



国际竞赛 科研科创 发表论文  
关注“有方背景提升”

# 研究报告题目

基于 Tryman-Green 干涉的透光流体温度场分布测量  
方法

## 参赛团队成员

薛博睿 广东省广州市第六中学高二（1）班  
陈一苇 广东省华南师范大学附属中学高二（2）班

## 指导老师

璩 斌 广州市第六中学校  
梁浩文 中山大学物理学院  
王嘉辉 中山大学物理学院

## 参赛国家地区

中国广东省



# 基于 Tryman-Green 干涉的 透光流体温度场分布测量方法

薛博睿<sup>1</sup>, 陈一苇<sup>2</sup>

<sup>1</sup>广州市第六中学 广州 510300

<sup>2</sup>华南师范大学附属中学 广州 510630

## [摘要]

随着时代的发展,科学技术也在不断进步,而在各类实验环境或工业设施之中,高温已经屡见不鲜,对温度进行精准测量的需求也日渐迫切。现有温度的点测量方法(如温度计、热电偶)无法实现温度场测量,而面测量方法(热成像仪等)温度精度与空间分辨率有待提高,针对此局限,本文拟基于激光干涉原理,利用其实时、分辨率高、装置简单的特点,研究一种测量透光流体温度区域变化二维分布的方法:由于流体折射率与流体密度紧密关联,而温度变化将改变流体密度分布,从而改变激光干涉条纹的位置。因此,通过测量激光干涉条纹的位置变化即可得到流体的温度场二维分布情况。

根据这一工作原理,本文首先基于热力学的傅立叶方程,利用数学物理方法求解出空间温度分布的物理解析解,并模拟出高温温度场的空间分布。进一步,本文搭建了一套基于 Tryman-Green 干涉仪的光学干涉装置,测量流体折射率受温度变化对干涉条纹的影响,从而验证物理模型的正确性与本方法测量的准确性。实验上,本文以测定可精密控温的热风枪出风温度为例,利用干涉法对其温度变化作了系统性标定,并得到条纹位置的变化量随流体温度的变化关系。实验结果表明,本文的温度场分布理论模拟与实验结果自洽,证实该方法能有效还原空间的二维温度场分布。

[关键词] Tryman-Green 干涉、流体二维温度场、Fourier 方程、流体折射率



## 目录

第一章绪论 .....	4
1.1 研究背景和价值.....	4
1.2 研究概况 .....	5
1.2.1 温度场测量的发展现状.....	5
1.2.2 干涉测量法的发展现状.....	6
1.3 本文主要研究内容.....	7
第二章空间温度分布的热力学模型 .....	9
2.1 稳定温度场的二维空间分布数学物理方法求解 .....	9
2.2 干涉法测量气体温度场.....	15
第三章实验验证及数据分析.....	18
3.1 实验设计与流程.....	18
3.2 搭建光路 .....	18
3.3 数据处理与分析.....	20
第四章总结与展望 .....	24
参考文献 .....	25
致谢 .....	29
团队成员 .....	30
指导老师 .....	31
学术诚信声明 .....	32



# 第一章绪论

## 1.1 研究背景和价值

温度场的实时测量技术在工业环境监控、环境气候监控及日常生活室内监控等领域均有重要意义。

在工业环境监控领域，实时监控工业锅炉中的温度空间分布，可动态优化工业锅炉中风煤比、多种燃料成分分配比及其空间分布等情况，最大化热能转换效率；同时还能实时预警工业设备的非正常工作情况，避免发生爆炸等重大事故。另外，温度场实时测量技术在高温气体排放、发动机尾焰等需要非接触温度实时监控领域具有不可或缺的应用价值。

在海洋领域，海洋的变化对世界环境气候及生物活动有着巨大的影响，海洋及大洋环流的变化反映在其内部及周围介质的温度变化上，因此大面积的海洋温度场监控亦具有重要意义。一般地，海洋及大气环流关系密切：在时间与空气尺度较小的变化中，大气会影响海洋，而在较大尺度的变化中，海洋则会影响大气环流。因此，对不同尺度的海洋温度场变化作实时监控可有效预测中、长期的天气变化，对地球气候变化预测起着重要作用。

在日常公共环境，如体育馆、俱乐部、商场等场所中，自然良好的空气流通组织对人体健康和安全至关重要，而设计气体流通气路则需要合理设计温度场分布来组织室内空气流动走向，因此需要实时温度场监控来实现科学合理的空调和采暖设计。同时，实时温度场监控可以预警有毒气体的流向，保障公共安全和人体健康。

传统的温度测量方法一般为接触式测量法，如热电偶、热敏电阻等，这些方法虽然能满足大部分温度缓变和均匀的应用范围，但是它的温度测量范围窄、只能单点测量、响应速度慢且对待测温度有一定干扰，限制着其对空间温度场的实时监控能力。为此，非接触式的温度场测量方法，特别是在高端应用上，成为了温度空间监控的重要技术发展方向。一些新型的非接触式测量方法，如声学法和红外热成像法等，虽能实现实时的空间分布监控，但存在成本高、测量空间分辨



率低、受背景噪声干扰大等问题，限制其精确测量应用。因此研究一种精确、全场、简单有效、性价比高的测温技术具有科学研究意义和应用价值，而利用激光干涉条纹测量空间温度场分布则是其中的有效手段。

## 1.2 研究概况

### 1.2.1 温度场测量的发展现状

温度测量按是否与物体接触可分为两类：接触式与非接触式<sup>[1-5]</sup>。

接触式测温法需将传感器与待测物体接触，当两者温度达至热平衡后，对热平衡温度进行记录，具有使用简单、测量精度高的优点。但是对于流体而言则会破坏其流动或者分布，扰动热平衡状态，从而造成测量误差。因此国内外相关领域的前沿研究已逐渐转向非接触测温法，本节也将重点论述非接触式测温法的相关技术成果及其发展。

非接触式顾名思义，无需传感器与待测物体接触的热平衡，而通过测量光谱、红外波段光强等间接物理量即可实现温度的测量。

光谱法基于温度对散射光谱的强弱产生散射调制工作的，根据不同物理过程分类，散射调制可分为 Rayleigh 散射、常规 Raman 散射以及相干 anti-Stokes-Raman 散射，不管基于上述哪一种散射原理进行测温<sup>[6-15]</sup>，均具有各自的局限性。

其中，Rayleigh 散射测温方案，虽然在时间与空间分辨率上具有良好表现，但是却容易受其他类散射光（环境杂散光）的干扰。

Raman 散射测温虽然能有较高的光谱分辨率，但是其谱线强度弱，易被环境光淹没，在非封闭的工作环境中，难以从环境光背景中提取出来，因此误差较大。

因为常规 Raman 散射的不足，人们改进出相干 anti-Stokes-Raman 散射测温方案，其散射信号强度，灵敏度和测量精度相比于常规拉曼散射测温方案均有显著提高，但是却增加了系统的复杂性。

同时，三种光谱测温方法均存在光谱信号处理复杂的通病，因此在实际场景中使用受限。



声学测温法，是根据温度对声音基本指标，如声强、声速、声频等产生作用来实现温度测量的<sup>[16-18]</sup>。例如，介质温度直接影响声音在该介质传播的声速，因此根据声速即可计算介质的温度，且具有实时性强、精度高等特点。然而，声学测温技术还有一些问题有待进一步研究解决：如待测对象声速的影响，背景噪声的干扰，测量的空间分辨率低等，这些问题在实际应用中限制了声学法温度测量的精确度。

然而，上述的两类测温法均难以实现空间温度分布的连续记录，无法获得温度场分布细节。能实现该功能的只有红外线成像测温法。根据热力学原理，只要温度在绝对零度以上，原子和分子都会发生热运动，并对外辐射出红外线<sup>[19,20]</sup>，红外成像测温法则是利用这一原理记录热目标的温度辐射情况，只需采用能对中远红外波段感光的感光芯片对待测物体或者环境成像，即可记录待测对象的温度分布；当温度升高，目标中原子分子的热运动更为剧烈，向外辐射更强的红外线，所记录的感光强度也越大。该测温方法测量动态范围广、响应速度快，但是却易受环境（如背景光强、尘埃飘动等）影响，更重要的是其空间分辨率低，售价近十万的红外成像相机的感光芯片分辨率仅为 320\*240 左右。

针对上述三大类测温方法的局限，我们提出利用高分辨率相机配合激光干涉光路，对能透光的流体进行温度场分布测量的技术方法，具有结构简单、处理难度小、空间分辨率高、实时性强、非侵入的优点。

### 1.2.2 干涉测量法的发展现状

干涉测量法是通过由波的叠加引起的干涉现象来获取信息的技术，被广泛应用于科研和工业上对纳米级微小变化量的测量。激光干涉的结构非常简单：采用光学分束器把一束同频激光分为两束，经不同光路，再让它们在空间中某个区域交叠而发生干涉。两束激光的相对相位变化会引起光程差的变化，从而反映在干涉的亮暗条纹上，据此可以计算出光路上待测目标的光学信息<sup>[21-25]</sup>。

干涉测量法已成熟地应用于长度测量与光学检测，但在温度测量方面仍然存在许多可以改进改善的地方，本文就此进行了一些探讨。

为精密测定长度或长度改变量，常采用 Michelson 干涉仪作为测量装置，其结构简单，激光光源发出一束单频入射光束，通过光束分束器分成两道同频光束。



如图 1 所示，其中一束作为参考光束（一般为反射光束），射向光束分束器并经反射镜反射至分束镜上；而另一束作为测量光束（一般为透射光束），通过光束分束器射向另一反射镜并反射回分束镜上，两束光束在交汇点发生干涉，可通过探测器拍摄其干涉条纹。若两束光的光程差发生变化，探测器即能将条纹变化的情况记录下来，从而通过条纹变化情况计算出光程差的变化情况。

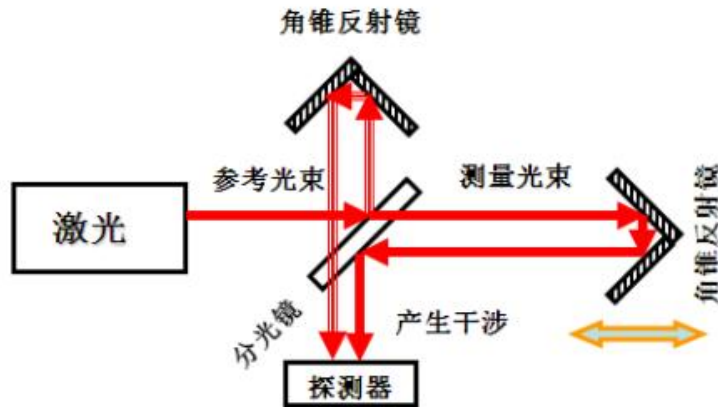


图 1 Michelson 干涉仪原理图

此种技术对于实验光路路径上折射率的变化十分敏感，其干涉图像的变化所反映的折射率变化精度可达到  $10^{-6}$  的级别，实时性强、准确度高。用来测量受热流体时，由于加温会改变流体折射率分布，进而引起通过光束的光程差变化，令干涉条纹弯曲和移动，从而可以测量推算区域的温度分布情况。由于条纹对于流体密度的变化具有较高灵敏性，因而对于较小的温度变化量也能进行精密测量。为了更准确的建立图像像素坐标和实际物理空间坐标的映射关系，使用扩束平行光路的 Tryman-Green 干涉替代迈克尔逊干涉进行实验将更为简单方便。

### 1.3 本文主要研究内容

为研究利用 Tryman-Green 干涉的透光流体温度场分布测量方法，本文首先提出一种热力学模型，模拟空间温度场二维分布，应用 Fourier 热传导定律进行分析，推导出热传导方程，建立稳定温度场的 Laplace 方程及相应的边界条件，利用数学物理方法，首先求解出温度场空间分布的解析解，并分析其物理过程及物理意义。其次编程模拟出本模型的空间温度场的分布情况；最后，根据折射率与温度的对应关系，以及干涉条纹变化和折射率变化的对应关系，导出本文激光





干涉测量空间温度场分布的原理及方法。

为验证理论的可靠性，本文通过 Tryman-Green 干涉仪为主体设计实验光路，以热风枪为稳定热源对激光光路上的空气进行加热，并用可见光摄像仪器记录在不同温度下的干涉图像，将流体的温度变化转换为干涉条纹移动量，对本文的理论推导模型进行验证与分析。

本文章节安排如下，首先建立了基于 Fourier 方程的空间温度场的热力学模型，采用数学物理方程进行了分析，求解出温度场变化的物理解析解，并采用编程软件模拟出高温温度场的空间分布（第二章）；搭建基于 Tryman-Green 干涉仪的光学干涉装置，通过拍摄热风枪不同温度下出口处干涉条纹变化图以及计算干涉条纹的相位变化得到相关位置的温度，并通过分析测量流体折射率受温度变化对干涉条纹的影响，从而验证本文物理模型的正确性与本方法测量的准确性（第三章），最后进行了总结和展望（第四章）。





## 第二章空间温度分布的热力学模型

本章从热力学的 Fourier 热传导定律出发,推导出空间温度场的热传导方程,建立稳定温度场的 Laplace 方程及相应的边界条件,利用数学物理方法,首先求解出温度场空间分布的解析解,并分析其物理过程及物理意义;其次编程模拟出本模型的空间温度分布情况;最后,介绍了温度变化与折射率变化、干涉条纹变化之间的关系,导出空间温度场分布的激光干涉测量原理及方法。

### 2.1 稳定温度场的二维空间分布数学物理方法求解

在流体介质中,温度分布的不同,会导致热量从高温区域向低温区域流动。这一现象可以用热流强度来描述,其定义为在单位时间单位面积内垂直流过的热量。热流强度的方向即热量流动的方向。

设热流强度为  $\mathbf{q}$ , 空间坐标为  $\mathbf{r}$ , 变化时间为  $t$ , 则介质中的温度分布为  $U(\mathbf{r}, t)$ , 由傅立叶热传导定律可得:

$$\mathbf{q} = -k\nabla U \quad (1)$$

其中  $k$  为热导率,因本研究不涉及热流非线性变化,可认为其与温度无关。

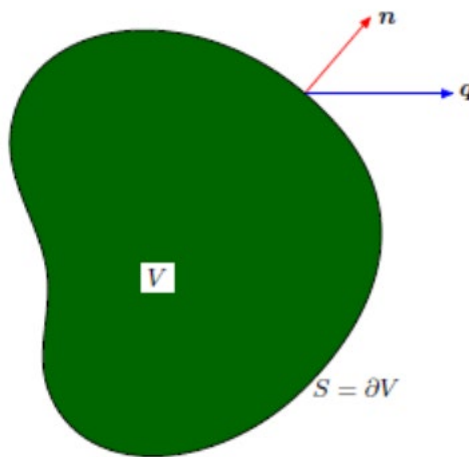


图 2 介质中的区域  $V$

为了利用能量守恒定律和热传导定律推导出热传导方程,划定如图 2 的任一区域  $V$ , 其边界为  $S = \partial V$ 。设介质中有热源,强度为  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$ , 表示  $t$  时刻  $\mathbf{r}$  处单位时间单位体积内放出的热量。设介质的质量密度为  $\rho$ , 比热容为  $c$ , 则区



域  $V$  内，在单位时间里增加的热量为：

$$\int_V c\rho \frac{\partial U}{\partial t} dr, \text{ 其中, } dr \text{ 为体积元} \quad (2)$$

这一能量有两个来源，其一是边界流入的热量：

$$-\int_S \mathbf{q} \cdot d\boldsymbol{\sigma}, \quad (3)$$

其中， $d\boldsymbol{\sigma}$  是边界面的面积元，其方向为边界面的外法向方向；

其二是热源产生的热量：

$$\int_V F dr, \quad (4)$$

由能量守恒定律可得：

$$\int_V c\rho \frac{\partial U}{\partial t} dr = -\int_S \mathbf{q} \cdot d\boldsymbol{\sigma} + \int_V F dr \quad (5)$$

利用数学上的 Gauss 定理，右边第一项可以化为  $-\int_V \nabla \cdot \mathbf{q} dr$ ，再由区域  $V$  的任意性可得：

$$c\rho \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} = F \quad (6)$$

将热传导定律公式 (1) 代入公式 (6)，可得热传导方程：

$$\frac{\partial U}{\partial t} - a^2 \nabla^2 U = f \quad (7)$$

其中  $a = \sqrt{k/c\rho}$ ， $f = F/c\rho$ 。

考虑公式 (7)，如果  $f$  与时间  $t$  无关，且边界条件也与  $t$  无关，则长时间后，温度分布将达到稳定状态，这是温度只和空间坐标  $\mathbf{r}$  有关，从而公式 (7) 将退化为稳定温度分布的 Poisson 方程；而如果研究区域内没有热源，则 Poisson 方程进一步演变为描述稳定场分布的拉普拉斯方程：

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad (8)$$

方程 (8) 仅为温度分布要求，要求解出具体的温度分布情况，需为此二维温度场空间分布设立边界条件。当远离热源边界处，其温度可近似为室温  $U_0$ ，因此如图 3 所示，以左端温度已恢复至室温处为  $y$  轴，以已经恢复至室温的  $x = l$



和  $y = d$  处为系统边界，由此近似为规则的矩形边界。根据第一类边界条件，可得  $x = 0$ ， $x = l$  和  $y = d$  处的边界条件为：

$$U|_{x=0} = U_0 \quad (9)$$

$$U|_{x=l} = U_0 \quad (10)$$

$$U|_{y=d} = U_0 \quad (11)$$

在  $y = 0$  的边界上，假设在  $x = l_1$  与  $x = l_2$  间有恒定热源均匀导入，导入的单位长度热量为  $q_0$ ，根据热传导定律，此处需要符合第二类边界条件：

$$\frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{q(x)}{k} \quad (12)$$

其中：

$$q(x) = \begin{cases} q_0 (l_1 \leq x \leq l_2) \\ 0 (x \leq l_1, l_2 \leq x) \end{cases} \quad (13)$$

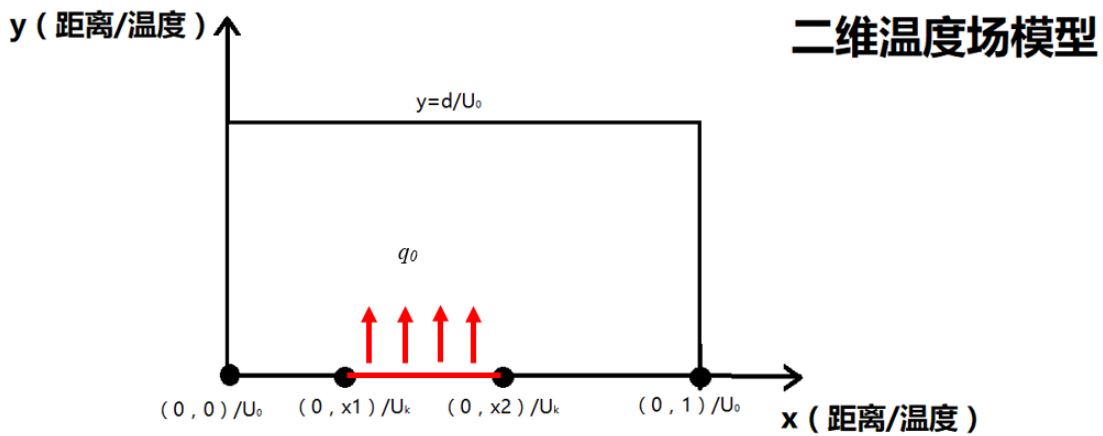


图 3 空间温度场分布的二维模型

观察边界条件（9 - 12）的形式，可看出其右方值非零，即边界条件非齐次。要求解方程（8）的解析解，需要将非齐次的边界条件进行齐次化处理。简单地，可将温度场  $U(x, y)$  分解为两个温度场分布  $U_1(x, y)$  和  $U_2(x, y)$ ，即：

$$U(x, y) = U_1(x, y) + U_2(x, y) \quad (14)$$

且  $U_1(x, y)$  和  $U_2(x, y)$  可使得边界条件齐次化，于是便可得到两组齐次方程与齐次化边界条件：



$$\nabla^2 U_1 = 0 \quad (15)$$

$$U_1|_{x=0} = 0, \quad U_1|_{x=l} = 0 \quad (0 \leq x \leq l) \quad (16)$$

$$U_1|_{y=d} = U_0, \quad \left. \frac{\partial U_1}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{q(x)}{k} \quad (0 \leq y \leq d) \quad (17)$$

以及:

$$\nabla^2 U_2 = 0 \quad (18)$$

$$U_2|_{x=0} = U_0, \quad U_2|_{x=l} = U_0 \quad (0 \leq x \leq l) \quad (19)$$

$$U_2|_{y=d} = 0, \quad \left. \frac{\partial U_2}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 \quad (0 \leq y \leq d) \quad (20)$$

以上两组本征函数求解问题具有鲜明的物理意义,可理解为两个物理状态的叠加:其一为 $x$ 方向上两边界温度保持为 $0$ , $y$ 方向上边界温度保持为 $U_0$ ,下边界在 $l_1 \leq x \leq l_2$ 处有热量 $q_0/k$ 恒定导入的温度场分布;其二为 $x$ 方向上两边界温度保持为 $U_0$ , $y$ 方向上边界温度保持为 $0$ ,下边界绝热的温度场分布。

得到齐次化的 Laplace 方程与齐次化边界条件后,则可尝试使用分离变量法求本征值问题。对于 $U_1$ ,应用分离变量法,可得:

$$U_1(x, y) = X_1(x)Y_1(y) \quad (21)$$

代入公式(15),可得方程:

$$Y_1''(y) - \lambda_1 Y_1(y) = 0 \quad (22)$$

和本征值问题:

$$X_1''(x) + \lambda_1 X_1(x) = 0 \quad (23)$$

$$X_1(0) = 0, \quad X_1'(l) = 0 \quad (24)$$

其中 $\lambda_l$ 为分离变量时引入的常数,即本征值,确定其具体值需分以下三种情况讨论:

1. 如果 $\lambda_l < 0$ ,令 $\lambda_l = -\mu_1^2$ (其中 $\mu_1 > 0$ ),则公式(23)的解为:

$$X_1(x) = C \cosh(\mu_1 x) + D \sinh(\mu_1 x) \quad (25)$$

其中 $C$ 、 $D$ 为任意常数。代入边界条件(24)可得 $C = 0$ , $D \sinh(\mu_1 l) = 0$ 。但 $\sinh(\mu_1 l) \geq 1$ ,故 $D = 0$ ,于是 $X_1(x) = 0$ ,是平庸解,即 $\lambda_l < 0$ 不是本征值。



2. 如果  $\lambda_l = 0$ , 公式 (23) 的解为  $X_l(x) = Cx + D$ , 同理可得  $X_l(x) = 0$ , 是平庸解, 即  $\lambda_l = 0$  也不是本征值。

3. 如果  $\lambda_l > 0$ , 令  $\lambda_l = \mu_1^2$  (其中  $\mu_1 > 0$ ), 则公式 (23) 的解为:

$$X_1(x) = C \cos(\mu_1 x) + D \sin(\mu_1 x) \quad (26)$$

其中  $C$ 、 $D$  是任意常数。代入边界条件 (24) 可得:  $C = 0$ ,  $D \sin(\mu_1 l) = 0$ 。若要求  $D$  为任意常数都能成立, 必须  $\sin(\mu_1 l) = 0$ , 于是可得  $\mu_1$  须满足  $\mu_1 l = m\pi, (m \in \mathbb{N})$ , 于是得到本征值及对应的本征函数:

$$\lambda_1 = \mu_1^2 = \frac{m_1^2 \pi^2}{l^2} \quad (27)$$

$$X_1(x) = D \sin \frac{m_1 \pi}{l} x \quad (28)$$

根据 Sturm-Liouville 原理的一般结论表明,  $\left\{ \sin \frac{m_1 \pi}{l} x \right\}$  是正交完备的, 为本征族。于是将本征值  $\mu_1$  代入公式 (22), 并将两个线性独立解取为  $\{\sinh \mu_1(d-y), \cosh \mu_1 y\}$ , 可得公式 (22) 的通解为:

$$Y_1(y) = A \sinh \mu_1 (d-y) + B \cosh(\mu_1 y) \quad (29)$$

于是  $U_1$  的一般解可表示为:

$$U_1(x, y) = \sum_{m_1=1}^{\infty} \left[ A_{m_1} \sinh \frac{m_1 \pi}{l} (d-y) + B_{m_1} \cosh \left( \frac{m_1 \pi}{l} y \right) \right] \sin \frac{m_1 \pi}{l} x \quad (30)$$

将公式 (30) 代入边界条件 (17), 并由  $\left\{ \sin \frac{m_1 \pi}{l} x \right\}$  的正交完备性可知:

$$\frac{l}{2} B_{m_1} \cosh \frac{m_1 \pi}{l} d = U_0 \int_0^l \sin \frac{m_1 \pi}{l} x dx \quad (31)$$

$$\frac{l}{2} \left[ -\frac{m_1 \pi}{l} A_{m_1} + \frac{m_1 \pi}{l} B_{m_1} \sinh \frac{m_1 \pi}{l} d \right] = \int_{l_1}^{l_2} \frac{q_0}{k} \sin \frac{m_1 \pi}{l} x dx \quad (32)$$

由此可解出公式 (30) 中系数  $A_{m_1}$  和  $B_{m_1}$  分别为:



$$A_{m_1} = \frac{2U_0 [1 - (-1)^{m_1}]}{m_1 \pi \cosh \frac{m_1 \pi}{l} d} \sinh \frac{m_1 \pi}{l} d + \frac{2lq_0}{k(m_1 \pi)^2} \left[ \cos \frac{m_1 \pi}{l} l_2 - \cos \frac{m_1 \pi}{l} l_1 \right] \quad (33)$$

$$B_{m_1} = \frac{2U_0 [(-1)^{m_1} - 1]}{m_1 \pi \cosh \frac{m_1 \pi}{l} d} \quad (34)$$

利用相同方法，可求解出  $U_2$  的本征函数族为  $\left\{ \cos \frac{(2m_2+1)\pi}{2d} y \right\}$ ，一般解为：

$$U_2(x, y) = \sum_{m_2=1}^{\infty} \left[ A_{m_2} \sinh \frac{(2m_2+1)\pi}{2d} (l-x) + B_{m_2} \sinh \frac{(2m_2+1)\pi}{2d} x \right] \cos \frac{(2m_2+1)\pi}{2d} y \quad (35)$$

其中：

$$A_{m_2} = \frac{(-1)^{m_2} 4dU_0}{l(2m_2+1)\pi \sinh \frac{(2m_2+1)\pi}{2d} l} \quad (36)$$

$$B_{m_2} = \frac{(-1)^{m_2} 4dU_0}{l(2m_2+1)\pi \sinh \frac{(2m_2+1)\pi}{2d} l} \quad (37)$$

如此即可求解出二维稳定温度场的解析解。

我们假设室温为  $32^\circ\text{C}$  ( $305\text{K}$ )，空气的热传导系数为  $0.026\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ，单位长度输入热量  $q_0$  为  $2.2 \times 10^4\text{W}$ ，导入热量的长度为  $|l_2 - l_1| = 1\text{mm}$ ，为直观显示二维温度场的分布，利用 Matlab 编程可画出热量的空间分布如图 4 所示：

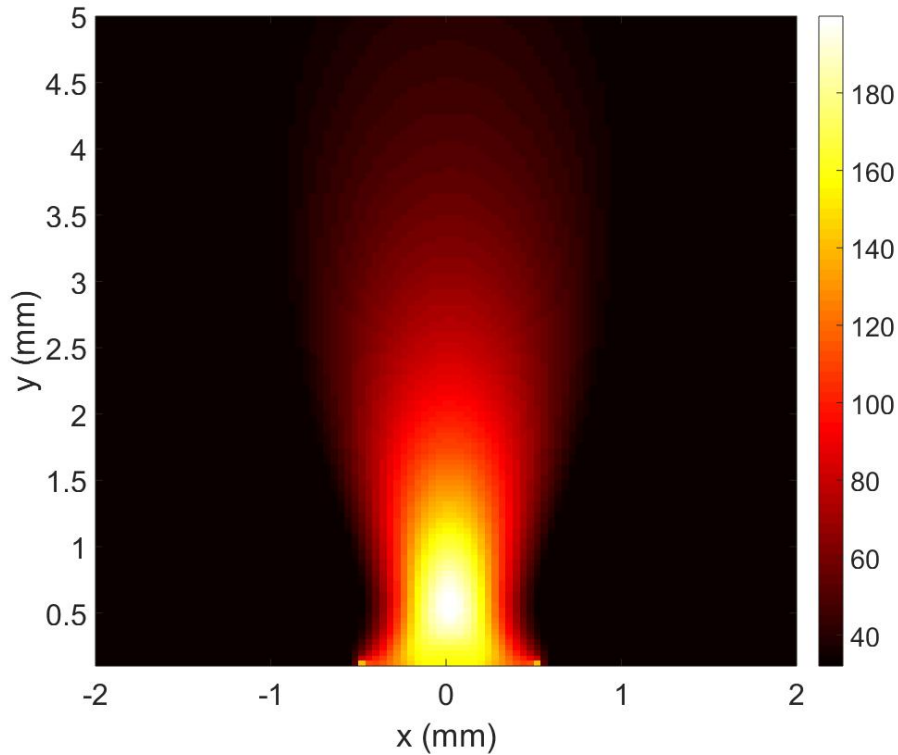


图 4 二维空间稳定温度场分布图，

## 2.2 干涉法测量气体温度场

光在气体中的折射率和气体的密度有直接的关系<sup>[26]</sup>。分布均匀的空气中，折射率与密度相关的函数为：

$$\frac{n-1}{\rho} = K \quad (K \text{ 为 Glaston-Dell 常量}) \quad (38)$$

其中  $n$  和  $\rho$  分别是气体折射率和密度， $K$  的取值跟气体的浓度和成分有关。根据热力学，理想气体的物态方程可表示为：

$$PV = nRT \quad (39)$$

将 (39) 两边同时乘以气体的质量  $m$ ，则有：

$$mPV = mnRT \quad (40)$$

整理得：

$$\frac{m}{n} p = \frac{m}{V} RT \quad (41)$$

设  $A$  为气体分子量，即  $A = \frac{m}{n}$ ，设  $\rho$  为气体的密度，即  $\rho = \frac{m}{V}$ ，可得：





$$\rho = \frac{AP}{RT} \quad (42)$$

由(38)式和(42)式可得:

$$T = \frac{APK}{(n-1)R} \quad (43)$$

设热量导入到介质前周围的环境气体温度为  $T_0$ , 气体折射率为  $n_0$ , 开启热源后任意一点的温度为  $T$ , 折射率为  $n$ , 则:

$$T_0 = \frac{APK}{(n_0-1)R}, \quad T = \frac{APK}{(n-1)R} \quad (44)$$

由(44)可得:

$$T = \frac{PKAT_0}{PKA + RT_0(n - n_0)} \quad (45)$$

由此可得, 折射率的变化量随温度变化的关系<sup>[27]</sup>为:

$$\Delta n = \frac{PKA}{R} \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (46)$$

其中  $T_2$  改变后的温度,  $T_1$  为改变前的温度。

式(46)就将气体折射率的差异和温度差异联系起来, 只要测出温度场中某处气体的折射率和环境折射率之差, 就可以求得其温度值<sup>[28]</sup>。在本文的实验中, 温度场边缘的气体的温度可以近似为环境温度。

本文采用 Tryman-Green 干涉原理测量气体折射率的变化。一束激光发出后, 通过分光变成两束光, 通过不同的光路, 再次会合时, 就会产生干涉条纹。如果某一路光在空气传输过程中, 折射率发生变化, 则光程会发生变化, 并在干涉条纹上发生位移<sup>[29]</sup>。通过测量位移, 可以对应出折射率的变化。

根据干涉原理, 频率相同、振动方向相同的两列单色光波相遇时, 在汇合点将发生干涉, 其相位差  $\delta$  可表示为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L + \Delta\varphi_0 \quad (47)$$

其中  $\Delta L$  为两列光波的光程差,  $\Delta\varphi_0$  为两列光波的初始相位差。当相位差的



变化是  $\pi$  的偶数倍时，干涉相干相长产生亮条纹；反之，当相位差的变化是  $\pi$  的奇数倍时，干涉相干相消产生暗条纹。当相位不断改变时，观察到条纹将同时不断地亮暗变化；同时，不同位置点的干涉条纹会产生不同的移动量，就可以反映出各点位置相位差的不同<sup>[30]</sup>。

如果在介质中光传播的路程  $l$  不变，则光程差  $\Delta L$  与折射率的变化关系可表示为：

$$\Delta L = Nl\Delta n \quad (48)$$

其中  $l$  为光束单次通过待测区域的路径长度， $N$  为光反复经过该区域的次数，在实验中，我们拟让光往返经过一次待测流体区域，因此取  $N$  的值为 2。于是，干涉条纹的移动量  $m$  可表示为：

$$m = \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{2l\Delta n}{\lambda} \quad (49)$$

这样，只需根据摄像机采集到的干涉条纹移动量，即能推算出流体折射率的改变量，从而测量出流体的温度场分布<sup>[31]</sup>。



## 第三章实验验证及数据分析

### 3.1 实验设计与流程

在理论推导之后，我们已经得出了在理想模型下温度与折射率的关系。为验证模拟的可靠性，此时我们通过 Tryman-Green 干涉仪为主体设计实验光路，以热风枪为稳定热源对激光光路上的空气进行加热，并用可见光摄像仪器记录在不同温度下的干涉图像，将流体的温度变化转换为干涉条纹移动量，对理论推导进行验证与分析<sup>[32-33]</sup>。实验流程图如图 5 所示：

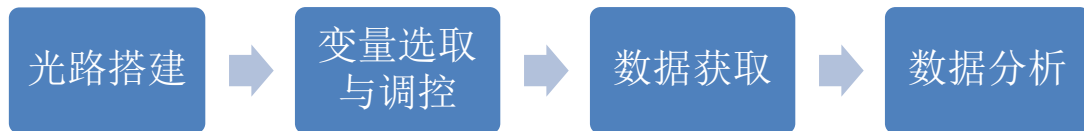


图 5 实验设计及数据采集流程

(实验时间: 2019 年 6 月至 8 月下旬; 实验地点: 中山大学物理学国家级教学示范中心)

### 3.2 搭建光路

实验仪器：

激光发射器，多个凸透镜、分光镜和反射镜，带空间光滤波器扩束镜、带温度档位调节的热风枪、相机拍摄接收器、高精度防震光学平台。

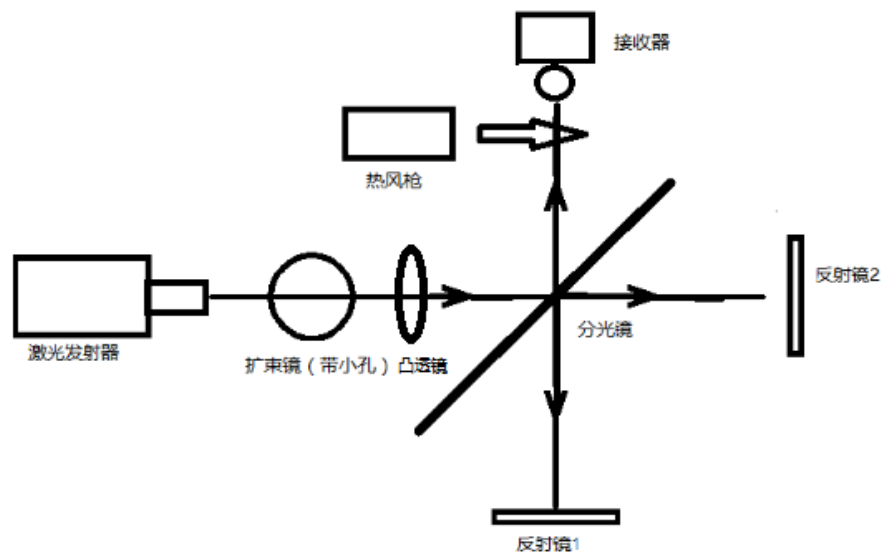
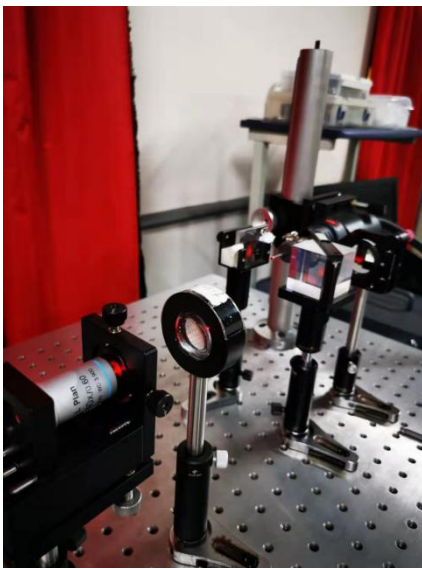


图 6 实验光路图

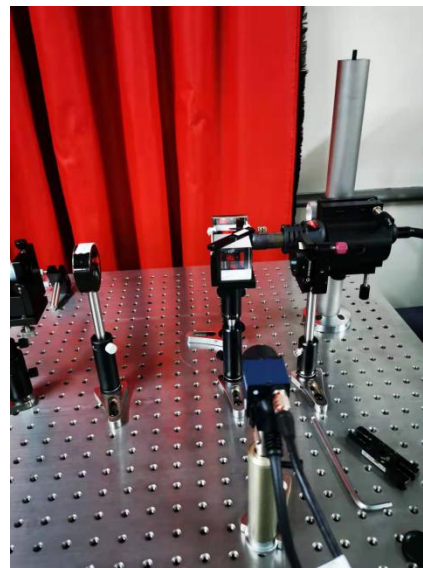


搭建过程：

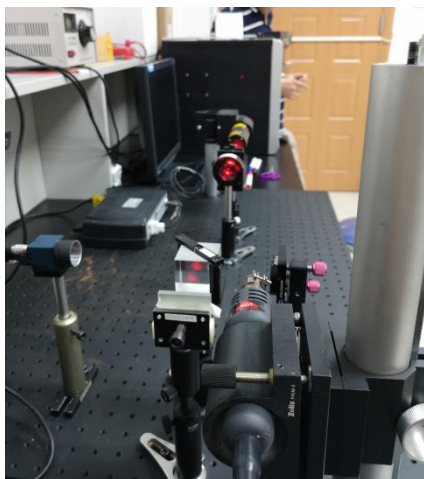
- 1) 安装激光器，调节激光准直性。通过在激光传播方向上的不同距离放置带刻度的白屏，观看光斑准直情况，对照调整激光器俯仰角，使激光水平传播。
- 2) 在激光器后方安装带空间滤波器的物镜底座和透镜，对激光进行滤波和准直扩束，增大空气温度场的测量范围。
- 3) 安装分束棱镜、两个干涉臂的反射镜和 CMOS 相机，调节反射镜使得干涉条纹投影在相机感光芯片上。
- 4) 记录室温下的干涉条纹，再加入热风枪，记录不同温度下的干涉条纹。



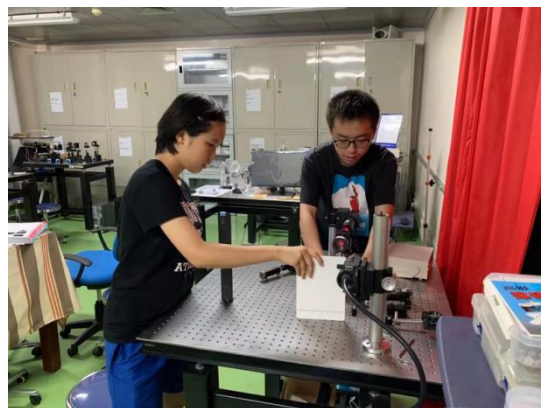
(a) 实验装置-1



(b) 实验装置-2



(c) 实验装置-3



(d) 实验过程中

图 7 实验过程图



### 3.3 数据处理与分析

热风枪风速分为 1-8 档，温度为 100-480 摄氏度。为了比较不同变量对于此测量方法的影响，分别取风速 1、3、5、7 这四个档，温度分别每间隔 50 摄氏度取一次（共九个），每一种状态截图三次，减少不稳定的状态本身带来的影响。

这里使用热风枪是考虑到风速较稳定，气流的随机涨落可忽略，从而可以证明理论的可靠性。

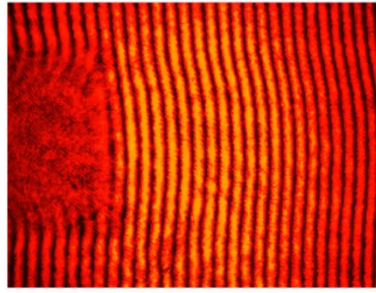
对收集到的图片进行分析，通过计算在不同条件下的干涉条纹的单个移动距离，求出平均移动距离。用这样的方法将图片转化为数据，并根据数据绘制出在实际实验中温度与空气折射率的关系曲线，并与理论推导得出的曲线进行对比，检验其拟合精度<sup>[34-39]</sup>。

本文实验采用相机拍摄激光干涉条纹，其中一路干涉臂的激光经过了热风枪的出风口加温区。出风口附近的气体温度的变化，会导致此处气体折射率的变化，进而引起干涉条纹的位置变化。由于热风枪出口的温度（100°C 到 480°C）明显高于室温，而环境温度只有 27°C，随着气体离开热风枪出口的位置越远，温度下降得非常厉害，很快就接近于环境温度。

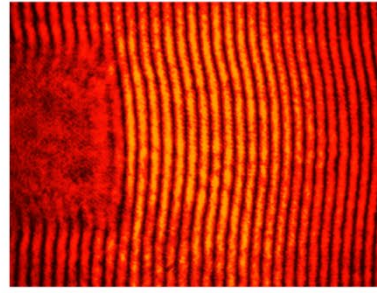
从实验拍摄的干涉条纹图片可以看出，同一根条纹，在靠近图像上下边缘的地方，气体离热风枪的出口距离比较远，干涉条纹几乎不移动。在靠近图像中部的地方，干涉条纹出现明显的偏移，从我们前面对激光干涉原理的分析可知，条纹偏移像素的多少，和气体折射率的变化是函数相关的。通过计算偏移像素的个数（或条纹移动的距离），推算出折射率的变化，再根据前面分析的折射率和温度变化的公式，就可以求出该点的温度，把截面内所有的点的温度计算出来，就可以得到整个气体温度场的分布。

在实际的定标实验中热风枪处于 100°C、150°C、200°C、250°C、300°C、350°C、400°C、450°C、480°C 时，拍摄的干涉条纹图如图 8 所示：

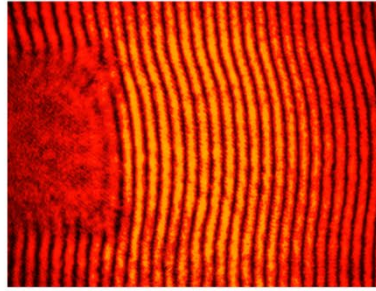




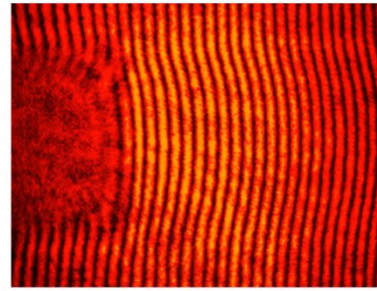
(a) 100°C



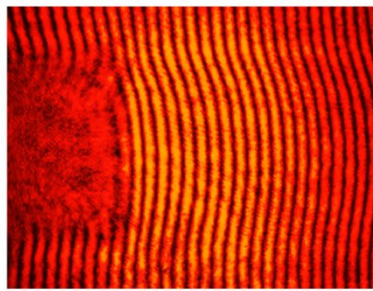
(b) 150°C



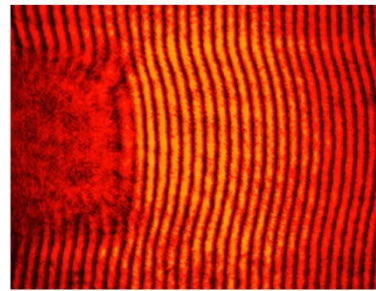
(c) 200°C



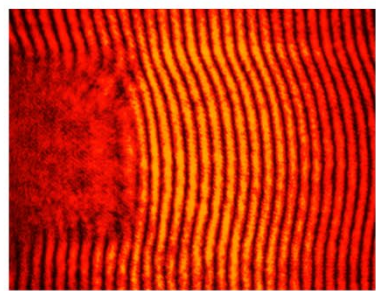
(d) 250°C



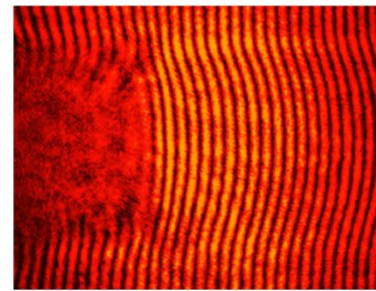
(e) 300°C



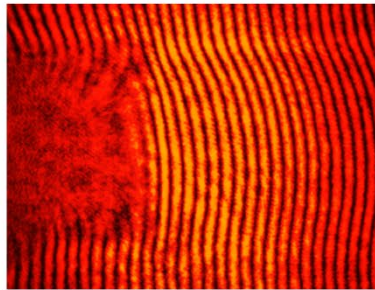
(f) 350°C



(g) 400°C



(h) 450°C



(i) 480°C

图 8 (a) – (i) 每隔 50°C 温度递增的干涉条纹采集图



我们在试验中，在每个热风枪的温度下，都拍摄了 3 组图像，对所有拍摄图像的条纹移动像素值进行了统计，表 1 是统计出表格：

表 1. 使用热风枪进行定标的的数据

温度/°C	单条纹整体移动量/条
100	1.091
150	1.364
200	1.528
250	1.839
300	1.945
350	2.245
400	2.369
450	2.420

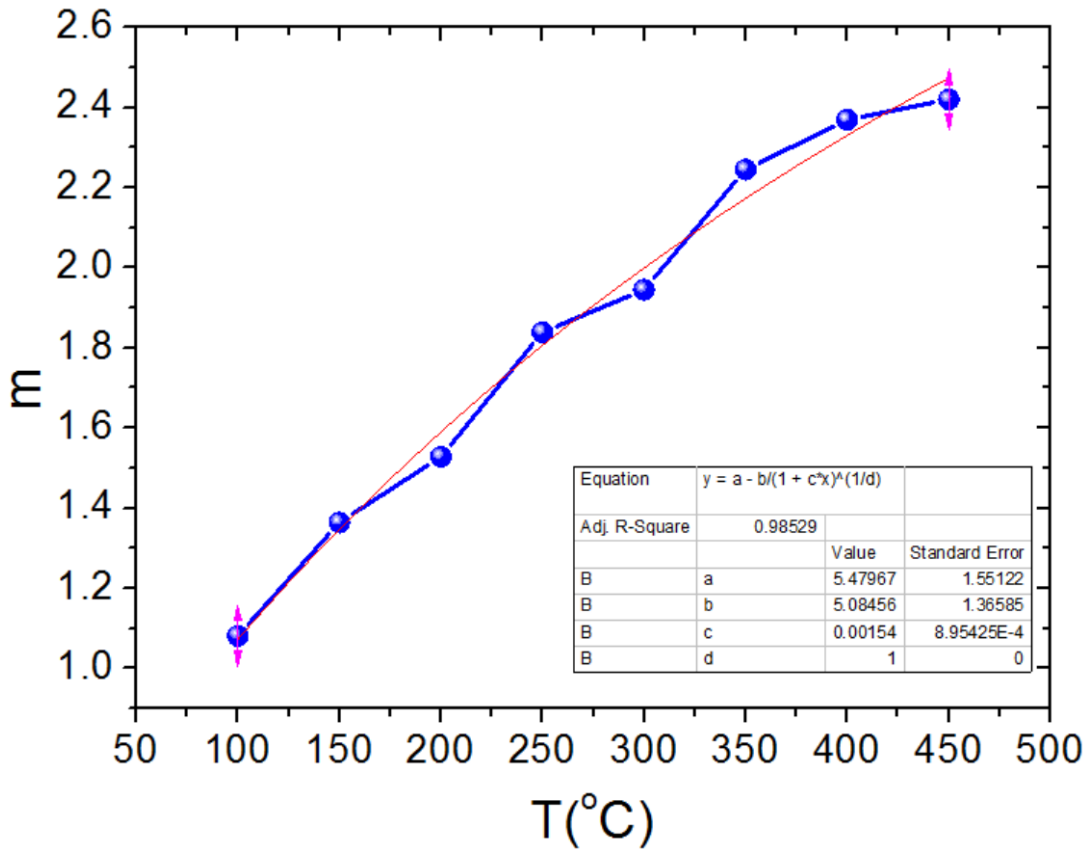


图 9 定标曲线图

从表 1 和图 9 可以看出，随着温度升高，空气受热膨胀带来密度下降，导致折射率也随之下落。而折射率的下降会引起通过光束的光程差改变，使得条纹的偏移移动量逐渐增加。根据公式（46）可知，空气折射率变化与温度变化之间存





在非线性关系，且当空气温度非常高时，其密度趋向于真空，令折射率无限逼近于 1，而条纹也将不再移动。从图 8 可见，条纹移动同样存在此规律，条纹移动量的增速不断减小，这与理论分析部分相符合。将表 1 的数据用 origin 工具拟合，其相关系数 R2 达到 98.529%，可见本次实验数据与理论模拟吻合。

至于空气流速的影响，发现不同风速下条纹移动量的差别极小，折射率变化与风速的相关度不高，因此没有单独列出。分析其原因，由于热风枪出风口处速度本来较快，空气流动性好，所以各个风速的差别不大，如果是蜡烛等空气流动性差的热源，则不可等效为平衡状态，需要从动态的角度进行分析，加大了难度。同时，在实验前我们认为风速增大会带来图像的不稳定，使得测量精确度降低。事实上，由于是直接截取某一个时刻的图像进行分析，不会出现晃动不清的情况，同一温度下不同风速的图像并没有可以辨认的区别。

为了验证本系统在实际应用的可行性，我们用 182° C 的热风枪进行验证性测试。其光学干涉图像如图 10 所示，受热区域的条纹也呈弯曲状态，其弯曲程度介乎 150° C 至 200° C 之间；而在未加热区域的条纹仍为室温原状平行分布。将干涉条纹进行条纹移动量与温度对应可视化处理，其结果如图 11 所示。在热风枪出口前方的受热区域明显可见，温度较周边明显高，且分界线清晰明显，与事实相符。

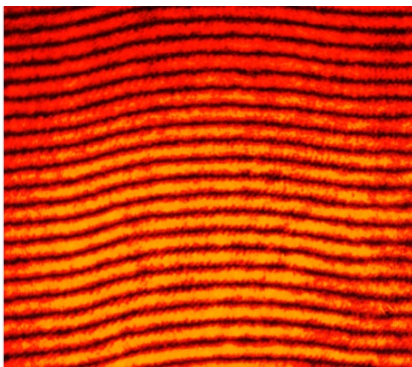


图 10 出风口为 182° C 下的干涉条纹

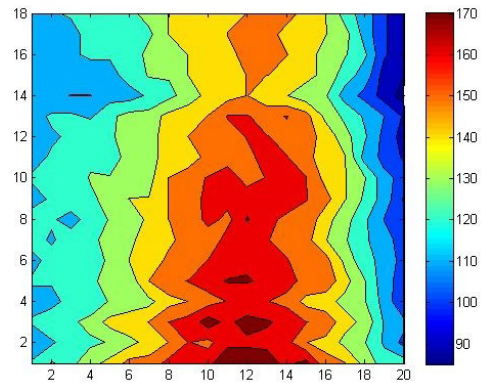


图 11 该温度的温度场可视化分布



## 第四章总结与展望

测量温度场的分布一直是具有科学研究意义和应用价值的课题，但是目前的点阵式测量或者红外热成像的方式均具有一定的局限性。为实现实时、精确、大动态的温度场测量，本文提出了一种利用 Tryman-Green 干涉进行透光流体温度场测量的方案。

本文首先采用数学物理方法，对温度场的数学物理模型进行了分析，推演出热风枪气体温度场的预测模型，采用激光干涉法，通过测量气体折射率的变化，测量得到热风枪出风口及其周围的气体温度分布，验证了热力学模型的正确性，证实了这种方法测量温度分布的有效性。

此种测量方法所需仪器简单，设备体积小巧灵活，能够用较低的成本得到较为精确的结果，是一种颇具潜力的应用技术，有可能具有广泛的应用价值，比如在炼金工业中进行温度调控，确保锅炉的充分燃烧并精确控制反应温度；在航空航天中，用于引擎温度监测，保障其能稳定工作，提高安全系数。

本文方法在具体应用过程中，还有一些局限性需要引起注意，如探测范围受到镜头视场限制，若要测量更大的范围，需要将光斑进一步扩束，并增大镜头视场范围；另外，提高探测器的成像数位可进一步提高条纹亮暗灵敏度，从而提高测量精确度。



## 参考文献

- 1、周怀春.炉内火焰可视化检测原理与技术.北京: 科学出版社, 2005.
- 2、戴景民, 金钊.火焰温度测量技术研究.计量学报, 2003, 24(4): 297-302.
- 3、Sabadell A, Summerfield M, Wenograd J. Measurement of temperature profiles through solid-propellant flames using fine thermocouples. AIAA Journal, 1965, 3(9): 1580-1584.
- 4、Sato A, Hashiba K, Hasatani M, et al. A correctional calculation method for thermocouple measurements of temperatures in flames. Combustion and Flame, 1975, 24: 35-41.
- 5、McEnally C S, Koylu U O, Pfefferle L D, et al. Soot volume fraction and temperature measurements in laminar nonpremixed flames using thermocouples. Combustion and Flame, 1997, 109(4): 701-720.
- 6、Bergmann V, Meier W, Wolff D, et al. Application of spontaneous Raman and Rayleigh scattering and 3D LIF for the characterization of a turbulent CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> jet diffusion flame. Applied Physics B, 1998, 66(4): 489-502.
- 7、Dibble R W, Hollenbach R E. Laser Rayleigh thermometry in turbulent flames. Symposium on Combustion, 1981, 18(1): 1489-1499.
- 8、Fourquette D C, Zurni R M, Long M B. Two-dimensional Rayleigh thermometry in a turbulent nonpremixed methane-hydrogen flame. Combustion Science & Technology, 1986, 44(5-6): 307-317.
- 9、Drake M C, Lapp M, Penney C M, et al. Measurements of temperature and concentration fluctuations in turbulent diffusion flames using pulsed Raman spectroscopy. Symposium on Combustion, 1981, 18(1): 1521-1531.
- 10、Barlow R S, Carter C D. Raman/ Rayleigh/ LIF measurements of nitric oxide formation in turbulent hydrogen jet flames. Combustion & Flame, 1994, 97(3-4): 261-280.
- 11、Nguyen Q V, Dibble R W, Carter C D, et al. Raman-LIF measurement of temperature, major species, OH, and NO in a methane-air Bunsen flame. Combustion & Flame, 1996, 105(4): 499-510.



- 12、Magnotti G, Barlow R S, Dual-resolution Raman spectroscopy for measurements of temperature and twelve species in hydrocarbon-air flames. Proceedings of the Combustion Institute, 2016.
- 13、Mantzaras J, Meer T H V D. Coherent anti-stokes raman spectroscopy measurements of temperature fluctuations in turbulent natural gas-fueled piloted jet diffusion flames. Combustion & Flame, 1997, 110(1): 39-53.
- 14、Dennis C N, Slabaugh C D, Boxx I G, et al. Chirped probe pulse femtosecond coherent anti-stokes raman scattering thermometry at 5kHz in a gas turbine model combustor. Proceeding of the Combustion Institute, 2015, 35(3): 3731-3738.
- 15、Kobtsev V D, Kozlov D N, Kostrisa S A, et al. Temperature fluctuations in turbulent flame measured using coherent anti-stokes raman scattering. Technical Physics Letters, 2015, 41(8): 756-758.
- 16、Bramanti M, Salerno E A, Tonazzini A, et al. An acoustic pyrometer system for tomographic thermal imaging in power plant boilers. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements, 1996, 45(1): 159-167.
- 17、安连锁, 宋志强, 姜根山等.考虑声波折射的炉膛温度场测量技术的研究.动力工程学报, 2005, 25(3): 378-381.
- 18、张玉杰, 吴平林.基于 CCD 图像处理的炉膛温度测量与燃烧诊断系统.华北电力技术, 2004, 6: 25-28.
- 19、曾庭华, 马斌.锅炉炉膛温度场测量技术.广东电力, 1999, 12(1): 48-50.
- 20、安连锁, 李庚生, 沈国清等.声学测温系统在 200MW 电站锅炉中的应用研究.动力工程学报, 2011, 31(12): 928-932.
- 21、Ibarreta A F, Sung C J. Flame temperature and location measurements of sooting premixed Bunsen flames by rainbow schlieren deflectometry. Applied Optics, 2005, 44(17): 3565-3575.
- 22、Schwarz A. Multi-tomographic flame analysis with a schlieren apparatus. Measurement Science & Technology, 1996, 7(3): 406-413.
- 23、Singh P, Shakher C. Measurement of temperature of an axisymmetric flame using shearing interferometry and Fourier fringe analysis technique. Optical Engineering, 2004, 43(43): 387-392.



- 24、Qi C, Zheng S, Zhou H. Experiment investigation on gas-phase temperature of axisymmetric ethylene flames by large lateral shearing interferometry. *International Journal of Thermal Sciences*, 2017, 115: 104-111.
- 25、Posner J D, Dunnrankin D. Temperature field measurements of small, nonpremixed flames with use of an Abel inversion of holographic interferograms. *Applied Optics*, 2003, 42(6): 952-959.
- 26、吉鑫、许建国, 空气折射率的测量及数据处理方法研究, 昆明学院学报, 2017, 39 (6) : 98-100
- 27、刘晓会, 激光干涉法测量火焰温度, 东北师范大学硕士论文, 2012.05;
- 28、金群峰, 空气折射率的计算, 浙江大学硕士论文, 2006, 01
- 29、罗劲明、薛凌峰、郑景辉、曾锦富、李子文、纪桂彬, 空气折射率梯度分布的可视化实验, 物理实验, 2018, 28 (1) : 19-28
- 30、李宏、张金锋、尹新国, 迈克尔逊干涉仪测空气折射率, 牡丹江师范学院学报(自然科学版), 2013, 83 (2) : 14-15
- 31、董晓菲, 迈克尔逊干涉仪测空气折射率的原理, 佳木斯大学学报(自然科学版), 2016, 34 (6) : 1037-1039
- 32、孙凡, 迈克尔逊干涉仪测量空气折射率随温度变化, 电子测试, 2017, 08: 37-38
- 33、吴东楼、叶莉华、卞保民、贺安之, 干涉条纹的处理方法研究, 光学学报, 1999, 19 (1) : 45-49
- 34、李茂山, 气体折射率的测试光路\_用激光干涉条纹计数原理, 中国测试技术, 2004, 1: 45-47
- 35、徐毅、许婕、高峰、叶孝佑、李成阳, 实时测量空气折射率的高精度激光干涉仪, 现代计量测试, 1993, 03: 18-20.
- 36、张静, 迈克尔逊等倾干涉法晶体折射率测量方法研究, 山东大学硕士学位论文, 2009, 05
- 37、栗银、范琦、王云飞、杨鸿儒、黎高平、朱春昶、朱诗剑、吴博睿, 干涉条纹的高准确度傅立叶变换分析, 光子学报, 2015, 44 (11) : 1-6
- 38、张超, 光纤干涉条纹投射相位测量轮廓术关键技术研究, 天津大学精密仪器



国际竞赛 科研科创 发表论文  
关注“有方背景提升”

与光子工程学院博士论文，2012.05

39、张师帅、罗军、黄素逸，激光全息干涉层析技术测量温度场的探讨，实用测试技术，1999，4：38-40



## 致谢

本文是在广州市第六中学璩斌老师的指导下完成的。在物理学习的过程中，我们对流体力学、热学与光学等物理分支产生了浓厚的兴趣，并希望将所学知识与日常生活应用相结合。目前发动机技术正是我国亟待发展的关键技术，在一次科普参观中，我们了解到发动机燃烧情况对衡量发动机的能量转化效率至关重要，但高品质的发动机排气气流温度很高，无法直接测量，因此萌生出用所学知识可视化气流温度的想法。璩老师非常支持我们的想法，并从项目的选择、目标的确定、项目组的搭建，到数学物理模型的分析、论文的整理和撰写给予了详细指导，让我们初步掌握了采用数学模型来分析物理现象的方法。在此表示衷心的感谢，并祝愿璩老师桃李满天下，指导的学生越来越优秀，做出更大的成绩。

璩老师还邀请中山大学物理学院的梁浩文老师和王嘉辉老师参与指导我们，他们在繁重的科研教学之余抽出时间，从理论方法到实验方案，从参考文献推荐到面对面的讲解，从数据分析到论文撰写，都不厌其烦地对我们耐心指导。在此对梁老师和王老师表示最诚挚的感谢，并祝愿他们在科研上取得丰硕的成果。

以上三位老师对我们的科研兴趣非常支持，从研究思路、实验设施、论文撰写指导等方面都提供了无私支持，再次感谢他们的无偿指导和辛劳付出。

在本项目的研发和论文撰写过程中，我们的父母提供了良好的后勤保障工作，有时还参与项目讨论。在此我们衷心感谢父母的付出，并将加倍努力不辜负他们的期望。





## 团队成员

### 薛博睿

广州市第六中学高二（1）班学生。

遇到问题善于思考，能够运用发散思维，尝试用替换思想，找到解决问题的方法。实验设计时，能根据目的设计出大致的方向，但距离科学研究的严谨性还有一定差距，需要提高。在指导老师的帮助下，完成了实验的设计，并逐渐克服了实验操作不熟练的困难，最终成功地完成了实验。

在本次研究中，主要负责文献综述、研究方向的制定、论文的撰写与修改，并与团队一起完成了实验验证以及数据采集的工作。

### 陈一苇

华南师范大学附属中学高二（2）班学生。

华南师范大学附属中学物理竞赛组学生，数学和物理理论知识扎实，勤于思考，能够运用数学模型去解释物理现象。善于抓住理论和实践的结合点，能仔细分析实验中各种因素的影响，具有较强的科研精神。在老师指导下，运用数学物理方法开展理论分析，学习对边界条件进行抽象简化，使得方程可解。在老师们的引导和帮助下，能够创新性地提出科学问题，主动探究不同的研究方法。

在本次研究中，主要负责研究课题的选择、数学物理模型的分析推导、论文的撰写与修改，并与团队一起完成了实验验证以及数据采集的工作。



## 指导老师

### 璩斌老师

广东省正高级数学教师，全国初等数学研究会常务理事，广东省数学会中小学教育专业委员会副主任，“希望杯”全国数学邀请赛广东组织委员会常务委员，华南师范大学，广州大学的兼职硕士研究生指导教师，安徽省优秀教师；南粤优秀教师；第四届羊城最美教师（并作为唯一代表发言）；市优秀共产党员；曾获广州市教育局嘉奖；两次获校“十佳教工”；第四届名师工程教学名师；六次获校优秀共产党员；四次荣获“广州市数学学科高考突出贡献奖”；所教学生高考数学突出，曾获广州市数学高考单科最高分，所教班级的平均分在市重点中学的名列前茅，近几年指导的学生获全国高中数学联赛一、二等奖有五十多人，多次被中国数学会授予“全国高中数学联合竞赛优秀教练员”。曾担任广东高考阅卷题副组长，首届广东省中小学青年教师教学能力大赛评委，广东省中小学地方课程教材评审专家，指导学生两次获丘成桐科学奖全球总决赛金奖，一次银奖，一次铜奖，两次优胜奖，五次入围奖。论著《多元智能与学科综合实践—教学设计指导》，中山大学出版社出版，论文《立足问题模型——突破高中数学构造法解題教学难点》等多篇论文发表在《中学数学》等中学核心期刊上发表。

### 梁浩文博士

中山大学物理学院副研究员，光学工程博士。2016 年任美国中佛罗里达大学光学院研究科学家，现为中国图象图形学学会会员。主要研究方向为光学显微成像、光学散射成像及三维成像与显示。至今发表 SCI 论文 20 余篇，其中超大数值孔径超透镜共聚焦显微成果获美国光学学会 OSA 评选为 2018 年度光学重要进展；主持 4 项国家级、省部级项目，获国家科技委奖项 1 项。

### 王嘉辉博士

中山大学物理实验教学国家级示范中心主任助理，中山大学光电材料与技术国家重点实验室光学专业博士，英国约克大学物理学专业博士后，国际显示学会（SID）北京分会技术委员，中国图形图像学会青年委员，广东省地方技术标准撰写者，主持国家高技术计划（子课题）等国家与省级科研项目 3 项，发表论文 20 余篇，发明专利 20 项。



## 学术诚信声明

本人郑重声明，所呈交的研究论文，是本人在指导老师们的指导下进行研究工作取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确的方式标明。

研究论文作者签名：薛博睿 陈一苇

日期：2019年09月15日