

学校代码: 10246
学 号: 20210860011

復旦大學

硕士 学位 论文 (学术学位)

基于粒子群算法的双频激光干涉仪环境误差的 软硬件补偿方法

**Software and hardware compensation method for
environmental error of dual frequency laser interferometer
based on particle swarm optimization algorithm**

院 系: 工程与应用技术研究院

专 业: 微电子学与固体电子学

姓 名: 廖永超

指 导 教 师: 张志平 青年研究员

完 成 日 期: 2022 年 12 月 6 日

指导小组成员

张三 教授

李四 教授

王五六 研究员

目 录

插图目录	iii
摘要	v
Abstract	vii
符号表	ix
第 1 章 绪论	1
第 2 章 双频激光干涉仪的环境误差及 Edlen 公式补偿方法	3
2.1 激光位移测量理论基础	3
2.1.1 多普勒频移	3
2.1.2 拍频现象	4
2.2 激光干涉仪原理	5
2.2.1 单频激光干涉仪	5
2.2.2 双频激光干涉仪	6
2.3 双频激光干涉仪的环境误差及其成因	6
2.4 基于 Edlen 公式的补偿方法及其局限性	7
2.4.1 Edlen 公式补偿方法	7
2.4.2 局限性	8
2.5 本章小结	9
第 3 章 双频激光干涉仪的环境误差补偿实验系统	11
3.1 双频激光干涉仪测量系统光路设计与分析	11
3.2 基于 PT100 的八通道温度测量系统	11
3.2.1 上位机系统	11
3.2.2 标定过程及结果	12
3.3 气压测量系统	14
3.4 补偿系统总体方案	14
3.5 实验方案及其改进	15
3.5.1 实验设备改进	16
3.5.2 实验变量改进	16
3.5.3 实验环境改进	16
3.5.4 最终实验方案	17
3.6 实验系统安装和调试	18

3.7 补偿性能测试与实验结果	19
3.7.1 短时测量	19
3.7.2 长时测量	20
3.7.3 大范围温度变化测量	22
3.8 本章小结	23
第 4 章 基于粒子群算法的软件补偿方法及算法硬化	25
4.1 粒子群算法	25
4.1.1 粒子群算法基本原理	25
4.1.2 线性惯性权值递减策略	26
4.2 基于粒子群算法优化后的 Edlen 公式补偿方法	26
4.2.1 数据预处理	27
4.2.2 使用粒子群算法进行数据训练	27
4.3 整段式粒子群算法补偿效果	27
4.3.1 短时测量	28
4.3.2 长时测量	28
4.3.3 大范围温度变化测量	29
4.3.4 局限性	30
参考文献	31

插图目录

2-1 多普勒频移示意图	3
2-2 多普勒频测速示意图	4
2-3 拍频波形示意图 ^[5]	5
2-4 单频激光干涉仪原理图	5
2-5 双频激光干涉仪原理图	6
2-6 折射率变化图	8
3-1 上位机程序示意图	11
3-2 温度测量上位机前面板	12
3-3 标定示意图	13
3-4 标定程序用户界面	13
3-5 PACE1000 气压传感器	14
3-6 激光器实物图	14
3-7 干涉仪实物图	15
3-8 信号采集卡实物图	15
3-9 带金属外壳的干涉仪	16
3-10 实验系统图-带外壳干涉仪	16
3-11 带外壳干涉仪的实验数据	17
3-12 实验系统图-带微晶玻璃	17
3-13 实验数据-带微晶玻璃	18
3-14 带温控箱的实验装置图	18
3-15 带温控箱的实验数据	19
3-16 最终实验方案	20
3-17 短时测量实验数据	21
3-18 长时测量实验数据	21
3-19 大范围温度测量实验数据	22
4-1 粒子群算法流程图	25
4-2 粒子群算法优化后的短时测量补偿效果	28
4-3 粒子群算法优化后的长时测量补偿效果	29
4-4 粒子群算法优化后的大范围温度变化测量补偿效果	30

摘要

中文摘要

关键字：不确定关系；量子力学；理论物理

中图分类号：O413.1

Abstract

English abstract

Keywords: Uncertainty principle; quantum mechanics; theoretical physics

CLC code: O413.1

符号表

x	坐标
p	动量
$\psi(x)$	波函数
$\langle x $	左矢 (bra)
$ x \rangle$	右矢 (ket)
$\langle \alpha \beta \rangle$	内积

第 1 章 绪论

目前常见的补偿空气折射率的方法主要分为两类：直接法和间接法。光的某些成像特性是与波长紧密关联的，利用这些特性就可以从成像结果直接反推出空气折射率，这种方法称为直接法，例如荷兰爱因霍芬科技大学使用的抽气法等。而间接法又可以称为 PTF 法^[1]，是利用对应的传感器间接测量出环境的温度、气压、湿度等影响空气折射率的因素，然后使用经验公式计算出空气折射率，常见的方法有 Edlen 公式、Birch 公式等，Edlen 公式补偿方法已广泛用于激光干涉仪的环境误差补偿。

第 2 章 双频激光干涉仪的环境误差及 Edlen 公式补偿方法

2.1 激光位移测量理论基础

目前许多常见的激光位移测量方法，其原理大多基于多普勒频移，将位移/速度变化转变为信号的相位变化进行测量；同时为了提高测量精度，并且减小低频噪声的干扰，往往利用拍频现象，将测量信息挂载在两个波叠加产生的拍上，其幅值是随着时间周期变化的，从而将测量信号从直流量转变为交流量。

2.1.1 多普勒频移

多普勒频移 (Doppler Shift) 是由奥地利科学家 Christian Johann Doppler 于 19 世纪发现提出的^[2]，该效应指的是当接收体与波源之间存在相对运动时，接收体接收到的波的频率与波源发出的频率不相同，并在波源本身频率的基础上发生了一定的频移，即为多普勒频移。

多普勒频移的产生是由于运动导致波的传播路程差发生了变化，使得波对于接收体而言在空间中不是均匀分布了，如图2-1所示，当波源位置从 S1 变为 S2 时，接收体所在的 P 点单位时间内接收到的波的个数增加，即接收体处的波的频率增加，反之则频率减小。一般的，当波源和接收体相互靠近时，波被压缩，接收体单位时间内接收到的波的个数增加，即频率变高；当波源和接收体相互远离时，波被拓展，接收体单位时间内接收到的波的个数减少，即频率变低。

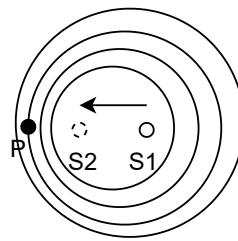


图 2-1 多普勒频移示意图

由于波源和接收体之间的相对运动而产生的频率变化值的大小与相对运动的速度之间存在定量推导关系，从而使得多普勒频移广泛应用于激光速度/位移测量领域。如图2-2所示，接收体处在 P 点，波源从点 S1 以速度 v 朝着点 S2 运动时，有：

$$\Delta L = d \cos\theta = v \Delta t \cos\theta. \quad (2.1)$$

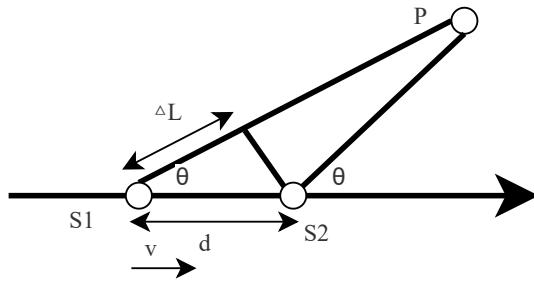


图 2-2 多普勒频移示意图

式(2.1)中 θ 是 S_1 和 S_2 处出射波的夹角, ΔL 为运动的距离, Δt 为运动所需的时间。由于在实际测量中, 波源或者接收体在单位时间内运动距离相比于波源和接收体之间的距离很小, 所以可以近似认为 S_1 和 S_2 两处的 θ 是相同的^[3], 由于波的传播路程差导致的相位变化值为:

$$\varphi = \frac{2\pi\Delta L}{\lambda} = \frac{2\pi v\Delta t}{\lambda} \cos\theta. \quad (2.2)$$

对式(2.2)左边进行变换, 即可得到多普勒频移与运动速度 v 之间的关系:

$$\varphi_d = \frac{\Delta\varphi}{2\pi\Delta t} = \frac{v}{\lambda} \cos\theta. \quad (2.3)$$

2.1.2 拍频现象

对于两个振动方向相同、振动频率相同并且相位差恒定的简谐波叠加, 会在空间中产生强弱相间的固定分布, 这种现象称为干涉。如若两个简谐波的振动频率略有差异, 其叠加时会在空间中产生幅值随时间变化的周期性分布, 这种现象则称为拍^[4], 拍频则定义为单位时间内合振幅周期性强弱变化的次数。

假设两个振动方向相同的简谐波的方程为

$$x_1 = A_1 \cos\omega_1 t. \quad (2.4)$$

$$x_2 = A_2 \cos\omega_2 t. \quad (2.5)$$

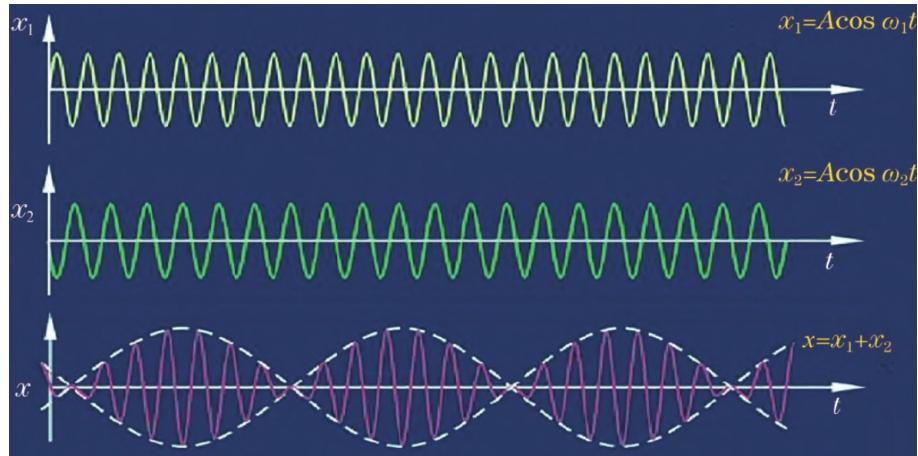
上式中 $A_1 = A_2$, 并且 $|\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_1 + \omega_2$, 那么 x_1 和 x_2 在空间中相遇叠加产生的拍的方程为:

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cos(\omega_1 t + \omega_2 t). \quad (2.6)$$

对式(2.6)进行化简后可以得到:

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cos\left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{2}t\right) \cos\left(\frac{\omega_2 + \omega_1}{2}t\right). \quad (2.7)$$

上式中 $|2A \cos(\frac{\omega_2 - \omega_1}{2}t)|$ 为 x_1 和 x_2 在空间中叠加后拍的幅值, 可以看出这是一个随时间周期性变化的值, 而 $\frac{\omega_2 + \omega_1}{2}$ 则为拍的角频率, 这也是一个随着时间周期性变化的值, 两者共同导致了拍在波形上表现为周期性变化的形式, 如图2-3所示。

图 2-3 拍频波形示意图^[5]

并且根据角频率和频率之间的转换关系: $\omega = 2\pi f$ 和式(2.7)可以看出, 拍的频率为两个简谐波的原始频率之差的一半, 即:

$$f = \frac{f_1 - f_2}{2}. \quad (2.8)$$

虽然当前激光的频率通常很高 (约为 10^{14} Hz 量级), 这使得目前的光电探测器无法响应^[5], 但通过拍频现象, 即可将高频的信息转变为低频信息, 便于光电探测器响应。

2.2 激光干涉仪原理

2.2.1 单频激光干涉仪

单频激光干涉仪, 也可以称为零差干涉仪, 具有精度高、稳定可靠, 且相对成本较低等特点^[6]。其示意图如图2-4所示。

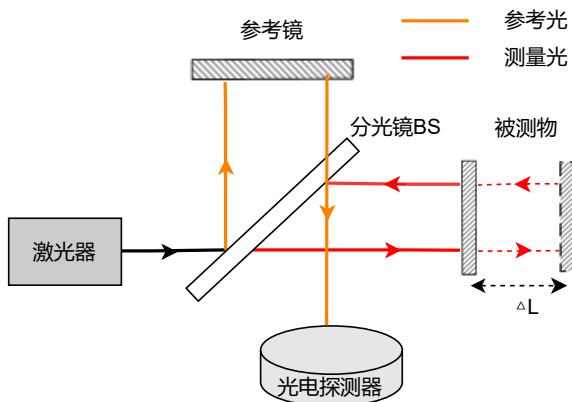


图 2-4 单频激光干涉仪原理图

激光器出射的激光经过分光镜 BS 后产生两束光: 一束进入参考臂, 并被参考镜反射, 另一束进入测量臂, 并被被测物体反射, 当被测物体位移为 ΔL 时, 测量光会携带上对应的多普勒频移 f_d , 两束光分别经参考镜和被测物体反射后会再次汇聚, 随后射入光电探测器, 根据相位的变化即可反推被测物体的位移。

2.2.2 双频激光干涉仪

双频激光干涉仪结构如图2-5所示，激光出射的含有 f_1 和 f_2 两个频率成分的激光经过偏振分光棱镜(polarization beam splitter,PBS)分为测量光 f_1 和参考光 f_2 ，测量光 f_1 进入测量臂之后，携带上被测物体位移 ΔL 的多普勒频移 Δf 。由于测量臂和参考臂上各放置了一块四分之一玻片(Quarter Wave Plate,QWB)，测量光和参考光在返回PBS之前都经过两次QWB，使得其偏振态发生改变，原本透射的测量光再次返回PBS时变为反射，原本反射的参考光再次返回PBS时变为透射，参考光和测量光汇聚，耦合进光纤，由采集板卡从多普勒频移 Δf 解调出被测物体的位移 ΔL 。

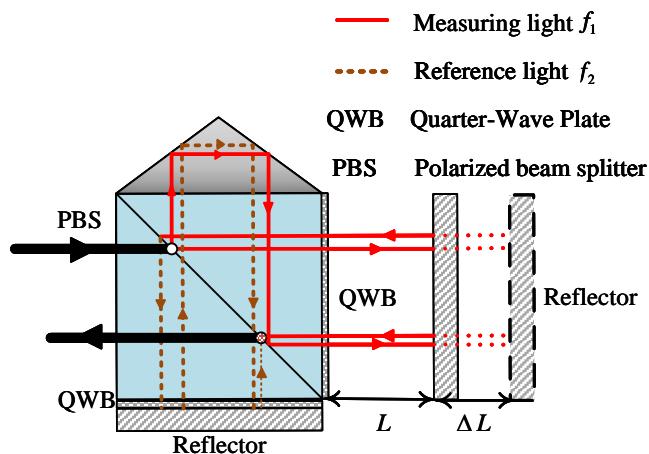


图 2-5 双频激光干涉仪原理图

从图2-5可以看出，激光从激光器出射后经过一次反射才达到接收体，不同于图2-2中波源直接抵达接收器的情况，所在双频激光干涉仪中物体移动的距离应是两倍的影响，即式(2.1)应乘2，并且一般都为垂直入射，所以 θ 可近似认为0，所以式(2.3)可改写为：

$$\varphi_d = \frac{2v}{\lambda}. \quad (2.9)$$

并且由于 $v = dl/dt$ ，带入式(2.9)中可得：

$$dl = vdt = \frac{\lambda}{2}\Delta f dt. \quad (2.10)$$

上式中 dl 被测物体单位时间内的位移，即位移的微分量， Δf 为 dl 对应的多普频移，对式(2.9)进行积分可得：

$$L = \int_0^t vdt = \int_0^t \left(\frac{\lambda\Delta f}{2}\right)dt = \frac{N\lambda}{2}. \quad (2.11)$$

式(2.11)即为双频激光干涉仪位移测量的基本公式^[7]。

2.3 双频激光干涉仪的环境误差及其成因

但在真实的测量场景中，双频激光干涉仪的测量值 D 是指干涉仪系统实际输出的位移值。是由条纹数 N 乘上干涉仪系统的分辨率 R_{es} 得到的，而条纹数 N 与光程的变化有关，即：

$$D = R_{es} \times N = R_{es} \times \frac{\Delta L \times n_0 \times M_o}{\lambda \div M_e} = \Delta L \times n_0. \quad (2.12)$$

式(2.12)中, n_0 为真空中的空气折射率, 近似可认为 1, 干涉仪的分辨率 R_{es} 与激光的实际波长 λ 、电子细分 M_e 和光学细分 M_o 有关。电子细分 M_e 由干涉仪系统的采集板卡决定, 常见的有 32、64、128、256.....2048 等, 而光学细分 M_o 只与干涉仪的设计结构有关, 对于采用角锥镜为被测对象的干涉仪, 光学细分一般为 2, 采用平面镜为被测对象的干涉仪, 光学细分一般为 4, 干涉仪的分辨率具体计算公式如下:

$$R_{es} = \frac{\lambda}{M_o \times M_e}. \quad (2.13)$$

电子细分和光学细分在测量过程中一般不会引入太大的误差, 但是激光的波长跟测量环境中的空气折射率有关, 而外界环境因素 (温度、气压等) 的变化也会导致空气折射率变化 Δn , 此时, 干涉仪系统测量值 D 不仅包括被测物体的位移 ΔL , 还包括由于折射率变化引起的光程变化 Δl , 即:

$$D = \Delta L(\Delta n + n_0) + L\Delta n. \quad (2.14)$$

但由于测量臂长度 L 一般远大于被测物体位移 ΔL , 由式(2.12)和式(2.14)可得, 由于外界环境因素 (温度、气压等) 引起的误差为:

$$D = [\Delta L(\Delta n + n_0) + L\Delta n] - \Delta L n_0 = \Delta n(\Delta L + L) \approx \Delta n L. \quad (2.15)$$

当进行零位测量时, 即被测物体的位移 $\Delta L = 0$ 时, 式(2.15)中的约等号即可变为等号, 此时从公式可以看出, 干涉仪的环境误差是与测量臂长成正比的这也是判断干涉仪环境误差补偿是否精准的标志。

根据相关文献的描述^[8], 在对上述环境因素不进行任何控制或补偿的情况下, 空气折射率的变化可能会达到 50ppm, 如果仅对测量环境温度进行控制, 其余因素的变化也可能导致空气折射率变化 20ppm 以上。放在双频激光干涉仪领域, 根据式(2.15)可知, 空气折射率变化需要乘上测量臂长度才是双频激光干涉仪的环境误差, 这就导致当测量臂长度较小时, 这部分的误差是可以忽略不计的, 但随着测量臂长度的增加, 双频激光干涉仪的环境误差也随着增大。以 10mm 的测量臂长度为例, 当温度变化超过 0.1°C 时, 这部分的误差就可能已经超过 1nm 了, 所以需要对上述的环境误差进行补偿。

2.4 基于 Edlen 公式的补偿方法及其局限性

2.4.1 Edlen 公式补偿方法

1965 年, Edlén 基于洛伦兹方程和空气密度方程推导出了空气密度因子, 并基于空气密度因子提出 Edlen 公式用于空气折射率的修正^[9]。最近一次广泛承认的修正是 Boensch 等^[10]于 1998 年优化的 Edlen 公式, 其中关于空气折射率与温度和气压的关系如式(2.16)所示。

$$(n - 1)_{tp} = \frac{P n_0}{93214.60} \frac{[1 + 10^{-8}(0.5953 - 0.009876T)]}{1 + 0.0036610T}. \quad (2.16)$$

式(2.16)中 $(n - 1)_{tp}$ 为考虑温度与气压时的空气折射率, n_0 为理想情况下空气折射率, P 为环境气压, T 为环境温度。当气压 P 取一个标准大气压 (101.325kPa), 温度 T 从 20°C 变化到 30°C 时, 折射率随温度的变化如图2-6(a)所示; 当温度 T 取 20°C, 而气压 P 在一个标准大气压附近变化时, 折射率随着气压的变化如图2-6(b)所示。

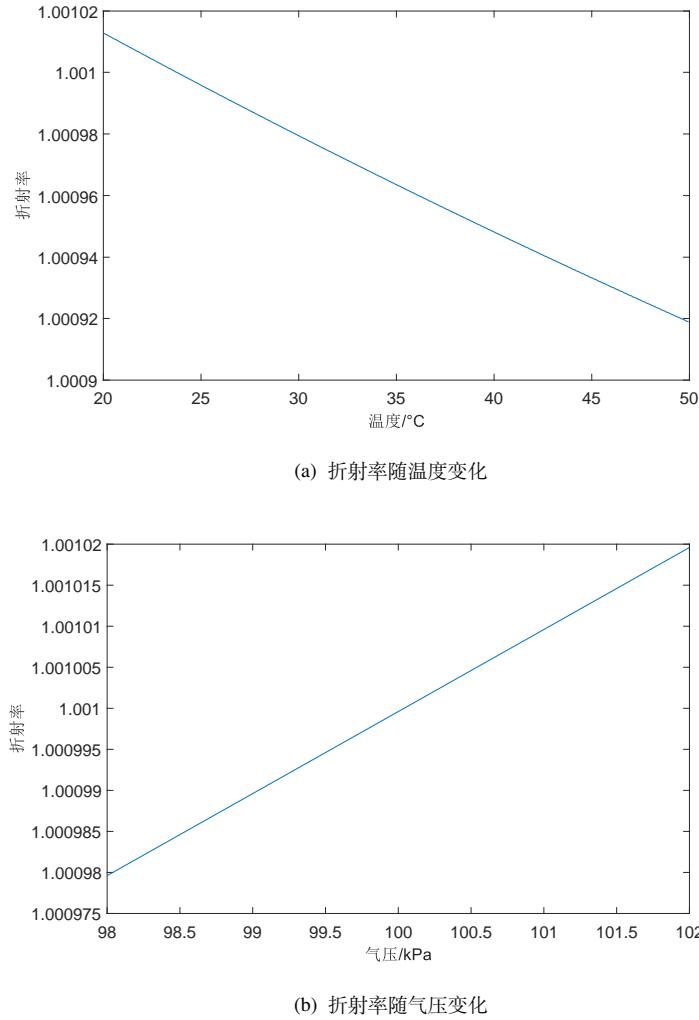


图 2-6 折射率变化图

可以看出，在上述范围内，空气折射率和温度/气压变化呈近似线性^[11]。对式(2.16)中各因子求偏导数，可以得到空气折射率变化 10^{-8} 时温度和气压的变化因子分别为 3.73 Pa 和 0.01°C ^[12]。通过仿真分析，可得出温度和气压对空气折射率的影响呈线性或近线性关系，(2.16)可简化如下^[13]：

$$\Delta n = \frac{\delta n}{\delta T} \Delta T + \frac{\delta n}{\delta P} \Delta P = -9.36 * 10^{-7} \Delta T + 2.68 * 10^{-9} \Delta P. \quad (2.17)$$

式(2.17)中 Δn 为空气折射率的变化值， ΔT 为温度变化值，单位为 $^\circ\text{C}$ ， ΔP 为气压变化值，单位为 Pa 。由温度传感器和压力传感器测量出对应的温度值和压力值，带入式(2.17)计算出空气折射率变化值，再由式(2.15)即可求出干涉仪的环境误差。

2.4.2 局限性

现有的 Edlen 公式用于干涉仪环境补偿有着如下局限性：

1. 波长不匹配：现有的 Edlen 公式是根据 644.0 nm 、 508.7 nm 、 480.1 nm 和 467.9 nm 四个波长段的测量数据得出的^[14]，而干涉仪由于对光束横模模式和频率稳定性的高要求，所用的激光光源多为波长段为 633 nm 的氦氖激光器，两者在波长段上并不匹配。

2. 温度不匹配：现有的 Edlen 公式的适用温度位标准条件下温度 20°C ^[14]，而干涉仪广泛使用于光刻机中或其它超精密测量领域，其工作环境温度大多为 22°C 或常温范围 (24°C - 26°C)。
3. 主观性强：有的 Edlen 公式是根据实验数据人为总结的，带有很大的主观性。

2.5 本章小结

本章主要介绍了激光位移测量的基本理论和干涉仪环境误差的成因及 Edlen 公式补偿方法。首先阐述了激光位移测量领域广泛利用的两个原理：多普勒频移和拍频。随后介绍了单频激光干涉仪和双频激光干涉仪结构和光路，并从双频激光干涉仪一些参数值说起，其中包括分辨率、电子细分、光学细分等，详细分析了环境误差的成因以及影响大小。最后介绍了目前广泛应用于双频激光干涉仪环境误差补偿的 Edlen 公式，并说明当前 Edlen 公式存在着波长不匹配、温度不匹配、主观性强三个局限性，为后文的工作提供了基础。

第3章 双频激光干涉仪的环境误差补偿实验系统

3.1 双频激光干涉仪测量系统光路设计与分析

3.2 基于 PT100 的八通道温度测量系统

本文工作所采用的温度传感器为基于 PT100 电阻的多通道温度测量系统，最多支持 8 个通道的同时测量，供电电压为 $+12 \sim +24V DC$ ，能够支持 $22^\circ C \pm 5^\circ C$ 范围内的温度测量，测量精度 $\leq \pm 0.04^\circ C$ 。

3.2.1 上位机系统

基于 PT100 电阻的多通道温度测量系统上位机采用美国国家仪器（NI）公司研制开发的 LabVIEW 程序开发环境开发，并且需要 NI LabVIEW Runtime 和 NI-VISA 模组。该上位机软件能够实现数据的测量、显示、存储并且自带标定数据分析功能，包含 main.vi 一个主 vi 以及数据处理.vi 和数据存储.vi 两个子 vi，上位机软件流程图以及部分关键代码如图3-1所示。

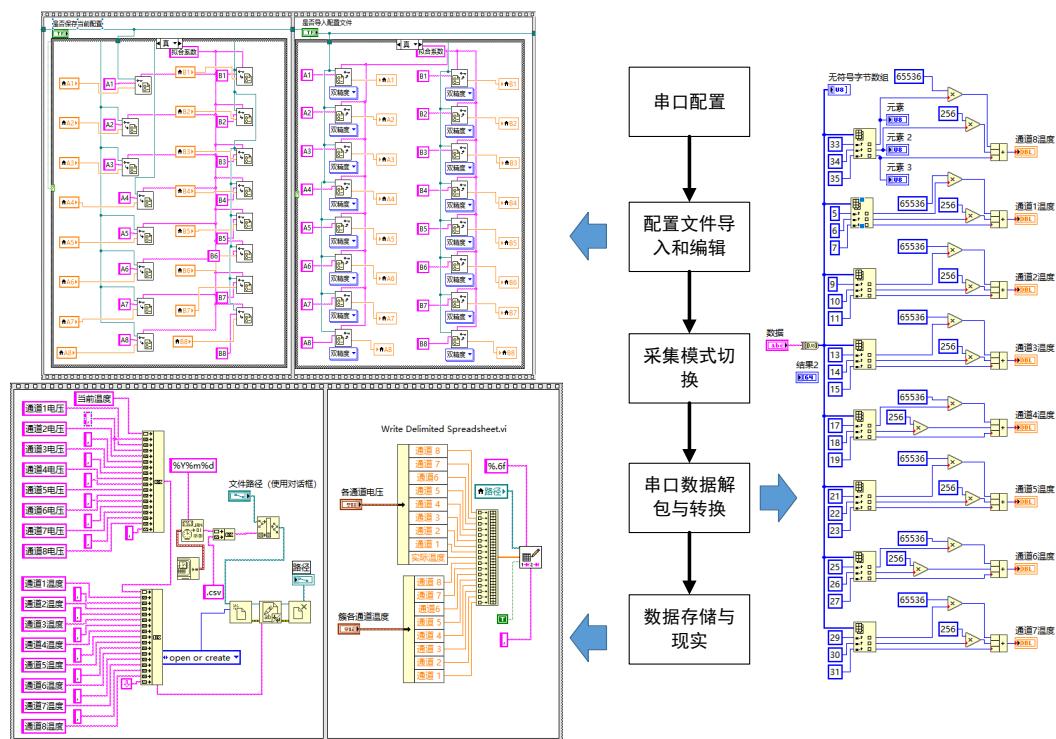


图 3-1 上位机程序示意图

程序的面向用户界面如图3-2所示：



图 3-2 温度测量上位机前面板

图3-2右边可见 8 个通道当前的标定系数，以及温度的实时测量值，而过去一段时间内的温度测量值的变化趋势则会以曲线的形式显示，用户界面的左列则为用户控制区，可进行以下参数的设定：

1. 数据文件保存路径：选择测量数据保存的文件夹，程序会自动在该文件夹产生 csv 文件，文件的命名格式为年月日，如 20210129。
2. 配置文件的路径：选择配置文件路径，上位机软件会根据该配置文件里的系数计算温度值，配置文件通常由程序自带标定拟合功能产生。
3. 自动发送：自动采集模式与手动采集模式的选择开关，若为自动采集模式，则根据“发送间隔”和“发送次数”两个参数，每隔一段时间进行一次采集，达到采集次数之后程序停止；若为手动采集模式则每次单机“发送”按钮后进行一次采集。
4. 发送间隔：自动发送模式下，每次发送采集命令之间的时间间隔。
5. 发送次数：自动发送模式下，发送采集命令的总次数（即采集次数），-1 为无穷次。
6. 实际温度：用于记录当前的实际温度，会在产生的 csv 文件中有记录，该项主要用于系统标定时。
7. 串口配置：设置串口的波特率、数据比特位宽以及奇偶校验位。

3.2.2 标定过程及结果

基于 PT100 电阻的多通道温度测量系统标定过程如图3-3所示，在中空的热承中灌导热系数较好的油，并在热承下放置半导体制冷片，半导体制冷片下方放置散热片，两者接触面均匀涂抹导热硅脂，其余位置用黑色保温棉包裹，将待标定的 PT100 温度传感器捆绑在

一起，减少温度不均性带来的误差。使用 TCM-X107 数字温控模块控制半导体制冷片，并在 $16^{\circ}\text{C} \sim 26^{\circ}\text{C}$ 范围内取定几个温度点作为标定点，采用高精度温度传感器 T520 进行标定，每个标定待温度稳定之后，以 0.5Hz 的采样频率，采集一百个数据，去除最大值和最小值之后，以这 98 个点的平均值作为待标定数据。

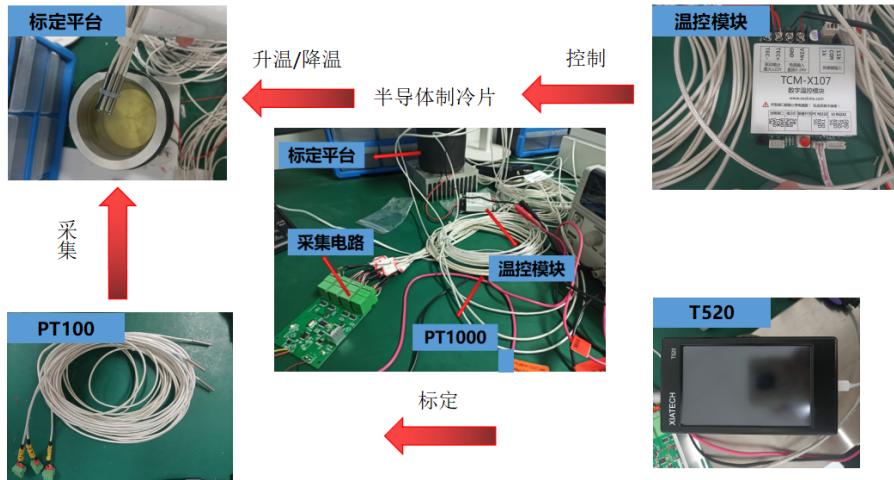


图 3-3 标定示意图

标定程序界面如图3-4所示，红色的点为 8 个通道采集到的离散的温度数据，蓝色曲线为标定程序输出的拟合曲线，程序会自动根据标定结果生成.ini 配置文件，供测量系统上位机使用。

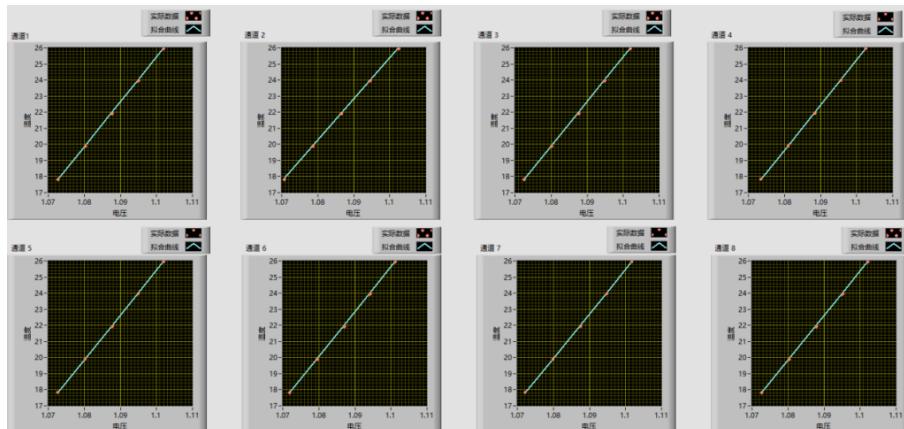


图 3-4 标定程序用户界面

部分标定结果如表3-1所示，在所有标定结果中最大误差为 0.038°C ，部分点误差大于 0.01°C ，绝大部分点误差小于 0.01°C ，并且 8 个通道的拟合优度 R^2 值都大于 0.9999。

表 3-1 标定误差值

	通道 1/ $^{\circ}\text{C}$	通道 2/ $^{\circ}\text{C}$	通道 3/ $^{\circ}\text{C}$	通道 4/ $^{\circ}\text{C}$	通道 5/ $^{\circ}\text{C}$	通道 6/ $^{\circ}\text{C}$	通道 7/ $^{\circ}\text{C}$	通道 8/ $^{\circ}\text{C}$
17.804 $^{\circ}\text{C}$	-0.0037	0.0037	0.0176	0.0072	-0.0112	0.0101	-0.0192	-0.0279
19.879 $^{\circ}\text{C}$	0.0008	0.0142	0.0209	0.0075	0.0030	0.0161	-0.0052	-0.0127
21.944 $^{\circ}\text{C}$	-0.0042	0.0022	0.0051	-0.0037	0.0008	-0.0015	-0.0029	-0.0030
24.047 $^{\circ}\text{C}$	0.0008	0.0049	0.0123	0.0068	0.0033	0.0039	-0.0074	-0.0169
26.107 $^{\circ}\text{C}$	0.0071	0.0017	0.0173	0.0116	0.0016	0.0078	-0.0108	-0.0162

3.3 气压测量系统

气压测量系统采用美国 GE Druck 公司 PACE1000 传感器，如图3-5所示，精度为 4pa，能够支持最小值/最大值/平均值显示，长期稳定性高达 0.01%Rdg 每年，带有可选择的图形显示以及数据存储功能^[15]。



图 3-5 PACE1000 气压传感器

3.4 补偿系统总体方案

补偿系统总体包括一套单轴双频激光干涉仪测量系统、隔震光学平台、温度测量模块和压力传感器四个部分，单轴双频激光干涉仪测量系统所用的激光器为 Agilent 公司的 5517A 双频激光器，其名义波长为 632.991354nm ，1 小时内的激光波长稳定性为 0.002ppm ，在 90mm 光程下，激光器自带的波长误差约为 0.18nm ，实物图如图3-6所示。



图 3-6 激光器实物图

干涉仪的光学细分为 4，为了减小温度对材料热胀冷缩的影响，本文工作所用的干涉仪采用光学元件直接粘接制成，并无任何的金属外壳等，并且将底座粘接在微晶玻璃上，如图3-7所示，微晶玻璃为德国肖特 SCHOTT 公司 Class0 级的微晶玻璃，其热膨胀系数小于 2×10^{-8} ，对于本文采用的测量臂长度为 60mm 和 90mm 的两套单周双频激光干涉仪，当温度变化 1°C 时，由于材料热胀冷缩引入的误差不会超过 1.8nm ，相对于环境误差而言，这是可以忽略不计的。

系统中使用的信号采集卡为上海拍频光电科技有限公司的 ELIB0306A 三轴外差信号解调器，如图3-8所示，电子细分为 32，信号采样率为 10MHz ，最多支持 3 个通道同时采样^[16]。根据式(2.13)可知，该单轴双频激光干涉仪系统的分辨率约为 4.9nm ，这也再次说明了，上述的激光器自带的波长误差以及微晶玻璃热胀冷缩的影响可以忽略不计。

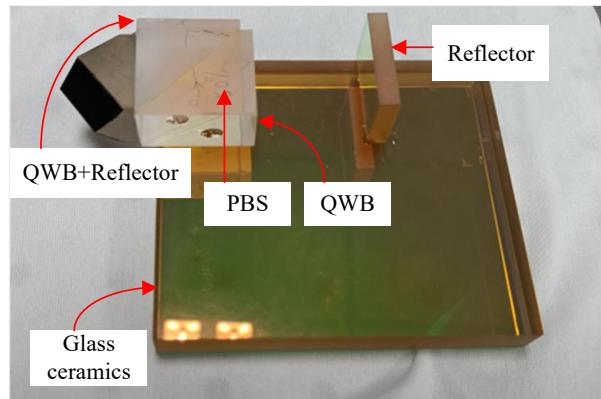


图 3-7 干涉仪实物图



图 3-8 信号采集卡实物图

3.5 实验方案及其改进

在本文所述工作中，为了能够更精准地测量到干涉仪的环境误差，在实验方案上进行了多次改进：

1. 实验设备方面：将干涉仪从常见的带有金属外壳的干涉仪改变为将各光学器件直接粘接制成的干涉仪以减少热胀冷缩带来的误差。
2. 实验变量方面：从仅测量温度变为温度气压同时测量，虽然温度是影响干涉仪环境误差的最重要因素，但是仅仅对温度变量进行补偿无法满足精度要求，所以增加气压变量的补偿。
3. 实验环境方面：从不采取任何隔震措施变为使用带有气浮隔震功能的光学平台，以减小震动带来的误差干扰；从有热源控制温度测量环境误差变为完全使用环境温度的自然变换来测量环境误差，以消除热源带来的误差干扰。
4. 实验方法方面：从单一实验变为对比实验，由式(2.15)可以看出，干涉仪的环境误差是跟测量臂长度成正比的，所以衡量干涉仪环境误差补偿是否精准的方式即为判断不同测量臂长度下补偿后残差是否一致，一致即为精准补偿所以设立了 60nm 和 90nm 两种测量臂长度的实验组。

3.5.1 实验设备改进

传统的干涉仪如图3-9所示，光学元器件粘贴在金属底座上，并且置有金属外壳。采用该种干涉仪的实验装置图如图3-10所示，进行零位测量得到的测量数据如图3-11所示，可以看出在7h的测量时间里温度变化了约 0.6°C ，但是干涉仪测出的位移却达到了 3000nm ，这个数量级的误差明显超出环境误差的范畴。并且由图2-6(a)可以看出，温度升高，空气折射率是降低的，带入(2.15)可知，由环境误差导致的干涉仪测量值应该是个负数，而实际测量值却是一个正数，所以大致可以断定是由于温度升高，导致干涉仪的金属底座以及被测物底座受热膨胀而导致出现正向位移误差值。所以后续采用如图3-7所示的干涉仪，将PBS、反射镜、玻片等用光学胶直接粘接制成，并且干涉仪和被测物（反射镜）都直接粘在微晶玻璃上，以减小热胀冷缩带来的误差。

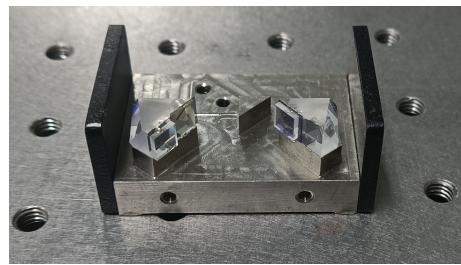


图 3-9 带金属外壳的干涉仪

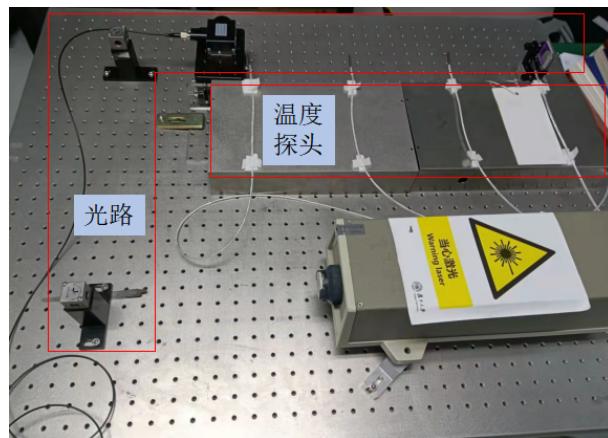


图 3-10 实验系统图-带外壳干涉仪

3.5.2 实验变量改进

将干涉仪和被测物体粘接在微晶玻璃后的实验装置如图3-12所示，如前文所述，此时由于热胀冷缩带来的误差是可以忽略不计的。进行零位测量得到的测量数据如图3-13所示，从图中可以看出约 480nm 的环境误差，如果仅仅对温度这一单一变量进行误差补偿，残留误差仍有约 180nm ，虽然补偿了约60%的误差，但是残余值仍不可以忽略，所以需要增加实验变量，即对气压也进行补偿。

3.5.3 实验环境改进

带温控箱的实验装置图如图3-14所示，图3-14(a)为示意图，图3-14(b)为实物图。实验数

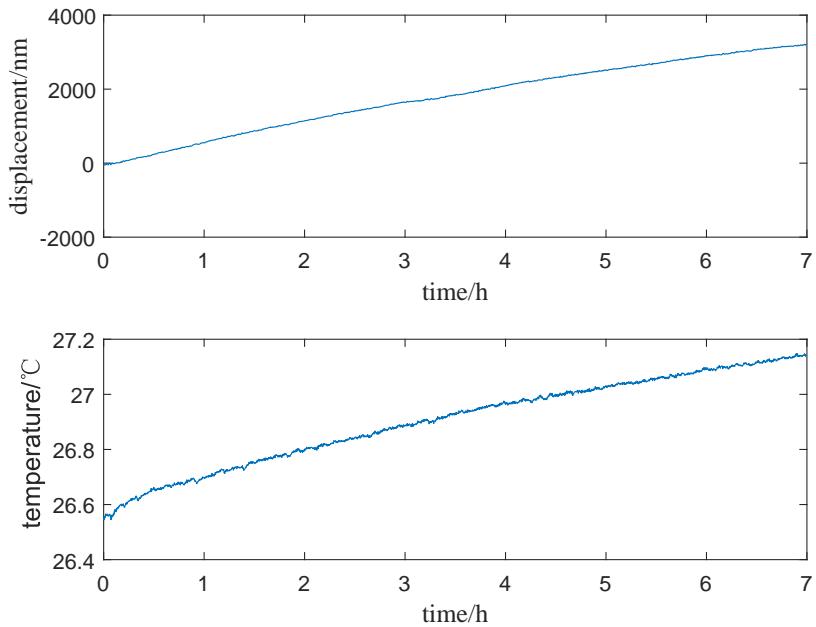


图 3-11 带外壳干涉仪的实验数据

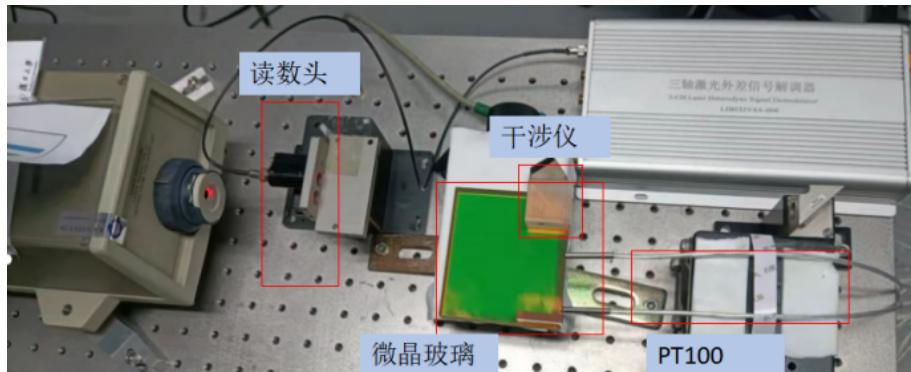


图 3-12 实验系统图-带微晶玻璃

据如图3-15所示，5h 的测量时间内，温度变化约为 0.1°C ，气压变化约为 0.25kPa ，排除了热胀冷缩的影响之后，位移的误差值降到了几十 nm 级别，属于环境误差的合理范畴但从图中可以明显看出，相较于平滑的压力曲线，温度曲线有着较多的毛刺，这也使得干涉仪系统的位移测量值也有着较多毛刺，这是由于温控箱工作导致的不均匀性引起的。所以后续实验采用测量环境温度的自然变化，并且增加气浮功能用于隔震。

3.5.4 最终实验方案

最终实验方案如图3-16所示，图3-16(a)为示意图，图3-16(b)为实物图。测量臂长度为 60nm 和 90nm 的两套干涉仪都是粘接在微晶玻璃上，并且放置在亚克力罩内，温度传感器探头和压力传感器探头也固体在亚克力罩内，激光器出射的激光经过 50% 分光镜分成两束强度均匀的光后分别进入两套干涉仪系统，并且经两个光纤耦合器后接入采集板卡。所有光学器件都有卡座固定在光学平台，并且光学平台开启了气浮功能以减少震动的影响。

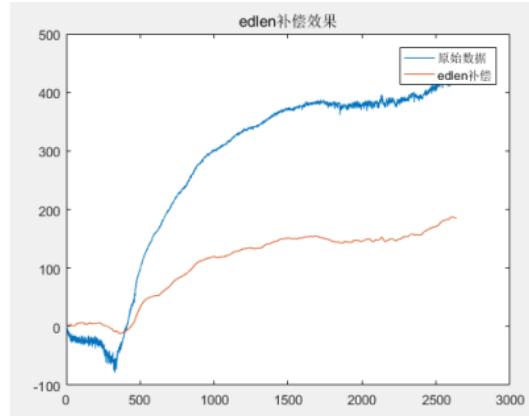
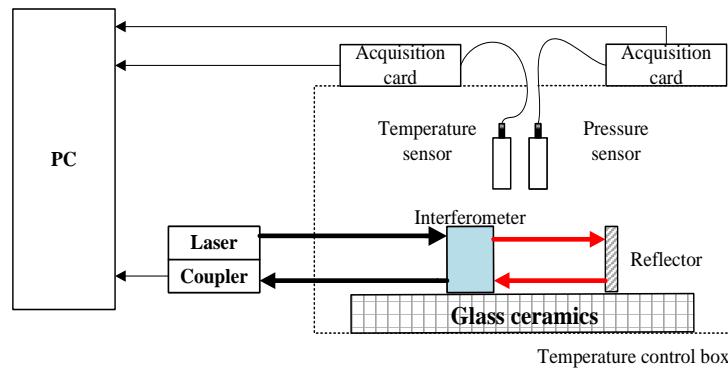
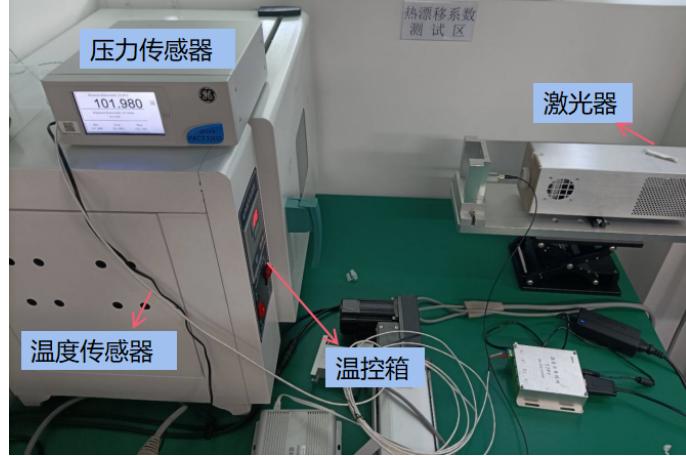


图 3-13 实验数据-带微晶玻璃



(a) 实验示意图-带温控箱



(b) 实验系统图-带温控箱

图 3-14 带温控箱的实验装置图

3.6 实验系统安装和调试

上述实验系统的搭建时，主要按照以下基本流程进行：

1. 将激光器放置在光学平台上，并进行固定，通电点亮激光器进行预热，待激光器尾部的指示灯亮起时说明预热结束，然后再次固定激光器。

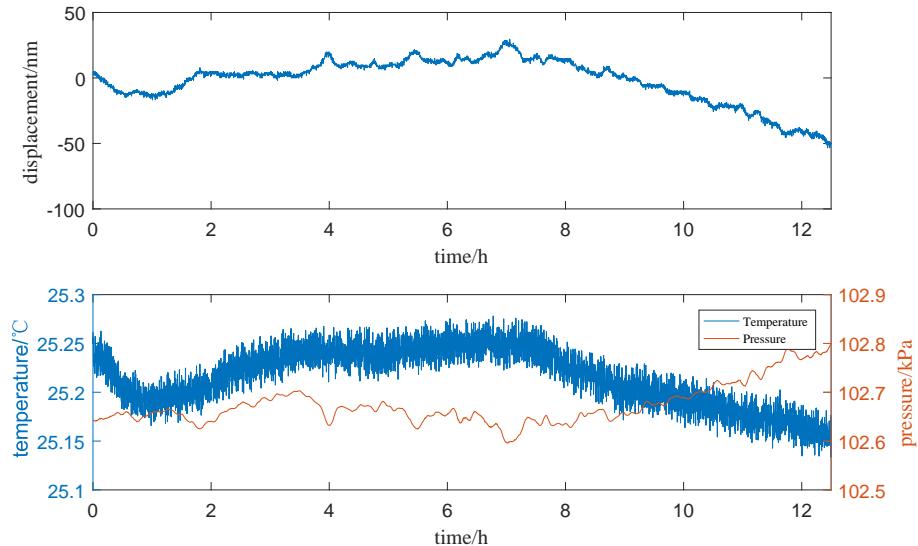


图 3-15 带温控箱的实验数据

2. 将分光镜、干涉仪放置在光学平台上，并进行预固定。旋转激光器出口光阑，选择大光斑，随后调分光镜的位置，确保光束从分光镜外壳通光孔的中心入射，并且没有出现消光现象，然后将激光器的光斑从大光斑调整为小光斑，调整干涉仪位置，确保干涉仪的反射镜与入射光束垂直；随后微调分光镜俯仰角以及干涉仪位置，使得干涉仪的测量光斑和参考光斑重合，并且光斑形状为圆形，然后固定分光镜和干涉仪位置。并将激光器的光斑调整为合适测量的光斑大小。
3. 将亚克力罩罩在干涉仪上方，并且固定温度传感器和压力传感器，随后将亚克力罩也固定在光学平台上。
4. 安装光纤耦合器，并将光纤接到采集板卡。

3.7 补偿性能测试与实验结果

为了验证 Edlen 公式在波长不匹配、温度范围不匹配的情况下，仍然能对干涉仪的环境误差进行一定程度的补偿，但会使得精度所损失，进行了多次实验数据采集，部分结果如下文所述。所有实验的采样周期均为 2s，所有测量均为零位测量，即理论位移应为 0。并且从式(2.15)可以看出，干涉仪的环境误差是与测量臂长度成正比的，而其它误差（例如随机误差、非线性误差等）往往都与测量臂长度无关，由此可以得出判断干涉仪环境误差补偿是否精准的标志就是看补偿后的残差是否一致。

3.7.1 短时测量

如图3-17所示，(a) 图为测量臂长度为 45nm 的位移测量数据，(b) 图为测量臂长度为 90nm 的位移测量数据，(c) 图为对应的温度和气压数据，(a)、(b)、(c) 三图的横轴均为时间，单位为 h；(a) 和 (b) 图中的竖轴为位移数据，单位为 nm，其中带圆圈标注的蓝色曲线为原始的位移测量数据，带黄色方块标注的为使用原始 Edlen 公式补偿后的位移数据，(c) 图的竖轴为温度和气压数据，单位为 °C 和 kPa，其中带圆圈标注的蓝色曲线为温度数据，红色曲

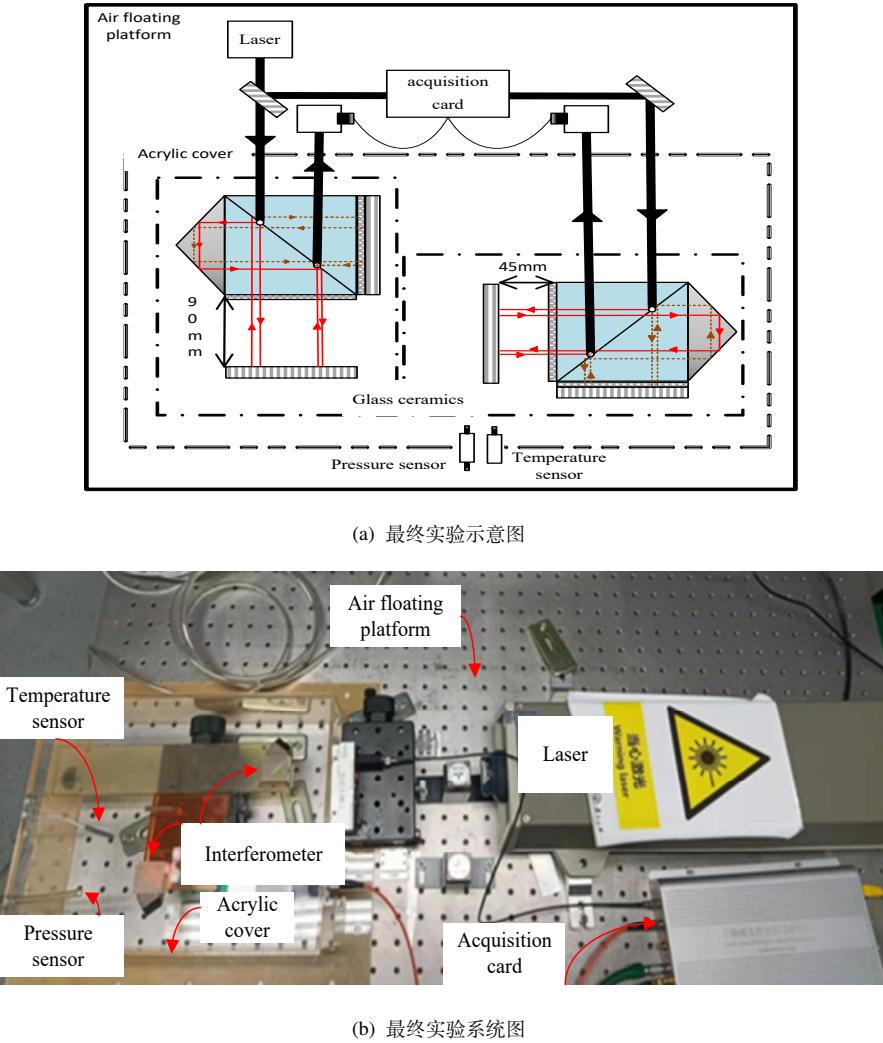


图 3-16 最终实验方案

线为气压数据。从图中可以看出，测量时间约为 1h，温度变化范围为 [26.16 26.23]°C，气压变化范围为 [101.6 101.5]kPa，测量臂长度为 45nm 和 90nm 的两套干涉仪的原始位移数据的变化范围为 [0 19.78]nm 和 [0 34.62]nm，在考虑可能含有随机误差等其他误差的情况下，可近似认为两者成两倍关系。并且对于零位测量而言，上述位移变化都可以认为是误差，对应的均方根误差分别为 11.8869nm 和 23.3770nm，也符合式(2.15)中描述的关系，这也说明在测量过程中并未引入太多其他误差，导致干涉仪测量值变化的主要原因为环境因素。

经过 Edlen 公式补偿后的均方根误差为 3.1377nm 和 5.8401nm，补偿效果约为 71% 和 75%。可以看出使用 Edlen 公式进行干涉仪的环境误差补偿可以得到较好的补偿效果，但是经过 Edlen 公式补偿之后的残留均方根误差仍然近似成两倍关系，这说明由于温度不匹配、波长不匹配以及 Edlen 公式人为总结的局限性，使得 Edlen 公式在补偿后仍有部分环境误差残留。

3.7.2 长时测量

短时测量的时间 1h 左右，为了探究 Edlen 公式在长时间测量情况下的补偿效果，将测量时间增加到 7.5h，得到的实验数据如图3-18。

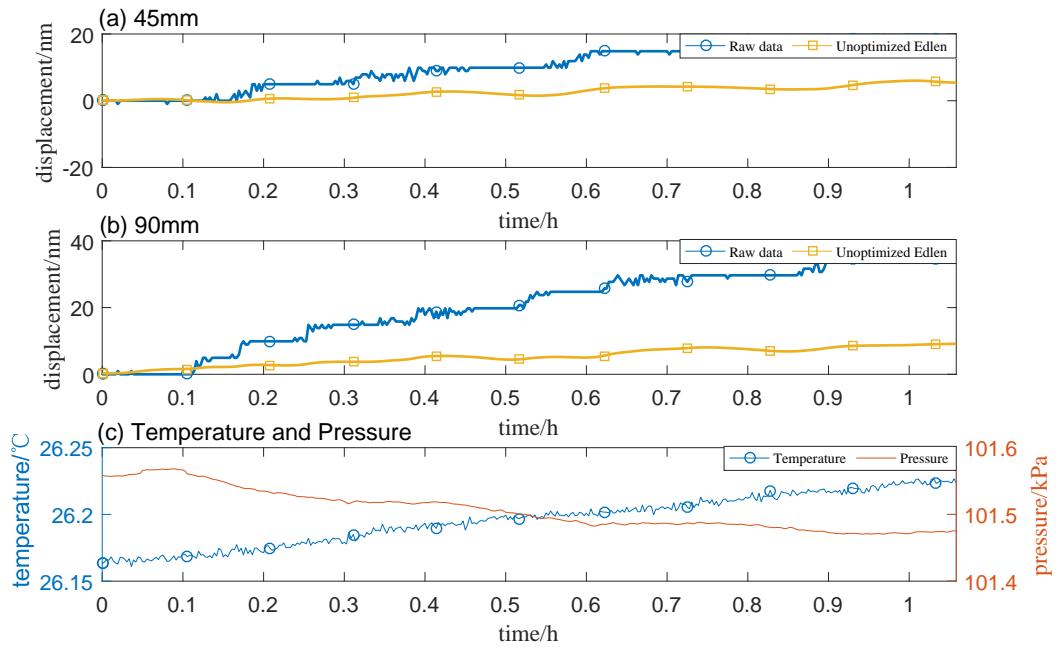


图 3-17 短时测量实验数据

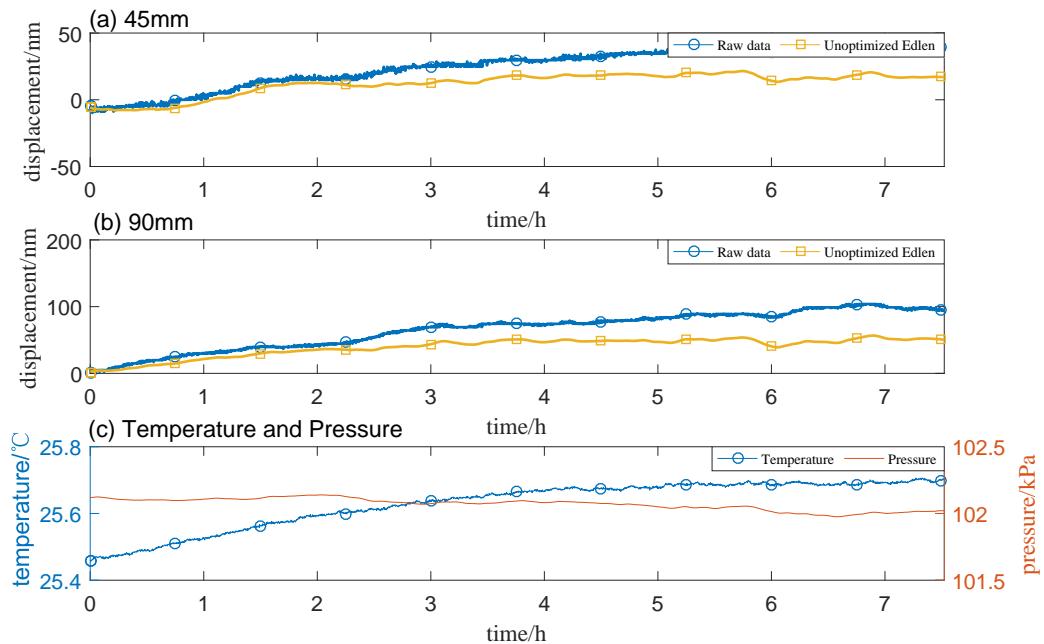


图 3-18 长时测量实验数据

从图中可以看出，测量时间为 7.5h ，温度变化范围为 $[25.46 \text{--} 25.69]^\circ\text{C}$ ，气压变化范围为 $[102.0 \text{--} 102.1]\text{kPa}$ ，测量臂长度为 45nm 和 90nm 的两套干涉仪的原始位移数据的变化范围为 $[0 \text{--} 35.62]\text{nm}$ 和 $[0 \text{--} 89.01]\text{nm}$ ，在考虑可能含有随机误差等其他误差的情况下，可近似认为两者成两倍关系。并且对于零位测量而言，上述位移变化都可以认为是误差，对应的均方根误差分别为 30.5299nm 和 75.0362nm ，经过 Edlen 公式补偿后的均方根误差为 14.9957nm 和 41.9108nm ，补偿效果约为 50.8% 和 45% 。

可以看出在进行长时间测量的情况下使用 Edlen 公式进行干涉仪的环境误差补偿也可以取得一定的补偿效果，但是补偿效果并没有短时测量的效果好，应是测量时间增长使得温度、气压、位移的累计测量误差变大导致，除此之外，仍可以发现补偿后的残留均方根误差依旧有一定差距，补偿效果有提升空间。

3.7.3 大范围温度变化测量

为了更加验证原始 Edlen 公式由于其温度不匹配问题造成的使用局限性，将测量时温度设置的更加远离 Edlen 公式的提出温度 20°C ，并且增大温度变化区间，进一步增加测量时间，得到的实验数据如图3-19。从图中可以看出，测量时间约为 12.5h ，温度变化范

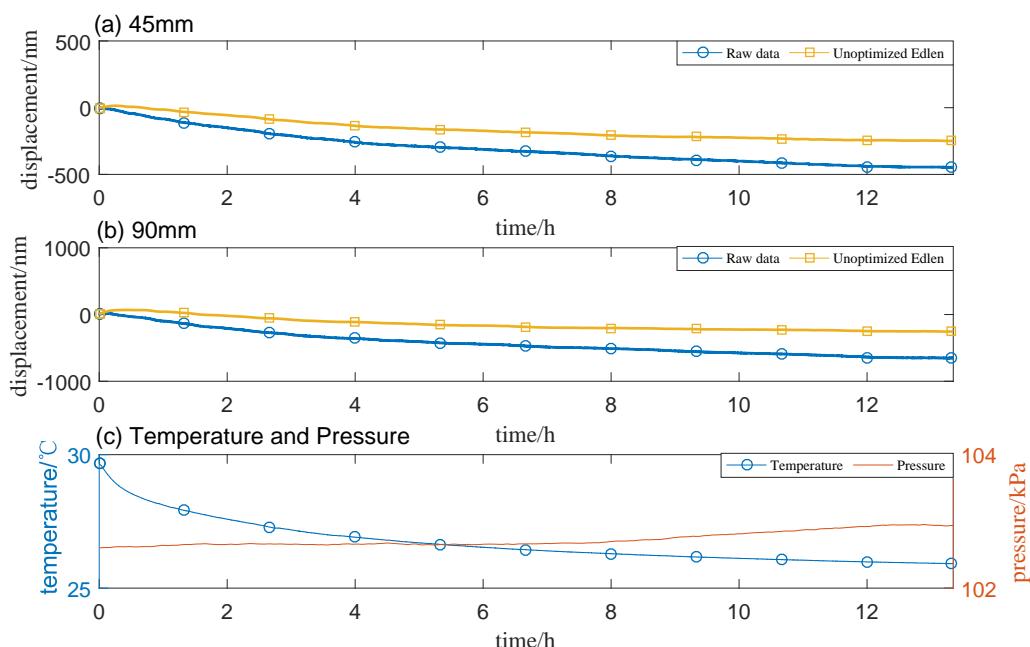


图 3-19 大范围温度测量实验数据

围为 $[25.91 \sim 29.67]^{\circ}\text{C}$ ，气压变化范围为 $[102.6 \sim 102.9]\text{kPa}$ ，测量臂长度为 45nm 和 90nm 的两套干涉仪的原始位移数据的变化范围为 $[0 \sim -248.3]\text{nm}$ 和 $[0 \sim -652.8]\text{nm}$ ，在考虑可能含有随机误差等其他误差的情况下，可近似认为两者成两倍关系。并且对于零位测量而言，上述位移变化都可以认为是误差，对应的均方根误差分别为 325.0990nm 和 465.0772nm 。经过 Edlen 公式补偿后的均方根误差为 153.6245nm 和 176.6071nm ，补偿效果约为 53% 和 62%。

可以看出使用 Edlen 公式进行干涉仪的环境误差补偿可以得到较好的补偿效果，但是经过 Edlen 公式补偿之后的残留均方根误差仍有较大差距，并且相比于短时测量的差值 2.7024nm 而言，由于温度更加远离 20°C ，并且温度变化范围也更大了，导致残留误差的差值也增大到了 22.983nm ，再次验证了温度不匹配导致原始 Edlen 公式的补偿效果降低。

从图中还可以看出，在前 0.8h 的测量时间段内，经过 Edlen 公式补偿后的值有一个正向的凸起，高度约为 70nm (测量臂长度 90nm 的数据)，而干涉仪的位移测量值一直都是处于负数范围内，此时补偿结果的变化趋势是与干涉仪位移值的变化趋势相反的，即由于进行了补偿，导致干涉仪的位移值从负数跨越零点达到正数，并且距离零点有一点距离，这说明发生了过补偿的现象。但在剩余 12h 的测量时间内，补偿结果的变化趋势是与干涉仪位移

值的变化趋势都是相同的（即变小）。从（c）图中可以看出，前 $0.8h$ 时间内，测量温度是最远离 Edlen 公式的提出温度 $20^{\circ}C$ ，这段时间内发生过补偿进一步说明了温度不匹配造成 Edlen 公式补偿效果的下降。而且这 $0.8h$ 内温度从 $29.67^{\circ}C$ 减小到了 $28.22^{\circ}C$ ，即在约 6.4% 的时间内，完成了约整个过程约 38.6% 的温度变化，这一数据说明，当温度梯度过大时，可能会对干涉仪的位移测量引入其他误差，这部分将在下文介绍。

3.8 本章小结

本章主要介绍了实验设备的组成，包括：双频激光干涉仪的光路设计及其分析、基于 PT100 的多通道温度测量系统，包含其上位机软件以及标定过程和标定结果、PACE1000 气压传感器。并介绍了部分不太完善的实验方案及其结果分析，从实验设备、实验变量、实验环境以及实验方法四个方面不断改进，并得到最终的实验方案，并进行了短时测量、长时测量等对照实验，从具体的数据分析验证了 Edlen 公式在波长不匹配、温度范围不匹配的情况下，仍然能对干涉仪的环境误差进行一定程度的补偿，但会有一定的性能损失。

第4章 基于粒子群算法的软件补偿方法及算法硬化

4.1 粒子群算法

4.1.1 粒子群算法基本原理

粒子群算法 (Particle Swarm optimization, PSO) 是一种启发于鸟群协同捕食行为的智能算法，利用种群与个体之间的信息交互来寻找问题的最优解，具有较高的搜索效率和精度^[17]，已广泛应用于函数优化等领域^[18]。可以假设这样一个场景：一群鸟在随机的搜寻食物，并

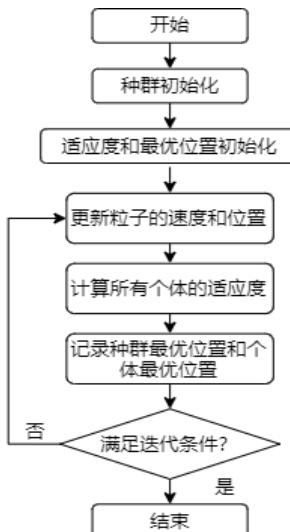


图 4-1 粒子群算法流程图

且搜寻空间里只有一块食物，所有的鸟都不知道食物在哪里，并且所有鸟的初始位置和搜寻方向都是随机的。在该场景下，一个找寻食物的最优策略就是搜寻离食物最近的鸟的周围。距离食物的距离就代表着优化效果的好坏，而鸟群每个时刻所处的位置，就代表着粒子群算法覆盖到的迭代值，整个空间即为粒子群算法的搜索空间，将该方式抽象成算法，如图4-1所示。

由图4-1中可以看出，粒子群算法的第一步是对种群进行初始化，即设定优化对象的迭代起点，并根据目标函数计算出与起点对应的适应度 (Fitness, 下文简称 fit)，并在所有个体的适应度中筛选出最优的，用其对应的迭代起点作为整个种群目前的种群最优解 (Global best, 下文简称 gbest)，而所有个体的个体最优解 (Person best, 下文简称 pbest)，这样就完成了整个算法的初始化。随后使用 gbest、pbest 对粒子的速度和位置更新进行控制，使迭代方向不断朝着最优的方向进行，即上述“搜寻离食物最近的鸟的周围”的策略，具体的速度更

新公式和位置更新公式如下式所示：

$$V_i^{k+1} = \omega V_i^k + c_p r_{and}(pbest_i - X_i^{(k)}) + c_g r_{and}(gbest - X_i^{(k)}). \quad (4.1)$$

$$X_i^{k+1} = X_i^{(k)} + V_i^{k+1}. \quad (4.2)$$

上式中 V_i^k 和 X_i^k 中分别表示粒子的速度和位置，下标 i 表示种群中第 i 个粒子，上标 $(k+1)$ 表示当前种群为第 $(k+1)$ 次迭代， ω 称为惯性因子，是一个衡量全局寻优能力和局部寻优能力的非负参数； c_p 和 c_g 为非负常数，通常设为 2； r_{and} 为 $[0,1]$ 范围内的随机数， $pbest_i$ 为第 i 个粒子的个体历史最优位置， $gbest$ 为整个种群的历史最优位置。

4.1.2 线性惯性权值递减策略

由式(4.1)可以看出惯性因子主要控制粒子的历史速度对当前速度的影响，历史速度在当前速度中占比大，则速度的更新将主要集中在历史速度附近，此时粒子群算法的局部寻优能力较强，并且收敛速度较快；若历史速度在当前速度中占比小，则速度的更新将在整个搜索域中进行，此时粒子群算法的全局寻优能力较强，使得搜索结果容易跳出局部优值。

为了在迭代初期，能够有更好的全局寻优能力，尽可能找到搜索域中所有可能的最优解，在迭代后期拥有更好的局部寻优能力，以便快速收敛，在惯性因子的取值上采用线性递减策略^[19]，即惯性因子 ω 由下式更新。

$$\omega^k = \omega_e + \frac{(\omega_i - \omega_e)(k_{max} - k)}{k_{max}}. \quad (4.3)$$

其中 ω_i 和 ω_e 分别为迭代开始时的惯性因子和迭代结束时的惯性因子， k_{max} 为最大迭代次数， k 为当前的迭代次数。通过对惯性因子使用线性递减策略，可以在迭代过程中不断调整全局寻优能力和局部寻优能力。

但是粒子群算法存在早熟收敛的问题，即当粒子群到达局部最优解附近时，粒子速度的更新主要由自身速度决定，并且由于粒子群算法的惯性因子 ω^k 通常小于 1，使得粒子速度的更新幅度将会越来越小，难以跳出该局部最优解^[20]。

虽然 Edlen 公式的诞生方法使其补偿精度和使用条件受到一定影响，但原始的 Edlen 公式为 PSO 算法提供了一个优秀的搜索起点，相当于大幅压缩了 PSO 算法的搜索空间，这能非常有效地避免早熟收敛问题的出现。

4.2 基于粒子群算法优化后的 Edlen 公式补偿方法

为了解决上述的 Edlen 公式存在的问题，本文提出一种使用粒子群算法对 Edlen 公式进行优化的方法。

对于粒子群算法而言，目标函数的形式会严重影响算法优化的结果，而 Edlen 公式作为一个几十年来广泛使用的经验公式，虽然由于其诞生条件的局限性使得其使用范围受限，但 Edlen 公式的形式仍然具有重要的借鉴意义，将 Edlen 公式与粒子群算法相结合，不仅可以有效地避免粒子群算法寻找到局部最优解，避免早熟收敛现象的发生，还可以减小搜索空间，减小收敛时间，保证训练时不会影响实时数据测量及补偿。

4.2.1 数据预处理

使用粒子群算法对 Edlen 公式进行优化的第一步是对位移、温度、气压数据进行预处理，这点主要是基于下面两点考虑：

1. 虽然所有被测量的采样周期均为 $2s$ ，但是由于位移测量的上位机采用 C-SHOP 编写，而温度测量的上位机是基于 LabVIEW 开发的，气压测量主要依靠 PACE1000 气压传感器，这导致三者在定时功能上可能会有细微差别，而导致最终采样的点数不相同，所需要进行数据的裁剪。
2. 出于不漏采任何有效信息，所以将采样周期设置为 $2s$ ，但是温度和气压都是缓变量，并不可能在这么短的时间内明显变化，所以为了数据的可靠性，避免偶然性数据造成训练效果降低，需要对数据进行均值滤波。

在进行数据裁剪的时候采用如下策略：将位移、温度、气压三组中数据个数最少的作为基准，计算另外两组数据个数与基准的差值，这个差值即为需要裁剪的数据个数，将数据个数除以裁剪个数，然后向下取整即可得到每组数据对应的裁剪窗口长度，在每个裁剪窗口内将最后两个数取平均值，用平均值代替这两个数，这样即可实现数据裁剪。

在进行均值滤波的时候采用如下策略：取窗口长度为 $30s$ ，即 15 个数据点，在整个数据段内进行滑动窗口的均值滤波。

4.2.2 使用粒子群算法进行数据训练

将式(2.17)作为粒子群算法的目标函数，温度因子 $\frac{\delta n}{\delta T}$ 和气压因子 $\frac{\delta n}{\delta P}$ 作为两个搜索目标，第一次迭代的搜索起点分别为 $-9.36 * 10^{-7}$ 和 $2.68 * 10^{-9}$ ，即搜索点由下式更新：

$$\delta_i^{(n+1)} = \delta_i^{(n)} + (\delta_o^{(n)} - \delta_i^{(n)}). \quad (4.4)$$

式(4.4)中 $\delta_i^{(n+1)}$ 为第 $n+1$ 次训练时温度因子、气压因子初始搜索点，即 $\delta_i = (\frac{\delta n}{\delta T} \quad \frac{\delta n}{\delta P})$ ，所以该式描述的是第 $n+1$ 的搜索起点与第 n 次搜索起点之间的关系。特别地，当 $n=0$ 时，即第一次搜索的搜索起点为 $\delta_i = (-9.36 * 10^{-7} \quad 2.68 * 10^{-9})$ ，即原始 Edlen 公式的温度因子值和气压因子值。 $\delta_o^{(n)}$ 为第 n 次训练后粒子群算法计算出的温度因子和气压因子。

而每次训练计算 $\delta_o^{(n)}$ 的适应度时，采用均方根误差作为评价指标，其计算方法如式(4.5)所示：

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x - \hat{x})^2}{N}}. \quad (4.5)$$

4.3 整段式粒子群算法补偿效果

将一整组的测量数据作为粒子群算法的训练样本，从给定的搜索起点开始，根据式(4.5)计算初始适应度，并且进行种群最优位置和个体最优位置的初始化，然后根据式(4.1)和式(4.2)更新种群中所有个体的速度和位置，然后循环迭代多次，直至适应度满足要求或者达到迭代上限，此时种群的最优位置即为粒子群算法优化后的 Edlen 公式中的温度因子和气压因子，然后对测量数据进行补偿。训练样本统一使用测量臂长度 $90nm$ 的干涉仪的测量数据，使用优化结果对测量臂长度 $45nm$ 和 $90nm$ 测量数据同时进行补偿，补偿结果如下。

4.3.1 短时测量

如图4-2所示, (a) 图为测量臂长度为 45nm 的位移测量数据, (b) 图为测量臂长度为 90nm 的位移测量数据, (c) 图为对应的温度和气压数据, (a)、(b)、(c) 三图的横轴均为时间, 单位为 h; (a) 和 (b) 图中的竖轴为位移数据, 单位为 nm, 其中带圆圈标注的蓝色曲线为原始的位移测量数据, 带黄色方块标注的为使用原始 Edlen 公式补偿后的位移数据, 带红色菱形标注的为使用粒子群算法优化后的补偿后位移数据, (c) 图的竖轴为温度和气压数据, 单位为 $^{\circ}\text{C}$ 和 kPa, 其中带圆圈标注的蓝色曲线为温度数据, 红色曲线为气压数据。

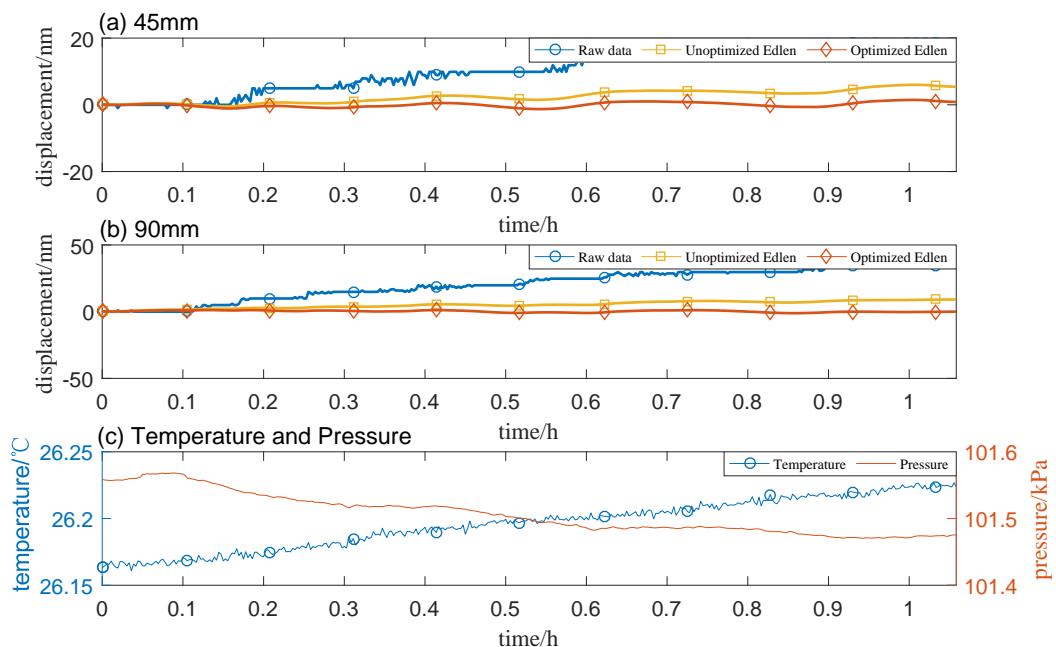


图 4-2 粒子群算法优化后的短时测量补偿效果

如图4-2所示, 优化后的红色曲线相比于未经优化的黄色曲线, 无论是 45nm 还是 90nm 情况下, 都更加接近于理论位移值 0nm , 这说明使用粒子群算法对 Edlen 公式进行优化之后在进行补偿可以比较明显地提升补偿效果。从数据层面分析, 使用粒子群算法进行优化之后再进行补偿, 测量臂长度为 45nm 的干涉仪的残留均方根误差从 3.1377nm 降低为 0.8541nm , 而 90nm 长度的则从 5.8401nm 降低为 1.034nm , 分别同比减小了 72.7% 和 82.3%, 并且两者残差的差值只有 0.1799nm , 相较于未优化前的差值 2.7024nm 有着较大提升, 可以认为使用经过粒子群算法优化之后的 Edlen 公式进行补偿后的残差在不同测量臂长度情况下是近似相等的, 这说明环境误差得到了比较精准并且完全的补偿。但是如果从百分比的角度分析, 0.1799nm 的残差差值占原始残差的比例约为 21%, 这是一个比较大的百分比, 可能的原因是由于改组温度变化较小, 使得环境误差在总体误差中的比例不够大。

4.3.2 长时测量

对前文所述的长时测量的实验数据也是用粒子群算法优化后再进行补偿, 结果如图4-3所示, 虽然采样时长增加了, 但是粒子群算法的优化效果依旧显著。从数据层面分析, 使用粒子群算法进行优化之后再进行补偿, 测量臂长度为 45nm 的干涉仪的残留均方根误差从 14.9957nm 降低为 6.8308nm , 而 90nm 长度的则从 43.5806nm 降低为 3.6700nm , 两者残差的

差值只有 $3.16nm$, 相较于未优化前的差值 $28.5849nm$ 有着较大提升, 可以认为使用经过粒子群算法优化之后的 Edlen 公式进行补偿后的残差在不同测量臂长度情况下是近似相等的, 这说明环境误差得到了比较精准并且完全的补偿。

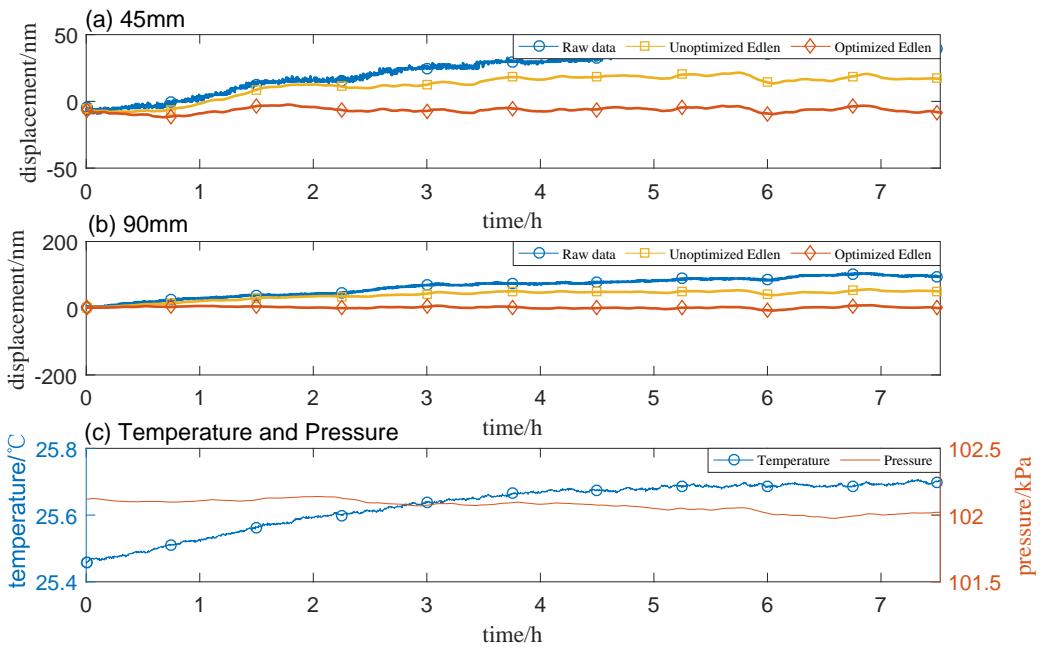


图 4-3 粒子群算法优化后的长时测量补偿效果

同时, 从数据中可以发现, 测量臂长度为 $90nm$ 的数据经过粒子群算法优化后的补偿残差 $3.6700nm$ 是小于 $45nm$ 的 $6.8308nm$, 可能原因有:

1. 由于粒子群算法在训练过程中使用的是 $90nm$ 的测量数据, 并且该组试验的测量时间较长, 使得粒子群算法较好地挖掘了数据中潜在的规律, 达到比较完美的补偿效果。
2. $45nm$ 的测量数据发生了过补偿。
3. 由于环境补偿后的残差较小, 所以可能由于随机误差的干扰。

需要特别说明的是, 从其他未给出的实验数据以及下文给出的大范围温度变化测量的结果分析, 比较大的可能是由于随机误差的干扰。

4.3.3 大范围温度变化测量

对前文所述的大范围温度变化测量的实验数据也是用粒子群算法优化后再进行补偿, 结果如图4-4所示, 虽然采样时长以及温度变化范围都增加了, 但是粒子群算法的优化效果依旧显著。从数据层面分析, 使用粒子群算法进行优化之后再进行补偿, 测量臂长度为 $45nm$ 的干涉仪的残留均方根误差从 $153.6245nm$ 降低为 $29.3458nm$, 而 $90nm$ 长度的则从 $176.6071nm$ 降低为 $48.4996nm$, 两者残差的差值仍有 $19.1538nm$, 相较于未优化前的差值 $28.5849nm$ 有着一定提升, 这说明环境误差的补偿效果得到一定改善, 但是不同测量臂长度下的残差仍然不可以认为是相等的, 说明该组实验数据哪怕经过整段式粒子群算法的优化, 其补偿效果也只是提升了, 并未像前两组实验数据那样得到精准且完全的补偿。

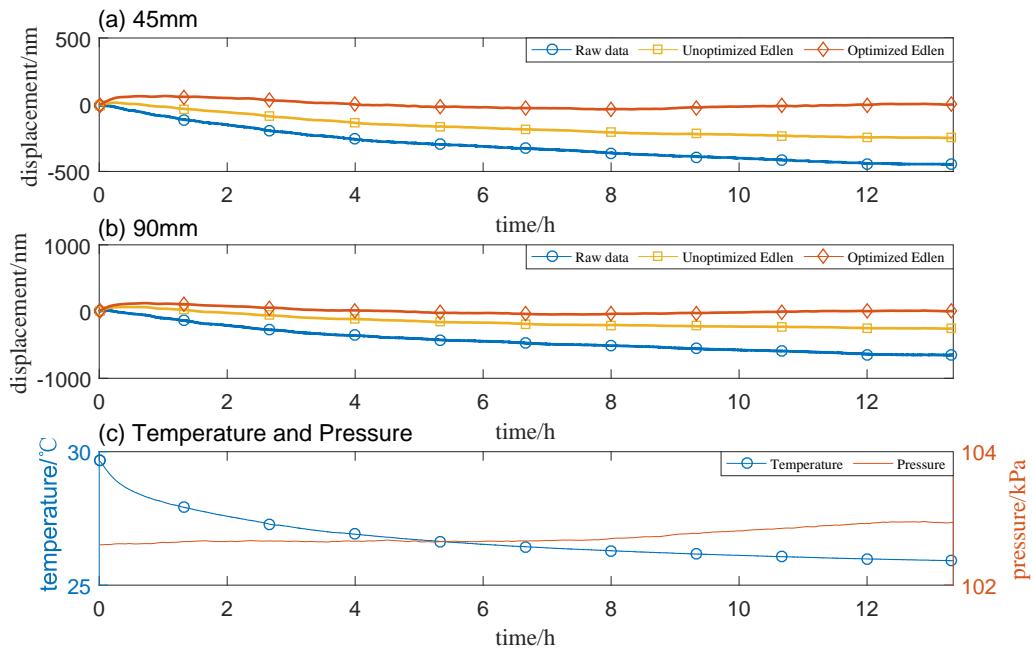


图 4-4 粒子群算法优化后的大范围温度变化测量补偿效果

但是从上述的分析数据中可以看出，该组的温度变化以及测量时间均比长时测量实验中长，但是经过粒子群算法优化后再进行补偿得到的残差值，并未出现长时测量实验中：测量臂长度为 45nm 的补偿残差大于测量臂长度为 90nm 的补偿残差，这进一步验证了长时测量实验中出现该现象的原因是由于偶然的随机误差，难以复现。

前 0.8h 时间内的过补偿现象变得更严重了，经粒子群算法优化后的补偿结果的凸起高度从 70nm 增大到了约 120nm ，但是使用粒子群算法优化后在整个 12.5h 测量时间内的补偿效果是改善的，这说明粒子群算法已经比较完全地挖掘出了 Edlen 公式的补偿性能，只是在大温度梯度的情况下，可能引入了其他误差因素，导致线性形式的 Edlen 公式无法适用。

4.3.4 局限性

参考文献

- [1] 闵帅博、严利平、崔建军、王冬、束红林、陈恺. 高精度空气折射率测量系统设计与实现[J]. 计量学报, 2020, 41(11): 7.
- [2] 杨荣岩, 王大勇. 基于激光多普勒测速的自由场空气声压测量研究[D]. 北京工业大学, 2021.
- [3] “科普中国”科学百科词条编写与应用工作项目. 多普勒频移[EB/OL]. 2022. <https://baike.baidu.com/item/%E5%A4%9A%E6%99%AE%E5%8B%92%E9%A2%91%E7%A7%BB/2585005?fr=aladdin/>, Last accessed on 2022-03-30.
- [4] 杨琳琳. 基于拍频测量温度和旋光角的方法研究[D]. 河南师范大学, 2017.
- [5] 张志平, 杨晓峰. 激光外差干涉技术在光刻机中的应用[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(9): 8.
- [6] 胡红波, 杨丽峰, 于梅. 零差干涉仪用于振动校准中关键技术的研究[J]. 计量学报, 2018, 39(3): 5.
- [7] 丁子婷. 双频激光干涉仪测量系统的环境误差研究[D]. 桂林电子科技大学, 2022.
- [8] 徐建. 双频激光干涉仪系统线性测量误差主要来源及减小误差的方法分析[J]. 计量与测试技术, 2013, 40(8): 2.
- [9] CUI J, TAN J, WEN X, et al. Refractive index of air for interferometric length measurements [J]. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2015, 9446: 944640-944640-11.
- [10] BOENSCH G, POTULSKI E. Fit of edlen formulae to measure values of the refractive index of air[C]//Spies International Symposium on Optical Science. 1998.
- [11] 李博, 杨军, 谢兴娟, 等. 温度对激光干涉法测量气体动态压力的影响[J]. 光学技术, 2021, 47(5): 565-569,581.
- [12] ZHANG Y, GAO H, HAO W, et al. Approach to the measurement accuracy of laser wavelength in air[C]//AOPC 2015: Optical Test, Measurement, and Equipment. 2015.
- [13] 熊显名, 丁子婷, 曾启林, 等. Elden 公式法在双频激光干涉仪测量系统的应用[J]. 仪器仪表用户, 2021.

- [14] KOHMUN K, LIMSUWAN P, RANUSA WUD M, et al. Effect of the carbon dioxide concentration on the refractive index of air in a long gauge block interferometer[J]. Instrumentation Science & Technology, 2020: 1-11.
- [15] 深圳市银飞电子科技有限公司. PACE1000[EB/OL]. 2022. <https://www.1001718.com/druck/11175.html>.
- [16] 上海拍频光电科技有限公司. 信号处理卡[EB/OL]. 2022. <http://www.spoe.com.cn/sys-pd/41.html>.
- [17] 潘红丽. 基于改进粒子群算法的垃圾清运车辆低碳路径规划[D]. 南京信息工程大学, 2022.
- [18] LIAO Y, ZHANG Z, WANG N, et al. Environmental compensation of laser interferometer based on particle swarm algorithm[J]. Applied optics, 2022(13): 61.
- [19] 冯浩, 李现伟. 一种改进的粒子群优化算法惯性权值递减策略[J]. 蚌埠学院学报, 2015, 4 (006): 21-24.
- [20] 范培蕾, 张晓今, 杨涛. 克服早熟收敛现象的粒子群优化算法[J]. 计算机应用, 2009, 29 (B06): 4.

复旦大学 学位论文独创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。论文中除特别标注的内容外，不包含任何其他个人或机构已经发表或撰写过的研究成果。对本研究做出重要贡献的个人和集体，均已在论文中作了明确的声明并表示了谢意。本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：_____ 日期：_____

复旦大学 学位论文使用授权声明

本人完全了解复旦大学有关收藏和利用博士、硕士学位论文的规定，即：学校有权收藏、使用并向国家有关部门或机构送交论文的印刷本和电子版本；允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。涉密学位论文在解密后遵守此规定。

作者签名：_____ 导师签名：_____ 日期：_____