用作离子的多普勒冷却, 要求其具有一个较大的调谐范围, 所以我们设计了一种具有大调谐范围的激光频率锁定方式。本章会介绍该锁定方式的设计及基于该方式实现紫外激光器频率锁定的相关实验。

3.1 背景介绍

频率稳定的激光器是离子阱和冷原子实验中必不可少的组成部分^[60-61]。在这些实验中为了有效的冷却离子或者原子, 要求激光器中心频率的漂移不能大于所操作原子或离子能级的线宽^[62]。对于本实验中使用的 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子, 其多普勒冷却能级的线宽为 20 MHz, 因此要求激光的中心频率漂移 $< 1\text{MHz}$ 。为了锁定激光频率, 需要一个稳定的频率参考, 将激光频率锁定在该参考上, 即将参考的频率稳定性传递到激光频率上。通常, 紫外激光都是通过长波倍频所产生^[63-64], 对于这类激光器的锁定而言, 其可以找到合适的频率参考, 例如可以锁在原子或者分子谱上^[65]。最近随着激光技术的发展, 出现了更加便宜、结构更简单的紫外半导体激光器, 对于这种直接产生紫外光的激光器, 其锁定就会变得较为困难, 因为一般很难找到合适的紫外波段的频率参考。在这种情况下 FP (Fabry-Perot) 腔一般就被用作其频率参考^[66-67], 使用 FP 腔作为频率参考的好处在于其锁定的波长范围很宽, 其缺点在于往往还需要一个额外的参考来稳定 FP 腔的腔长, 这将会使得实验的激光系统变的复杂和难以维护^[68-70]。因此, 一个简单稳定的激光频率参考对于现在的原子实验至关重要。

此外, 在一些原子或离子实验中由于超精细能级的劈裂往往在 GHz 量级, 所以需要对应的激光能够有 GHz 的调谐范围。对于长波而言实现 GHz 量级的调谐不太困难, 因为长波调谐元件的带宽到 GHz 量级是很容易实现的。但是对于紫外波长而言, 要实现如此大的调谐范围就会变得十分困难, 因为紫外波段的调谐元件的带宽往往不大, 例如对于 AOM (声光调制器) 或者 EOM (电光调制器), 其频率调谐范围往往在几百 MHz 的量级。但是对于实验中常使用的离子, 它们往往需要紫外的调谐激光, 例如 $^{171}\text{Yb}^+$ ^[71-72]、 $^{40}\text{Ca}^+$ ^[73-74] 和 $^9\text{Be}^+$ ^[75-76] 所使用

的多普勒冷却的激光波长分别为 369, 397 和 313 nm。近年来关于大调谐范围紫外激光器的研究, 已经取得了不少成果, 使用调制转移光谱技术已经实现了几百 MHz 的调谐范围^[77-78], 通过将 FP 腔锁在原子蒸汽的转移腔技术已经实现了 GHz 范围的调谐^[79], 通过压力调谐 FP 腔的方法实现了 4 GHz 的调谐^[80]。通过共振反馈的方法在 420 nm 的波长上实现了 5 GHz 的频率调谐^[81], 这是目前在短波上实现的最大范围的频率调谐, 遗憾的是其光学锁定只能保持几个小时。对于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子而言, 其 S 能级和 P 能级的超精细劈裂频率分别为 12.6 GHz 和 2.1 GHz, 为了驱动这些能级的跃迁, 需要激光的频率调谐能够达到 14.7 GHz^[82-83], 所以以上的频率稳定方法还不能够直接用在本实验中。需要设计一种新的频率稳定方式, 来实现具有大调谐范围紫外激光器的频率锁定。

3.2 PDH 技术

PDH (Pound-Drever-Hall) 是一种常用的频率锁定技术, 最早由 Pound 等人^[84]在 1983 年提出, 下面我们对其原理做一简单介绍。

考虑一个电场幅度为 E_0 , 频率为 ω 的入射场 $E_{\text{inc}} = E_0 e^{i\omega t}$, 当它从 FP 腔镜面被反射时, 反射信号由两部分组成, 其一是从镜面直接反射回的信号, 其相位有一个 π 的突变, 其二是腔内来回反射的多束光从入射端面泄露出来的信号, 相邻光束之间的相位差为 $2L\omega/c$, 其中 L 为 FP 腔的腔长, 对于两个反射率 r 相同的腔镜, 透射率 $t = \sqrt{1-r^2}$, 反射光束可以写为^[84-85]

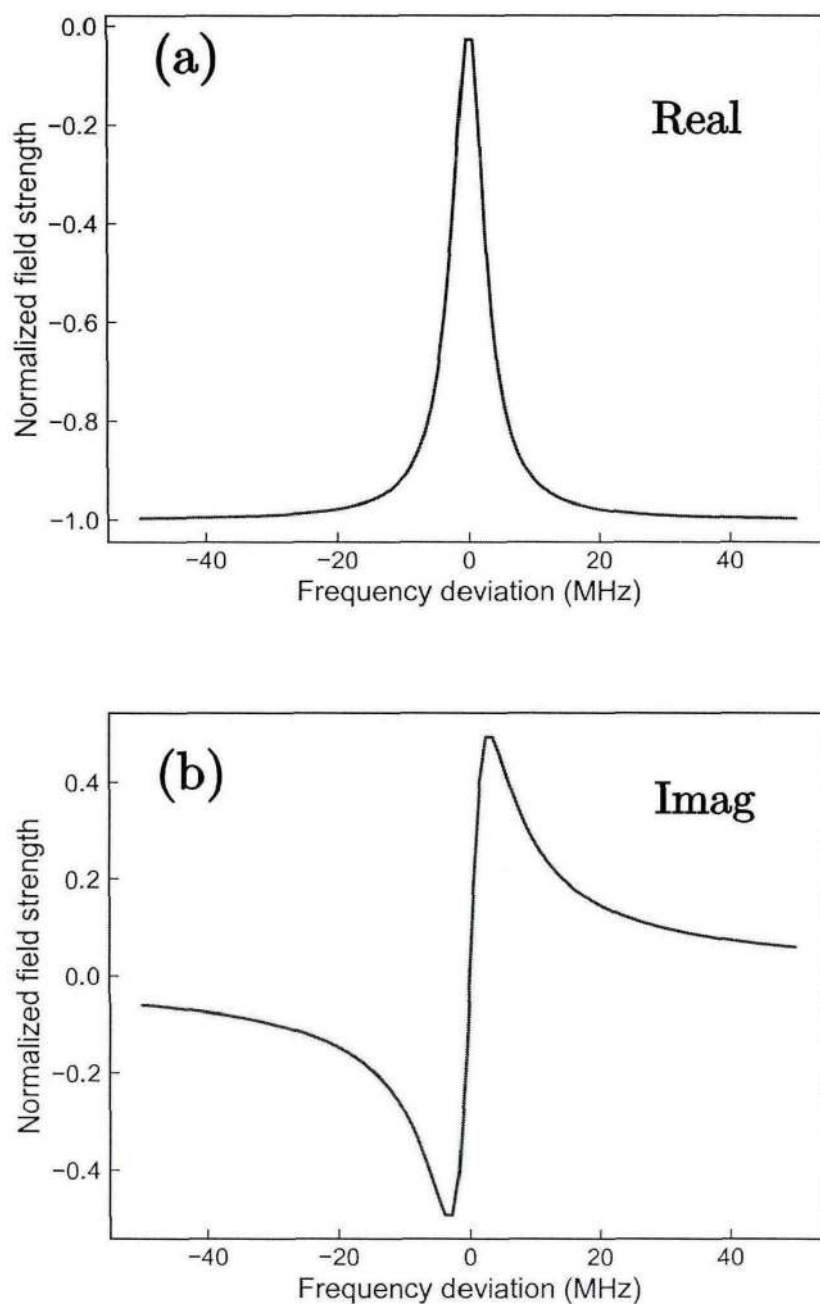
$$E_{\text{refl}} = E_0 (re^{i(\omega t + \pi)} + trte^{i(\omega t - 2L/c)} + tr^3te^{i(\omega t - 2L/c)} + \dots), \quad (3.1)$$

可以被简化为

$$F(\omega) = \frac{E_{\text{refl}}}{E_{\text{inc}}} = \frac{r(e^{i\omega/\Delta\nu_{\text{FSR}}} - 1)}{1 - r^2e^{i\omega/\Delta\nu_{\text{FSR}}}}, \quad (3.2)$$

式中 $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ 为腔的自由光谱范围, $F(\omega)$ 为腔的反射系数。 $F(\omega)$ 的实部表示激光中心频率与 FP 腔共振频率的偏差, 如图 3.1 (a) 所示, 当频率偏差为零时, 激光频率与腔共振, 此时激光全部透过 FP 腔, 反射系数 $F(\omega) = 0$, 当激光频率距离 FP 腔的共振频率较远时, 全部被反射, 反射系数 $F(\omega) = -1$, 负号代表 π 的相位突变, 图中计算参数为 $\Delta\nu_{\text{FSR}} = 1500 \text{ MHz}$, $r = 0.999$ 。 $F(\omega)$ 的虚部表示激光频率与 FP 腔共振频率偏差的方向, 如图 3.1 (b) 所示, 当频率朝着大于共振频率的方向漂移时其虚部数值符号为正, 反之为负。从图 3.1 (b) 中也可以看出, 中间的区域近似是线性的, 这为反馈控制提供了便利。

当这束光经过一个调制深度为 β , 调制频率为 $\Omega/2\pi$ 的 EOM 后, 其出射光


 图 3.1 FP 腔反射系数 $F(\omega)$ 的实部与虚部

场变为

$$\begin{aligned}
 E &= E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))} \\
 &\approx E_0 \left(J_0(\beta) + 2i J_1(\beta) \sin(\Omega t) \right) e^{i\omega t} \\
 &= E_0 \left(J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right), \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

上式中 J 为贝塞尔函数, 从上式可知, 经过 EOM 调制后, 激光增加了两个频率为 $\omega + \Omega$ 和 $\omega - \Omega$ 的频率成分, 这两个频率就称之为调制边带。当这三个频率入射到 FP 腔时, 都会被反射, 整个反射场可以写为

$$E_{\text{refl}} = E_0 \left(F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right). \quad (3.4)$$

反射场的功率 $P_{\text{refl}} = |E_{\text{refl}}|^2$, 即

$$\begin{aligned} P_{\text{refl}} = & P_c |F(\omega)|^2 + P_s (|F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2) \\ & + 2\sqrt{P_c P_s} \text{Re} [F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \cos(\Omega t) \\ & + 2\sqrt{P_c P_s} \text{Im} [F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \sin(\Omega t) \\ & + (O[2\Omega]), \end{aligned} \quad (3.5)$$

式中 P_c 和 P_s 分别代表载波和边带的功率, 由该式可以看出, 反射信号由载波的直流项, 两个边带的振荡项和高阶项组成。为了得到相位信息, 我们需要将其中的一个边带分离出来。在高频调制下, 虚数部分的 $\sin$ 项将会起主要作用。可以通过与本振信号混频、滤波后得到相位信息。

当调制频率特别高, 远大于 FP 腔的线宽时, 两个边带频率距离 FP 腔的共振频率很远, 被完全反射, 不会进入腔内, 此时反射系数 $F(\omega \pm \Omega) = -1$, 式 3.5 中只有虚部, 当解调相位为 90 度时, 可得误差信号形式:

$$\varphi = 2\sqrt{P_c P_s} \text{Im} [F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)], \quad (3.6)$$

进行归一化可得 $\varphi' = \text{Im} [F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)]$, 其图形如图 3.2 所示, 调制频率 $\Omega = 20 \text{ MHz}$ 。

如果调制频率较小, 则式 3.5 中的虚部为零, 只有实部。

考虑反射光的瞬时频率为

$$\omega(t) = \frac{d(\omega t + \beta \sin(\Omega t))}{dt} = \omega + \Omega \beta \cos(\Omega t), \quad (3.7)$$

包含了一个载波和被调制的频率, 所以对应的反射载波功率也由这两部分组成, 由于调制很小,

$$P_{\text{refl}}(\omega t + \beta \sin(\Omega t)) = P_{\text{refl}}(\omega) + \frac{dP_{\text{refl}}(\omega)}{d\omega} \Omega \beta \cos(\Omega t)$$

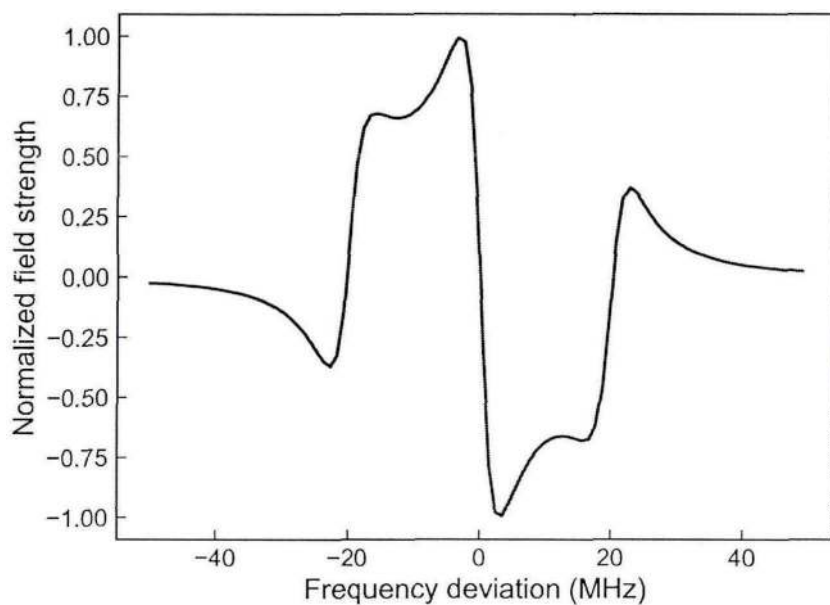


图 3.2 大调制下的误差信号

$$= P_{\text{refl}}(\omega) + P_c \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega \beta \cos(\Omega t), \quad (3.8)$$

有

$$F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) = 2 \operatorname{Re} \left\{ F(\omega) \frac{dF^*(\omega)}{d\omega} \right\} \Omega = \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega, \quad (3.9)$$

记 $\sqrt{P_c P_s} = \beta P_c / 2$, 可得

$$P_{\text{refl}} = P_{\text{DC}} + P_c \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega \beta \cos(\Omega t) + (O[2\Omega]). \quad (3.10)$$

在解调相位为 0 时, 可以取出 $\cos$ 项的系数, 即为小调制下的误差信号,

$$\varphi = P_c \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega \beta = 2 \sqrt{P_c P_s} \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega, \quad (3.11)$$

对其归一化有

$$\varphi' = \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega. \quad (3.12)$$

小调制下的误差信号如图 3.3 所示, 调制频率为 $f = 0.75 \text{ MHz}$ ($\Omega = 2\pi f$)。

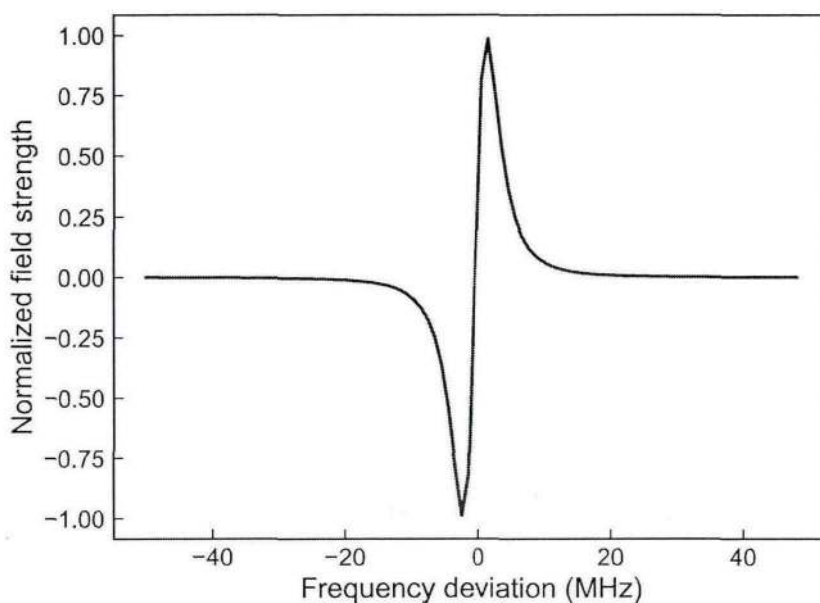


图 3.3 小调制下的误差信号

3.3 频率参考的设计及测试

要想在紫外波段实现大范围的调谐,仅靠频率调谐器件是不行的,只有在频率参考上实现大范围的调谐。最快的调谐方法就是使用压电,其形变可以做到很大,所以我们决定在频率参考上使用压电,靠调节 FP 腔腔长来实现一个大范围的频率调谐。但是压电的长度由于蠕变效应^[86]和温度影响存在一个长漂,因此我们设计了一种对称式的压电结构,使得内外两层压电漂移的方向相反,来最大限度的抵消掉该漂移。此外,压电长度的蠕变效应是一个指数衰减的过程,可以在 0.1 s 内达到稳态^[86],对压电长度变化影响很小。对整个腔体进行控温之后,就可以得到一个稳定的频率参考,最后再使用上一节所述的 PDH 技术就可以完成激光器的频率锁定。

3.3.1 FP 腔的设计及制作

对称式的压电结构如图 3.4 (a) 所示,由内外两层压电构成,它们的一端都粘在一块熔石英的玻璃 (Fused silica) 上,为了通光在石英玻璃的中心打了一个圆孔。反射镜 (Mirror) 粘在内层压电 (品红色) 的另一端,外层压电 (蓝色) 则粘在腔体上^[87]。为了减小热膨胀效应对腔长的影响,我们使用环氧树脂 (Agilent, 9530001) 胶水来固定以上各部分的连接。由图可知,当外界环境的影响使压电伸长时,内层压电会使得腔长变短,而外层压电会使得腔长变长,反之亦然。所以这种结构的压电其漂移就会被最大限度的抵消。图中内外两层的压电长度都

为 15 mm，内层压电的直径为 11 mm，外层压电的直径为 20 mm，腔镜的反射率为 99%。

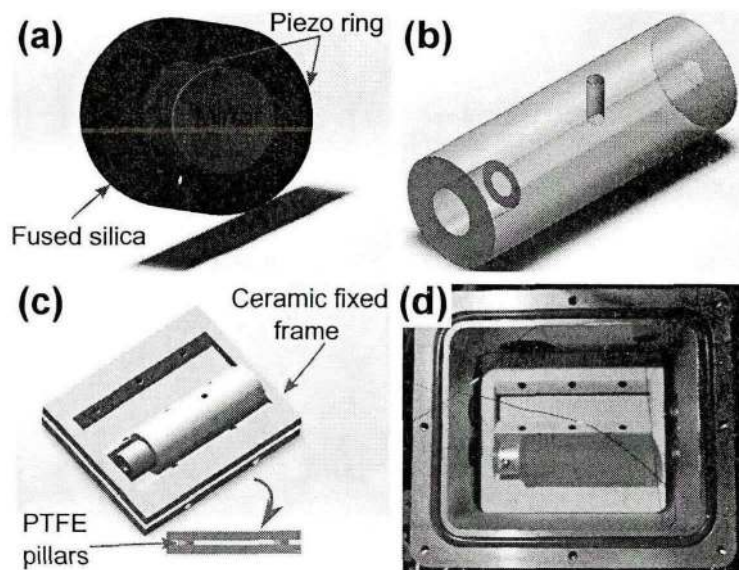


图 3.4 具有大调谐范围的频率参考结构^[88]

注：(a) 对称式的压电结构。(b) FP 腔腔体。(c) 陶瓷框架与点接触结构，PTFE：聚四氟材料。(d) 实际制作的频率参考结构。

为了尽可能的得到一个稳定的频率参考，腔体材料使用了具有超低热膨胀系数的玻璃（ULE, Corning 7972），其热膨胀系数小于 30 ppb。腔体的长度为 98.5 mm，如图 3.4 (b) 所示，对应于 ~1.5 GHz 的自由光谱范围（FSR）。为了便于耦合，FP 腔设计成平凹腔结构，凹面镜的半径为 100 mm，对应的 FP 腔的束腰约为 37.8 μm 。组装好各部件后，经过测量，FP 腔的精细度为 97，因此 FP 腔的线宽为 ~15 MHz。

腔的频率稳定主要受温度影响，可以做如下估计：

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta \nu}{\nu}, \quad (3.13)$$

其中 n 是 FP 腔中的空气折射率， L 是 FP 腔的腔长， ν 是 FP 腔的共振频率， ΔT ， Δn ， ΔL ， $\Delta \nu$ 是它们各自对应量的改变量，其中温度对空气折射率的改变影响不大，可以忽略，主要影响来自于温度对于腔长的影响，如果系统的温控能够做到 20 mK，则对应的频率波动能够低于 0.09 MHz。

为了尽可能的隔绝温度的影响，我们设计了两层的热隔绝结构，如图 3.4 (c) 所示。同时考虑到陶瓷的热膨胀系数为 $\sim 7.7 \times 10^{-6}/\text{K}$ ，其温度波动对频率变化的影响小于 1 kHz，所以我们使用陶瓷来作为热隔绝框架的材料。为了减少这两层结构之间的热接触，我们使用了四个聚四氟材料的柱子来连接上下两层框架，这样传导到上层陶瓷的热量就会大大减少。为了进一步的减少热量从上层陶瓷

传递到腔体，我们在腔体与上层陶瓷之间使用了点接触的连接方式：在上层的陶瓷上加工出倾斜的凹槽结构，并在槽内打上四个 1.2 mm 深的小孔，小孔内塞上直径为 2 mm 的聚四氟小球，这样，小球就会露出凹槽 0.8 mm，当把圆柱型的腔体放到凹槽内时，由于重力原因，整个腔体将会被这露出的小球部分所支撑，即腔体和小球实现了点接触，因此传导到腔体的热量被进一步减少。同时，由于聚四氟小球具有一定的弹性，这种结构也有利于减少震动的影响^[89-90]。在我们的实验中考虑到后面泵浦激光的频率还需要锁定，所以我们制作了两个凹槽来放置两个频率参考。

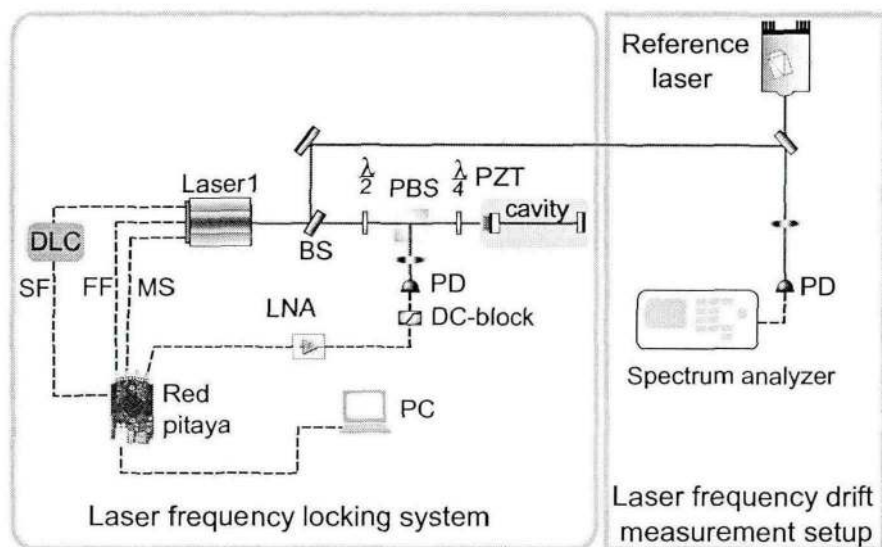
为了方便整个装置的控温和隔绝空气流动的影响，我们设计了一个铝的腔体，将整个装置放在腔体内密封起来，如图3.4（d）所示。PZT 的电极由细铜线通过 feedthrough 与外部相连。

3.3.2 稳频系统设计

为了使稳频系统的使用更加简单，我们决定使用火龙果（Red Pitaya 125-14）开发板来执行反馈控制，它具有两个 50 MHz 带宽的输入和输出口，满足压电的反馈带宽需求^[91]，还有两个 14 位的 ADC 和两个 14 位的 DAC，这将有利于得到一个高信噪比的误差信号。使用该开发板的好处在于其已有开发好的锁频程序（Pyrpl）^[92]，在程序内部集成了信号的调制、解调及反馈信号的输出，我们只需要调节反馈的参数即可。

整个锁频系统的结构如图3.5所示，我们使用前述的 PDH 技术来完成频率的锁定，在 Pyrpl 程序中对对应 IQ 和 Lockbox 模块。调制信号的产生和输出都在这两个模块内完成。在产生调制信号时，我们曾经使用过 EOM，发现解调信号的相位受 EOM 温度变化的影响很大，如果要使用 EOM，需要进行控温，最后为了实验方便，我们选择了直接调制激光器电流的方式来产生边带信号，避免了该问题。解调后的信号在 Lockbox 内产生反馈信号，进行输出。反馈信号的输出有两个，一个是快速反馈，积分时间短，用来反馈激光短时间的频率抖动，另一个是慢速反馈，积分时间比较长，用来反馈激光频率的长期漂移。快速反馈信号接到了激光器的电流反馈输入端口（其带宽为 100 MHz），慢速反馈接到了数字激光控制器的电压反馈输入端口。对于 PDH 技术而言，要想获得一个较好的锁频效果，需要一个较高的信噪比^[93]，所以我们使用了一个低噪声的放大器来放大探测后的光电信号。因为 PDH 的反射信号中包含直接反射的光强，为了避免放大器饱和，我们在放大器前面接了一个 DC-block。

我们通过测量解调信号延时来评估该反馈系统的带宽，二者近似为倒数关系。调制信号与解调信号之间的延时大约有 1 ms，因此该系统的反馈带宽大约为 1 kHz。延时大的主要原因在于电脑需要与火龙果上的控制系统进行通信，该

图 3.5 锁频系统示意图^[88]

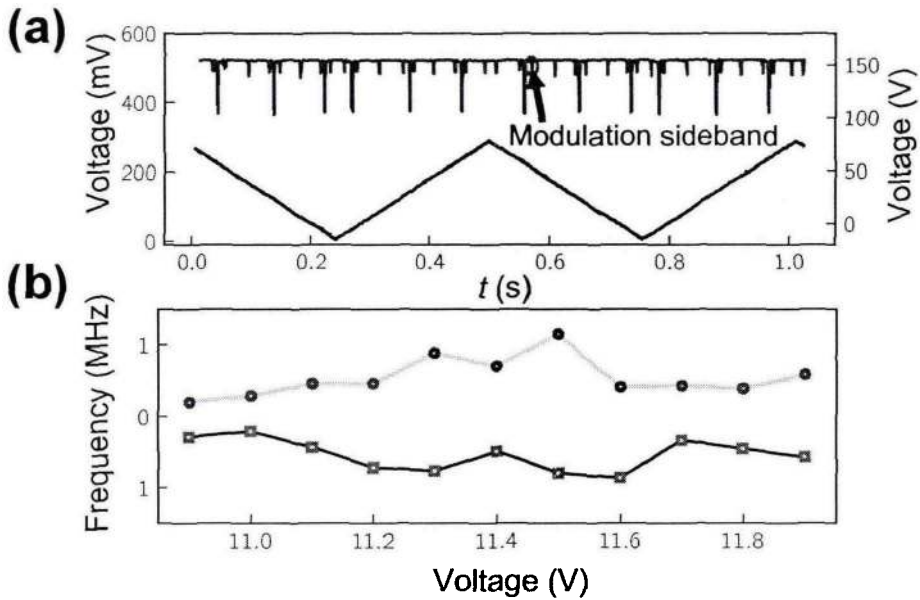
注：左边的部分表示激光频率锁定系统，右边的部分表示激光频率漂移测量系统。Laser1 是需要锁定的紫外外腔式半导体激光器（Toptica, DL-PRO），Reference laser 是锁在另一个超稳腔上的激光器，其频率波动 $< 15 \text{ kHz/day}$ 。图中符号说明如下：DM，分色镜；SM，银镜；DLC，数字激光控制器；BS，分束镜； $\lambda/2$ ，半波片； $\lambda/4$ ，四分之一波片；PBS，偏振分束器；PD，光电探测器；MS，调制信号；FF，快速反馈信号；SF 慢速反馈信号；PC，电脑；DC-block，隔直器；LNA，低噪声放大器。图中黑色的虚线代表电信号，蓝色的线代表光信号。

过程所花费的时间较多。

3.3.3 FP 腔的测试

我们首先在空气中测试了腔的耦合效率，如图3.6（a）所示，耦合效率只有30%，这是因为紫外波段腔的损耗较大，耦合难以做高。在反射信号的两边能够看到调制出来的边带，本实验中调制频率为7 MHz。

对于频率参考而言，除了需要考虑压电的漂移之外，还需要考虑压电的迟滞效应^[86]，即同一个电压对应的锁定频率是否相同，因为在使用过程中需要通过改变压电电压完成频率调谐。在实验中我们通过一个高精度的电压源（IT6133B, ITECH, ripple voltage $< 0.05\%$ ）来实现内层压电电压的改变。在将激光器锁定之后我们使用拍频的方法来测量该滞后性，与之拍频的参考激光器被锁定在另一个超稳腔上，其频率波动小于 15 kHz/day 。测量过程如下：通过来回改变腔的电压，并在相同电压下记录拍频的数值，如果每次记录的数值相差不大，则压电的迟滞效应影响不大，最终的测量结果如图3.6（b）所示，黄色线代表偏差的上限，蓝色的线代表偏差的下限。为了减少电压蠕变效应对拍频结果的影响，相邻两次的测量时间大于1 min。从图3.6（b）可知，同一个电压下的最大偏差能够到2 MHz左右，该偏差值略大，但还能够进行多普勒冷却，只是冷却的效果变

图 3.6 耦合效率与压电迟滞效应^[88]

注：(a) FP 腔的耦合效率。红色的线表示腔的反射信号，蓝色的线表示压电的扫描电压。(b) 压电的滞后性。黄色线代表同一电压下频率偏差的上限，蓝色的线代表频率偏差的下限。

差。从实验结果来看会导致冷却时的散射荧光计数下降，所以我们可以通过冷却荧光的计数来进行校订。除此之外还能够通过如下方法来进一步优化^[94-96]。

3.3.4 频率调谐范围

为了评估调谐性能，我们在激光器锁定后，通过改变电压的方式，测量了拍频结果，如图3.7所示。当电压改变之后，频率很快就稳定下来，压电蠕变效应的影响很小，由图可知频率调谐系数约为 25 MHz/V。

离子在进行多普勒冷却的过程中时会有一定的概率掉到暗态，此时就需要一束与离冷却光频率差 14.7 GHz 光束将离子泵回到多普勒循环，之前的使用方法是使用定点调谐的波导 (PM-Yb+_14.7, QUBIG) 来进行调谐，为了比较二者的性能，我们分别比较了用波导调谐和用压电频率参考调谐时多普勒冷却时的计数差异，结果发觉二者的计数均为 2200 个左右，没有明显差别。该结果表明我们所设计的频率参考的调谐范围能够满足实验所需。此外频率参考中的压电很长，其调谐范围应该远大于 14.7 GHz，但是对于紫外激光器而言，其不跳模调谐范围往往不大。所以对于那些具有大的连续不跳模范围的激光器 (CTL, Toptica 或者 GaN 二极管等)^[97-99]，该种类型的频率参考将会有重大应用价值。

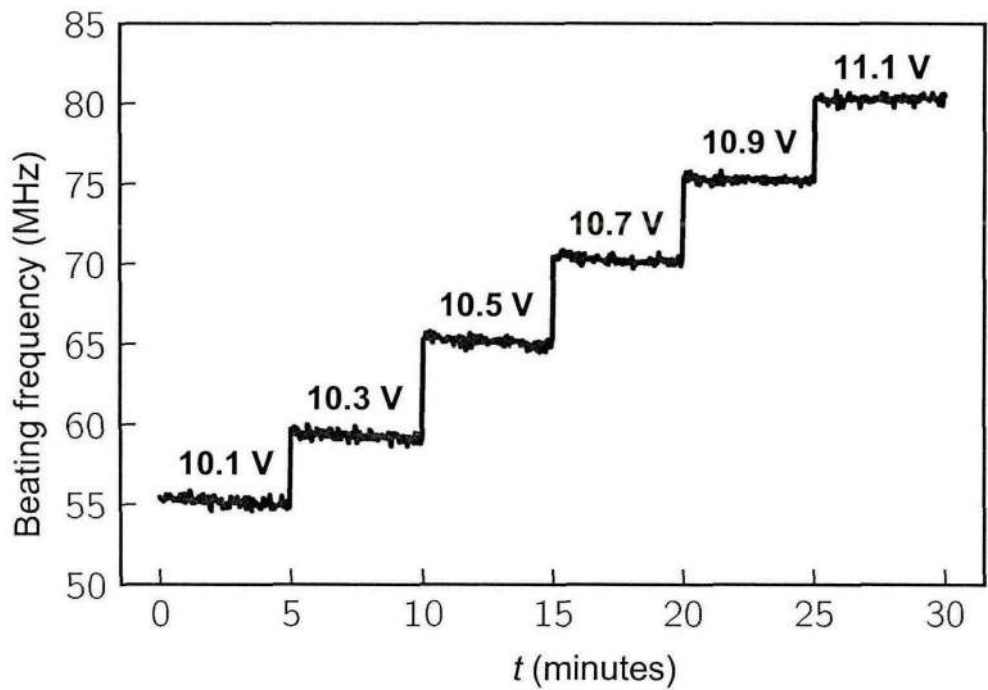


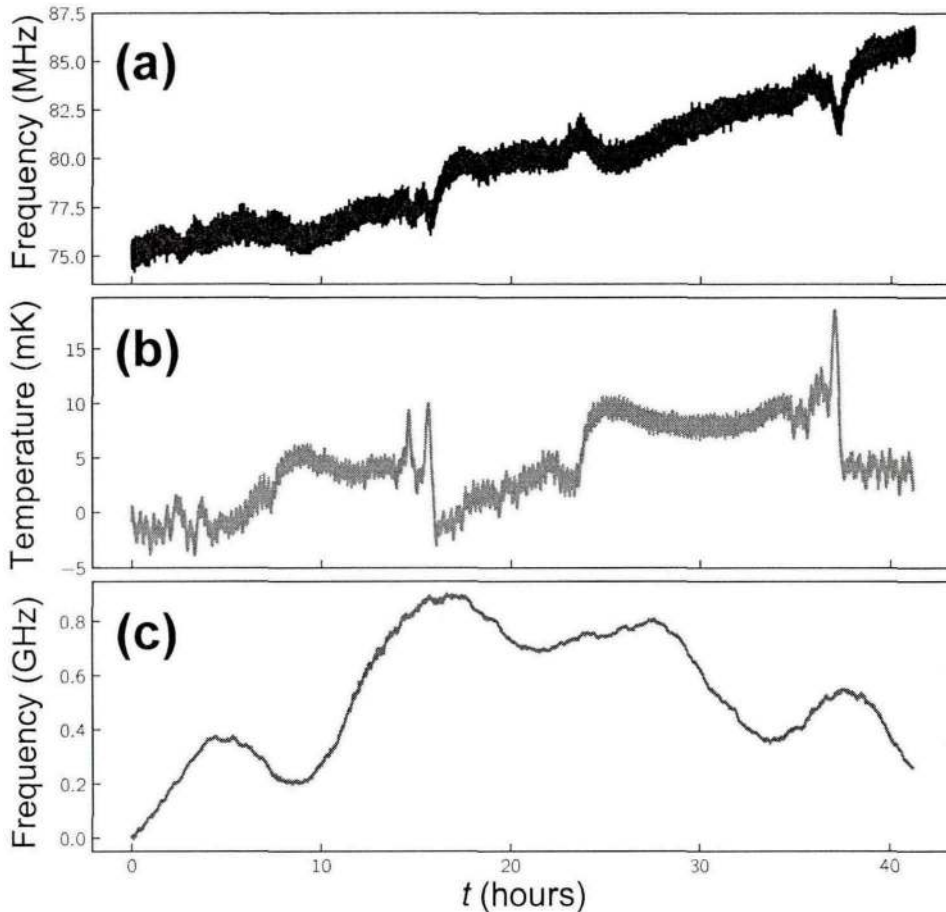
图 3.7 频率参考的调谐性能^[88]

注：通过改变压电电压来实现频率调谐，对应的频率调谐系数约为 25 MHz/V。

3.4 频率锁定结果及分析

通过测量与参考激光器的拍频来分析该频率参考的性能，拍频结果如图3.8所示。在 41 小时内，拍频频率漂移了 11 MHz，即该压电频率参考漂移了 11 MHz。频率的漂移速率大约是 0.268 MHz/h，短期的频率波动 < 0.6 MHz，这个结果优于^[62,79,100-102]。与用转移腔的稳频效果接近^[66]。由图3.8 (a) 和 (b) 中知，温度变化对频率漂移的影响不大，在图 (b) 中当温度变化 10 mK 时，对应拍频的中心频率波动小于 1 MHz。从图 (b) 中也可以看出，整个系统的温度变化 < 10 mK，且当温度恢复时频率继续朝原方向漂移，这说明频率漂移不是由温度变化所造成。从图 (a) 中可以看出整个频率漂移基本上是线性变化的，这表明该漂移也不是由压电蠕变效应所导致，因为蠕变是一个指数衰减的变化过程^[86]。图 (c) 是该反馈系统所补偿的频率漂移量，其最大补偿的频率漂移达到了 0.935 GHz，该结果表明该反馈系统的输出能够满足实验需要。

当整个系统达到热平衡状态时，用来支撑腔体的小球不会影响腔长，因为其形变方向与腔长方向垂直。此外我们所用的锁频的激光功率为 350 μW ，其功率抖动小于 5 μW ，由于光功率变化所导致的腔长变化在 10^{-14} 量级^[103]，因此这也不是导致腔长漂移的原因。根据以上的分析，我们排除了温度、蠕变和光功率变化对频率长期漂移的影响。根据其频率线性漂移的结果，其最有可能的原因就是系统内应力的释放，经过多次测量该漂移速率变化不大，这与应力释放的过程

图 3.8 频率参考的测试结果^[88]

注：(a) 频率参考的漂移。(b) 铝腔的温度变化。(c) 反馈系统所补偿的激光器频率漂移量

一致^[104-106]。

该实验中系统的应力来源主要有两个，一个可能来源于我们使用的铜导线，之前为了尽可能的降低热量传导，我们将连接压电电极和 feedthrough 的细铜线悬空在了腔体内，可能由此产生了应力。另一个可能的来源是 AB 胶在固化的过程中产生了应力，在粘连调谐部分的元件时为了保证 AB 胶在固化的过程中各个部件之间不产生相对位移，我们在固化的过程中施加了应力。当然解决的办法也很简单，就是使用较短、较软、较细的电线来连接 PZT 电极和 feedthrough 以及改变各个部件之间的连接方式，例如使用阳极键合^[107]的方式而不再使用胶水。

从拍频结果来看，尽管频率的短期稳定性满足了实验要求，其长期稳定性却存在问题。既然其长期漂移是近似线性的，而且压电的电压也可以改变，因此我们就想到了使用腔长补偿的方法来抵消掉频率漂移的长期影响。经过换算，补偿的速率应为 3 mV/30s，也就是每隔 30 s，让压电电压增加 3 mV。最终的测量结果如图3.9所示，(a) 图是压电电压的改变，(b) 图是补偿后的拍频结果，测量时

长为 14 个小时，中心频率的漂移 < 0.1 MHz，频率标准差为 0.59 MHz，(c) 图表示 Allan 方差，在积分时间为 615 s 时，激光频率的稳定性可以达到 4.8×10^{-12} 。该结果对于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的多普勒冷却而言已经足够了。

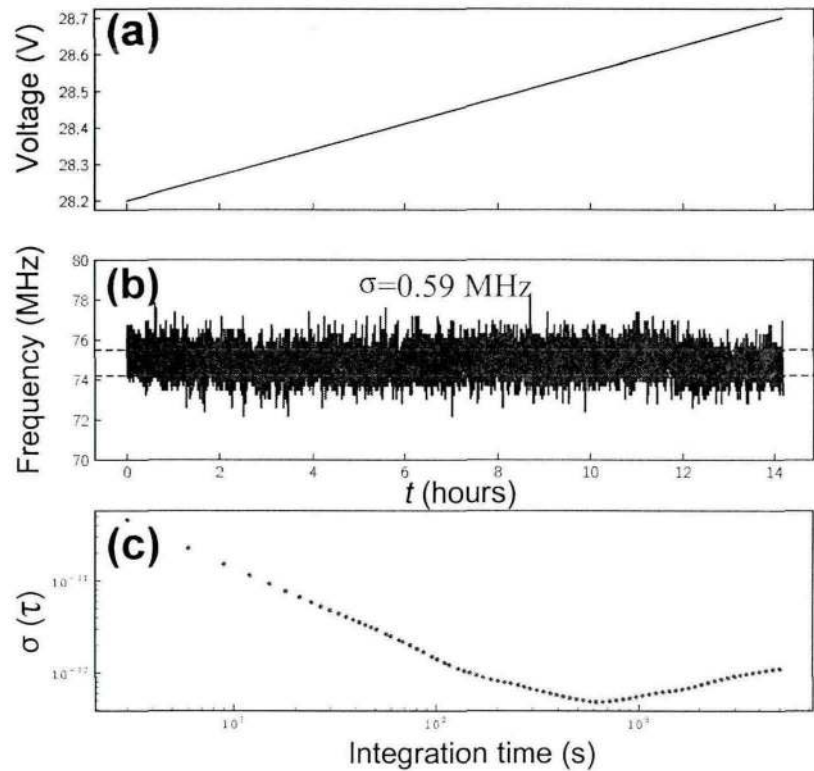


图 3.9 用压电电压补偿频率漂移的结果^[88]

注：(a) 图表示压电电压的改变。(b) 图表示补偿后的拍频结果。(c) 图表示 Allan 方差。

3.5 本章小结

本章我们介绍了频率转换前的一个准备工作，通过设计一种对称式的压电频率参考，实现了具有大调谐范围的紫外半导体激光器的频率锁定，该稳频系统无需真空环境，结构简单，性能稳定。在本实验中紫外激光器不仅可以用于离子的多普勒冷却，也能用于后续波导性能的测试。通过补偿压电电压的方式，使得该频率参考的长期漂移 < 0.168 MHz/day，并且其频率的短期波动为 0.59 MHz，同时实现了 14.7 GHz 的频率调谐，为以后的离子实验打下了基础。

第4章 光子接口 QFC 过程在宽波段波导中的实现

为了尽可能的提高光子接口中 QFC 过程的差频转换效率,需要在晶体内制作出波导结构^[49]。QFC 过程中参与差频的三个波长分别为 369, 580 和 1018 nm, 这表明该实验中所涉及的波长范围很宽, 包含了紫外、可见和近红外波段。此外为了确保与后续光纤的耦合效率, 在波导中传输的模式最好是基模, 因此具有凹陷包层 (depressed cladding) 结构的波导更加适合, 因为它由一个未被破坏的圆芯和外围许多低折射率的凹陷所构成。在最近的研究中, 由 3 层和 4 层凹陷结构的波导已经通过激光直写的方式被制作出来^[108]。在文献^[40]中, 其波导的耦合效率只有 30%, 所以可以通过波导控制横截面的形状^[109-112]来增加耦合效率。本章介绍在 PPSLT 晶体中通过制作宽波段波导来实现光子接口中的 QFC 过程, 并给出波导制作过程和测试结果。

4.1 晶体类型选择

之前罗开红等人^[47-48]所做的紫外波段的 QFC 实验中使用的是 PPKTP 晶体, 实际上 PPSLT 晶体被认为是更加适合的, 不仅因为其对紫外波段的传输损耗低, 而且具有较高的光损伤阈值和最低可以到 280 nm 的透射带宽^[113-115]。此外还有一个很重要的原因是相较于 PPKTP 晶体, PPSLT 晶体对紫外波段的透过率基本不受温度变化的影响, 如图4.1所示, 在 26 °C 到 65 °C 的范围 PPSLT 的透过率变化小于 1%, 而当温度升高到 65 °C 时, PPKTP 的透过率仅剩 5% 左右, 如此低的透过率无法使其用在量子网络的构建中, 所以我们选择 PPSLT 晶体来进行紫外波段的 QFC 实验。

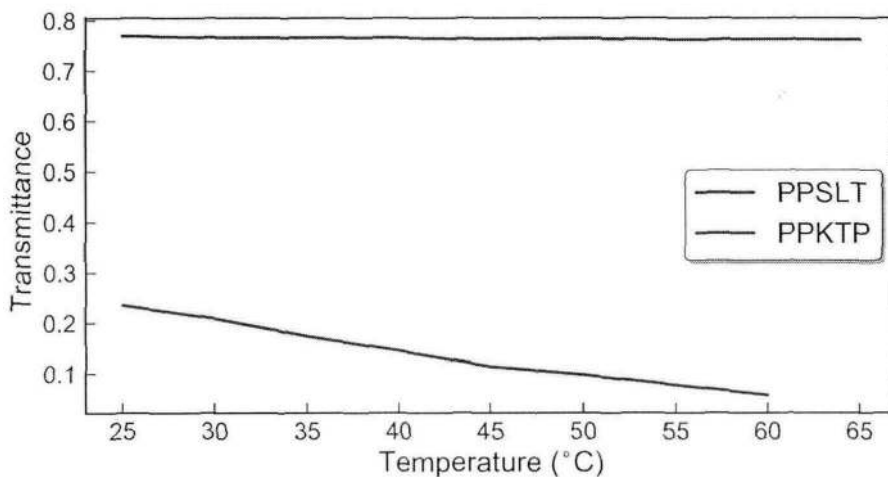


图4.1 PPSLT 与 PPKTP 晶体透过率随温度变化曲线

4.2 波导的加工方式

铁电类型的晶体,如 PPLN^[116-117]、PPSLT^[114,118]和 PPKTP^[119-120],由于非线性系数大,损耗低,材料性质稳定等优点,在激光显示^[121-122]、光通信^[123]和量子光学^[124-126]领域中扮演着重要的角色。

为了提高非线性过程的转换效率,往往需要在晶体内制作出波导结构,因为波导能够提高光功率密度和增加光子之间相互作用的距离^[127-128]。制作波导的方式有多种,例如质子交换^[114,117-118,123,129-131],金属热扩散^[128,132-133],离子注入^[134-144],飞秒激光直写等。其中飞秒激光直写被认为是材料加工领域中一种有力的加工方式^[145-147],它能够在透明介质中加工出各种形状的波导结构。本节将会简要介绍一下几种波导的制作方式。

4.2.1 质子交换

质子交换是一种表面扩散过程,可以在基底材料中产生一个折射率阶跃变化的轮廓。其主要有两种方式:退火质子交换技术(APE)和软质子交换技术(SPE),前者的优势在于可以在短时间内形成损耗较低的波导,即 α 相波导,缺点在于需要退火过程。后者可以直接形成 α 相波导,缺点在于耗时较长。下面以 APE 技术为例介绍形成波导的过程。

首先将基底材料浸润在酸性液体中,其中的 H^+ 离子(质子)会与基底材料中的离子进行交换,比如对于 PPLN 晶体,就是 H^+ 离子与 Li^+ 进行交换。经过一段时间之后,在基底表面形成一个很薄的富含 H^+ 离子的一个界面,该过程会使得非常光的折射率增加,而寻常光的折射率不变或者降低,所以形成的波导只允许单偏振传输。经过质子交换形成的波导,对光波的束缚作用很强(可以增加非线性过程中的转换效率),但同时会形成多种晶相种类,光束的传输损耗很大^[148],并且该界面中的二阶非线性系数几乎完全消失($d(x,y) \approx 0$)^[149],形成了一个死层,这会降低波导中传输模式的重叠面积,导致二次谐波效率下降。为了降低传输损耗,需要通过退火得到损耗较低的 α 相波导。退火会导致质子向基底的更深处扩散,降低表面区域的折射率,伴随着质子的扩散过程,死层内的非线性系数也会有所恢复。这种方法制作的波导其归一化的转换效率可以做到 $40\%/W\text{ cm}^2$ 。

这种波导存在的问题在于其中所传输的模式在深度方向上不一致,为解决该问题,就需要制作出对称形状的波导结构,其思想是将表面附近区域内的质子移除掉一些,降低表面区域的折射率,将其中的传输模式深度都变为一致。这种反质子交换的方式与之前质子交换的方式类似。例如对于 PPLN 而言,就是将其浸润在富含 Li^+ 的液体中,之前扩散进晶体的质子就会扩散出晶体。此种做法的另一个好处是可以使得其中传输的模式在深度和宽度方向上都变得对称,可以

与光纤的传输模式有一个较好的匹配。接下来以 PPLN 波导的制作为例, 介绍具体的加工流程^[117]。

首先晶体被极化形成极化周期, 将波导掩模贴在晶体表面, 然后将 PPLN 晶体放在温度为 160 °C 纯的苯甲酸溶液中 31 个小时, 大约能在晶体表面形成 1 μm 的薄层, 然后晶体在 328 °C 的环境下退火 8 个小时, 之后进行反质子交换^[129]。最后将晶体端面抛光之后, 该波导就加工完成。

4.2.2 金属热扩散

我们将以 PPLN 晶体中脊型波导的制作为例来介绍由金属热扩散工艺制作波导的过程^[133]。首先使用金属溅射的方法在基底表面形成 Cr 金属薄层, 然后使用电子束刻蚀的方法在上面刻出掩模。再将样品置于 300 °C 的温度下退火 3 h, 以此来增加基底与 Cr 金属层的附着力, 之后用湿化学腐蚀的方法刻出脊状的结构。

当刻蚀完成后, 通过旋涂的方式在样品表面形成一层光刻胶, 如图 4.2 (a) 所示, 脊状顶部的光刻胶厚度要小于其底部, 具体的厚度差取决于旋转的速度和光刻胶的粘度。顶部光刻胶通过流体吹洗的方式去除, 如图 4.2 (b) 所示, 由于除掉整个样品的光刻胶所需要的吹洗时间是 30 s, 所以在 5 s 的时间内只有脊状结构顶部的光刻胶被移除掉, 如图 4.2 (c) 所示。然后通过沉淀过程, 在整个样品表面形成一个 Ti 金属层, 如图 4.2 (d) 所示, 接着通过剥离过程 (使用丙酮) 将除脊状顶部之外的光刻胶和 Ti 层一起除去, 如图 4.2 (e) 所示。图 4.2 (f) 是在光学显微镜下看到的脊状结构顶部所沉淀的 Ti 金属, 可以看到在金属层的两边没有任何的错位, 也没有看到基底, 这说明 Ti 层与脊的宽度一致。最后就是热扩散过程, Ti 金属层在 1060 °C 的氩气环境中扩散 7.5 h 后, 再在氧气环境中扩散 1 h, 之后将端面抛光即可。

4.2.3 离子注入

由加速器所产生的的高能量的离子被注入基底表面后, 会在基底内传输一段距离。在这个过程中离子所损耗的能量就会对所穿过区域的折射率造成较大的改变, 这种改变会同时改变 o 光和 e 光的折射率。通过改变注入离子的种类和能量就能够形成平面或者通道型的波导结构。

离子注入区域的折射率的改变由离子与注入区域的电子碰撞和与路径末端的原子核碰撞所造成。由电子碰撞导致的折射率的改变很小, ~ 0.001 , 而由核的缺陷所导致的折射率的改变可以到 0.02, 具体的数值取决于所用基底的材料和离子注入时的参数。一般在波导加工完成后进行退火可以提升波导的性能^[150]。

下面我们以 PPLN 晶体中波导的制作为例, 来说明具体的加工过程, 如图 4.3

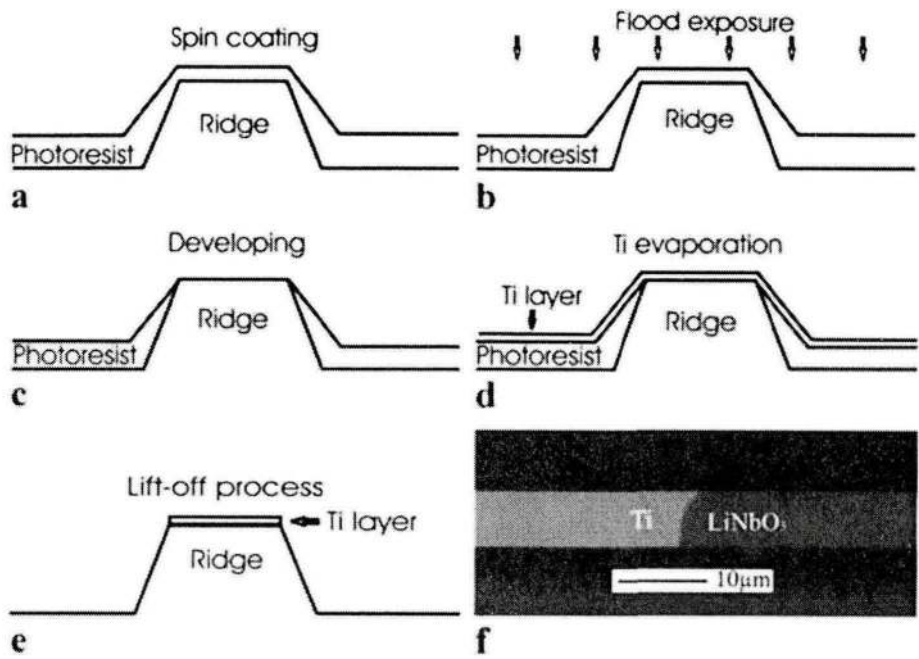


图 4.2 热扩散方式制作波导的示意图^[133]

(a) 所示，清洁后的样品被一股能量为 7.5 MeV 能量的 C⁺ 所注入。离子束与样品法线有一个 7 度的夹角，用来消除可能产生的沟道效应。在注入完成后，整个样品在 260 °C 的温度下退火 30 min，然后使用高精度的金刚石刀片，在离子的注射区域加工出脊型的波导结构，如图4.3（b）所示，之后再将端面进行抛光即可。

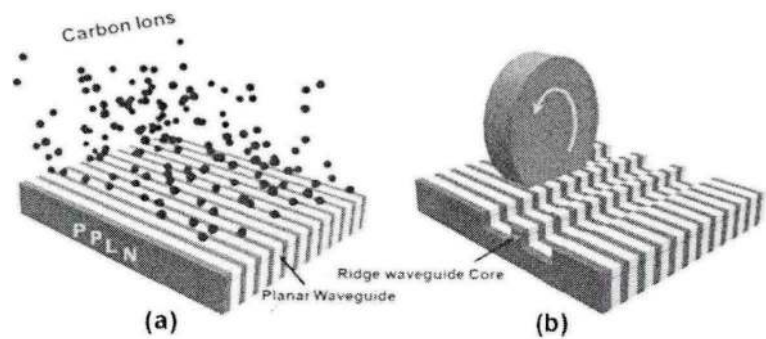


图 4.3 离子注入方式制作波导示意图^[135]

注：（a）高能离子注入。（b）使用金刚石刀加工出脊状波导结构。

4.2.4 飞秒激光直写

飞秒激光直写要求所加工的基底材料对飞秒光的波长是透明的，以防止晶体对激光的线性吸收。由于飞秒激光的脉冲能量很高，当它被聚焦到晶体内部时，就会通过多光子吸收或者场电离的方式产生晶体的非线性吸收，非线性吸收

的强度取决于脉冲激光的波长和功率密度。由于基底内部存在自由载流子，自由载流子吸收激光能量之后就会去撞击中性粒子，产生更多的自由载流子，同时新产生的自由载流子又会吸收激光脉冲的能量，这就导致了更强的吸收和更高的自由载流子密度，到达一定密度时这些载流子能够打断内部原子之间的化学键，从而修正晶体的内部结构。通常所使用的激光脉冲的持续时间短于晶格的特征弛豫时间，以允许热电子在与声子模式耦合之前吸收足够的脉冲能量。

图4.4 (a) 就是一个典型的飞秒直写加工装置，脉冲激光经过物镜聚焦在晶体内部，整个晶体被放置在可以精确、平稳移动的控制台上，通过移动晶体的位置就可以刻出具有凹陷包层结构的波导，图4.4 (b) 就是所加工波导的端面结构。

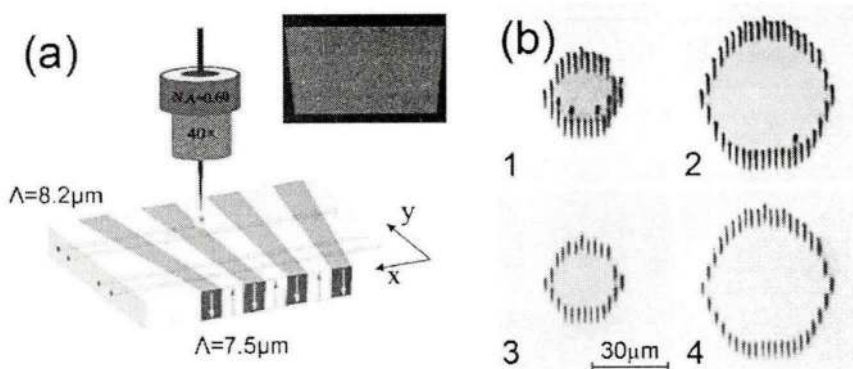


图 4.4 飞秒激光直写方式制作波导示意图^[112]

注：(a) 飞秒加工装置。(b) 实际加工出来的波导端面结构。

4.3 差频过程

本实验中光子接口的 QFC 过程是一个差频 (DFG) 过程。该过程是一个非线性效应，当参与非线性过程的光子之间满足能量守恒和动量守恒时，就可以产生新的频率分量，其物理本质是电偶极子的振荡与外界强场不再是线性关系，即电偶极子的频率会发生改变，产生了新的电磁辐射频率。本节会对差频过程做相关介绍^[151]。

4.3.1 非线性效应

对于一个线性的介质，当存在外加电场时，介质内的电子受到外加电场的影响，其相对于原子核的运动将会改变^[152]，这种改变就被称为介质的极化。线性介质的极化强度与外加电场的关系是

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t), \quad (4.1)$$

其中 ϵ_0 是自由空间的介电常数, χ 是材料的线性磁化率。在一个非线性的材料中, 其内部的电子对所加的外部电场的响应是非线性的。对于非线性的材料, 其极化强度可以被写为^[152]:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t) + \epsilon_0 \chi^2 \vec{E}(t)^2 + \epsilon_0 \chi^3 \vec{E}(t)^3 + \dots, \quad (4.2)$$

式 4.2 表明非线性材料对外部电场的响应既含有线性部分也含有高阶项。正是基于对这些高阶项的研究, 衍生出一系列的非线性的应用, 例如二次谐波的产生、差频及和频、四波混频等。在本实验中, 差频效应是一个二阶的非线性效应, 所以我们只关注式 4.2 的二阶项。

二阶项可以被写为

$$\vec{P}_{\text{NL}}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^2 \vec{E}(t)^2, \quad (4.3)$$

或者将之写为频率域的表达式, 并由克莱曼交换对称性^[153] $d_{il} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}$, 可得

$$\vec{P}(\omega) = \sum_{j,k} \sum_{n,m} \chi_{ijk}^2 E_j^{\omega_n} E_k^{\omega_m} = 2\epsilon_0 \sum_l \sum_{n,m} d_{il} E_j^{\omega_n} E_k^{\omega_m}, \quad (4.4)$$

其中的 d 为非线性系数, 它表示诱导产生的极化强度与外部场强极化的关系, 该值取决于材料自身的属性。

在差频过程中所产生的新的频率为参与差频过程的两个光场的频率差。新产生的频率在各个方向上的频率分量为

$$\begin{pmatrix} P_x^{\omega_1-\omega_2} \\ P_y^{\omega_1-\omega_2} \\ P_z^{\omega_1-\omega_2} \end{pmatrix} = 4\epsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_x^{\omega_1} \tilde{E}_x^{\omega_2} \\ \tilde{E}_y^{\omega_1} \tilde{E}_y^{\omega_2} \\ \tilde{E}_z^{\omega_1} \tilde{E}_z^{\omega_2} \\ \tilde{E}_y^{\omega_1} \tilde{E}_z^{\omega_2} - \tilde{E}_z^{\omega_1} \tilde{E}_y^{\omega_2} \\ \tilde{E}_x^{\omega_1} \tilde{E}_z^{\omega_2} - \tilde{E}_z^{\omega_1} \tilde{E}_x^{\omega_2} \\ \tilde{E}_x^{\omega_1} \tilde{E}_y^{\omega_2} - \tilde{E}_y^{\omega_1} \tilde{E}_x^{\omega_2} \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

这说明由入射场所引起的极化效应不仅影响极化轴的方向, 同时还会影响非线性系数。

4.3.2 差频光的产生

本实验是一个差频过程, 包含三个光场: 泵浦光场 $\tilde{E}_p(z, t) = A_p e^{i(k_p z - \omega_p t)} + \text{c.c.}$, 信号光场 $\tilde{E}_s(z, t) = A_s e^{i(k_s z - \omega_s t)} + \text{c.c.}$ 和闲置 (差频) 光场 $\tilde{E}_i(z, t) = A_i e^{i(k_i z - \omega_i t)} + \text{c.c.}$, 其中 c.c. 代表复共轭部分。

光与物质相互作用的非线性波动方程为

$$\nabla^2 \tilde{E}_i - \frac{n_i^2}{c^2} \partial_t^2 \tilde{E}_i = \frac{1}{n_i^2 c^2} \partial_t^2 \tilde{P}_n^{\text{NL}}. \quad (4.6)$$

光波波矢 k 为

$$k_x = \frac{n_x \omega_x}{c} = \frac{2\pi n_x}{\lambda_x}, \quad (4.7)$$

即波矢 k 会随着折射率 n 的变化而变化。诱导所产生的偏振取决于式4.5中泵浦光和信号光的偏振，对于具有相同方向的入射波有：

$$\tilde{P}_i = 4\epsilon_0 d A_p A_s e^{i((k_p - k_s)z - \omega_i t)}, \quad (4.8)$$

将4.8式带入4.6式，忽略掉吸收的影响，并假设入射波是平面波，泵浦光无损耗，可得闲置光（差频）光的表达式

$$\frac{d A_i}{dz} = -i \frac{2id\omega_i}{c^2 k_i} A_p A_s e^{i\Delta k z}, \quad (4.9)$$

$$\Delta k = k_s - k_p - k_i. \quad (4.10)$$

对于聚焦高斯光束并且无损耗泵浦的情况，产生的闲置（差频）光的光功率为^[154-156]

$$P_i = P_p P_s \frac{32\pi^2 d_{\text{eff}}^2 l}{\epsilon_0 c n_i \lambda_i (n_s \lambda_p + n_p \lambda_s)} h(\xi, \sigma, \mu, \alpha, l) \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right), \quad (4.11)$$

其中 l 为晶体的长度， d_{eff} 为有效非线性系数， $h(\xi, \sigma, \mu, \alpha, l)$ 为高斯压缩因子，4.11式已经考虑了高斯光束的聚焦和可能的走离效应^[157]。对于共线传输的光波，它们的焦点位于晶体的中心，并且在忽略掉损耗的情况下， $h(\xi, \sigma, \mu, \alpha, l)$ 的最大值为 1.064。该式说明要想取得一个较高的转换效率，需要使用具有较大非线性系数和合适长度的晶体以及一个较高的泵浦功率。

其中 $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)$ 决定了差频过程中的带宽，当 $\Delta k = 0$ 时，其取得最大值。 Δk 表示波矢之间相位失配的程度。能够被写为

$$k_{\text{signal}} - k_{\text{pump}} - k_{\text{idler}} = \frac{2\pi n_{\text{signal}}}{\lambda_{\text{signal}}} - \frac{2\pi n_{\text{pump}}}{\lambda_{\text{pump}}} - \frac{2\pi n_{\text{idler}}}{\lambda_{\text{idler}}}. \quad (4.12)$$

对于大多数材料而言，其折射率与温度，频率以及双折射材料的使用角度有很大的关系。在色散介质中，要想取得完美的相位匹配即 $\Delta k = 0$ ，可以通过温

度或者角度调谐来实现相位匹配。对于上述的两种相位匹配方式只有某些特殊的波长能够满足，并且还不一定能利用到晶体的最大非线性系数，导致转换效率难以提高。

4.3.3 准相位匹配

为了解决该问题，人们提出了一种解决方法，即每当相位变化 $\frac{\pi}{2}$ 的奇数倍时，周期性的翻转晶体的电偶极矩，这种方法称之为准相位匹配（QPM），也就是在式 4.12 式中人为的加入一个波矢 k_A

$$k_{\text{signal}} - k_{\text{pump}} - k_{\text{idler}} - k_A = \frac{2\pi n_{\text{signal}}}{\lambda_{\text{signal}}} - \frac{2\pi n_{\text{pump}}}{\lambda_{\text{pump}}} - \frac{2\pi n_{\text{idler}}}{\lambda_{\text{idler}}} - \frac{2\pi m}{\Lambda}, \quad (4.13)$$

其中 Λ 是晶体的极化周期， m 是准相位匹配的阶数，如果假定每个极化区域是矩形，意味着极化只能将电偶极矩翻转为 $-d$ 或者 $+d$ ，这样新的有效非线性系数就可以写为^[152]

$$d_{\text{eff}} = \frac{2}{m\pi} \sin\left(\frac{m\pi}{2}\right), \quad (4.14)$$

这意味着只允许存在奇数阶的准相位匹配，并且匹配阶数 m 减少了有效非线性系数的值。这说明对于准相位匹配而言，要想获得较高的转换效率，需要使用低阶的相位匹配方式。

本节介绍了光子接口中差频的产生过程，其在量子网络的建立过程中至关重要。大量的实验研究表明，差频过程能够保证转换前后量子态的相干性^[158-160]。到目前为止，关于紫外波段的频率转换研究依然很少，这将对量子网络向紫外波段的扩展造成极大的限制。即使在之前的研究中也有不少实验受到晶体噪声的影响，导致了一个较低的转换保真度。

4.4 差频过程中相关参数的计算

4.4.1 有效折射率

在差频过程中，我们使用的相位匹配方式为准相位匹配，即需要满足式 4.13，所以需要计算晶体的极化周期 Λ 。但是对于波导而言，其具有两个折射率 n_1 和 n_2 。如图 4.5 所示，当光束在波导内传输时，由于满足全反射条件，即 $n_2 > n_1$ 。此时该如何选择折射率来带入式 4.13 中计算极化周期就成为了一个问题。

为计算式 4.13 中的极化周期我们必须知道波导的折射率，这个折射率就被称之为波导的有效折射率 n_{eff} 。由图 4.5 可知，当光束在波导内传输时，其能量并不完全局限在高折射率的区域，有一部分能量以倏逝波的形式存在于低折射率

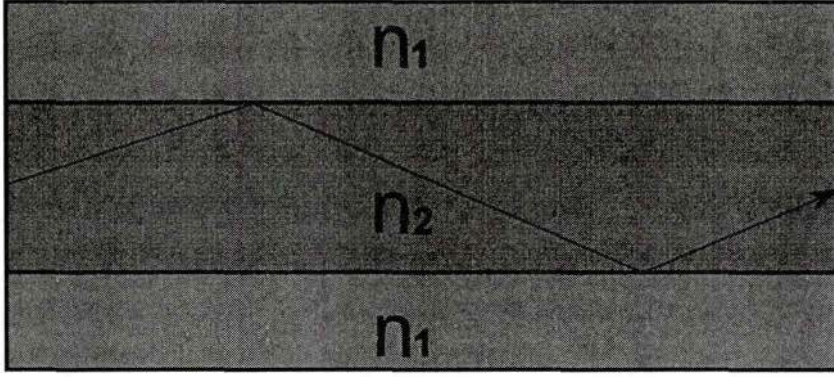


图 4.5 波导内光束的传输

的区域内，基于该物理图像，可以认为 n_1 ， n_2 对有效折射率都有贡献，即有效折射率 n_{eff} 由 n_1 ， n_2 各自的权重所组成。该值一般由数值模拟给出，后续4.6节将会对此做详细介绍。

4.4.2 泵浦波长

本实验中离子的荧光波长（信号光）为 $0.3695262 \mu\text{m}$ ，固态存储的接口波长（差频光）为 $0.58 \mu\text{m}$ ，由能量守恒条件

$$\omega_s - \omega_p = \omega_i, \quad (4.15)$$

可以求出泵浦光的波长为 $1.0182987 \mu\text{m}$ 。这样本实验中所涉及的波长就包含了紫外、可见和近红外三个波段，设计的波导要求能够同时传输这三个波长的基模，并且损耗要尽可能的低。

4.4.3 Sellmeier 公式

Sellmeier 方程是描述非线性晶体中折射率色散关系的一个重要方程，在计算 QFC 中的相关参数时十分重要，文献^[161]给出了 PPSLT 晶体中 Sellmeier 公式的表达式

$$n_e^2(\lambda, T) = A + \frac{B + b(T)}{\lambda^2 - [C + c(T)]^2} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2} + \frac{G}{\lambda^2 - H^2} + D\lambda^2, \quad (4.16)$$

其中各个系数如表4.1所示。

4.4.4 极化周期与匹配温度的关系

参与差频过程中的各个波长为 $0.3695262 \mu\text{m}$ ， $0.58 \mu\text{m}$ 和 $1.0182987 \mu\text{m}$ ，带入公式4.16 可以求得 PPSLT 晶体中三个波长的折射率（室温），如表4.2所示。

表 4.1 Sellmeier 公式中的各个系数

系数	PPSLT
A	4.502483
B	0.007294
C	0.185087
D	-0.02357
E	0.073423
F	0.199595
G	0.001
H	7.99724
$b(T)$	$3.483933 \times 10^{-8} (T + 273.15)^2$
$c(T)$	$1.607839 \times 10^{-8} (T + 273.15)^2$

表 4.2 室温下三个波长的折射率

波长 (μm)	折射率
0.3695262	2.315287
0.58	2.185536
1.0182987	2.135891

此时可以由式 4.13 和式 4.16 求出 PPSLT 晶体三阶匹配的极化周期与温度的关系, 如图4.6所示。

4.5 波导的设计

由于本实验中所用的三个波长分别位于紫外, 可见和近红外, 前文已经说明要想很好的束缚住这三个波长的传输模式, 并且尽可能的提高差频转换效率, 需要使用波导来完成转换过程。因此需要在非线性晶体上设计并制作出能够传输这三个波长的基模模式并且损耗要尽量低的波导结构。由于飞秒激光加工具有步骤简单, 能够快速反馈修改的优点, 很适合本实验。飞秒加工所产生的波导的形状受多个参数的影响, 比如中心区域的尺寸, 每层凹陷的数量, 凹陷的层数, 每个凹陷相对于周围凹陷的角度与距离, 脉冲之间的时间间隔等。随着研究的深入这些因素的影响以及它们之间的影响都已经被系统的研究过^[108]。

波导性能与未被破坏的中心区域与包层的折射率差值有关, 该值一般在-0.0075 到-0.01 之间, 与具体的加工参数有关。一般波导的损耗随着凹陷层数的增加而减小。

M. Triplett 等人^[108]已经研究了五层凹陷结构的波导对 1064 nm 的传输损耗

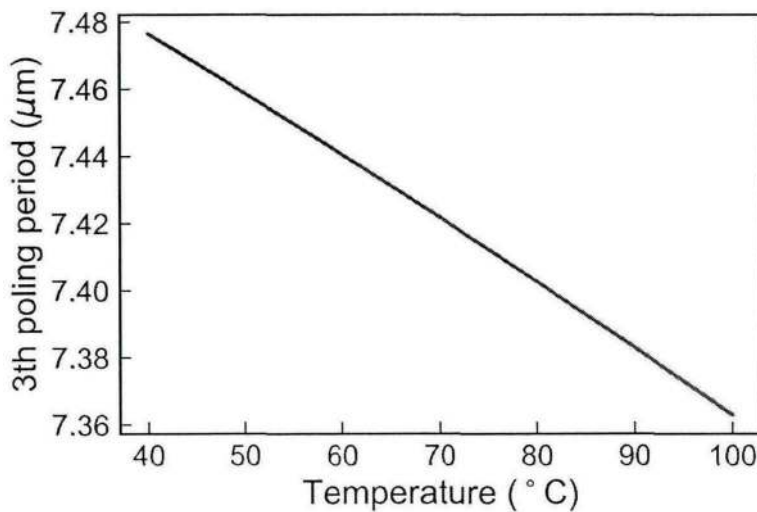


图 4.6 PPSLT 晶体 3 阶 QPM 极化周期与温度的关系

为 12.1%/cm。其三层凹陷结构的波导中传输的模式直径为 22 μm ，该值对于 369 nm 而言，可能就做不到单模传输，并且光斑太大也会影响差频效率，由于 369 nm 与 1064 nm 波长差了 2.8 倍，我们粗略估计波导中 369 的基模为 7.8 μm 左右，这要求要尽量压缩 1018 nm 的基模，也将之压缩到该值附近，并且该文中指出当波导直径减少为 20 μm 时，随着凹陷包层的增加，其对内部模式的束缚作用会更强，这正好可以用于压缩波导里的传输模式。如果只增加一层凹陷，压缩效果可能不太显著，我们直接设计了 7 层的凹陷结构。因为波导尺寸低于 20 μm 时损耗会显著增加^[108]，所以我们将波导直径设为 20 μm ，又考虑到其原文中的凹陷为 1 μm 大小，会增加 369 nm 的散射损耗。Triplett 在文中指出要降低传输损耗，需要增加外面凹陷的数量，综合考虑之后，我们将外面凹陷的直径设为了 6 μm ，凹陷中心的间距则设为了 10 μm 。

4.6 波导传输模式模拟及极化周期计算

设计出波导结构之后，通过求解波导内基模模式的传输情况来检查波导的设计。如果所求解的模式中基模都不存在，则波导的参数需要重新设计。如果存在，则需要知道各个基模光斑的直径，为后续设计合适的耦合透镜系统提供支撑。

此外，光在波导中传播时与在块状晶体中传播的折射率不同，将不同波长对应波导模式的折射率带入 4.13 式，才能获得所需波导的极化周期。为了计算不同波长对应波导模式的有效折射率，我们采用有限元 (Finite Element Method, FEM) 分析的方法，按照 Maxwell 方程建模，设置边界条件，数值计算获得波导光学模式的有效折射率，本节将会介绍利用 Comsol 软件进行有限元分析的具体过程。

4.6.1 有限元分析的步骤

有限元法的概念最早由 Clough 在 20 世纪 60 年代初提出。FEM 最初用于研究飞机复杂结构中的应力，因为它能够处理复杂问题并且使用灵活，此后，它被扩展并应用于包括流体力学和热力学在内的广泛连续介质力学领域。FEM 作为一种分析工具，在现代工程中的分析和设计中发挥了重要作用。

有限元法是一种计算技术，用来获得工程中边值问题的近似解，FEM 程序允许将连续体离散成为一个由有限数量的部分或单元所组成的整体，并通过将离散单元的相似特性组合到每个节点来估计连续情况下的特性。

需要指出的是 FEM 给出的只是一个近似解，至于实际情况如何，需要求出问题的解析解。如果一个问题不存在解析解或者对于一些非线性的偏微分方程无法求出通解的情况下，我们才不得不使用近似的数值方法来解决该问题。

有限元分析方法一般有以下 5 个步骤：

1. 确定所要求解的区域。
2. 对该区域进行离散化或者细分。
3. 选择插值函数，并给出未知解的近似值。
4. 建立单个单元的方程，进而建立整个系统的方程组。
5. 解该方程组，得到所求区域的近似值。

现在随着软件分析技术的发展，除了特别复杂的问题，人们已经建立了各种各样的物理模型用来解决工程中的实际问题，我们只需要设定参数和条件即可。有限元分析软件有 ANSYS, ADINA, MSC, COMSOL 等，其中 COMSOL 软件在求解一些数学物理方面的模型很有优势，本实验就是使用该软件进行模拟分析。

4.6.2 COMSOL 求解波导内模式分布的步骤

首先打开 COMSOL 后新建模型，为了方便修改模型参数，可以在模型中建立参数，如图4.7所示。设置包层和中心的折射率，中心的折射率值为表4.2中的值，包层折射率的值比中心值低 0.005 左右。

其次需要设置波导端面结构。我们波导端面的结构比较特殊，其包层由许多凹陷组成，为了与晶体进行区分，我们使用圆圈代表凹陷结构，外围圆圈数量共计 272 个，若用 COMSOL 软件来创建该结构可能不是很方便。由于 COMSOL 能够导入 DXF 文件，而利用外部软件来制作出波导端面的结构是很容易的，所以我们先用 python 或者 Solidworks 创建好 DXF 文件后，再导入进 COMSOL。导入方法是：选择 Geometry，右键选择外部导入，然后根据提示导入即可，当导入成功后，能够在右侧看见所导入的文件，如图4.8所示。

再次需要设置材料的折射率，波导由两种不同折射率的材料构成，需要添加

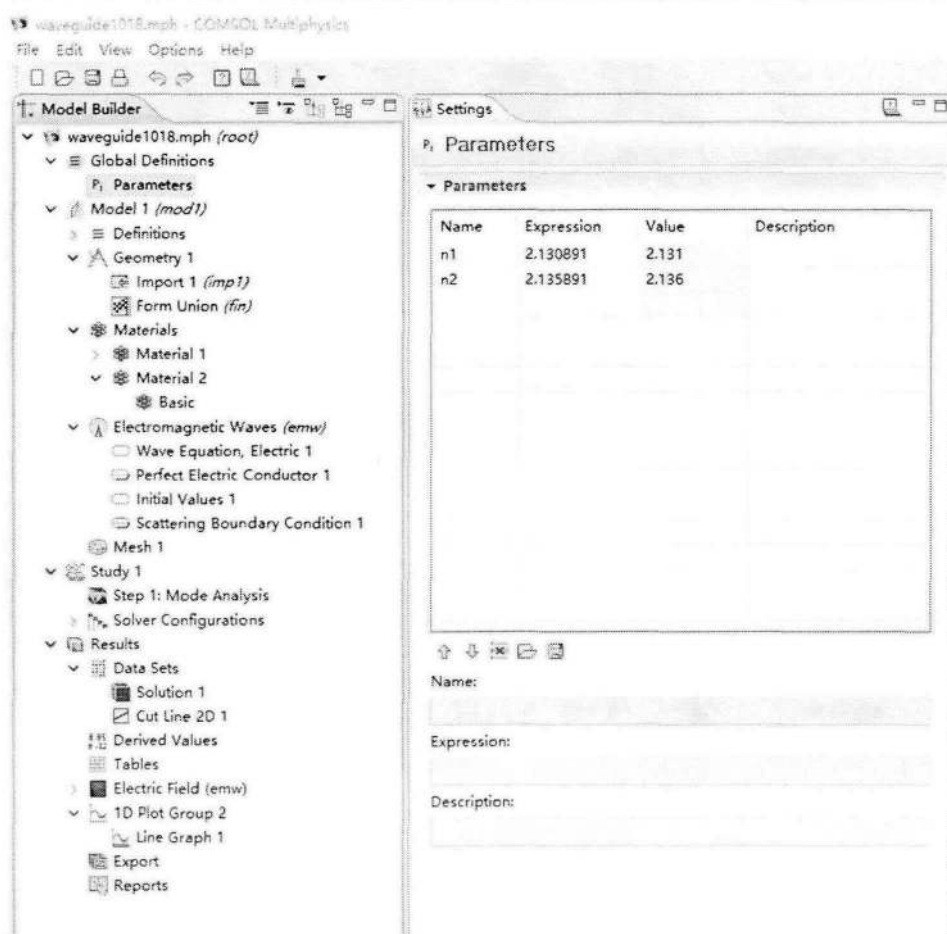


图 4.7 设置参数

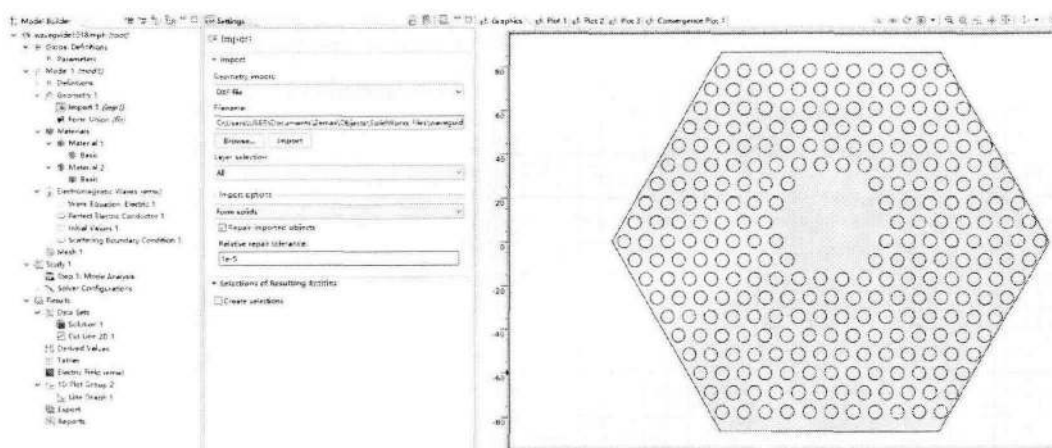


图 4.8 导入 DXF 文件

两种材料，并设置对应的折射率。然后为了避免电磁波从波导最外层反射回来，需要增加一个散射的边界条件，在 Electromagnetic wave 中进行相关设置。最后创建网格，为了使得计算的速度更快，在其设定中将 Element size 设为 Extremely coarse，然后点击 mesh，就可以在窗口中看见所生成的网格。

经过以上步骤之后，模型建立完毕，可以进行求解。在 Study 中设置需要求

解的模式数及在哪个折射率附近求解等参数，点击计算，就可以查看波导中传输的模式。由于设置的网格数量少，模型在一分钟的时间内就能求解完毕。

最后分析结果，点击 Results 下的 Electric file，可以在其设定中选择不同折射率的模式进行分析。

4.6.3 369, 580, 1018 nm 的模拟

模型建立完毕之后，通过改变模型中的波长和折射率可以得出波导中各个波长的基模大小和有效折射率。求解结果如图4.9所示。

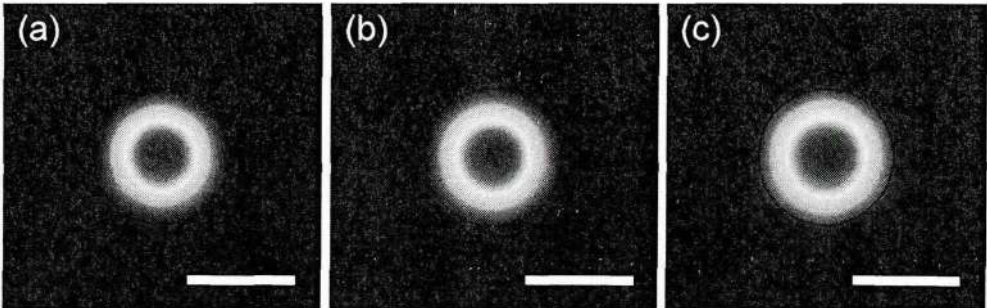


图 4.9 波导中传输基模光斑的模拟结果^[162]

注：(a) ~ (c) 分别是模拟的 369, 580 和 1018 nm 出射光斑模式，大小分别为 8.7, 11 和 11.2 μm 。图中的分度尺是 10 μm 。

(a) ~ (c) 分别是模拟波导中传输的 369, 580 和 1018 nm 的基模光斑，其大小分别为 8.7, 11 和 11.2 μm 。由图可知，我们所设计的波导结构都能够传输这三个波长的基模。求解出的波导中各个波长的有效折射率如表4.3所示。

表 4.3 波导中三个波长的有效折射率

波长 (μm)	晶体折射率	波导中有效折射率 (n_{eff})
0.3695262	2.315287	2.3157
0.58	2.185536	2.1855
1.0182987	2.135891	2.1352

4.6.4 波导极化周期的计算

将表4.3中有效折射率的值带入式4.13可以得出 PPSLT 三阶准相位匹配的周期为 7.363 μm 。而我们现有晶体的极化周期为 7.4575 μm ，再由式4.16可知，晶体的 QPM 温度应在 100 $^{\circ}\text{C}$ 左右。

4.7 宽波段波导的制作

我们使用飞秒激光直写的方式制作波导结构，本实验中所用到的飞秒加工系统为 FemtoLAB (Altechna R&D Lithuania)，如图4.10 所示，其主激光是一个

YAG 的飞秒光，通过一个可调衰减片和一个 $NA=0.65$ 的物镜将飞秒光聚焦到 PPSLT 晶体内，为了减少由晶体所导致的像差，焦点需要靠近晶体的表面，加工系统的参数如下：激光脉宽 210 fs，重复频率 20 kHz，写入速度是 10 mm/s。晶体的尺寸为 10 (L) $\times$ 4 (W) $\times$ 0.8 (H) mm。

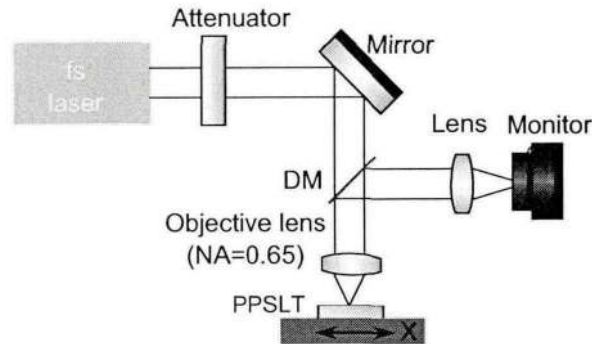


图 4.10 飞秒激光直写系统^[162]

首先我们要确定合适的激光脉冲写入能量。由于晶体像差会改变光斑的能量分布，随着聚焦深度的增加，光斑的能量也会逐渐变化，所以不同的晶体深度对应着不同的写入脉冲能量。为了确定不同深度下最佳的写入脉冲能量，我们构建了一个能量矩阵，如图4.11所示，三行凹陷的深度（距离晶体表面的高度）分别为 15, 30 和 50 μm ，在每一行写出了 10 个凹陷，对应的能量从 630 nJ 到 30 nJ，能量间隔为 60 nJ，由图4.11可知，当脉冲能量很低时，无法成功的形成凹陷结构，同时，根据凹陷的形状，我们也能选择出合适的写入脉冲能量。

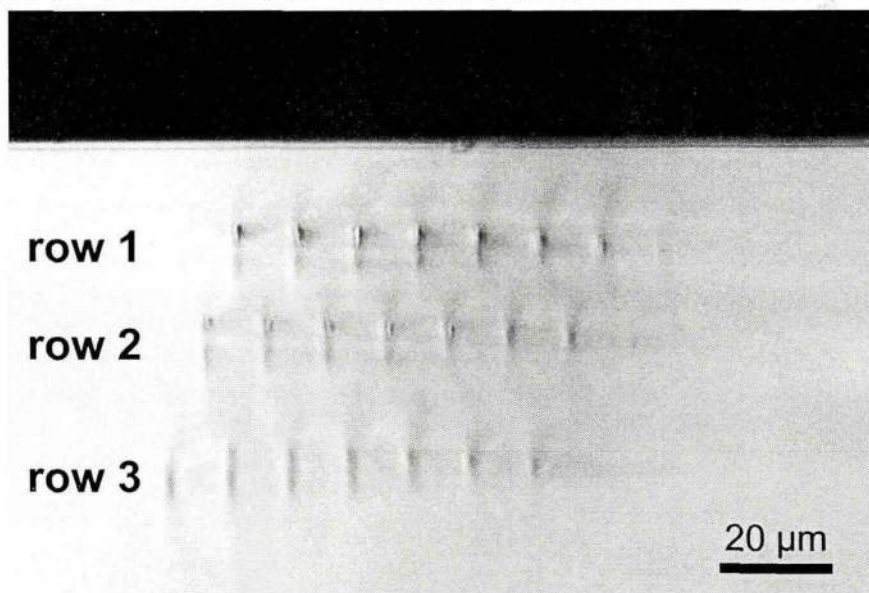


图 4.11 不同写入能量下凹陷的形成情况^[162]

注：不同写入能量下凹陷的形成情况。图中三行对应的深度分别为 15, 30 和 50 μm 。从左到右的脉冲写入能量依次为 630, 570, ..., 30 nJ。

考虑到凹陷周围会形成应力结构^[108]，最终的波导距离晶体表面要有一定距

离,以防止应力破坏晶体表面,所以我们分析最深一行的凹陷形成情况。由第三行可以看出 570 - 330 nJ 的脉冲能量都能成功的写出凹陷,其中最明显的三个凹陷对应的写入能量分别为 570, 510 和 450 nJ。于是我们用这三个能量从左到右分别写出了直径为 10, 20 和 20 μm 宽的波导结构,并将写入深度增加为 75 μm ,如图4.12所示。



图 4.12 分别用 570, 510 和 450 nJ 的能量从左到右分别写出了直径为 10, 20 和 20 μm 宽的波导结构

由图4.12可知,所形成的的波导端面还是很均匀的,但是在实验中我们发现这三根波导无法耦合 369 nm 的激光,然而将晶体上下移动时,下面有一个很敏感的位置,每当晶体经过该位置都会在观察屏上看到一个亮点,于是我们将波导移动到该位置后,再左右移动发现两边还能有亮点出来,该结果表明在我们所写波导结构的下方还有一层波导结构。根据 Triplet 等人的实验^[108],这是由于写入脉冲激光的能量太大,激光在晶体内二次聚焦所导致的结果。但在波导加工完成时,在显微镜下却没有观察到该层波导,于是我们换上了更高倍数的显微镜,果然观察到了由激光二次聚焦所形成的波导结构,如图4.13所示。黑色箭头表示在我们设定深度所写成的波导结构,红色箭头代表二次聚焦下所写成的三根波导,由图可以看出,这组波导的形状都是椭圆形,这与 Triplet 等人观察到的结果一致^[108]。上面三根波导无法耦合 369 nm 激光的原因在于写入脉冲能量太大,凹陷外形成的应力结构向中心区域延伸的过长,造成 369 nm 波长的所有模式在波导里都被截止^[108]。之后经多次测试,确定了 75 μm 深度最佳写入脉冲的能量为 250 nJ。

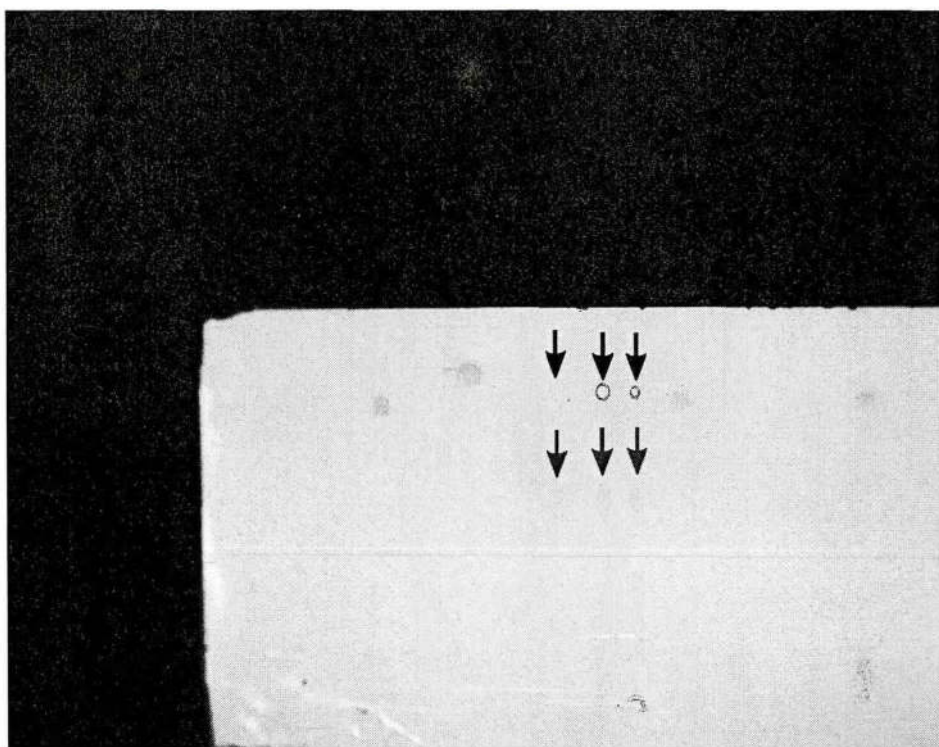
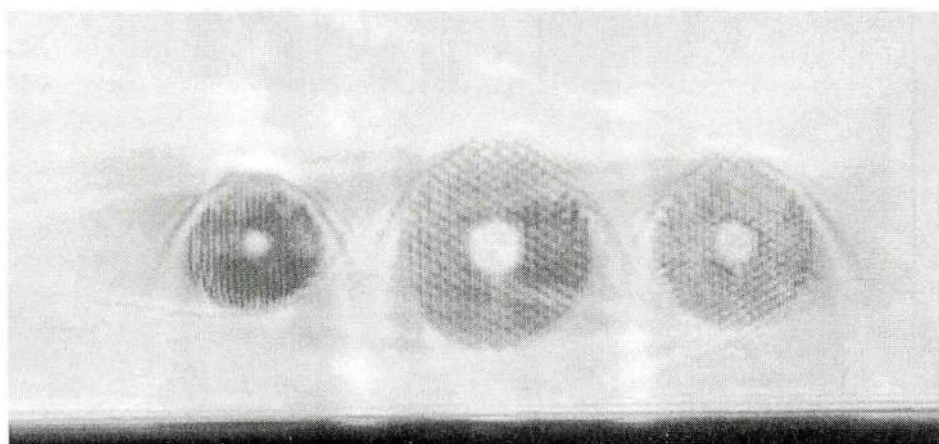


图 4.13 脉冲能量较大时出现二次聚焦所形成的波导结构

注：图中黑色箭头所指的为第一次聚焦所形成的波导结构，红色箭头所指的为二次聚焦所形成的波导结构。

之后又分别加工了 2.5, 10 和 3 μm 的三根波导，如图4.14所示，并测量了它们的透过率，如表4.4所示。

图 4.14 2.5, 10 和 3 μm 宽的波导端面结构

由表4.4 可知，损耗确实很大，与 Triplett 等人的实验实验结论一致，所以我们就按照前面所确定的写入激光脉冲能量和模拟参数，在 PPSLT 晶体内加工出了对应的波导结构，如图4.15所示，深度为 75 μm 。

由于退火能够降低波导的散射损耗和增加二次谐波的转换效率^[108]，我们分别测量了退火前后波导的透过率。波导退火的具体做法是使用一个铝箔将晶体

表 4.4 不同宽度波导的透过率

波导宽度 (μm)	369 nm	1018 nm
2.5	0.225	0.107
3	0.2	0.153
10	0.27	0.138

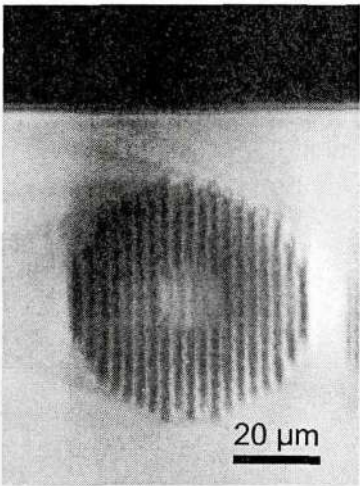


图 4.15 优化脉冲能量后制作出来的波导端面结构^[162]

包裹起来，置于 350 °C 的温度下保温一个小时，然后设定温度每降低 10 °C 保温 10 min，直至降低至室温。在退火之前我们测量了紫外光的透过率为 50%，1018 nm 的透过率约 25%。由于退火前后的测量步骤类似此处只介绍退火之后的测量过程，同时我们也测量了这几根波导对于 369，580 和 1018 nm 的成像情况，测量光路如图4.16 所示。

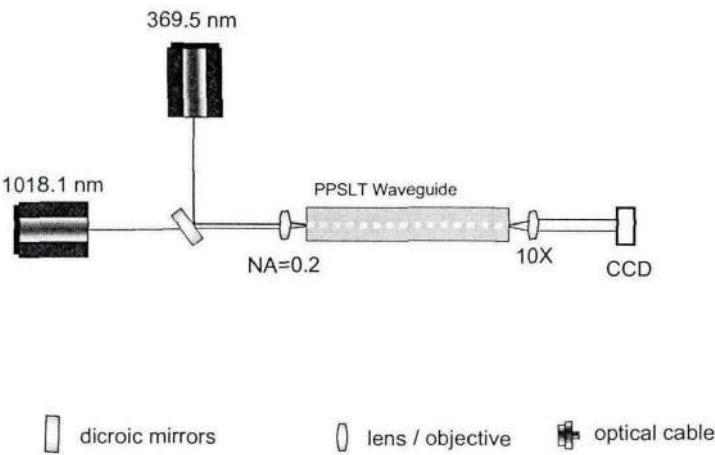


图 4.16 波导性能测试光路图

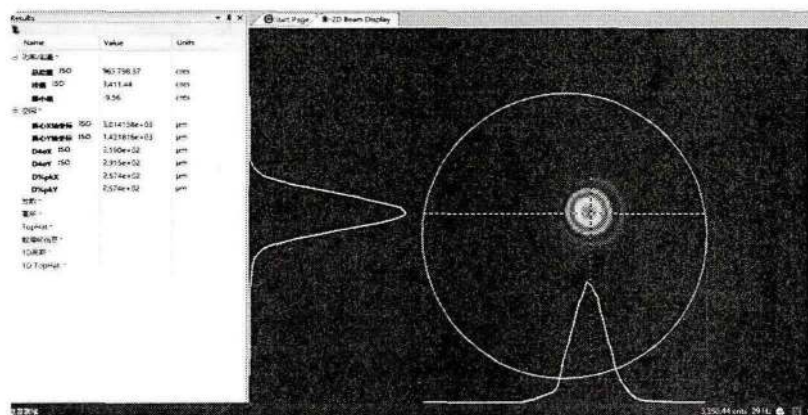


图 4.17 0.2NA 物镜对 369 nm 成像光斑

用一个 $\text{NA}=0.2$ 的物镜将光束耦合进波导，当光束出波导之后再使用一个 $10\times$ 的物镜对出射的光斑进行成像。由于开始时没有 580 nm 的差频光，我们使用 554 nm 的激光来代替。在测量之前之前我们首先检查了 0.2NA 物镜成像情况。 0.2NA 物镜对 369 nm 成像如图4.17所示，放大了 21.8 倍，入射光斑大约 $11.7\text{ }\mu\text{m}$ ，对 1018 nm 物镜则聚到了 $15\text{ }\mu\text{m}$ 。

• 369 nm 的透射情况

0.2NA 物镜对紫外光的透过率为 95%，10X 物镜对紫外光的透过率为 47%，整个晶体对 369 的透过率为 35%（该晶体只有一端镀了紫外的增透膜）。入射 $80\text{ }\mu\text{W}$ ，透射 $7.4\text{ }\mu\text{W}$ ，因此波导对 369 nm 的损耗为 $1 - 7.4 \div (80 \times 0.95 \times 0.47 \times 0.35) = 0.4$ ，出射光斑大约 $10\text{ }\mu\text{m}$ ，如图 4.18 所示。图中光斑放大了 25 倍，出射光斑直径 $10\text{ }\mu\text{m}$ 。

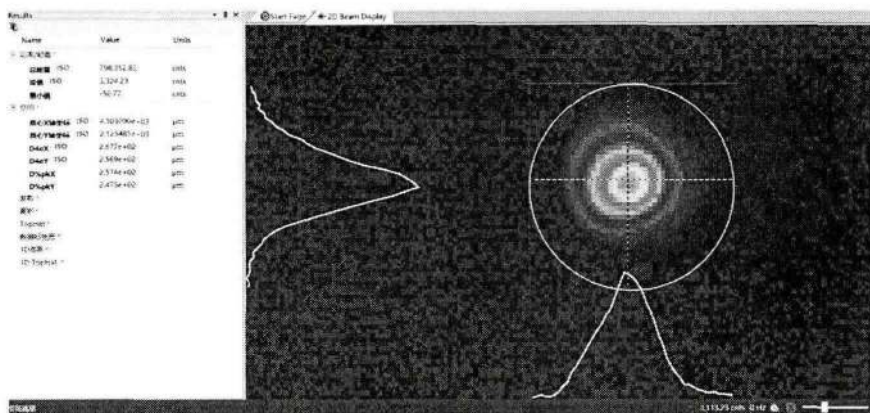
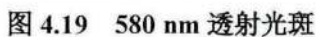


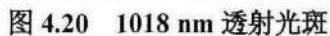
图 4.18 369 nm 透射光斑

- 580 nm 的透射情况

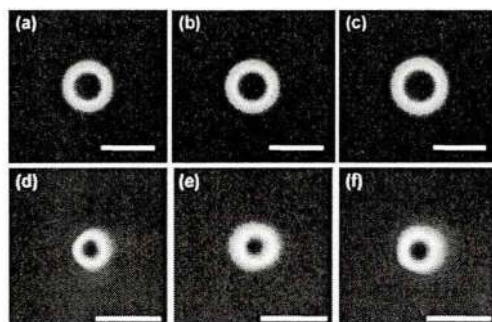
0.2NA 物镜对 580 nm 的透过率为 90%，PPSLT 晶体对 580 nm 的透过率 88%，10X 物镜对 580 nm 的透过率为 95%。当入射 130 μW 的 580 nm 的光强时，透射光强为 60 μW ，因此波导对 580 nm 的损耗为 $1 - 60 \div (130 \times 0.9 \times 0.88 \times 0.95) = 0.38$ ，出射光斑如图 4.19 所示，放大了 19 倍，出射光斑的大小为 13 μm 。



PPSLT 晶体对 1018 的透过率约为 92%，0.2NA 物镜和 10X 对 1018 的透过率约为 92%。入射 1018 nm 的光强为 42 mW 时，出射光功率为 8 mW，由此可得波导对 1018 nm 的损耗为 $1 - 8 \div (42 \times 0.92 \times 0.92) = 0.78$ ，如图 4.20 所示。图中光斑放大了 20 倍，出射光斑大约 $15 \mu\text{m}$ 。



70

图 4.21 模拟与实际测量的光斑模式^[162]

注：(a) ~ (c) 分别是模拟的 369, 580 和 1018 nm 出射光斑模式，(d) ~ (f) 分别代表实际测量的对应波长光斑模式，其分别是 8.7, 11 和 12.2 μm ，与模拟结果一致。图中的分度尺代表 10 μm 。

该测量结果说明了两点：

1. 由我们寻找出的参数所制作出的波导结构对紫外波段具有很好的束缚作用。
2. 退火能够显著降低波导对紫外波长的损耗，而对近红外波段的影响较小，这表明我们所制作的波导对近红外波段的束缚作用有限。虽然近红外波段的损耗较大，但是考虑到近红外波段是泵浦光，在实验中可以尽可能的提高泵浦光的光强，因为 PPSLT 晶体具有较高的光损伤阈值。

在测试了我们所制作的波导性能满足实验要求后，我们在极化周期为 7.36 μm 晶体上正式加工出了波导结构，经过测量，与之前波导的性能一致。

4.8 泵浦激光器的频率锁定

在进行波导转换效率的测试之前为了保证转换过程中的波长稳定，必须对泵浦激光器的频率进行锁定。此外，由于 Eu^{3+} 离子的存储带宽只有 20 MHz，转换出来的频率中心与 Eu^{3+} 的吸收中心可能并不完全重合，为了解决该问题，需要泵浦光能够进行频率调谐。目前最常用的稳频技术就是 PDH^[84]，如 3.2 节所述，其核心就是利用 FP 腔反射系数与激光频率漂移的关系得到鉴频信号，但是该方法无法实现激光频率的调谐，所以我们使用了边带锁频的方法来稳定泵浦激光器的频率。由于边带锁定技术是基于 PDH 技术来实现的，本节基于前述的 PDH 稳频方式的推导过程，先简要介绍边带稳频的原理，再介绍 1018 nm 泵浦激光器的频率锁定。

4.8.1 边带锁频

本实验需要的调谐范围可能较大，因此我们使用了边带锁定的方法，即用调制器在载波上调制出两个边带，将其中的一个边带锁在超稳腔上，由于主峰与

边带的距离是确定的，就相当于把激光频率锁在了腔上。边带锁频技术就是对 PDH 方式中调制出来的两个边带，再进行一次调制，之后就与 PDH 锁频方式类似。调谐时只需要改变第一次调制出的边带频率^[163-165]。

对式3.3再调制一次可得入射场为

$$E_c = E_0 e^{i[\omega t + \beta_1 \sin(\Omega_1 t + \beta_1 \sin(\Omega_2 t))]}, \quad (4.17)$$

将入射光场展开，类比式3.3，并舍去高阶项后可得：

$$\begin{aligned} E_c &= E_0 [J_0(\beta_1) + 2iJ_1(\beta_1) \sin(\Omega_1 t + \beta_1 \sin(\Omega_2 t))] e^{i\omega t} \\ &= E_0 J_0(\beta_1) e^{i\omega t} \\ &+ E_0 J_1(\beta_1) \left[J_0(\beta_2) e^{i(\omega + \Omega_1)t} + J_1(\beta_2) e^{i(\omega + \Omega_1 + \Omega_2)t} - J_1(\beta_2) e^{i(\omega + \Omega_1 - \Omega_2)t} \right] \\ &- E_0 J_1(\beta_1) \left[J_0(\beta_2) e^{i(\omega - \Omega_1)t} - J_1(\beta_2) e^{i(\omega - \Omega_1 + \Omega_2)t} + J_1(\beta_2) e^{i(\omega - \Omega_1 - \Omega_2)t} \right]. \end{aligned} \quad (4.18)$$

之后参照3.2节的 PDH 推导过程即可。其误差信号如图4.22所示，误差信号在其一阶边带处产生。

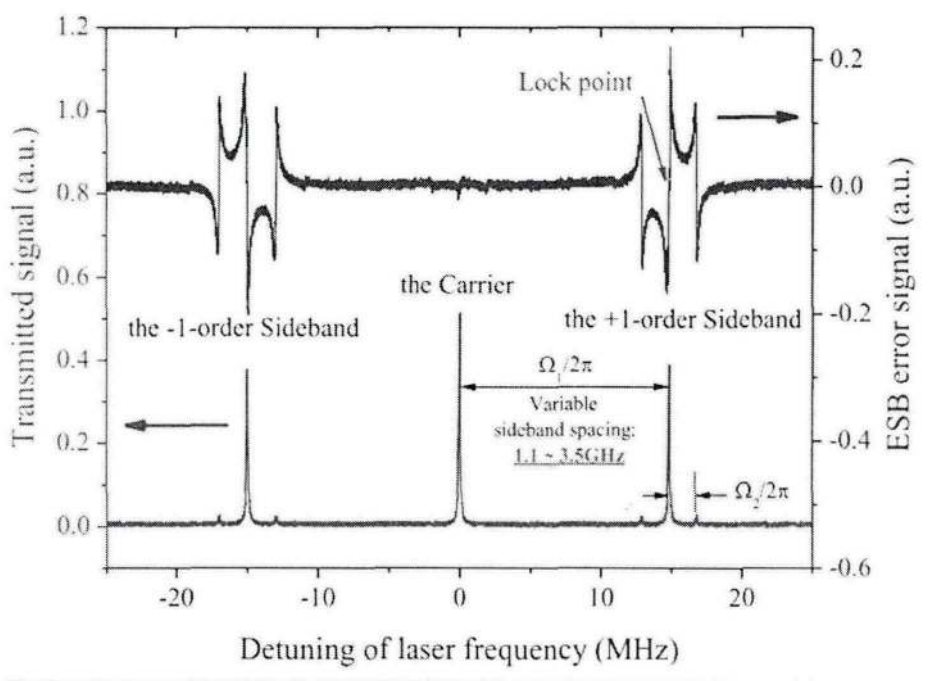


图 4.22 边带锁频的误差信号^[163]

4.8.2 1018 nm 激光器的锁定

与紫外激光器的频率锁定类似，通过制作一个超稳腔，再将泵浦激光器的频率锁定在超稳腔上。所用腔体材料与前述紫外激光器的频率参考一样，为康宁

的 87982。为了方便耦合我们将腔的精细度设为 300，腔长设为 $L = 98.5 \text{ mm}$ ，腔的自由光谱范围为 1.5 GHz。采用平凹腔结构，凹面镜的半径 $R = 100 \text{ mm}$ ，实际制作出的超稳腔结构如图4.23所示，其中左侧超稳腔为 1018 nm 激光器的频率参考，右侧的为前面 369 nm 激光器的频率参考。

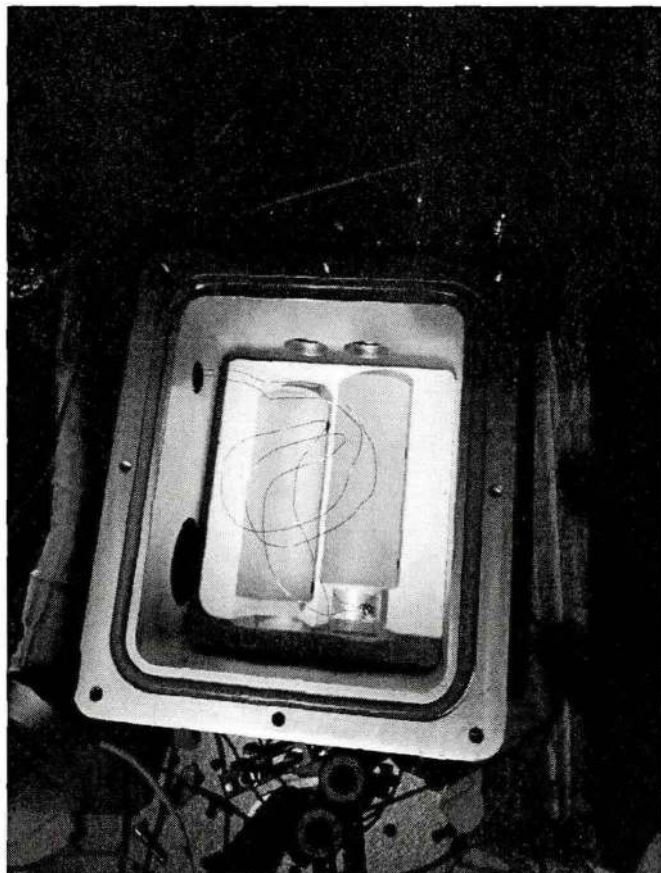


图 4.23 超稳腔结构^[162]

腔的束腰 ω' 大小为：

$$\omega' = \sqrt{\frac{\sqrt{R(R-L)} \lambda_{1018}}{\pi}} = 62.7 \mu\text{m}, \quad (4.19)$$

使用焦距 $f = 11 \text{ mm}$ 的透镜进行耦合，透镜到腔面的距离 d 为

$$d = f \times \frac{2\omega'}{\lambda_{1018}/0.1} = 135.6 \text{ mm}, \quad (4.20)$$

其中 0.1 为光纤的 NA。

腔镜的镀膜曲线如图4.24所示。测得腔的透射信号如图4.25所示，最终测得的腔的精细度为 325。

边带稳频的示意图如图4.26所示。由于器件较多我们将这些器件全部装到了一个机箱里，如图4.27所示。我们所用的伺服系统为 FLAC，它上面带了一个信

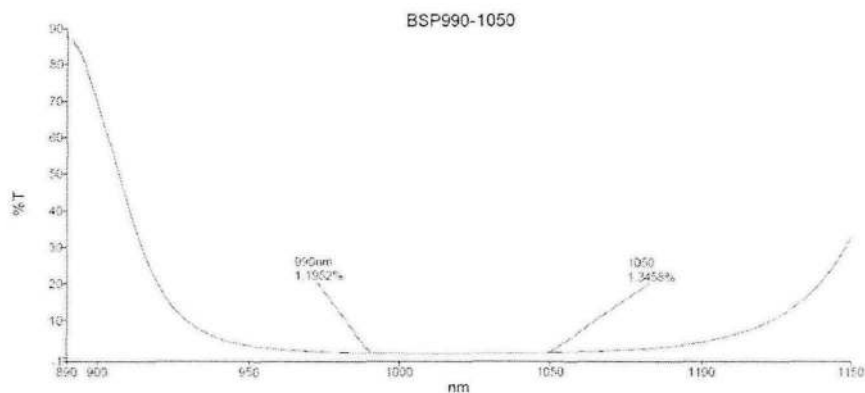


图 4.24 1018 nm 腔镜镀膜曲线

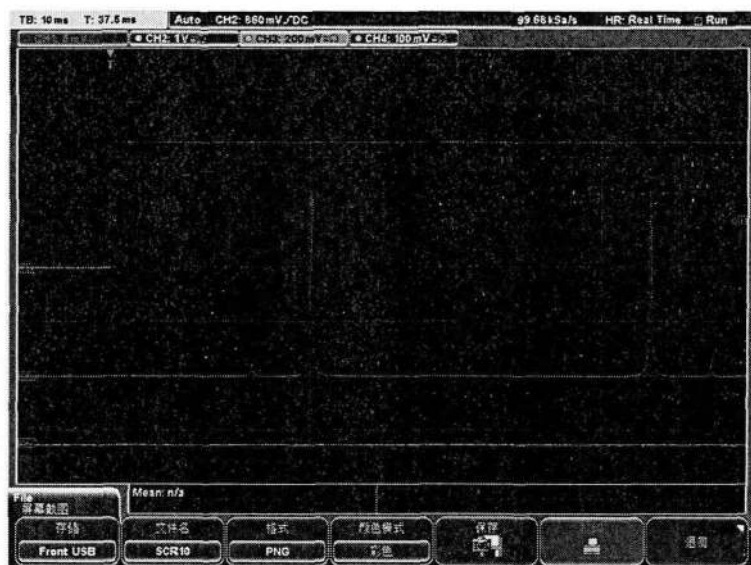


图 4.25 腔模透射信号

号源，但是其输出幅度只有 1 V，功率太小，所以后面我们增加了一个放大器，信号源 ADF4351 用来从载波中调出两个边带，FLAC 上的信号源用来产生误差信号。两个调制频率通过功分器 (ZX10-2-183-S+) 加载在 EOM 上，产生对应的频率边带。

系统的各个参数如下：入射进腔的功率为 4.95 mW，EOM 所加射频功率为 11.7 dBm，信号源 ADF4351 的频率为 2 GHz，设置衰减 0 dBm（输出 20 dBm，后面使用了 11db 的衰减器为了保护电路，实际输出只有 9 dBm），伺服系统的信号源幅度为 700 mV，EOM 输入光功率 27 mW。

由于没有合适的拍频激光，我们只能使用波长计来测量锁定后的频率漂移。由于波长计测量时需要进行频率校准，而我们有一台频率稳定的 739 nm 激光器（第三章中拍频所用的参考激光器），其频率波动小于 15 kHz/day，可以用于测量过程中波长计的校订。为了测量稳频的效果，我们让波长计同时记录 739 nm 和 1018 nm 激光器的频率，先用测量的 739 nm 频率减去其初始频率，得到了 739

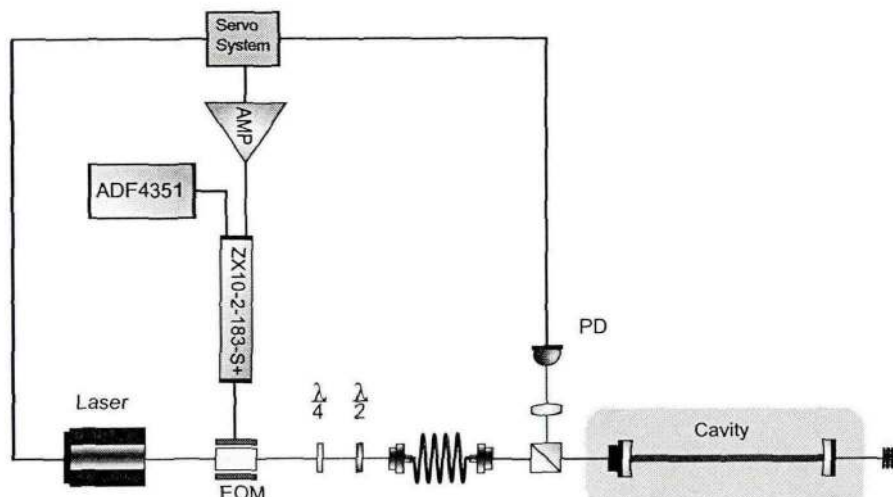


图 4.26 1018 nm 激光器的锁频示意图

注：图中的 Laser 表示泵浦激光器，ADF4351 是一个信号源用来在载波上调制出两个边带，AMP 表示放大器，用来放大伺服系统给出的调制信号，该调制信号用来产生误差信号。ZX10-2-183-S+ 是一个功分器，将前面的两个信号合在一起。EOM 用来在载波上产生对应的频率边带。

nm 激光器的频率漂移，再用测量的 1018 nm 激光器频率减去其初始频率，得到 1018 nm 激光器的频率漂移，由于 739 nm 激光器的频率是绝对稳定的，相当于一把尺子，我们将这两个激光器的频率漂移相减，就得到了锁定后 1018 nm 激光器的频率漂移情况。锁定后的频率变化如图 4.28 所示，1 个小时的频率波动小于 1 MHz。

我们再利用此方法记录了 1018 nm 激光器在自由运转和锁定状态下的频率漂移对比，如图 4.29 所示，由图可知进行频率锁定是很有必要的，图中蓝色线前面的一段漂移比较大是由于激光器刚开机还未到达平衡状态。

4.9 光子接口中 QFC 过程的差频转换效率

我们利用前面所加工出的波导结构来实现光子接口中的 QFC 过程。本节介绍测量波导中 QFC 过程差频转换效率的相关实验。

4.9.1 转换效率与温度的变化关系

使用之前频率锁定的紫外和泵浦光激光器来测量波导的差频效率，测量光路如图 4.30 所示。紫外光和泵浦光经过分色镜合束，之后通过 0.2NA 的物镜将光束耦合进波导里，出射端使用滤波片滤除紫外光和泵浦光。图中的 SPCM 是单光子计数器。

由 Sellmeier 公式和式 4.11 可知，差频效率对温度敏感，所以整个晶体需要

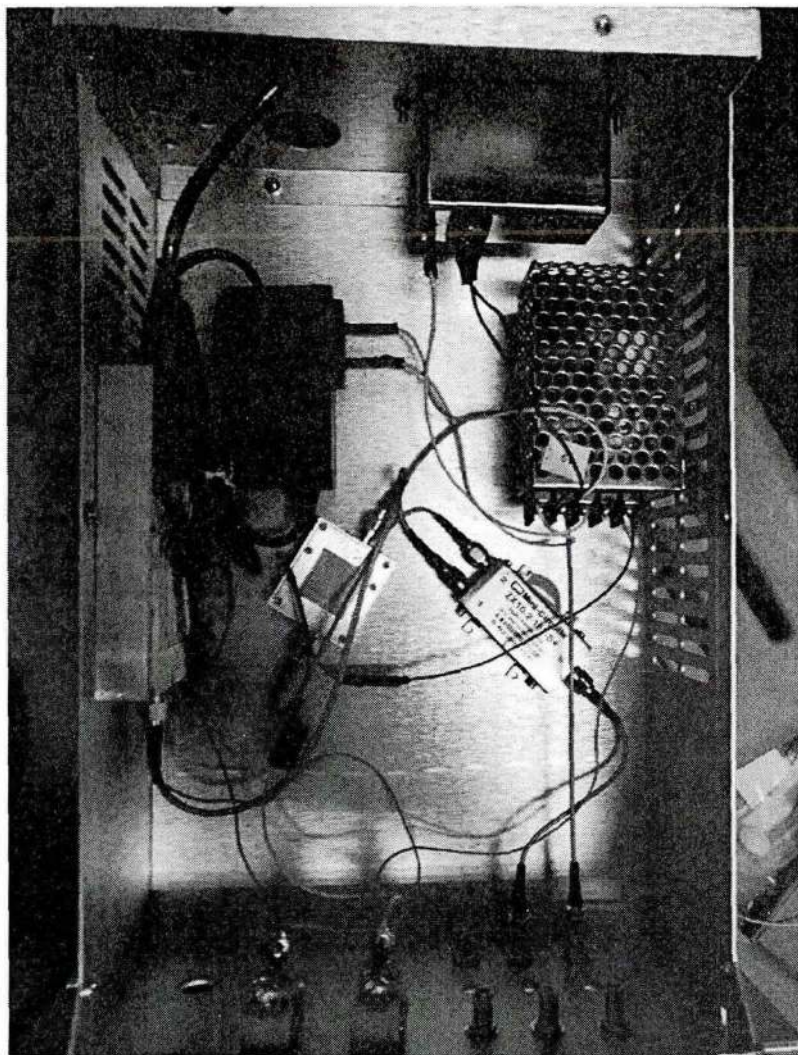


图 4.27 1018 nm 激光器锁频机箱

进行很好的控温，并且为了便于调节晶体的位置，晶体需要置于三维位移台上。整个光路是水平的，为了确保晶体不发生左右倾斜，我们设计了一种特殊的台子，如图4.31所示，晶体安装时只需要确保晶体的长边与台子的边缘重合即可保证晶体在水平方向的倾斜小于 0.05° 。晶体通过导热胶带粘在台子上。所有的光学元件都是水平放置，尽量确保晶体水平。关于光束是否垂直于晶体端面入射，可由端面反射光的方向判断，入射光束的倾斜可以由反射镜来调节，这样就大大降低了波导的耦合难度。

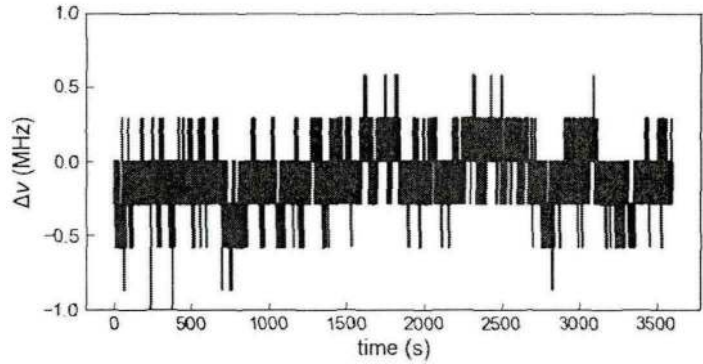


图 4.28 1018 nm 激光器频率锁定后的频率变化

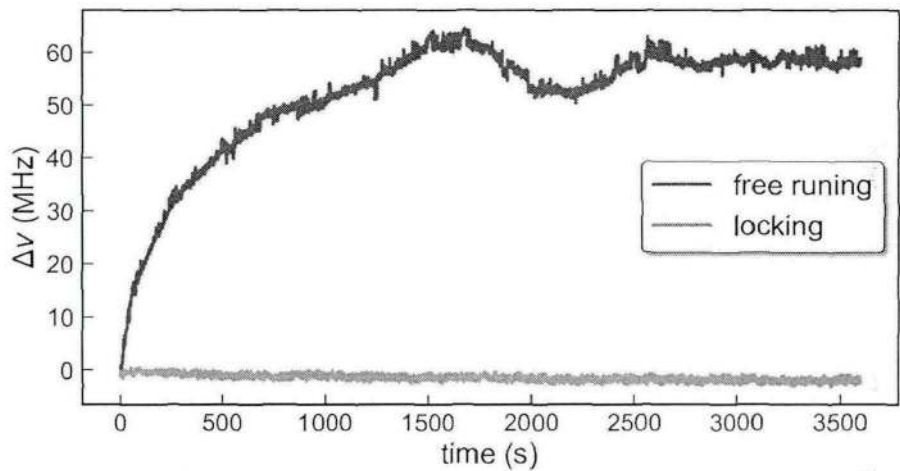


图 4.29 泵浦光频率自由运转与锁定时的频率漂移

注：蓝色线代表自由运转时激光器的频率漂移情况，橙色线代表频率锁定后激光器的频率漂移情况。

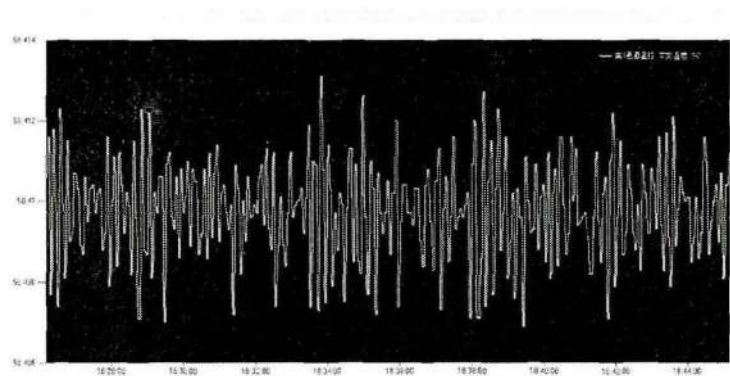


图 4.32 晶体控温效果

温度探头被放在台子内部，考虑到紫铜的导热性很好，台子由紫铜制成，经过测量温度的波动小于 $\pm 2\text{ mK}$ ，如图4.32所示。之后我们将光耦合进波并测量了波导的转换效率与温度的关系，如图4.33所示。

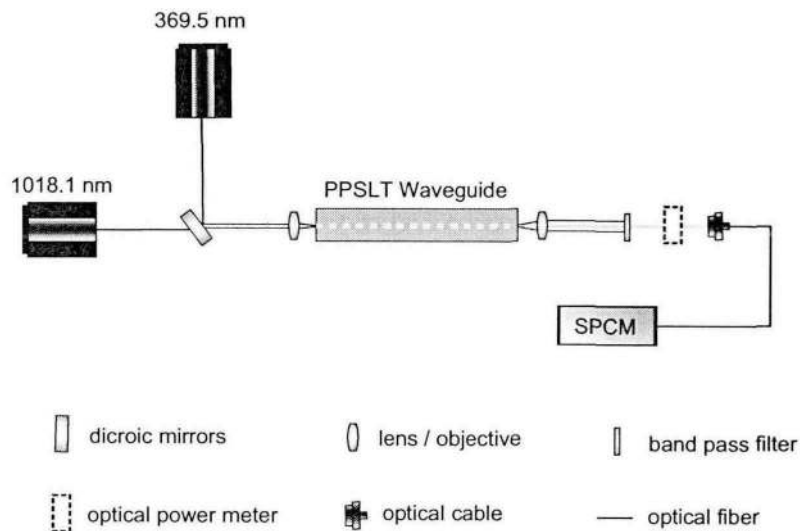


图 4.30 差频效率测量光路，图中的 SPCM 表示单光子计数器。^[162]

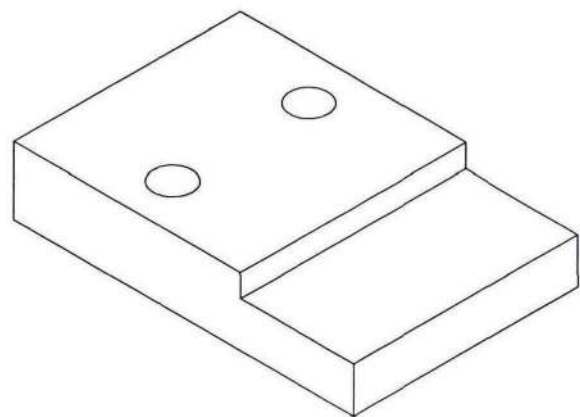
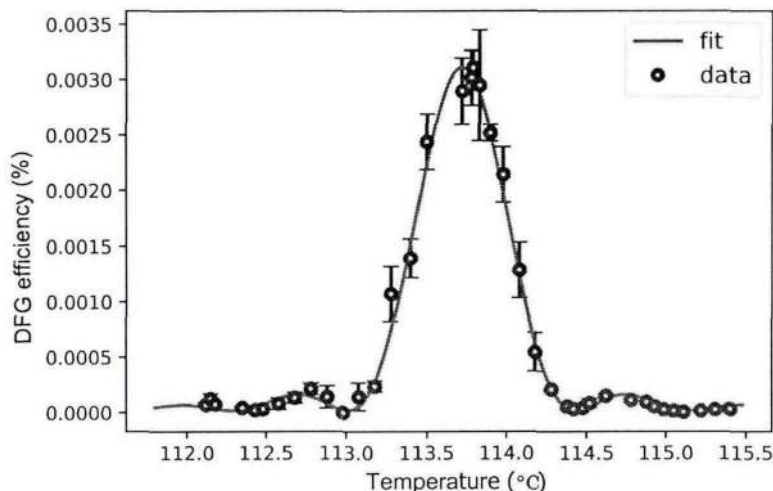


图 4.31 晶体安装台子

通过扫描晶体的温度，测得了具有 sinc^2 线型的曲线，最佳的相位匹配温度为 $113.78\text{ }^\circ\text{C}$ ，对应最高的转换效率是 $0.26\%\text{W}^{-1}\text{cm}^{-1}$ ，与文献^[166]的结果基本一致。匹配温度的带宽是 $0.6\text{ }^\circ\text{C}$ ，对应的匹配带宽大约 130 GHz 。相位匹配温度与第二章的计算结果差了 $13\text{ }^\circ\text{C}$ 。这可能是飞秒加工时使晶体的极化周期变小所致。

图 4.33 差频效率随温度变化曲线^[162]

由于实验中我们使用的是三阶准相位匹配，其转换效率效率很难做到很高，如果采用一阶的准相位匹配，其转换效率还能再上一个量级，但是一阶准相位匹配的周期大约 $2.6 \mu\text{m}$ ，如此短的极化周期对于极化电极的制作很具有挑战性，并且很难做到整个晶体的极化。但是对于本实验而言，极化深度做到 $100 \mu\text{m}$ 就能够在晶体内部制作波导，所以在未来我们打算使用该方法来进一步的提高转换效率。

此外，我们在实验中观察到波导端面的反射光不是光滑的，这可能是由于激光直写的过程中对波导端面的形状造成了影响，因此在激光直写后对晶体的端面进行抛光和镀膜，转换效率还能进一步提高。

4.9.2 转换效率与泵浦功率的关系

前面我们测的是强光的转换效率，考虑到波导中可能存在散射中心，对单光子级别的转换效率造成影响。于是为了比较强光和单光子级别入射下波导转换效率之间的差异。我们又分别测量了这两种入射情况下的转换效率与泵浦功率之间的关系。

在 $860 \mu\text{W}$ 的强紫外光的输入下，测得的最高转换效率是 0.85%，对应于 3.28 W 的泵浦功率和 113.78°C 的匹配温度，测量结果如图 4.34 (a) 所示。在改变泵浦功率时，由于泵浦光的能量很大，热效应比较明显，所以应该适当的调节一下波导的位置，以确保测量数据的正确性。

为了得到单光子级别的入射光，我们采用衰减激光功率的办法，最终入射的光子频率大约为 8.2 MHz。为了尽可能的滤除泵浦光的噪声，我们使用了一片 FESH0650 和两片 FESH0600（索雷博），总共对泵浦光的衰减达到了 20 个量级，同时为了滤除由泵浦光所产生的的噪声光子，我们在最后面使用了一块中心波

长为 580 nm 的窄带滤波片, 其带宽为 1 nm。测量结果如图 4.34 (b) 所示。

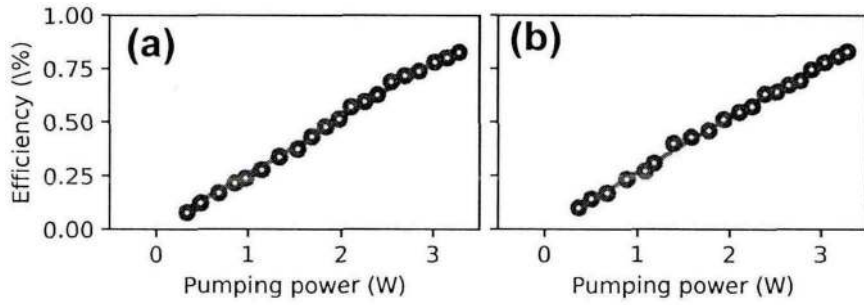


图 4.34 转换效率与功率的关系^[162]

注: (a) 强光入射下的转换效率。(b) 单光子量级入射下的转换效率。

通过比较可知, 在强光和单光子量级的入射条件下, 二者的转换效率并无明显差别。并且二者的转换效率基本与泵浦功率是线性关系, 这说明此时的泵浦光强仍未达到饱和, 如果继续增大光强, 则转换效率能进一步提高, 通过函数拟合^[42]可知, 其最大的转换效率为 1.17%, 对应的泵浦功率为 9 W。

4.9.3 噪声测量

由于高功率的泵浦光可能会增加转换过程中噪声光子的计数, 所以我们测量了转换过程中不同泵浦功率下的信噪比。在测单光子的转换效率过程中, 可以同时测量转换过程中的信噪比, 通过阻断信号光子的输入来测量噪声光子的计数, 再输入信号光子即可测得噪声和信号光子总的计数, 通过计算即可测得该转换过程中的信噪比。测量结果如图 4.35 所示。

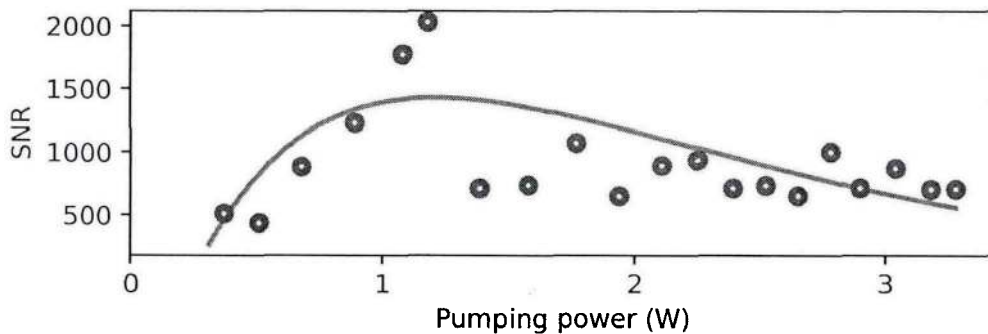


图 4.35 单光子量级转换过程中的信噪比^[162]

注: 图中的点表示实验数据, 褐色的线表示拟合曲线。

由图 4.35 可知, 转换过程的信噪比大于 500, 在最优的 1.2 W 的泵浦功率下, 其信噪比 > 1400。这说明即使在高功率泵浦条件下, 该转换过程仍然能够实现较高的信噪比。如果后面再使用窄带滤波器, 如 FP 腔, 其信噪比将会进一步提高, 这将十分有利于提高转换前后量子态的保真度^[167-168]。能够取得如此高信噪比的原因在于我们采用了长波长泵浦的方案^[44,50], 这意味着在转换过程中不

存在自发参量下转换的噪声,即使在高功率泵浦下,由泵浦光所产生的噪声光子对转换过程中的信噪比影响不大^[42,50]。同时参与差频过程的三个波长的频率差 $> 300 \text{ THz}$,所以此时的拉曼噪声的影响也很小^[169]。本实验中唯一的噪声来源是自发参量上转换,这在高功率泵浦的情况下是无法避免的。但是该类型的噪声强度能够通过窄带滤波器进行衰减。对于固态量子存储而言, Eu^{3+} 离子的存储带宽为 20 MHz ,这意味着噪声光子的计数将会降至 10^{-3} 量级,如此低的噪声将会有利于实现一个高信噪比的光子接口。

4.10 本章小结

本章首先说明了我们使用的晶体类型及几种主要的波导制作方式,接着设计并模拟了实验所用的波导结构的各个参数,为寻找最优匹配温度和设计波导耦合的透镜系统提供了基础。模拟分析表明我们所设计的波导结构能够同时传输 $369, 580, 1018 \text{ nm}$ 的基模。通过实验结果对比,寻找到了最优的飞秒脉冲写入能量。然后制作了不同宽度的波导,并与 Triplett 等人^[108] 的结果进行了比较,发现结果基本一致。经过测试,验证了我们所制作的波导能够实现光子接口中紫外波段的 QFC 过程,并且转换过程中的信噪比 > 500 。为下一步紫外到可见波段量子态的转换做好了准备。

第5章 紫外到可见波段量子态转换

连接各种不同的量子体系是建立未来混合量子网络的关键^[43,46,170-171]，该网络通过光子接口将各种不同量子体系的优势结合起来，从而完成量子信息的处理和存储等操作^[41,172]。在将各个量子体系连接起来之前，需要解决光子接口中的波长匹配问题，通常使用 QFC 方法来解决该问题，该方法提供了一种有效的方式来实现不同量子体系之间的连接，近年来利用该方法人们已经取得了许多具有重要意义的研究成果^[42,45,48,166]。已经证明该方法能够保存转换前后的许多信息，例如一阶二阶的相干性，偏振，轨道角动量和纠缠等^[40,173-177]。

对于混合量子网络中的光子接口而言，在完成不同量子体系的波长匹配后，还需要能够在各个量子体系之间进行信息的传递，即实现不同波长之间量子态的转换。目前进行量子态转换的装置主要有两种类型，使用两根或单根波导实现量子态的转换。因斯布鲁克的研究小组^[41]使用了第一种结构，他们使用两块串联的 PPLN 波导完成了 854 nm 到 1550 nm 量子态的转换，在两块晶体中间使用菲涅尔相位延迟器来改变输入波导中光子的偏振，这种结构的好处在于所有的光束都沿同一路径，不需要考虑偏振模式之间的相位问题。使用该结构的前提是波导对于光束的透过率要足够高，对于长波而言，这不是问题，但是对于紫外波长而言，就很困难，我们波导的透过率为 60%，两次透过将只有 36% 的透过率，这会极大的降低转换效率及纠缠产生的速率。萨尔兰大学的研究人员^[45]使用了单根波导完成了量子态的转换，他们在将两个偏振模式从空间上分开之后，再从同一根波导的两端耦合进去，二者在波导内的传输方向相反。这种方式的好处是只需要一根波导，即可完成偏振态的转换。其缺点在于需要保持两个偏振模式之间的相位稳定。

本章将基于上一章所制作的波导，介绍紫外到可见波段量子态转换的相关实验。

5.1 偏振态转换装置

由于单根的波导只能转换一个偏振模式的光子，而光子偏振态由两个相互垂直的偏振模式构成，所以我们使用了与前面一致的加工参数，在另一块 PPSLT 晶体上又加工出了一根波导，经过测试二者的转换效率和对三个波长的透过率相同，这样量子态的两个偏振模式都能够被转换。

考虑到前述的量子态转换方式存在各自的缺点，我们设计了一种对称式的偏振态转换装置，如图5.1所示。为了将两个偏振模式在水平方向分开一段距离，

我们设计了一种梯形结构的偏振分束棱镜 (TPBS)，它由一个楔形和一个平行四边形的晶体所构成。由于 PPSLT 波导要求入射光是竖直偏振，为了将水平偏振的光转成竖直方向的偏振，一个四分之一波片被加在 TPBS 一个透射端，其光轴与竖直方向的夹角为 45 度，能将光子的水平偏振模式转换为竖直偏振模式。在转换完成后需要在波导的透射端再使用一块 TPBS 将之前的被旋转的水平偏振模式再还原回去。需要注意的是在波导入射端使用的四分之一波片为 369 nm 波段，而在波导透射端所使用的四分之一波片则应为 580 nm 波段。这样整个光路为对称结构，两个偏振模式之间的相位差可以做的相对稳定。

图5.1中 APAC10 是一块 NA=0.2 的镜片，目的是使 580 的差频光能够近似平行的出射。为了保证两路光能够完全合起来，其中一块 APAC10 镜片被安装在了一个三维压电位移台上。PA 表示偏振分析仪。

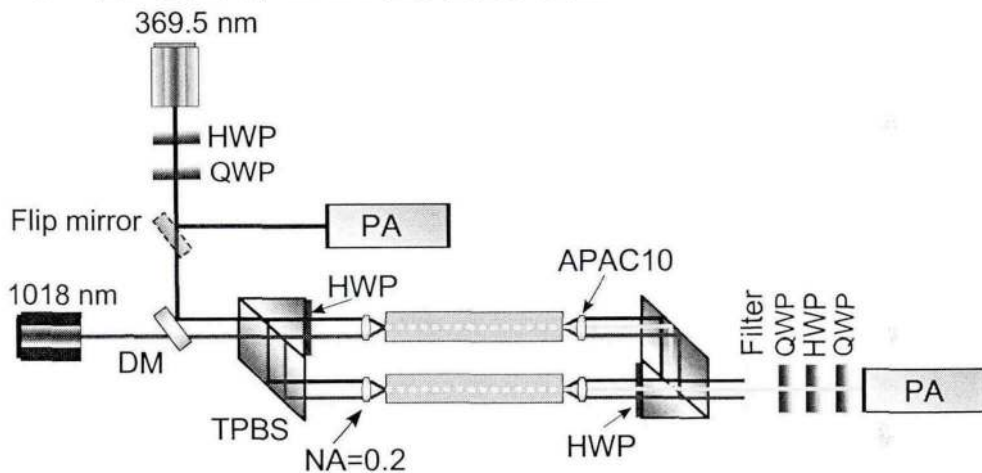


图 5.1 偏振态转换装置示意图^[162]

注：图中各符号的意义如下：HWP，半波片；QWP，四分之一波片；Flip mirror，翻转镜；PA，偏振分析仪；DM，二向色镜；TPBS，梯形结构的偏振分束棱镜；APAC10，NA = 0.2 的物镜；Filter，滤光片。

5.1.1 温度稳定性的测量

差频效率对温度变化敏感，同时由于光斑较小，较小的温度波动也会影响耦合效率，因此实验光路的温度控制至关重要。为了更好的控温，除了对晶体进行控温之外，我们对放置波导耦合物镜的底座和晶体温控的热沉都进行了控温。温度通过 TEC（半导体制冷片）进行控制。各 TEC 片的功能说明如下：TEC1 和 TEC2 是晶体台子的 TEC 片，TEC3 和 TEC4 是晶体台子热沉的 TEC 片，TEC5 是放置各个耦合镜片底座的 TEC 片，整个系统共有 5 路温控。同时为了减少空气对流的影响我们又设计了一个隔绝空气流动的罩子，将三维位移台和整个转换光路罩起来。整个光路如图5.2所示。图中 L1，L2 表示两块 PPSLT 晶体。

把整个光路罩起来之后，待温度稳定，我们测量了晶体台子热沉的温度变

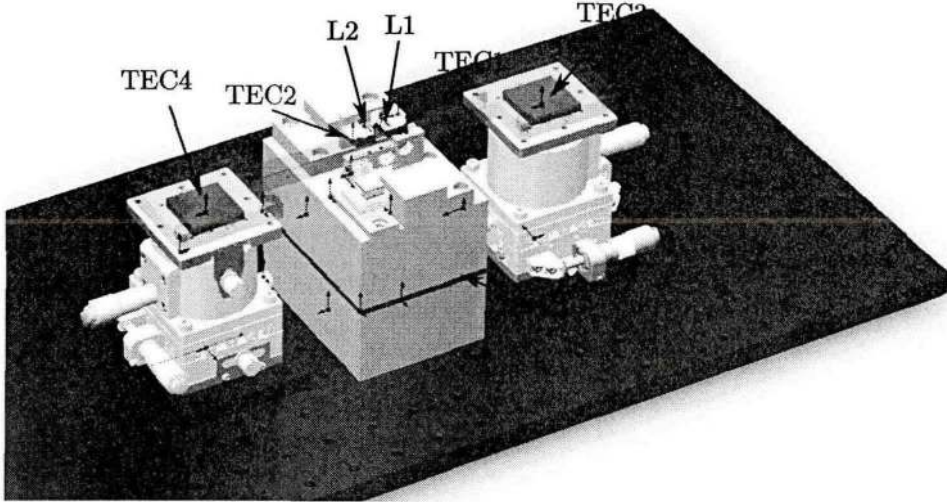


图 5.2 偏振态转换光路的温控系统

注：图中各 TEC 片的功能说明如下：TEC1 和 TEC2 是晶体台子的 TEC 片，TEC3 和 TEC4 是晶体台子热沉的 TEC 片，TEC5 是放置各个耦合镜片底座的 TEC 片。L1 和 L2 表示两块 PPSLT 晶体。

化情况，如图 5.3 所示。因为需要从 TEC3 处调节两个晶体的位置，该处的密封性不如 TEC4，所以温度变化略大。由图可知晶体台子的热沉温度波动都在 ± 50 mK 左右。晶体上的温度波动则做到了 ± 7.5 mK，能够完全满足实验要求。

5.2 标准量子过程层析

为了表征偏振态转换装置的性能，我们采用了标准量子过程层析 (SQPT) 的方法。标准量子过程层析对于表征量子器件在退相干方面至关重要。SQPT 已经在液态 NMR^[178-180]，光学^[181-182]，原子^[183]和固态系统^[184]中进行了实验演示。本节介绍标准量子过程层析的原理^[185]。

在一般的情况下，假定系统的初始态能够被因式分解，则开放系统的动力学过程能够被一个完全正定的线性映射所表示

$$\varepsilon(\rho) = \sum_i A_i \rho A_i^\dagger, \quad (5.1)$$

其中 ρ 为系统的初始态， $\rho \in \text{Re}(\mathcal{H})$ ， Re 为作用在希尔伯特空间 $\mathcal{H}$ 的一个线性算符。算符 A 满足 $\sum_i A_i^\dagger A_i \leq I$ 。假设 $\{E_i\}_{i=0}^{d^2-1}$ 是算符 $\text{Re}(\mathcal{H})$ 的一组基，并满足正交条件

$$\text{Tr}(E_i^\dagger E_j) = d \delta_{ij}. \quad (5.2)$$

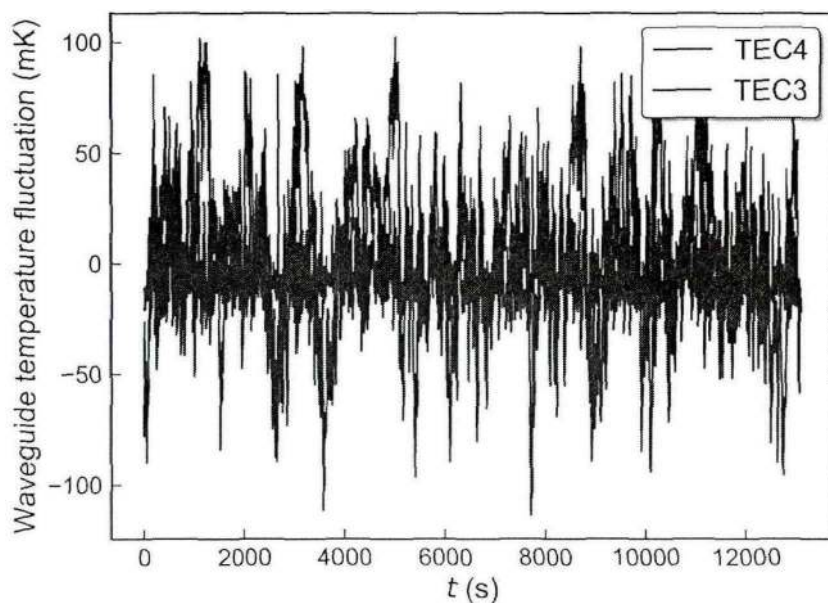


图 5.3 晶体台子热沉的温度变化

注：图中 TEC3 是 L1 晶体台子热沉的温度变化，TEC4 是 L2 晶体台子热沉的温度变化。

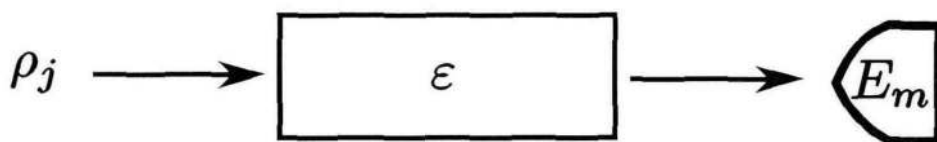


图 5.4 标准的量子过程层析

A_i 能够被重新分解为 $\epsilon(\rho) = \sum_m A_{im} E_m$ ，因此

$$\epsilon(\rho) = \sum_i^{d^2-1} \chi_{mn} E_m \rho E_n^\dagger, \quad (5.3)$$

其中 $\chi_{mn} = \sum_j a_{mj} a_{nj}^*$ ，正的超算符 χ 包含映射 ϵ 的全部信息，也就是 ϵ 的特性可以由超算符 χ 的 d^2 个矩阵元所描述。其中 E_i 扮演着观察者的角色。当映射 ϵ 是保迹的时候，即满足 $\sum_i A_i^\dagger A_i = I$ 时，对应的超算符只有 $d^4 - d^2$ 个独立的元素。

如图5.4所示，SQPT 的中心思想是准备 d^2 个线性独立的输入 $\{\rho_k\}_{k=0}^{d^2-1}$ 然后使用量子态层析^[3,186-187]的方式测量每一个输入态的对应输出态 $\epsilon(\rho_k)$ 。由于映射 ϵ 是线性的，所以在原则上，它能够由实验所测的数据重构。用 $\{\rho_k\}_{k=0}^{d^2-1}$ 作为 $d \times d$ 维空间中的一组线性独立的基，可以选择取 $\rho_k = |m\rangle\langle n|$ ，其中 $\{|m\rangle\}_{m=0}^{d-1}$ 是 $\mathcal{H}$ 的一组正交基。记 $|+\rangle = (|m\rangle + |n\rangle)/\sqrt{2}$ ， $|-\rangle = (|m\rangle - |n\rangle)/\sqrt{2}$ ， $|m\rangle\langle n|$ 可以被重构为 $|m\rangle\langle n| = |+\rangle\langle +| + |-\rangle\langle -| - [|m\rangle\langle m| + |n\rangle\langle n|] (1+i)/2$ 。由于 ϵ 是线性的

可知 $\varepsilon(|m\rangle\langle n|)$ 可以由 $\varepsilon(|+\rangle\langle +|)$, $\varepsilon(|-\rangle\langle -|)$, $\varepsilon(|m\rangle\langle m|)$ 和 $\varepsilon(|n\rangle\langle n|)$ 所确定。此外, $\varepsilon(\rho_k)$ 用这些基的线性组合组合所表示, $\varepsilon(\rho_k) = \sum_l \lambda_{kl} \rho_l$, 测量结果包含在 λ_{kl} 中。当 $\rho_k = E_k$ 时, 其值为算符 E_k 的期望值,

$$\lambda_{kl} = \text{Tr} [E_k \varepsilon(\rho_k)], \quad (5.4)$$

结合关系式 $E_m \rho E_n^\dagger = \sum_l B_{mn, lk} \rho_l$, 能够得出 $\lambda_{kl} = \sum_{mn} B_{mn, lk} \chi_{mn}$, 将之写为矩阵的形式

$$B\chi = \lambda, \quad (5.5)$$

B 由所选择的基 $\{\rho_k\}$ 和 $\{E_m\}$ 所确定, 而 χ 由量子态的层析所确定, 因此超算符 χ 就能由上式所确定, 但是一般而言, χ 不是由该式唯一的确定。同时我们也可以求出算符 ε 的表达式。将 χ 对角化

$$\chi = UDU^\dagger, \quad (5.6)$$

得到各个矩阵元 $\chi_{mn} = \sum_k U_{mk} D_{kk} U_{kn}^\dagger$, 并由关系 $E_i = \sum_m e_{im} \vec{E}$ 可得

$$E_i = \sqrt{d_i} \sum_j U_{ij} \vec{E}, \quad (5.7)$$

至此映射 ε 的操作算子, 也得出来了。

综上, 要想确定一个未知过程的量子动力学过程, 需要准备一组正交的量子态, 然后测量这组量子态经过未知过程的输出, 联立这个线性方程组, 即可求得未知过程的变换矩阵。对于本实验而言就是确定由我们加工的两个波导所构成的频率转换装置对于输入量子态的转换矩阵。对于一个理想的量子态转换装置, 其对应的转换矩阵为单位阵, 所以我们关注的重点就是实际的转换矩阵对于单位阵的保真度。

5.3 紫外波段到可见波段的量子态转换

5.3.1 转换光路保真度的测量

图5.1 中的对称式光路可以保持两个偏振模式之间的相位差稳定, 但是却不能将之变为零, 所以在转换光路的出射端我们使用了四分之一波片、二分之一波片和四分之一波片的结构, 将二者的相位差变为零。

为了评估该转换装置的性能, 要求出转换光路的变换矩阵, 由前一小节, 对于标准的 SQPT 而言, 需要测量一组正交量子态经过该转换装置的输出。所以我

们分别测量了 $|H\rangle$ 、 $|V\rangle$ 、 $|A\rangle$ 、 $|D\rangle$ 、 $|R\rangle$ 、 $|L\rangle$ 六个偏振态的输入及其输出情况。各个偏振态由四分之一和二分之一波片产生，然后由偏振分析仪（PA; SK010PA; Schäfer+Kirchhoff GmbH, Germany）检查和记录。当输入端的记录结束之后，将图5.1中的翻转镜片转下去，让紫外光参与差频过程。最后在波导的出射端再使用一个 PA 来记录转换后的各个偏振态的斯托克斯参数。

5.3.2 斯托克斯参量与保真度的关系

由于偏振分析仪测量的结果是斯托克斯参数，而计算保真度时使用的都是各个测量基下的概率，因此有必要推导一下斯托克斯参数与在各个测量基下所测概率的关系。

单量子比特密度矩阵的定义可以写为

$$\rho = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 S_i \hat{\sigma}_i,$$

其中 σ_i 为泡利算符：

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \hat{\sigma}_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \hat{\sigma}_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}, \hat{\sigma}_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}.$$

斯托克斯 S_i 定义如下

$$S_i \equiv \text{Tr} \{ \hat{\sigma}_i \hat{\rho} \},$$

$$S_0 = P_{|H\rangle} + P_{|V\rangle},$$

$$S_1 = P_{|D\rangle} + P_{|A\rangle},$$

$$S_2 = P_{|R\rangle} + P_{|L\rangle},$$

$$S_3 = P_{|H\rangle} - P_{|V\rangle},$$

其中 $P_{|\psi\rangle}$ 代表测量态 $|\psi\rangle$ 的概率。

综上可以得出：

$$P_{|H\rangle} = \frac{S_0 + S_3}{2},$$

$$P_{|V\rangle} = \frac{S_0 - S_3}{2},$$

$$P_{|D\rangle} = \frac{S_0 + S_1}{2},$$

$$P_{|A\rangle} = \frac{S_0 - S_1}{2},$$

$$P_{|R\rangle} = \frac{S_0 + S_2}{2},$$

$$P_{|L\rangle} = \frac{S_0 - S_2}{2}.$$

但是我们知道竖直偏振光 $|H\rangle$ 的斯托克斯参量为 $\begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}^T$, 带入可得 $P_{|H\rangle} = 0.5$, 与事实不符, 通过验算可以发现, 问题在于二者的坐标轴不同, 需要进行一下坐标轴的旋转, $S_3 \rightarrow S_1, S_1 \rightarrow S_2, S_2 \rightarrow S_3$

于是可以求得最终的表达式为:

$$P_{|H\rangle} = \frac{S_0 + S_1}{2},$$

$$P_{|V\rangle} = \frac{S_0 - S_1}{2},$$

$$P_{|D\rangle} = \frac{S_0 + S_2}{2},$$

$$P_{|A\rangle} = \frac{S_0 - S_2}{2},$$

$$P_{|R\rangle} = \frac{S_0 + S_3}{2},$$

$$P_{|L\rangle} = \frac{S_0 - S_3}{2}.$$

因此在测得偏振态的斯托克斯参数后可以直接求得各个测量基下的概率。然后可以由 SQPT 方法求出整个频率转换装置的转换矩阵, 之后再按照公式^[175]计算整个量子态转换装置相对于理想量子态转换装置的保真度。实际测量的该转换装置的转换矩阵如图5.5所示, 其中的实线代表的理想的转换矩阵, 整个转换装置的保真度为 $(96.13 \pm 0.021)\%$ 。

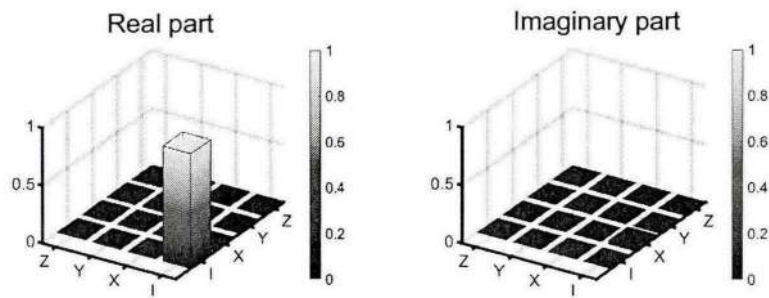


图 5.5 转换矩阵的实部和虚部，图中的实线表示理想的转换矩阵（单位阵）^[162]

5.4 频率转换装置的稳定性

为了测试该转换装置的稳定性，我们测量了转换保真度随时间变化的关系。在测量过程中除了系统的温控之外，没有任何主动反馈的方式，只有一个隔绝空气流动的隔离罩，测量结果如图5.6所示。

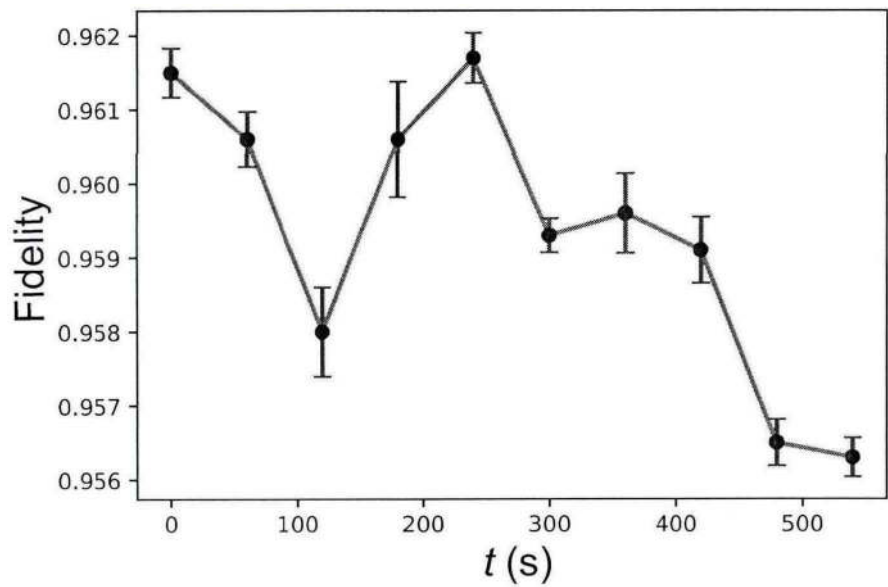


图 5.6 转换保真度随时间的变化^[162]

测量的时间是 10 分钟，在 10 分钟内转换装置的保真度的变化 < 1%（偏振分析仪的测量精度是 5%，整个测量过程中保真度的变化在偏振分析仪的测量精度内），该结果表明量子态转换装置的性能十分稳定。

5.5 本章小结

本章主要介绍了紫外波段到可见波段量子态的转换。首先介绍了量子态转换的实现方案，通过对称式的转换光路尽可能保证转换过程中两个偏振模式之间的相位稳定。为了提高整个光路的稳定性，我们使用了 5 路温控，最终晶体的温度做到了 ± 7.5 mK，该结果能保证转换过程中两个偏振之间的相位稳定，最后基于该装置完成了紫外到可见波段的量子态转换，该成果为基于离子阱系统和

固态量子存储系统的混合量子网络的建立铺平了道路。

第6章 总结及展望

本文主要是面向混合量子网络中光子接口的研究,完成了光子接口中离子光子纠缠态的制备和紫外到可见波段的波长转换。为了提高纠缠制备速率及保真度需要用皮秒脉冲激发离子,因此我们又进行了皮秒脉冲激发离子的相关研究。同时我们完成了混合量子网络建立所需的一些准备工作,如量子信道的稳定及具有大调谐范围的紫外激光器和泵浦激光器的频率锁定。

本论文的研究是为了解决离子阱体系与固态量子存储体系连接时的光子接口问题,为将来基于二者混合量子网络的实现铺平道路。之所以会考虑这两个体系是因为离子阱是目前量子计算研究中技术进展最快的体系,很适合作为混合量子网络中的操作节点,而固态量子存储中的掺铕硅酸钇($\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$)体系具有长达6个小时的相干时间,很适合作为混合量子网络中的存储节点。如果能把二者连接起来就能构建一个性能优异的混合量子网络。由于二者之间通过光子接口连接,所以首先需要解决连接光子的产生问题,我们使用连续光激发制备了离子光子纠缠态,实验测得的纠缠保真度为84.7%。由于连续光激发会导致离子光子纠缠保真度和纠缠产生速率的下降,需要使用皮秒脉冲激发离子,因此我们制作了皮秒单脉冲选择装置并完成了离子的皮秒脉冲激发。接着需要解决二者的波长转换问题,现在解决不同量子体系之间波长转换的常用办法就是使用QFC。由于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的荧光波长位于紫外,其相对于长波长的QFC存在晶体吸收较大、极化周期太短难以加工和转换效率不高等诸多问题,实验上关于紫外波段的QFC研究也屈指可数。虽然面临以上问题,但考虑到该混合量子网络极具潜力的应用前景,我们还是选择迎难而上,直面挑战。根据罗开红等人的工作,在实验最开始的时候,我们使用的也是PPKTP晶体,但实验中发现其在紫外波段的透过率受温度的影响较大,在匹配温度上晶体对紫外波段的透过率仅为10%,不适合用在未来混合量子网络的构建中。后来经过调研比较,了解到PPSLT晶体对369 nm的透过率较高,且透过率不受温度的影响。虽然它的非线性系数低一点,但是具有较高的光损伤阈值,可以靠提高泵浦功率的方法来提高转换效率,所以我们最终选择了该晶体。

选择晶体之后,还需要想办法提高光子接口中QFC的效率,虽然通过提高泵浦功率的方式可行,但提高有限,因为非线性转换效率都有一个最佳的泵浦功率。最好的办法就是在晶体内制作出波导结构,这样不仅能提高光功率密度还能增加光子之间相互作用的长度,并且波导内传输的基模模式还有利于与光纤模式进行耦合。我们实验中所涉及的波长位于紫外、可见和近红外,如何将差距如此大的波长都束缚在波导内传输就成为了一个难题,为此我们设计了能够实现

宽波段匹配的波导结构。在设计中优先考虑紫外波长的透过率，因为紫外光是信号光子，而近红外光是泵浦光，损失一点关系不大，可以通过提高泵浦功率来补偿。结合近年来的研究，通过飞秒激光直写方式制作的波导倍频转换效率能做到60%^[188]，并且飞秒直写的加工步骤简单，速度快，能够很快的反馈修改，我们使用该方式在PPSLT晶体内制作出了波导结构。通过模拟和实验优化，波导在紫外波段的透过率能做到60%。之后测量了其差频效率和信噪比，并且基于我们所制作的波导，搭建了量子态转换装置，证明了该装置能很好的完成量子态转换，转换信道的保真度能够达到96.15%，且性能稳定。紫外量子态转换装置的实现，为固态量子存储中的掺铕硅酸钇（ $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ）体系和离子阱中 $^{171}\text{Yb}^+$ 体系的连接提供了一个有力的工具。

此外，我们还完成了混合量子网络建立前的一些准备工作。我们分别利用偏振反馈和边带锁频技术完成了量子信道的稳定和泵浦激光器的频率锁定。在本论文写作之前我们也已经进行了离子荧光耦合的实验，耦合效率做到了大约30%。前面所有的这些工作都为二者的直接相连做好了准备。同时，本实验中还有许多工作需要提升和优化，例如单脉冲时序选择系统还需要进一步升级，以完成与固态量子存储相关时序的同步，考虑到二者相距较远，电信号的衰减较为严重，未来采用光信号同步较为合适。我们波导的性能还需要进一步提升，目前QFC的转换效率还不是很高，与罗开红等人的工作相差较远。Hanada等人^[189]利用飞秒加工技术在氟聚合物材料中加工出了能够单模传输266-632.8 nm的波导结构，在355 nm波长的损耗为16.25%，这对于我们波导性能的提升具有很大的参考意义，他们的写入速度为1.5 mm/s，实际上波导的形成与写入脉冲能量和扫描速度有关，在本文中我们仅优化了写入脉冲的能量，所以接下来我们还需要同时优化这两个参数，这样波导的透过率应该能显著提升。对于转换效率的提升，目前最好的方法是使用低阶的准相位匹配，考虑到对整个晶体极化较为困难，我们考虑只极化100 μm 深就能够满足波导的制作需求，所以接下来我们打算使用一阶的准相位匹配来提高频率转换过程中的效率，将光子接口的性能做的更好，争取早日实现基于离子阱体系和固态量子存储体系的混合量子网络。

现在长波长的光子接口已经在原子^[46]、离子^[38,41,45,174]和量子点^[44,167,171,176]系统中实现。随着实用化量子网络技术的发展，集成或者片上的光子接口在未来可能会更有优势^[190-194]，这也将是未来光子接口发展的一个方向。对于短波长的光子接口而言，除了使用低阶的准相位匹配外，Inlek演示了一种新的光子接口方案^[195]，同时囚禁 $^{171}\text{Yb}^+$ 和 $^{138}\text{Ba}^+$ 作为节点，并让二者产生纠缠，由于 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子具有两个长波长的荧光谱线493 nm和650 nm，其波长转换的技术难度相对于 $^{171}\text{Yb}^+$ 的荧光369 nm就会下降很多，这为未来短波长光子接口的实现提供了一种新的解决思路。

总之我们解决了离子阱与固态存储体系中的光子接口问题并首次在实验上实现了紫外到可见波段量子态的转换,为紫外波段混合量子网络的建立铺平了道路。同时,随着量子网络的发展,其所涉及的波长也将会朝着紫外波段的方向扩展,虽然现在紫外的转换效率远不如可见和近红外波段,将来随着技术的发展,这一问题迟早都会被解决,到那时一个覆盖全波段的量子网络将会建立,各个量子体系之间的优势都能够被利用起来,能够更快更安全的为人类处理和传递信息。

参考文献

- [1] CHEN J P, ZHANG C, LIU Y, et al. Sending-or-Not-Sending with Independent Lasers: Secure Twin-Field Quantum Key Distribution over 509 km[J]. Physical Review Letters, 2020, 124(7): 070501.
- [2] YIN J, LI Y H, LIAO S, et al. Entanglement-based secure quantum cryptography over 1,120 kilometres[J]. Nature, 2020, 582(7813): 501-505.
- [3] NIELSEN M A, CHUANG I L. Quantum computation and quantum information[M]. Cambridge University Press, 2000.
- [4] SHOR P W. Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring[C]//Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science. 1994: 124-134.
- [5] GROVER L K. A fast quantum mechanical algorithm for database search[C]//Proceedings of the twentyeighth annual ACM symposium on Theory of computing. 1996: 212-219.
- [6] HARROW A W, HASSIDIM A, LLOYD S. Quantum algorithm for linear systems of equations[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(15): 150502.
- [7] BENNETT C H, DIVINCENZO D P. Quantum information and computation[J]. Nature, 2000, 404(6775): 247-255.
- [8] KIMBLE H J. The quantum internet[J]. Nature, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [9] DUAN L, LUKIN M D, CIRAC J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics[J]. Nature, 2001, 414(6862): 413-418.
- [10] PROCTOR T J, KNOTT P A, DUNNINGHAM J. Multiparameter estimation in networked quantum sensors[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(8): 080501.
- [11] MONROE C R, KIM J. Scaling the ion trap quantum processor[J]. Science, 2013, 339(6124): 1164-1169.
- [12] JIANG L, TAYLOR J M, SØRENSEN A S, et al. Distributed quantum computation based-on small quantum registers[J]. Physical Review A, 2007, 76(6): 062323.
- [13] LIM Y L, BARRETT S D, BEIGE A, et al. Repeat-until-success quantum computing using stationary and flying qubits[J]. Physical Review A, 2006, 73(1): 12304.
- [14] BLAIS A, HUANG R S, WALLRAFF A, et al. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation[J]. Physical Review A, 2004, 69(6): 062320.
- [15] BROWN K R, KIM J, MONROE C. Co-designing a scalable quantum computer with trapped atomic ions[J]. npj Quantum Information, 2016, 2(1): 16034.
- [16] MONROE C R, RAUSSENDORF R, RUTHVEN A, et al. Large-scale modular quantum-

- computer architecture with atomic memory and photonic interconnects[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(2): 022317.
- [17] ZHONG M, HEDGES M P, AHLEFELDT R, et al. Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time[J]. *Nature*, 2015, 517(7533): 177-180.
- [18] MA Y, MA Y Z, ZHOU Z Q, et al. One-hour coherent optical storage in an atomic frequency comb memory[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 2381.
- [19] MONROE, MEEKHOF, KING, et al. Demonstration of a fundamental quantum logic gate. [J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(25): 4714-4717.
- [20] BLINOV B B, MOEHRING D L, DUAN L, et al. Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon[J]. *Nature*, 2004, 428(6979): 153-157.
- [21] MOEHRING D L, MAUNZ P, OLMSCHENK S M, et al. Entanglement of single-atom quantum bits at a distance[J]. *Nature*, 2007, 449(7158): 68-71.
- [22] TAN T R, GAEBLER J P, LIN Y, et al. Multi-element logic gates for trapped-ion qubits[J]. *Nature*, 2015, 528(7582): 380-383.
- [23] TAN T R, GAEBLER J P, BOWLER R, et al. Demonstration of a dressed-state phase gate for trapped ions[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(26): 263002.
- [24] BENHELM J, KIRCHMAIR G, ROOS C F, et al. Towards fault-tolerant quantum computing with trapped ions[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(6): 463-466.
- [25] SCHINDLER P, BARREIRO J T, MONZ T, et al. Experimental repetitive quantum error correction[J]. *Science*, 2011, 332(6033): 1059-1061.
- [26] HARTY T P, ALLCOCK D T C, BALLANCE C J, et al. High-fidelity preparation, gates, memory, and readout of a trapped-ion quantum bit[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(22): 220501.
- [27] BALLANCE C J, HARTY T P, LINKE N M, et al. High-fidelity quantum logic gates using trapped-ion hyperfine qubits[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(6): 060504.
- [28] ISLAM K R. Quantum simulation of interacting spin models with trapped ions[D]. University of Maryland, 2012.
- [29] OLMSCHENK S M. Quantum teleportation between distant matter qubits[D]. University of Michigan, 2009.
- [30] FOOT C J. Atomic physics[M]. Oxford University Press, 2005.
- [31] HAYES D L. Remote and local entanglement of ions using photons and phonons[D]. University of Maryland, 2012.
- [32] TOGAN E, CHU Y, TRIFONOV A, et al. Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit[J]. *Nature*, 2010, 466(7307): 730-734.
- [33] SPECHT H P, NÖLLEKE C, REISERER A, et al. A single-atom quantum memory[J]. Na-

- ture, 2011, 473(7346): 190-193.
- [34] MATSUKEVICH D, KUZMICH A M. Quantum state transfer between matter and light[J]. Science, 2004, 306(5696): 663-666.
 - [35] DELTEIL A, ZHE S, BO GAO W, et al. Generation of heralded entanglement between distant hole spins[J]. Nature Physics, 2016, 12(3): 218-223.
 - [36] ZHOU Z Q, LIN W, YANG M, et al. Realization of reliable solid-state quantum memory for photonic polarization qubit[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(19): 190505.
 - [37] MA Y, ZHOU Z Q, LIU C, et al. A raman heterodyne study of the hyperfine interaction of the optically-excited state $^5D_0$ of $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. Journal of Luminescence, 2018, 202: 32-37.
 - [38] SIVERNS J D, LI X F, QURASHI Q. Ion-photon entanglement and quantum frequency conversion with trapped Ba^+ ions[J]. Applied Optics, 2017, 56(3): B222-B230.
 - [39] CONNELL S C, SCARABEL J, BRIDGE E M, et al. Ion-photonic frequency qubit correlations for quantum networks[J]. Journal of Physics B, 2021, 54(17): 175503.
 - [40] SIVERNS J, HANNEGAN J, QURASHI Q. Neutral-atom wavelength-compatible 780 nm single photons from a trapped ion via quantum frequency conversion[J]. Physical Review Applied, 2018, 11(1): 014044.
 - [41] KRUTYANSKIY V, MERANER M, SCHUPP J, et al. Polarisation-preserving photon frequency conversion from a trapped-ion-compatible wavelength to the telecom C-band[J]. Applied Physics B, 2017, 123(9): 288.
 - [42] MARING N, LAGO-RIVERA D, LENHARD A, et al. Quantum frequency conversion of memory-compatible single photons from 606 nm to the telecom C-band[J]. Optica, 2018, 5(5): 507-513.
 - [43] FERNANDEZ-GONZALVO X, CORRIELLI G, ALBRECHT B, et al. Quantum frequency conversion of quantum memory compatible photons to telecommunication wavelengths[J]. Optics Express, 2013, 21(17): 19473-19487.
 - [44] ZASKE S, LENHARD A, KESSLER C, et al. Visible-to-telecom quantum frequency conversion of light from a single quantum emitter[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(14): 147404.
 - [45] BOCK M, EICH P, KUCERA S, et al. High-fidelity entanglement between a trapped ion and a telecom photon via quantum frequency conversion[J]. Nature Communications, 2018, 9(1): 1998.
 - [46] MARING N, FARRERA P, KUTLUER K, et al. Photonic quantum state transfer between a cold atomic gas and a crystal[J]. Nature, 2017, 551(7681): 485-488.
 - [47] RÜTZ H, LUO K, SUCHE H, et al. Towards a quantum interface between telecommunication and UV wavelengths: design and classical performance[J]. Applied Physics B, 2015, 122(1): 1-10.

- 1-8.
- [48] RÜTZ H, LUO K H, SUCHE H, et al. Quantum frequency conversion between infrared and ultraviolet[J]. *Physical Review Applied*, 2017, 7(2): 024021.
- [49] KIP D. Photorefractive waveguides in oxide crystals: fabrication, properties, and applications [J]. *Applied Physics B*, 1998, 67(2): 131-150.
- [50] PELC J S, MA L, PHILLIPS C R, et al. Long-wavelength-pumped upconversion single-photon detector at 1550 nm: performance and noise analysis[J]. *Optics Express*, 2011, 19 (22): 21445-21456.
- [51] CRADDOCK A N, HANNEGAN J, ORNELAS-HUERTA D P, et al. Quantum interference between photons from an atomic ensemble and a remote atomic ion[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(21): 213601.
- [52] WAKS E, MONROE C. Protocol for hybrid entanglement between a trapped atom and a quantum dot[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(6): 062330.
- [53] STUTE A, CASABONE B, SCHINDLER P, et al. Tunable ion-photon entanglement in an optical cavity[J]. *Nature*, 2012, 485(7399): 482-485.
- [54] AUCHTER C, CHOU C K, NOEL T, et al. Ion-photon entanglement and bell inequality violation with $^{138}\text{Ba}^+$ [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, 31(7): 1568-1572.
- [55] CLARK R, KIM T, KIM J. Double-stage frequency down-conversion system for distribution of ion-photon entanglement over long distances[J]. 2011 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series, 2011: 45-46.
- [56] MOEHRING D L, MADSEN M, YOUNGE K C, et al. Quantum networking with photons and trapped atoms (invited)[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(2): 300-315.
- [57] STERK J D. Enhanced light collection from single trapped ions[D]. University of Michigan, 2011.
- [58] BLATT R, ZOLLER P. Quantum jumps in atomic systems[J]. *European Journal of Physics*, 1988, 9(4): 250-256.
- [59] MADSEN M J. Advanced ion trap development and ultrafast laser-ion interactions[D]. University of Michigan, 2006.
- [60] METCALF H, VAN DER STRATEN P. Laser cooling and trapping[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2003, 20(5): 887-908.
- [61] WINELAND D J, ITANO W M. Laser cooling of atoms[J]. *Physical Review A*, 1979, 20 (4): 1521-1540.
- [62] WANG D, BU W, XIE D, et al. Compact frequency-stabilization scheme for laser cooling of

- polar molecules[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2018, 35(7): 1658-1661.
- [63] AADHI A, CHAITANYA N A, SINGH R P, et al. High-power, continuous-wave, solid-state, single-frequency, tunable source for the ultraviolet[J]. Optics Letters, 2014, 39(12): 3410-3413.
- [64] MIZUUCHI K, YAMAMOTO K. Generation of 340-nm light by frequency doubling of a laser diode in bulk periodically poled LiTaO₃[J]. Optics Letters, 1996, 21(2): 107-109.
- [65] DEMTRÖDER W. Laser spectroscopy: Basic concepts and instrumentation[M]. Springer, 1996.
- [66] STREED E, WEINHOLD T, KIELPINSKI D. Frequency stabilization of an ultraviolet laser to ions in a discharge[J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(7): 071103.
- [67] SEYMOUR-SMITH N, BLYTHE P, KELLER M, et al. Fast scanning cavity offset lock for laser frequency drift stabilization[J]. Review of Scientific Instruments, 2010, 81(7): 075109.
- [68] STRAUß N, ERNSTING I, SCHILLER S, et al. A simple scheme for precise relative frequency stabilization of lasers[J]. Applied Physics B, 2007, 88(1): 21-28.
- [69] TOMZA M, JACHYMSKI K, GERRITSMAN R, et al. Cold hybrid ion-atom systems[J]. Reviews of Modern Physics, 2019, 91(3): 035001.
- [70] MILANI G, RAUF B, BARBIERI P, et al. Multiple wavelength stabilization on a single optical cavity using the offset sideband locking technique[J]. Optics Letters, 2017, 42(10): 1970.
- [71] BALZER C, BRAUN A, HANNEMANN T, et al. Electrodynamically trapped Yb⁺ ions for quantum information processing[J]. Physical Review A, 2006, 73(4): 041407.
- [72] OLMSCHENK S, YOUNGE K C, MOEHRING D L, et al. Manipulation and detection of a trapped Yb⁺ hyperfine qubit[J]. Physical Review A, 2007, 76(5): 052314.
- [73] KOO K, SUDBERY J, SEGAL D M, et al. Doppler cooling of Ca⁺ ions in a Penning trap[J]. Physical Review A, 2004, 69(4): 043402.
- [74] HOEKSTRA S, MOLLEMA A K, MORGENSTERN R, et al. Single-atom detection of calcium isotopes by atom-trap trace analysis[J]. Physical Review A, 2005, 71(2): 023409.
- [75] NIEMANN M, MEINERS T, MIELKE J, et al. Cryogenic ⁹Be⁺ Penning trap for precision measurements with (anti-)protons[J]. Measurement Science and Technology, 2019, 31(3): 035003.
- [76] VASILYEV S, NEVSKY A, ERNSTING I, et al. Compact all-solid-state continuous-wave single-frequency UV source with frequency stabilization for laser cooling of Be⁺ ions[J]. Applied Physics B, 2011, 103(1): 27-33.
- [77] BALUSCHEV S, FRIEDMAN N, KHAYKOVICH L, et al. Tunable and frequency-stabilized diode laser with a Doppler-free two-photon Zeeman lock[J]. Applied Optics, 2000, 39(27):

- 4970-4974.
- [78] CHENG B, WANG Z Y, WU B, et al. Laser frequency stabilization and shifting by using modulation transfer spectroscopy[J]. Chinese Physics B, 2014, 23(10): 104222.
 - [79] SHEN D, DING L, ZHANG Q, et al. High-performance frequency stabilization of ultraviolet diode lasers by using dichroic atomic vapor spectroscopy and transfer cavity[J]. Chinese Physics B, 2020, 29(7): 074210.
 - [80] ORR K, GEORGE I, REINHARD A. A pressure-tuned Fabry P  rot interferometer for laser frequency stabilization and tuning[J]. Review of Scientific Instruments, 2018, 89(9): 093107.
 - [81] HAYASAKA K. Frequency stabilization of an extended-cavity violet diode laser by resonant optical feedback[J]. Optics Communications, 2002, 206(4-6): 401-409.
 - [82] MCLOUGHLIN J J, NIZAMANI A H, SIVERNS J D, et al. Versatile ytterbium ion trap experiment for operation of scalable ion-trap chips with motional heating and transition-frequency measurements[J]. Physical Review A, 2011, 83(1): 013406.
 - [83] BORISENKO A, ZALIVAKO I, SEMERIKOV I, et al. Motional states of laser cooled Yb ions in an optimized radiofrequency trap[J]. Laser Physics, 2019, 29(9): 095201.
 - [84] DREVER R W P, HALL J L, KOWALSKI F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics B, 1983, 31(2): 97-105.
 - [85] BLACK E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization[J]. American Journal of Physics, 2001, 69(1): 79-87.
 - [86] RU C, SUN L. Hysteresis and creep compensation for piezoelectric actuator in open-loop operation[J]. Sensors and Actuators A, 2005, 122(1): 124-130.
 - [87] LINDENFELSER F. Laser stabilization for quantum information experiments with trapped ions[D]. Institut for Quantum Electronics ETH Z  rich, 2011.
 - [88] ZHENG Y X, CUI J M, AI M Z, et al. Large-tuning-range frequency stabilization of an ultraviolet laser by an open-loop piezoelectric ceramic controlled fabry-p  rot cavity[J]. Optics Express, 2021, 29(16): 24674-24683.
 - [89] WEBSTER S, OXBORROW M, GILL P. Vibration insensitive optical cavity[J]. Physical Review A, 2007, 75(1): 011801.
 - [90] LEE W K, PARK S E, PARK C Y, et al. Support-area dependence of vibration-insensitive optical cavities[J]. Current Optics and Photonics, 2019, 3(2): 128-134.
 - [91] BRILES T C, YOST D C, CING  Z A, et al. Simple piezoelectric-actuated mirror with 180 kHz servo bandwidth[J]. Optics Express, 2010, 18(10): 9739-9746.
 - [92] NEUHAUS L, METZDORFF R, CHUA S, et al. PyRPL (Python Red Pitaya Lockbox) —An open-source software package for FPGA-controlled quantum optics experiments[C]//2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference

- (CLEO/Europe-EQEC). 2017: 1-1.
- [93] MCFERRAN J J. Laser stabilization with a frequency-to-voltage chip for narrow-line laser cooling[J]. Optics Letters, 2018, 43(7): 1475-1478.
- [94] GAUL L, BECKER J. Model-based piezoelectric hysteresis and creep compensation for highly-dynamic feedforward rest-to-rest motion control of piezoelectrically actuated flexible structures[J]. International Journal of Engineering Science, 2009, 47(11): 1193-1207.
- [95] GU G Y, ZHU L M. Motion control of piezoceramic actuators with creep, hysteresis and vibration compensation[J]. Sensors Actuators A, 2013, 197: 76-87.
- [96] SABARIANAND D, KARTHIKEYAN P, MUTHURAMALINGAM T. A review on control strategies for compensation of hysteresis and creep on piezoelectric actuators based micro systems[J]. Mechanical Systems and Signal Processing, 2020, 140: 106634.
- [97] HULT J, BURNS I S, KAMINSKI C F. Wide-bandwidth mode-hop-free tuning of extended-cavity gan diode lasers[J]. Applied Optics, 2005, 44(18): 3675-3685.
- [98] FÜHRER T, WALTHER T. Extension of the mode-hop-free tuning range of an external cavity diode laser based on a model of the mode-hop dynamics[J]. Optics Letters, 2008, 33(4): 372-374.
- [99] PETRIDIS K, LINDSAY I, STOTHARD D, et al. Mode-hop-free tuning over 80 GHz of an extended cavity diode laser without antireflection coating[J]. Review of Scientific Instruments, 2001, 72(10): 3811-3815.
- [100] SCHNITZLER H, FRÖHLICH U, BOLEY T, et al. All-solid-state tunable continuous-wave ultraviolet source with high spectral purity and frequency stability[J]. Applied Optics, 2002, 41(33): 7000-7005.
- [101] LEE M W, JARRATT M C, MARCINIAK C, et al. Frequency stabilization of a 369 nm diode laser by nonlinear spectroscopy of ytterbium ions in a discharge[J]. Optics Express, 2014, 22(6): 7210-7221.
- [102] CHEN T L, LIN C Y, SHY J T, et al. Tunable frequency-stabilization of an ultraviolet laser using a hollow-cathode lamp of atomic thallium[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2013, 30(11): 2966-2969.
- [103] QI W, JIANG Y, LI X, et al. Study on the sensitivity of optical cavity length to light power fluctuation[J]. Chinese Optics Letters, 2016, 14(10): 101401-101405.
- [104] QUARESIMIN M, RICOTTA M. Stress intensity factors and strain energy release rates in single lap bonded joints in composite materials[J]. Composites Science and Technology, 2006, 66(5): 647-656.
- [105] SHERAFATNIA K, KAHROBAIYAN M, FARRAHI G. Size-dependent energy release rate formulation of notched beams based on a modified couple stress theory[J]. Engineering Frac-

- ture Mechanics, 2014, 116: 80-91.
- [106] YOKOZEKI T. Energy release rates of bi-material interface crack including residual thermal stresses: Application of crack tip element method[J]. Engineering Fracture Mechanics, 2010, 77(1): 84-93.
- [107] TANAKA K, TAKATA E, OHWADA K. Anodic bonding of lead zirconate titanate ceramics to silicon with intermediate glass layer[J]. Sensors and Actuators A, 1998, 69(2): 199-203.
- [108] TRIPLET M, KHAYDAROV J, XU X, et al. Multi-watt, broadband second-harmonic-generation in MgO:PPLT waveguides fabricated with femtosecond laser micromachining [J]. Optics Express, 2019, 27(15): 21102-21115.
- [109] NIE W, CHENG C, JIA Y, et al. Dual-wavelength waveguide lasers at 1064 and 1079 nm in Nd:YAP crystal by direct femtosecond laser writing[J]. Optics Letters, 2015, 40(10): 2437-2440.
- [110] THORBURN F, LANCASTER A, MCDANIEL S, et al. 5.9 GHz graphene based q-switched modelocked mid-infrared monolithic waveguide laser[J]. Optics Express, 2017, 25(21): 26166-26174.
- [111] SALAMU G, JIPA F, ZAMFIRESCU M, et al. Cladding waveguides realized in Nd:YAG ceramic by direct femtosecond-laser writing with a helical movement technique[J]. Optical Materials Express, 2014, 4(4): 790-797.
- [112] WANG L, ZHANG X, LI L, et al. Second harmonic generation of femtosecond laser written depressed cladding waveguides in periodically poled MgO:LiTaO₃ crystal[J]. Optics Express, 2019, 27(3): 2101-2111.
- [113] OKA T, SUHARA T. Fabrication of short-period poled structures and UV sum-frequency generation in 8 mol % MgO-doped congruent LiTaO₃ crystal[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2016, 55(4): 040304.
- [114] OKA T, SUHARA T. Annealed proton-exchanged waveguide quasi-phase-matched second-harmonic generation devices in 8 mol % MgO-doped congruent LiTaO₃ crystal[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2015, 54(10): 100304.
- [115] LI L, ROMERO C, DE ALDANA J R V, et al. Efficient quasi-phase-matching in fan-out ppslt crystal waveguides by femtosecond laser direct writing[J]. Optics Express, 2019, 27(25): 36875-36885.
- [116] TANZILLI S, TITTEL W, DE RIEDMATTEN H, et al. PPLN waveguide for quantum communication[J]. European Physical Journal D, 2002, 18(2): 155-160.
- [117] PARAMESWARAN K R, ROUTE R K, KURZ J R, et al. Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate[J]. Optics Letters, 2002, 27(3): 179-181.

- [118] LOBINO M, MARANGONI M, RAMPONI R, et al. Optical-damage-free guided second-harmonic generation in 1% mgo-doped stoichiometric lithium tantalate[J]. Optics Letters, 2006, 31(1): 83-5.
- [119] DANESHVAR K, GIESS E A, BACON A M, et al. Ion exchange in potassium titanyl phosphate[J]. Applied Physics Letters, 1997, 71(6): 756-758.
- [120] MA L, SLATTERY O, CHANG T, et al. Non-degenerated sequential time-bin entanglement generation using periodically poled ktp waveguide[J]. Optics Express, 2009, 17(18): 15799-15807.
- [121] YOKOYAMA T, MIZUUCHI K, NAKAYAMA K, et al. Compact intracavity green light source with wide operation temperature range using periodically poled Mg:LiNbO₃[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2008, 47(8): 6787-6789.
- [122] SAMANTA G K, KUMAR S C, EBRAHIM-ZADEH M. Stable, 9.6 w, continuous-wave, single-frequency, fiber-based green source at 532 nm[J]. Optics Letters, 2009, 34(10): 1561-1563.
- [123] FUJIMURA M, MURAYAMA T, SUHARA T. Quasi-Phase-Matched Difference Frequency Generation Devices with Annealed/Proton-Exchanged LiNbO₃ Waveguides Buried by Reverse Proton Exchange[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2004, 43(12A): 1543.
- [124] SUHARA T. Generation of quantum-entangled twin photons by waveguide nonlinear-optic devices[J]. Laser & Photonics Reviews, 2009, 3(4): 370-393.
- [125] SUHARA T, NAKAYA G, KAWASHIMA J, et al. Quasi-phase-matched waveguide devices for generation of postselection-free polarization-entangled twin photons[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2009, 21(15): 1096-1098.
- [126] NOSAKA T, DAS B K, FUJIMURA M, et al. Cross-polarized twin photon generation device using quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2006, 18(1): 124-126.
- [127] CHEN F, DE ALDANA JR V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining[J]. Laser & Photonics Reviews, 2014, 8(2): 251-275.
- [128] WOOTEN E L, KISSA K M, YI-YAN A, et al. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, 6(1): 69-82.
- [129] JACKEL J, JOHNSON J J. Reverse exchange method for burying proton exchanged waveguides[J]. Electronics Letters, 1991, 27(15): 1360-1361.
- [130] KORKISHKO Y N, FEDOROV V A, KONDRAT'EV A V. Buried optical waveguides in LiNbO₃ and LiTaO₃ prepared by reverse proton exchange[C]//NAJAFI S I, ARMENISE M N. Functional Photonic and Fiber Devices: volume 2695. SPIE, 1996: 392-400.

- [131] KORKISHKO Y N, FEDOROV V A, MOROZOVA T M, et al. Reverse proton exchange for buried waveguides in LiNbO_3 [J]. *Journal of The Optical Society of America A*, 1998, 15 (7): 1838-1842.
- [132] REGENER R A, SOHLER W. Loss in low-finesse Ti:LiNbO_3 optical waveguide resonators [J]. *Applied Physics B*, 1985, 36(3): 143-147.
- [133] HU H, RICKEN R, SOHLER W. Low-loss ridge waveguides on lithium niobate fabricated by local diffusion doping with titanium[J]. *Applied Physics B*, 2010, 98(4): 677-679.
- [134] DAS B K, RICKEN R, QUIRING V, et al. Distributed feedback-distributed bragg reflector coupled cavity laser with a $\text{Ti:(Fe:Er):LiNbO}_3$ waveguide[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(2): 165-167.
- [135] WANG L, HAUNHORST C, VOLK M F, et al. Quasi-phase-matched frequency conversion in ridge waveguides fabricated by ion implantation and diamond dicing of MgO:LiNbO_3 crystals[J]. *Optics Express*, 2015, 23(23): 30188-30194.
- [136] CHEN F. Photonic guiding structures in lithium niobate crystals produced by energetic ion beams[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 106(8): 081101.
- [137] LI S, MING WANG K, CHEN F, et al. Monomode optical waveguide excited at 1540 nm in LiNbO_3 formed by MeV carbon ion implantation at low doses[J]. *Optics Express*, 2004, 12 (5): 747-752.
- [138] JUBERA M, VILLARROEL J, GARCÍA-CABAÑES A, et al. Analysis and optimization of propagation losses in LiNbO_3 optical waveguides produced by swift heavy-ion irradiation[J]. *Applied Physics B*, 2012, 107(1): 157-162.
- [139] HAMELIN N, LIFANTE G, CHANDLER P J, et al. Second harmonic generation in ion implanted lithium niobate planar waveguides[J]. *Journal of Modern Optics*, 1994, 41(7): 1339-1348.
- [140] HAMELIN N, CHOW Y T. Guided-type second harmonic generation in ion implanted MgO:LiNbO_3 [J]. *Journal of Modern Optics*, 1998, 45(10): 2125-2129.
- [141] HUANG Q, LIU P J, LIU T, et al. Second harmonic generation in periodically poled LiNbO_3 waveguides formed by oxygen-ion implantation[J]. *Physica Status Solidi-rapid Research Letters*, 2012, 6(5): 205-207.
- [142] MONTANARI G B, DE NICOLA P, SUGLIANI S, et al. Step-index optical waveguide produced by multi-step ion implantation in LiNbO_3 [J]. *Optics Express*, 2012, 20(4): 4444-4453.
- [143] SUGLIANI S, BIANCONI M, BENTINI G G, et al. Refractive index tailoring in congruent Lithium Niobate by ion implantation[J]. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms*, 2010, 268(19): 2911-2914.

- [144] HUANG Q, HUA ZHAO J, LIU P, et al. Refractive index change in ion-implanted LiNbO₃ waveguides calculated from lattice damage ratio[J]. Journal of Applied Physics, 2010, 108 (9): 093103.
- [145] DE ALDANA J R V, MORENO P, ROSO L. Ultrafast lasers: A new frontier for optical materials processing[J]. Optical Materials, 2012, 34(3): 572-578.
- [146] PRONKO P P, DUTTA S K, SQUIER J, et al. Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm[J]. Optics Communications, 1995, 114(1-2): 106-110.
- [147] LIU X, DU D, MOUROU G. Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(10): 1706-1716.
- [148] KORKISHKO Y N, FEDOROV V A, MICHELI M P D, et al. Relationships between structural and optical properties of proton-exchanged waveguides on z-cut lithium niobate.[J]. Applied Optics, 1996, 35(36): 7056-60.
- [149] BORTZ M, EYRES L A, FEJER M M. Depth profiling of the d₃₃ nonlinear coefficient in annealed proton exchanged LiNbO₃ waveguides[J]. Applied Physics Letters, 1993, 62(17): 2012-2014.
- [150] VINCENT B, KREMER R, BOUDRIOUA A, et al. Green light generation in a periodically poled Zn-doped LiNbO₃ planar waveguide fabricated by He⁺ implantation[J]. Applied Physics B, 2007, 89(2): 235-239.
- [151] CLARK R A. Quantum frequency conversion for ytterbium ion based quantum repeaters[D]. Department of Electrical and Computer EngineeringDuke University, 2012.
- [152] BOYD R W. Nonlinear optics[M]. Academic Press, 2008.
- [153] W. P. RISK T R G. Compact blue-green lasers[M]. Cambridge University Press, 2003.
- [154] BORRI S, CANCIO P, NATALE P D, et al. Power-boosted difference-frequency source for high-resolution infrared spectroscopy[J]. Applied Physics B, 2003, 76(4): 473-477.
- [155] CANARELLI P, BENKO Z, CURL R F J, et al. Continuous-wave infrared laser spectrometer based on difference frequency generation in aggas 2 for high-resolution spectroscopy[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1992, 9(2): 197-202.
- [156] TUKKER T W, OTTO C, GREVE J. Elliptical-focusing effect on parametric oscillation and downconversion[J]. Journal of The Optical Society of America B, 1998, 15(9): 2455-2461.
- [157] BOYD G D, KLEINMAN D A. Parametric interaction of focused gaussian light beams[J]. Journal of Applied Physics, 1968, 39(8): 3597-3639.
- [158] CURTZ N, THEW R, SIMON C, et al. Coherent frequency-down-conversion interface for quantum repeaters[J]. Optics Express, 2010, 18(21): 22099-220104.
- [159] ALBOTA M A. Single-photon frequency upconversion for long-distance quantum teleportation and communication[D]. Massechusetts Institute of Technology, June 2006.

- [160] PELC J. Frequency conversion of single photons: physics, devices, and applications[D]. Stanford, 2012.
- [161] BRUNER A, EGER D, ORON M, et al. Temperature-dependent sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate[J]. Optics Letters, 2003, 28(3): 194-6.
- [162] ZHENG Y X, CUI J M, AI M Z, et al. Quantum frequency conversion from ultraviolet to visible band through waveguides in a period-poled MgO:LiTaO₃ crystal[J]. Optics Express, 2021, 29(23): 38488-38496.
- [163] 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.
- [164] THORPE J I, NUMATA K, LIVAS J C. Laser frequency stabilization and control through offset sideband locking to optical cavities[J]. Optics Express, 2008, 16(20): 15980-15990.
- [165] FUJII T, NAYUKI T, NEMOTO K, et al. Accurate frequency control of external-cavity laser diode by sideband locking technique[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1996, 35(12R): 6090-6094.
- [166] LI L, ZHANG B, ROMERO C, et al. Tunable violet radiation in a quasi-phase-matched periodically poled stoichiometric lithium tantalate waveguide by direct femtosecond laser writing[J]. Results in Physics, 2020, 19: 103373.
- [167] KAMBS B, KETTLER J, BOCK M, et al. Low-noise quantum frequency down-conversion of indistinguishable photons[J]. Optics Express, 2016, 24(19): 22250-22260.
- [168] BUSTARD P, ENGLAND D, HESHAMI K, et al. Quantum frequency conversion with ultra-broadband tuning in a Raman memory[J]. Physical Review A, 2017, 95(5).
- [169] LU X, MOILLE G, RAO A, et al. Proposal for noise-free visible-telecom quantum frequency conversion through third-order sum and difference frequency generation[J]. Optics Letters, 2021, 46(2): 222-225.
- [170] MCKINSTRIE C, MEJLING L, RAYMER M, et al. Quantum-state-preserving optical pulse reshaping and multiplexing by four-wave mixing in a fiber[C]//CLEO Technical Digest. 2012: JW4A.117.
- [171] RAKHER M, MA L, SLATTERY O, et al. Quantum transduction of telecommunications-band single photons from a quantum dot by frequency upconversion[J]. Nature Photonics, 2010, 4(11): 786-791.
- [172] AGHA I, ATEŞ S, DAVANCO M, et al. A chip-scale, telecommunications-band frequency conversion interface for quantum emitters[J]. Optics Express, 2013, 21(18): 21628-21638.
- [173] TANZILLI S, TITTEL W, HALDER M, et al. A photonic quantum information interface[J]. Nature, 2005, 437(7055): 116-120.
- [174] WALKER T, MIYANISHI K, IKUTA R, et al. Long-Distance Single Photon Transmission

- from a Trapped Ion via Quantum Frequency Conversion[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 120(20): 203601.
- [175] RAMELOW S, FEDRIZZI A, POPPE A, et al. Polarization-entanglement-conserving frequency conversion of photons[J]. *Physical Review A*, 2011, 85(1): 013845.
- [176] DRÉAU A, TCHEBORATEVA A, EL MAHDAOUI A, et al. Quantum Frequency Conversion of Single Photons from a Nitrogen-Vacancy Center in Diamond to Telecommunication Wavelengths[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 9(6): 064031.
- [177] KAISER F, VERGYRIS P, MARTIN A, et al. Quantum optical frequency up-conversion for polarisation entangled qubits: towards interconnected quantum information devices[J]. *Optics Express*, 2019, 27(18): 25603-25610.
- [178] CHILDS A M, CHUANG I L, LEUNG D W. Realization of quantum process tomography in NMR[J]. *Physical Review A*, 2001, 64(1): 012314.
- [179] BOULANT N, HAVEL T F, PRAVIA M A, et al. Robust method for estimating the lindblad operators of a dissipative quantum process from measurements of the density operator at multiple time points[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(4): 042322.
- [180] WEINSTEIN Y S, HAVEL T F, EMERSON J, et al. Quantum process tomography of the quantum Fourier transform[J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2004, 121(13): 6117-6133.
- [181] MITCHELL M W, ELLENOR C W, SCHNEIDER S, et al. Diagnosis, prescription, and prognosis of a bell-state filter by quantum process tomography[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(12): 120402.
- [182] O'BRIEN J L, PRYDE G J, GILCHRIST A, et al. Quantum process tomography of a controlled-NOT gate[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(8): 080502.
- [183] MYRSKOG S, FOX J K, MITCHELL M W, et al. Quantum process tomography on vibrational states of atoms in an optical lattice[J]. *Physical Review A*, 2003, 72(1): 13615.
- [184] HOWARD M, TWAMLEY J, WITTMANN C, et al. Quantum process tomography and linblad estimation of a solid-state qubit[J]. *New Journal of Physics*, 2006, 8(3): 33-33.
- [185] MOHSENI M, REZAKHANI A T, LIDAR D A. Quantum Process Tomography: Resource Analysis of Different Strategies[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(3): 032322.
- [186] CHUANG I L, NIELSEN M A. Prescription for experimental determination of the dynamics of a quantum black box[J]. *Journal of Modern Optics*, 1997, 44(11-12): 2455-2467.
- [187] POYATOS J F, CIRAC J I, ZOLLER P. Complete characterization of a quantum process: The two-bit quantum gate[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 78(2): 390-393.
- [188] WATANABE S, HIROHASHI J, IMAI K, et al. Femtosecond-Laser-Written Waveguides in Periodically Poled MgO-Doped Stoichiometric Lithium Tantalate for Frequency Conversion [C]//2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics

- Conference (CLEO/Europe-EQEC). 2019: 1-1.
- [189] HANADA Y, SUGIOKA K, MIDORIKAWA K. UV waveguides light fabricated in fluoropolymer CYTOP by femtosecond laser direct writing[J]. Optics Express, 2010, 18(2): 446-450.
- [190] ZHANG Y X, I CARCELLER C R, KJAERGAARD M, et al. Charge-Noise Insensitive Chiral Photonic Interface for Waveguide Circuit QED[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(23): 233601.
- [191] DA ROS E, COOPER N, NUTE J, et al. Cold atoms in micromachined waveguides: A new platform for atom-photon interactions[J]. Physical Review Research, 2020, 2(3): 033098.
- [192] BUREK M J, MEUWLY C, EVANS R E, et al. Fiber-Coupled Diamond Quantum Nanophotonic Interface[J]. Physical Review Applied, 2017, 8(2): 024026.
- [193] YOUNG A B, THIJSEN A C T, BEGGS D M, et al. A polarization-singularity photonic crystal waveguide design to enable quantum dot spin to photon entanglement on-chip[C]// Frontiers in Optics 2013. 2013: FW4C.7.
- [194] KIM J H, AGHAEIMEIBODI S, CAROLAN J, et al. Hybrid integration methods for on-chip quantum photonics[J]. Optica, 2020, 7(4): 291-308.
- [195] INLEK I V, CROCKER C, LICHTMAN M, et al. Multispecies Trapped-Ion Node for Quantum Networking[J]. Physical Review Letters, 2017, 118(2): 250502.

附录 A 修改记录

- 15/3-2022 整体细节、语句、修改完成
- 12/3-2022
 - 修改文章结构、细节
 - 增加离子光子纠缠的部分
 - 增加激光器锁定的部分
 - 增加偏振稳定的部分
- 6/3-2022 内容修改完成
- 03/2-2022 初稿完成

致 谢

时光如梭，不知不觉五年的硕博生涯就过去了，这五年里收获很多。感觉时间真是一部无情的机器，推着我们不断前行，不断成长。感谢命运对我的眷顾，让我有幸能够进入中国科大学习并成长，在这里我看到了人们对于学问的执著追求和各位学子对于新知识孜孜不倦的追求，良好的学风让我明白了什么叫做好学不倦。这几年将会是我人生中最宝贵的时光，五年时光所累积的、沉淀下来的学识与经验，将会为成为我解决未来路上所面临挑战的重要储备。在这五年的时光里，有许多良师益友给与了我帮助和鼓励，在这里我向他们表达由衷的感谢！

首先要感谢李传锋老师，是李老师把我带进了量子信息实验的大门，至今我还清楚的记得当时面试的场景。李老师对于科研的热情深深的影响了我，我经常能看到李老师工作到晚上十一点之后。李老师兢兢业业在量子信息领域几十年的耕耘，做出了许多世界一流的实验成果，对量子信息事业发展做出了重要贡献，将我们实验室带到了量子信息研究的最前沿。

特别感谢我的导师黄运锋老师，黄老师对待科研特别认真，为人平和，每次总能耐心的听我讲解分析问题的思路，然后细致的指出我思维或者逻辑上的漏洞，对我实验思维的提升给与了很大帮助，即使对于一些实验上的工程问题，也鼓励我们大胆的去尝试，经常告诉我们不要怕失败，在实验室里就是给我们提供试错的机会，一旦出身社会，就不希望我们再去试错了。黄老师这种对待未知问题的积极态度是我科研工作中解决问题的重要支撑。同时，黄老师也希望大家多出去学习交流，让我们知道当前研究的热点问题。黄老师不仅在实验指导上对我帮助很大同时在实验经费的保障上也大力支持。我为能成为黄老师的学生而深感荣幸。

特别感谢崔金明老师，在我的印象里崔老师永远是一个精力充沛的、对科研充满热情的学者。记得刚来离子阱组时，崔老师为了教我实验技能经常在实验室工作到晚上两三点。崔老师高超的实验水平和讲解问题的思路让我深深的折服，他总能用一两句话让我茅塞顿开。我从他这里学到了许多解决问题的思路和方法，还学到了如何建立起一套独立的、高效的研究方法。在这里我要向崔老师在这五年里悉心的指导表示感谢，能够成为崔老师这样高人的学生，我倍感幸运。

此外，还要感谢组里的柳必恒老师，韩永建老师，许金时老师，唐建顺老师，董春华老师，以及山西大学的贾晓军教授和华东师范大学的马龙生教授感谢你们在实验上的指导和帮助！

同时也要对我帮助最大的几位师兄：首先感谢王健师兄，王健师兄教会了不

少实验技巧，多次帮我分析了实验问题，将他的实验技能倾囊相授。感谢胡长康师兄，长康师兄为人平和，为我实验提供了很多帮助，虽然我们的研究内容不一样，但是遇到问题去请教长康师兄时，他总能跟我一起讨论，实在不明白的地方就和我一起去查论文，让我受益良多。感谢周坤师兄对我实验上的帮助，周坤师兄分析实验的方法给了我很大帮助。感谢贺冉师兄，贺冉师兄丰富的实验经验对我帮助很大，他对离子阱系统的理解认识很深刻，多次为我讲解了离子阱中的问题。感谢钱忠华师兄和艾铭忠师兄，这两位师兄是与我交流最多的师兄，平时他们不仅给我实验上提供指导，生活中也提供了不少帮助，与他们一起做实验感到很开心，他们对于实验的分析理解能力也让我学到很多。当然提供帮助的师兄还有很多比如胡晓敏师兄，张超师兄，侯至博师兄，郭钰师兄，曹桓师兄，李强师兄，闫飞飞师兄，杨天书师兄等，感谢上面的这些师兄们在平时科研工作上的指导和帮助。还要感谢办公室的王涛老师、段开敏老师、吴莉老师、李洪梅老师、汪玉婵老师等，感谢他们为实验项目所做的各种努力。还要感谢李睿睿，陈炎，鲍星宇，房鼎，叶蔚然，陈蔚彬，王晨旭，陈一龙师弟们，你们的到来为我们离子阱的发展注入了新的活力，祝愿你们早日完成研究课题，取得更多的研究成果。

还要感谢国家，感谢千千万万的纳税者，为我们实验的顺利开展提供了物质保障，让我们能有较好的研究设备和实验环境，从而能够顺利的开展量子信息领域的研究。

最后感谢这一路培养过我的各位老师，陪我一起成长的同学们，是你们带给我许多成长路上的宝贵回忆，谢谢你们的陪伴。还要感谢那些在背后一直默默支持我的亲人们，感谢你们一直以来的支持和帮助，让我能够专心学业，谢谢你们！

谨以此文献给我的父母，哥哥嫂子，还有我那个可爱的小侄子，小侄女，愿你们都健康的成长，都有一个幸福的人生。感谢我的家人们，感谢你们这么多年来辛勤的付出，你们永远都是我前进的动力和快乐的源泉，我爱你们！

郑永祥

May 23, 2022

在读期间发表的学术论文与取得的研究成果

研究工作:

1. 大调谐紫外激光器的锁定
2. 紫外到可见量子态的转换
3. 离子的皮秒脉冲激发

已发表论文:

1. **Zheng, Yong-Xiang**, Jin-Ming Cui, Ming-Zhong Ai, Zhong-hua Qian, Huan Cao, Yun-Feng Huang, Xiao-Jun Jia, Chuan-Feng Li and Guangcan Guo. "Large-tuning-range frequency stabilization of an ultraviolet laser by an open-loop piezoelectric ceramic controlled Fabry-Pérot cavity." *Optics Express*, 2021, 29(16): 24674-24683.
2. **Zheng, Yong-Xiang**, Jin-Ming Cui, Ming-Zhong Ai, Zhong-hua Qian, Weiguo Ye, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li and Guang-can Guo. "Quantum frequency conversion from ultraviolet to visible band through waveguides in a period-poled MgO:LiTaO₃ crystal." *Optics Express*, 2021, 29(23): 38488-38496.
3. Qian, Zhong-hua, Jin-Ming Cui, Xi-Wang Luo, **Yong-Xiang Zheng**, Yun-Feng Huang, Ming-Zhong Ai, Ran He, Chuan-Feng Li and Guangcan Guo. "Super-resolved Imaging of a Single Cold Atom on a Nanosecond Timescale." *Physical Review Letters*, 2020, 127(26): 263603 .