

文章编号: 1002-1582(2026)03-0295-07

基于斐索干涉仪的红外光学材料折射率测量方法

万博艺, 陈磊*, 李素田, 刘宇晴, 杨亦涵, 王安, 王祥
(南京理工大学 电子工程与光电技术学院, 江苏 南京 210094)

摘 要: 为精确测量红外材料折射率, 保证红外光学系统质量, 研究了一种基于斐索红外干涉仪的材料折射率测量方法。将待测样品加工为带有一定楔角的楔形材料, 置于斐索干涉仪测试光路中, 推动并令其沿自身主截面方向平移, 获取干涉条纹移动数量与样品平移距离, 以此计算出待测样件的折射率。在22℃环境温度下, 测量了硫化锌材料在1550nm波长处的折射率, 得到其折射率为2.2719。分析了测量过程中调整误差、楔板楔角测量系统误差、测量误差等因素对测试结果的影响, 结果表明本文所提测量方案的测试不确定度为 9.48×10^{-4} 。

关 键 词: 光学测量; 红外材料折射率; 斐索干涉仪; 傅里叶级数拟合
中图分类号: O436 **文献标识码:** A

Measurement method of refractive index of infrared optical materials based on fizeau interferometer

WAN Boyi, CHEN Lei*, LI Sutian, LIU Yuqing, YANG Yihan, WANG An, WANG Xiang
(School of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: To precisely measure the refractive index of infrared materials and ensure the quality of infrared optical systems, a refractive index measurement method based on a Fizeau infrared interferometer is investigated. The sample under test is fabricated into a wedged element with a specific wedge angle and placed in the test arm of the Fizeau interferometer. By translating the sample along the direction of its principal section and recording the number of fringe shifts as well as the corresponding translation distance, the refractive index of the sample can be calculated. At an ambient temperature of 22°C, the refractive index of zinc sulfide material was measured at a wavelength of 1550nm, yielding a value of 2.2719. The influences of adjustment errors during measurement, systematic errors in wedge angle measurement, and other measurement errors on the final result were analyzed. The analysis indicates that the measurement uncertainty of the proposed method is 9.48×10^{-4} .

Keywords: optical measurement; infrared material refractive index; fizeau interferometer; fourier series fitting

0 引 言

近年来, 红外热成像技术的快速发展对红外光学材料的质量提出了更高的要求。红外材料折射率是影响红外光学成像系统成像质量的重要因素。目前一些材料手册给出的红外材料折射率数值相互不一致, 且相应的测试条件如波长、温度

的差异性显著, 给红外光学系统的加工与检测带来困扰^[1-4], 如何准确测试红外光学材料的折射率是亟待解决的实际问题。

折射率测量的方法主要分为两大类。第一类为几何光学测量法, 直接利用光的斯涅尔定律或反射角定律, 测得光束偏转角, 得到折射率。常用的方法有V棱镜法、阿贝折光法、最小偏向角

收稿日期: 2026-03-26; 收到修改稿日期: 2026-04-21

作者简介: 万博艺 (2002—), 男, 硕士研究生, 从事光学精密检测方面研究。w2057354840@163.com

陈磊 (1964—), 男, 研究员, 博士, 从事光学精密检测方面研究。

* 通讯作者: chenlei@njjust.edu.cn

法等。这些方法对样品的加工要求较高,对一些材料来说代价较为昂贵,且又因可见光无法透过红外材料,红外光人眼不可见,导致角度测量极为困难,不便于红外材料折射率测量^[5-7]。第二类为干涉法,运用折射率和干涉光程差之间的关系,以干涉条纹数量或条纹强度的变化实现折射率测量。干涉法测量精度高,但其易受测试环境影响,且对光路要求较高^[8,9]。2021年,国际标准化组织给出了红外光学材料折射率测量的重要国际标准。通过标准化最小偏向角法的测量程序,确保不同实验室对红外材料折射率的测量结果具有高度的准确性和重复性,但该方法要求将待测材料加工成具有精确已知顶角的棱镜,而包括化学气相沉积制备材料在内的一些多晶材料,往往难以制成满足该方法测量精度要求的样品^[10]。2020年,Gemo E等提出了一种基于法布里-珀罗相变纳米腔光谱反射率测量的方案以替代常规椭偏仪测量,测量了红外材料GST和GeTe的复折射率,与常规椭偏仪测试结果一致。但该方法的前提是需要借助文献对材料折射率的范围做出合理估计^[11]。2025年,Jiří Vohánka等提出了一种通过在厚板中观察干涉图样来精确测定红外区域折射率的方法,以该方法确定的晶体硅折射率与用最小偏向角法得到的值相比差异小于 10^{-3} ^[12]。但该种测量方式对样品要求较薄,且样品的两个表面必须非常平整且相互平行。

针对现有红外材料折射率测量方式中样品加工困难,实验条件要求苛刻等问题,本文提出一种用红外斐索干涉仪测量红外材料折射率的方法。通过平移被测样品改变干涉光程差,获取条纹相位变化信息,并结合样品平移距离计算折射率。该方法操作简便,且由于红外干涉仪对环境振动、空气湍流敏感度低而具有更好的鲁棒性^[13]。此外,干涉仪的红外光源让该方法可应用于非透明介质红外材料折射率测量。

1 原 理

测试光路如图1所示。一部分光线在透射平晶TF的后表面被反射,测试光线透过样品,在到达后方反射平晶RF后被反射。两束反射光由分光镜反射聚焦在成像系统中形成干涉条纹。调整反射平晶RF,使测试光线尽可能地垂直入射至RF,使干涉条纹保持0至1根条纹状态。在理想状态下,光束两次通过样品的光路完全重合。

图1所示样品楔角为 θ ,红色箭头方向即为样品平移方向,平移距离为 L 。由于样品的移动,经反射平晶返回的测试光线的光程发生了改变,从而

导致了与经透射平晶返回的参考光线之间光程差的变化。特别的,当光程差以波长的整数倍进行变化时,干涉条纹将周期性移动,光程差的具体变化情况经三角函数关系与Snell定律由下式给出

$$\Delta m\lambda = 2 \cdot L \cdot \tan\theta \cdot \left\{ n - \cos[\sin^{-1}(n\sin\theta) - \theta] \right\} \quad (1)$$

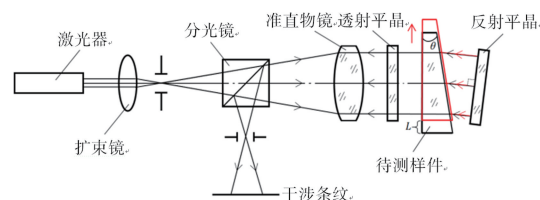


图1 理想状态下测试光路

式中, n 为样品折射率; Δm 为移动的条纹数; λ 为测试光线波长; L 为样品平移距离; θ 为样品楔角。当楔角 $\theta \ll 1$ 时,式(1)可简化为

$$\Delta m\lambda = 2 \cdot L \cdot \theta \cdot (n - 1) \quad (2)$$

由此可知,样品折射率 n 的计算表达式即为

$$n = \frac{\Delta m\lambda}{2 \cdot L \cdot \theta} + 1 \quad (3)$$

由式(3)即可计算样品折射率,其中移动距离 L 和楔角 θ 可以通过实验直接测量得到,但移动的条纹数量 Δm 需要通过干涉图光强精确求解。

一般情况下,干涉图中干涉条纹光强分布表达式为

$$I(x,y) = I_0(x,y) + I_1(x,y)\cos\phi(x,y) + N(x,y) \quad (4)$$

式中, $I_0(x,y)$ 为背景光强; $I_1(x,y)$ 为条纹幅值; $\phi(x,y)$ 为相位场; $N(x,y)$ 为加性随机噪声。其中干涉条纹光强 $I(x,y)$ 是唯一可直接测量值。若只考虑相位场 $\cos\phi(x,y)$ 的影响,条纹中心线点的相位间隔为 π 的整数倍,对 $\cos\phi(x,y)$ 调制结果表现在图形上为明暗相间的干涉条纹。

在本实验中,为满足折射率测试精度要求,需要精确条纹判读的准确度,条纹灰度值变化曲线极大值对应了亮条纹中心位置。因此若能准确提取亮条纹中心位置,即可进一步实现对条纹变化数量精确判读。为此基于傅里叶级数拟合的方法,采用对灰度值变化曲线分区间曲线拟合的方式以确定变化曲线极大值位置^[14,15]。通过傅里叶级数曲线拟合方式定位亮条纹中心,即寻找图像灰度最大值位置以确定条纹移动变化数。对于条纹中心附近区域,式(4)可改写为

$$I(x) = A + B\cos(x) \quad (5)$$

式中, A 为平均光强; B 为干涉条纹幅值。

由此将式(5)改写为傅里叶级数拟合函数形

式,其具体形式如下

$$I(x) = a_0 + \sum_{n=1}^2 [a_n \cos(n\omega x) + b_n \sin(n\omega x)] \quad (6)$$

式中 a_0 、 a_n 、 b_n 、 ω 皆为需要求解的拟合系数,均通过最小二乘法进行求解。最小二乘法误差表述为

$$\Phi = \sum_{i=1}^m I_i^2(a_0, a_n, b_n, \omega) \quad (7)$$

$$I_i = y_i - I(x_i) =$$

$$\left\{ a_0^{(k)} + \sum_{n=1}^2 a_n^{(k)} \cos(n\omega^{(k)} x_i) + b_n^{(k)} \sin(n\omega^{(k)} x_i) \right\} - I(x_i) \quad (8)$$

式中 x_i 表示 m 组数据中第 i 组数据的横坐标值; y_i 表示第 i 组数据的纵坐标拟合值。 $I(x_i)$ 表示第 i 组数据的纵坐标真值; $a_0^{(k)}$ 、 $a_n^{(k)}$ 、 $b_n^{(k)}$ 、 $\omega^{(k)}$ 分别为 k 次近似后得到的拟合参数。

为精简三角函数计算,对 I_i 在 $x^{(k)}$ 处进行一阶泰勒展开得

$$\begin{aligned} \phi_i &= I_i(x^{(k)}) + \nabla I_i(x^{(k)})^T (x - x^{(k)}) \\ &= \nabla I_i(x^{(k)})^T x - \left[\nabla I_i(x^{(k)})^T x^{(k)} - I_i(x^{(k)}) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

式中, x 是由待测参数 a_0 、 a_n 、 b_n 、 ω 组成的向量; $x^{(k)}$ 表示 x 的第 k 次近似后得到的拟合值,由拟合参数 $a_0^{(k)}$ 、 $a_n^{(k)}$ 、 $b_n^{(k)}$ 、 $\omega^{(k)}$ 组成; $\nabla I_i(x^{(k)})$ 是 I_i 在 $x^{(k)}$ 处的梯度; $I_i(x^{(k)})$ 表示 I_i 在 $x^{(k)}$ 处的取值。则式 (7) 式可改写为

$$\Phi = \sum_{i=1}^n \phi_i^2(x) \quad (10)$$

$$\text{令 } A_k = \begin{bmatrix} \nabla I_1(x^{(k)})^T \\ \vdots \\ \nabla I_n(x^{(k)})^T \end{bmatrix}, I^{(k)} = \begin{bmatrix} I_1(x^{(k)}) \\ \vdots \\ I_n(x^{(k)}) \end{bmatrix}, b = \begin{bmatrix} \nabla I_1(x^{(k)})^T x^{(k)} - I_1(x^{(k)}) \\ \vdots \\ \nabla I_n(x^{(k)})^T x^{(k)} - I_n(x^{(k)}) \end{bmatrix}, \text{ 则 } b = A_k x^{(k)} - I^{(k)}, \text{ 因}$$

此式 (10) 可写为

$$\Phi = (A_k x - b)^T (A_k x - b) \quad (11)$$

则函数 Φ 在最小值点处满足线性方程

$$\begin{aligned} \nabla \Phi(x) &= 2A_k^T A_k x - 2A_k^T b \\ &= A_k^T A_k (x - x^{(k)}) + A_k^T I^{(k)} = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

式中 $\nabla \Phi(x)$ 表示 Φ 在 x 处的梯度。

若 A_k 为列满秩矩阵,则式 (12) 解可写作

$$x^{(k+1)} = x^{(k)} - H_k^{-1} \nabla \Phi(x^{(k)}) \quad (13)$$

式中, $x^{(k+1)}$ 表示式 (11) 最优解在 $x^{(k)}$ 处一阶近似值, $H_k = 2A_k^T A_k$, $\nabla \Phi(x^{(k)}) = 2A_k^T I^{(k)}$ 。由此可通

过式 (13) 确定待测参数 a_0 、 a_n 、 b_n 、 ω 。

在对灰度值变化曲线成功拟合后,即可准确定位出条纹中心位置,并以此通过计算程序获取准确的条纹移动数 Δm ,将求得的 Δm 代入式 (3) 就可以得到材料的折射率。

2 实验

实验装置如图2所示,实验中所采用的是 $\Phi 150\text{mm}$ 口径的红外斐索型平面干涉仪,其激光器的工作波长为 1550nm ,型号为 Hi-Marc150W-1550IR;测试样件为硫化锌材质的楔板,口径 60mm ,中心厚度 10mm ,由自准直测角仪测得其楔角为 $13.93'$;利用五维调整架使待测样品平移,调整架导轨的不确定度是 $1\mu\text{m}$;测量时室温为 22°C 。

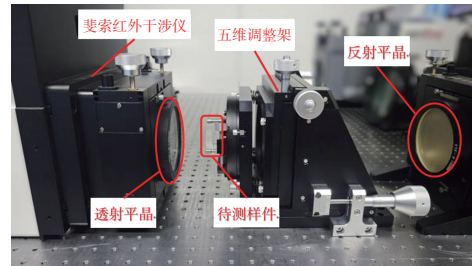


图2 折射率测量光路搭建

在对干涉仪完成调试之后,在五维调整架上放置待测样件。调整样件位置,使得经其前表面反射回去的光与经干涉仪的参考镜反射的光发生干涉,此时可以认为入射光束几乎垂直入射至样件前表面。调节图2中反射平晶RF,直到在CCD相机中出现透射条纹。通过五维调整架调整样件倾斜角度,避免由样件前表面产生的干涉条纹的影响。平移样件,使其在沿主截面方向内垂直于干涉仪系统光轴的方向上移动,在每次平移 0.01mm 后采集干涉图像,每幅干涉图大小为 $660\text{pixel} \times 660\text{pixel}$,采集的部分干涉图如图3所示。



图3 干涉图采集

在完成采集后,记录下每幅干涉图中中心点处的光强值。光强随着样件平移距离变化的曲线如图4所示。光强变化的周期数即为条纹的移动数目,通过拟合曲线的极大值变化读出。

图中横轴坐标为平移距离,纵轴坐标为干涉图灰度值。

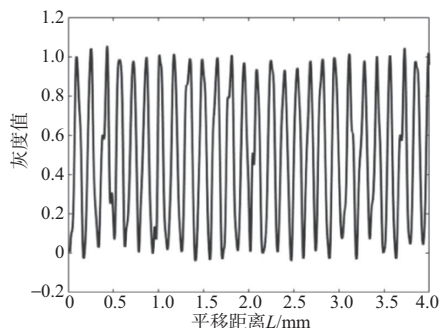
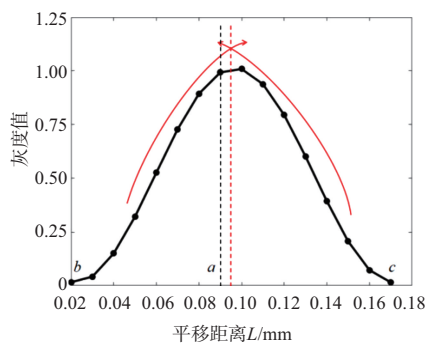


图 4 干涉图光强变化曲线

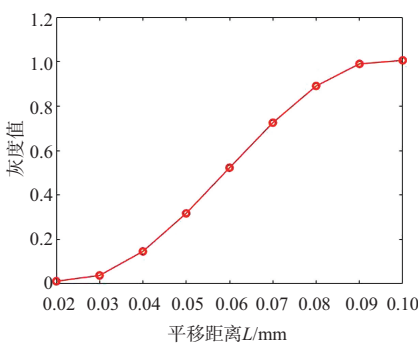
为验证中心线提取方法的精度,利用计算机绘制出 4 幅形态不同,大小为 $660\text{pixel} \times 660\text{pixel}$,中心线已知的条纹图,如图 5 所示。

运用分区间傅里叶级数拟合方法分别对图 5 所示的 4 幅图进行中心线提取,计算该方法提取出来的条纹中心与标准中心的均方根误差,计算结果可达 $10^{-2} \sim 5 \times 10^{-2}\text{pixel}$ 。经分析,该方式对条纹判读准确度可达 10^{-2} 量级。

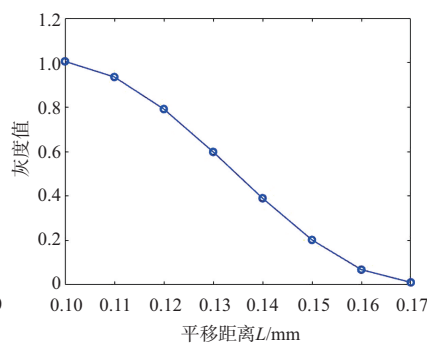
由于噪声对图像极值点的影响,由直接拟合



(a) 分区间拟合示意图



(b) 增区间拟合结果 $f_1(x)$



(c) 减区间拟合结果 $f_2(x)$

图 6 分区间拟合

将拟合函数 $f_1(x)$ 和 $f_2(x)$ 的定义域扩展至 $[b, c]$,图 7 则集中展示了定义域扩展后的 $f_1(x)$ 、 $f_2(x)$ 图像和滤波后原光强曲线。

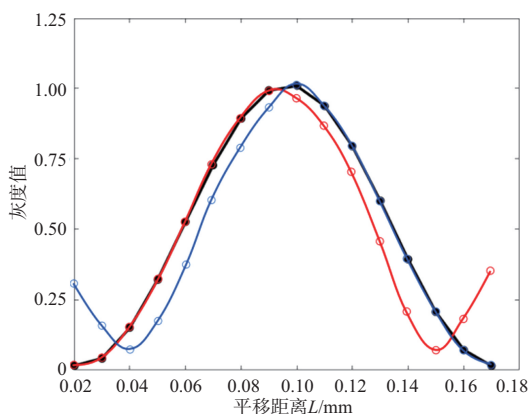


图 7 定义域扩展 $f_1(x)$ 、 $f_2(x)$ 和滤波后原光强曲线

对拟合后的两段曲线做差,零点位置即为所求亮条纹的中心。条纹中心的提取结果如下图 8 所示。

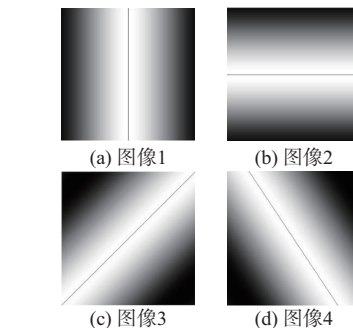
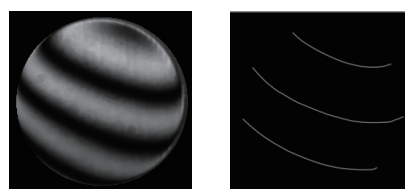


图 5 中心线已知图像

得出的结果误差很大;同样,即使对于滤除噪声后的图像,拟合误差也较大。为使结果更精确,本次实验选择在高斯滤波后图像中截取第一次和最后一次出现极大值的部分曲线进行拟合。如图 6 (a) 所示,该图展示了对第一次区间内出现光强极大值部分曲线分区间拟合过程;图 6 (b) 与 6 (c) 则是对递增区间 $[b, a]$ 和递减区间 $[a, c]$ 分别进行拟合得出的两段拟合函数图像,分别记作 $f_1(x)$ 与 $f_2(x)$ 。



(a) 干涉条纹图 (b) 中心线提取结果

图 8 条纹中心提取结果

根据拟合结果确定第一次出现光强极大值时导轨对应的读数 L_1 和最后一次出现光强极大值时对应的读数 L_2 ; 在此之间条纹的移动精确数量 Δm 由计算程序获得。根据式 (3), 此时折射率计算式变为

$$n = \frac{\Delta m \lambda}{2 \cdot (L_2 - L_1) \cdot \theta} + 1 \quad (14)$$

记录三次硫化锌折射率测量的实验数据与计算结果,如表 1 所示。

由实验结果可知折射率测量均值为 2.2719。由相关折射率测量单位提供的检测报告可知,在

22℃的环境温度下,采用最小偏向角法测量,该材料在1550nm波段处折射率为2.273。与本实验中折射率测量结果2.2719相差约0.048%

表1 ZnS实验折射率

实验序号	楔角 θ	平移距离 L_1/mm	平移距离 L_2/mm	条纹变化数 Δm	折射率 n
1	13.93'	0.072	3.832	25.003	2.2719
2	13.93'	0.063	2.771	18.002	2.2715
3	13.93'	0.055	2.007	12.996	2.2723

3 分析

考虑到实际测量中调整误差、楔板楔角测量系统误差、测量误差对测试结果的影响,本节中将对上述提及的误差源逐一分析。

3.1 样品主截面位置调整

在尽可能保证样件在平行于主截面的方向上平移的条件下,实验中平移方向与样件主截面仍会存在一定夹角。如图9所示,该图呈现了CCD相机所获取的样件经过负透镜前后两表面的光点。如图10所示,光点的连线的黑色箭头方向为主截面方向,水平红色箭头方向即为平移方向。

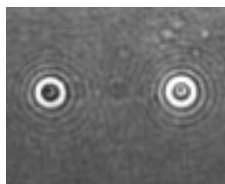


图9 CCD捕获样件前后表面经负透镜光点

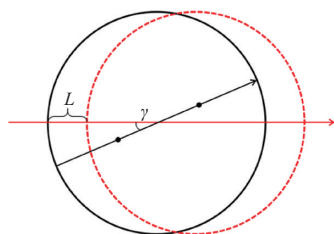


图10 样件偏离主截面方向平移

由图中信息可知,样件在水平方向上平移时,该平移方向上的楔角大小与楔板楔角大小之间存在余弦转换关系,结合式(3),可知此时折射率的计算表达式变为

$$n = \frac{\Delta m \lambda}{2 \cdot L \cdot \theta \cdot \cos \gamma} + 1 \quad (15)$$

式中, n 为样件折射率; Δm 为移动的条纹数; λ 为测试光线波长; L 为样品平移距离; θ 为样件楔角, γ 为样件主截面与平移方向夹角。

为保证主截面偏离对折射率测量影响在 10^{-4} 量级及以下,此时由 γ 角应满足

$$\sigma_{\gamma} \leq \sigma_n / \left(\partial n / \partial \gamma \right) \quad (16)$$

由上式可以计算得出,当主截面与平移方向的夹角 γ 小于等于 $30.45'$ 时,该夹角对折射率测量的影响将在可容许的范围内。为控制夹角 γ 大小,如图11所示,在两束绿激光已共轴对准条件下,将置于五维调整架上的待测样品放在两束激光之间,调整样品,令绿激光经样品A表面反射后原路返回,此时在分划板上记录下绿激光经样品B表面反射所成像的位置,通过分划板上的读数计算夹角 γ 大小。不断调整,直至夹角 γ 满足上述条件。

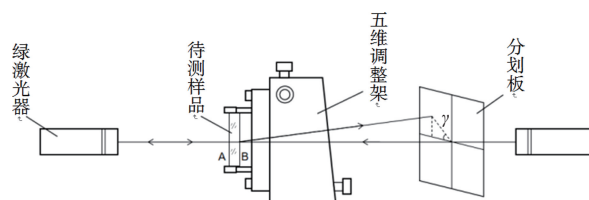


图11 待测样品主截面与平移方向夹角确定光路

3.2 样品倾斜角度调整

为了避免透射面与样品前表面产生的干涉条纹对实验的影响,需要调整样品倾斜一定角度 β ,此时透射光线斜入射至样品前表面,平移方向及测试光线光路如图12所示。

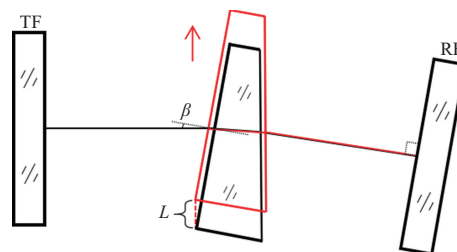


图12 透射光束斜入射

如图所示,当样件转过 β 角度之后,式(2)应变为

$$\Delta m \lambda = 2 \cdot L \cdot (n - 1) \cdot \left[\frac{\theta - \beta}{\cos(\theta - \beta')} + \beta \cos(\beta - \beta') + \beta(\beta - \beta')(\theta - \beta') \right] \quad (17)$$

式中, n 为样件折射率, Δm 为移动的条纹数, λ 为测试光线波长, L 为平移距离, θ 为样件楔角, β 为样件转过角度, β' 为光线经过楔板前表面的折射角。

由此可知,样品折射率 n 的计算表达式即为

$$n = \frac{\Delta m \lambda}{2 \cdot L \cdot \left[(\theta - \beta) / \cos(\theta - \beta') + \beta \cos(\beta - \beta') + \beta(\beta - \beta')(\theta - \beta') \right]} + 1 \quad (18)$$

为保证样件调整对折射率测量造成的影响控

制在 10^{-4} 量级及以下,将测量数据带入式(3)与

式 (18) 并作残差, 经计算, 调节测试光路时, 楔板调整过的角度需控制在 $2.68'$ 以内, 此时楔板调整对折射率测量造成的影响将在容许的误差范围内。同时为避免倾斜角度调整过多导致折射率测量误差偏大, 在调整之前需要对调整旋钮进行标定。经标定, 该旋钮转过一圈能进行 $10'$ 角度的调整, 因此在对样品倾斜角度进行调节时, 旋钮旋转尽可能保证在 $1/4$ 圈内。

3.3 反射平面镜 RF 调整

式 (2) 即表示理想情况下, 光束通过两次样品完全重合时光程差变化的情况。而在实际测量中, 为便于条纹的判读, 需要调节 RF 的俯仰角度, 使其转过角度 α , 使干涉条纹数量增多, 同时测试光线的光程也随之改变。此时楔板平移方向及测试光线的光路如图 13 所示。

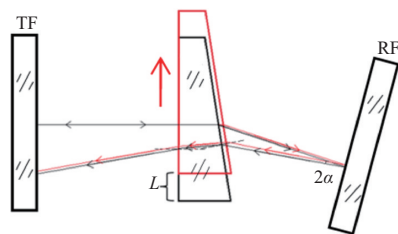


图 13 非零条纹位置楔板平移

如图所示, 当反射镜 RF 转过 α 角度之后, 反射光线将转过角度 2α 。根据三角函数关系与 Snell 定律计算可得折射率的计算表达式为

$$n = \frac{\Delta m \lambda \cos \theta_1'}{L \cdot \theta \cdot (1 + \cos \theta_1')} + 1 \quad (19)$$

式中, n 为样品折射率, Δm 为移动的条纹数, λ 为测试光线波长, L 为平移距离, θ 为样品楔角, θ_1' 为光线经反射镜反射后再入射至样品后表面的折射角。

测量中, 为保证反射镜调整对折射率测量造成的影响控制在 10^{-4} 量级及以下, 与之对应的 θ_1' 角度需控制在约 1.02° 以内, 而无论反射镜调整至何种角度, 只要保证干涉条纹的清晰存在的情况下, θ_1' 角度大小始终不会大于 1.02° , 由此可见反射镜的调整对折射率测量几乎无影响。

3.4 楔角测量的系统误差

如图 14 所示, 在对楔角进行测量时, 需要以平行度较好的平行平板作为基准平面, 利用自准直测角仪同时读取分划板由平行平板前表面与楔板前表面反射所成像, 直接测量楔角大小。而高平行度的平行平板仍会存在一定的楔角, 因此在测量时需要排除由系统带来的误差影响。

如图 15 所示, 该图为实验中所用平行平板前后表面的干涉条纹。

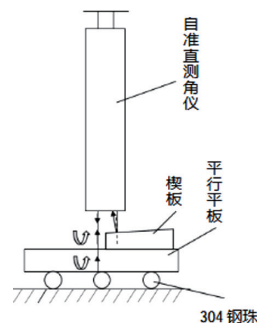


图 14 自准直测角仪楔角测量示意图

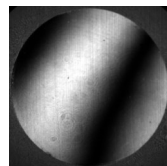


图 15 平行平板前后表面干涉条纹

由图 15 看出, 在该平行平板口径范围内, 干涉条纹的数量约为 1.5 条, 通过计算可得 $\theta = 8.98 \times 10^{-7}$, 较于楔角测量理论误差, 由楔角测量系统带给样品楔角测量误差的影响相对较小。

3.5 不确定度分析

在近红外光测量硫化锌样件的折射率实验中, 楔角 θ 的大小为 $13.93'$, 测量误差 $u(\theta)$ 范围在 $\pm 0.01'$ 之间, 化成弧度为 $\pm 2.91 \times 10^{-6}$; 三次实验样品平移的距离分别为 $L = 3.760 \times 10^{-3} \text{m}$ 、 $2.708 \times 10^{-3} \text{m}$ 、 $1.952 \times 10^{-3} \text{m}$, 测量误差 $u(L)$ 范围在 $\pm 10^{-6} \text{m}$ 之间; 三次实验条纹移动数分别为 $\Delta m = 25.003$ 、 18.002 、 12.996 , 经过拟合计算后 Δm 的判读误差 $u(\Delta m)$ 在 $\pm 5 \times 10^{-3}$ 之间; 量子级联半导体长红外激光器波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 由该激光器制作单位提供数据可知, 波长误差 $u(\lambda)$ 在 $\pm 10^{-6} \mu\text{m}$ 之间。考虑各测量量对折射率 n 的误差贡献, 由误差传递公式可得, 折射率测量的不确定度为

$$u(n) = \left\{ \left[\frac{\partial n}{\partial \theta} u(\theta) \right]^2 + \left[\frac{\partial n}{\partial L} u(L) \right]^2 + \left[\frac{\partial n}{\partial \Delta m} u(\Delta m) \right]^2 + \left[\frac{\partial n}{\partial \lambda} u(\lambda) \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

由折射率计算公式 (3) 得各误差传递系数为

$$\frac{\partial n}{\partial \theta} = -\frac{\Delta m \lambda}{2 \cdot L \cdot \theta^2} \quad (21)$$

$$\frac{\partial n}{\partial L} = -\frac{\Delta m \lambda}{2 \cdot L^2 \cdot \theta} \quad (22)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \Delta m} = \frac{\lambda}{2 \cdot L \cdot \theta} \quad (23)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = \frac{\Delta m}{2 \cdot L \cdot \theta} \quad (24)$$

为了精简计算, 在计算过程中运用了三角函

数的近似角关系,由正弦函数近似角关系与正切函数近似角关系带来的角度偏差均为 10^{-8} 量级,较于楔角的测量准确度 $u(\theta)=2.91\times 10^{-6}$,可见近似角关系带来的角度偏差对折射率测量结果影响很小。

结合式(20)~(24)计算分析可知,随着平移距离 L 的增加,平移距离 L 的误差传递系数持续降低,最终平移距离 L 的测量误差对折射率不确定度影响可忽略不计;波长误差在 10^{-6} 量级,对折射率不确定度影响极小;折射率测量的不确定度主要受待测样品楔角的测量误差与条纹判读误差的影响。经计算,折射率 n 的不确定度为 $u(n)=9.48\times 10^{-4}$ 。

如果将待测样品的楔角增大,将会使楔角的误差传递系数降低,样品楔角测量的准确度将会提高。可过大的楔角又会导致条纹移动灵敏度增大,从而致使单个周期内采样点数量过少,使插值计算误差增大。为此在楔板的折射率测量中,为保证测量准确度,需控制各因素对条纹灵敏度的影响。

4 结 论

本文提出了一种运用斐索红外干涉仪测量楔形红外光学材料折射率的方法,通过平移楔形样件改变光程差并获取条纹的相位变化信息以计算折射率。分析了测量过程中调整误差、楔角测量的系统误差、测量误差对测试结果的影响。并实验验证了该方案的可行性。分析了实验中可能的误差源,结果表明,22℃时,1550nm波段处硫化锌的折射率 $n=2.2719$,测量的相对误差为 9.48×10^{-4} 。本文提出的方法可以应用于所有楔形红外材料的光学折射率的测量,原理简单,易于操作,可以对红外材料折射率进行精确测量。

参考文献:

- [1] 张艺,胡健钊,朱尤攀,等.短波红外成像系统设计及应用的研究进展[J].红外技术,2024,46(03):246—255.
Zhang Yi, Hu Jianchuan, Zhu Youpan, et al. Research progress in the design and application of shortwave infrared imaging systems[J]. Infrared Technology, 2024, 46(03): 246—255.
- [2] 张瑞. InGaAs短波红外低照度成像技术研究及其应用[D].上海:中国科学院大学(中国科学院上海技术物理研究所),2021:1—15.
Zhang Rui. Research and application of InGaAs shortwave imaging technology under low illumination[D]. Shanghai: University of Chinese Academy of Sciences (Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences), 2021: 1—15.
- [3] 胡向平,徐光以,麦绿波,等.红外硫系光学玻璃条纹度测量及表征方法研究[J].红外技术,2020,42(8):769—774.
Hu Xiangping, Xu Guangyi, Mai Lubo, et al. Measurement and characterization method of striae for infrared chalcogenide optical glass[J]. Infrared Technology, 2020, 42(8): 769—774.
- [4] 闫茹梦.多波段红外光学成像系统的研究[D].西安:西安工业大学,2022:44—56.
Yan Rumeng. Research on multi-band infrared optical imaging system[D]. Xi'an: Xi'an Technological University, 2022: 44—56.
- [5] 李亮亮,林尤华,乔运蒙,等.玻璃材料折射率温度系数测量方法研究[J].计量科学与技术,2025,69(11):11—17+33.
Li Liangliang, Lin Youhua, Qiao Yunmeng, et al. Research on the measurement method of the temperature coefficient of refractive index of glass materials[J]. Metrology Science and Technology, 2025, 69(11): 11—17+33.
- [6] Yurin A I, Vishnyakov G N, Minaev V L, Refractive index measurement using a modified Littrow-Abbe method[J]. Journal of Optical Technology, 2022, 89: 666—669.
- [7] Kuiper M, Koops R, Nieuwland R, et al. Method to traceably determine the refractive index by measuring the angle of minimum deviation[J]. Metrologia, 2022, 59(5): 055006.
- [8] 黄一飞,袁彪,陈冕成,等.基于3390nm中波红外干涉仪红外材料折射率均匀性测量[J].光学技术,2025,51(01):82—86.
Huang Yifei, Yuan Biao, Chen Miancheng, et al. Measurement of refractive index uniformity of infrared materials based on 3390nm mid-wave infrared interferometer[J]. Optical Technique, 2025, 51(01): 82—86.
- [9] 许子杰,张宝武,施江焕,等.Tolansky干涉测量平行透明材料折射率方法探究[J].光学技术,2024,50(04):459—465.
Xu Zijie, Zhang Baowu, Shi Jianghuan, et al. Exploring the method of measuring the refractive index of parallel transparent materials by Tolansky interferometer[J]. Optical Technique, 2024, 50(04): 459—465.
- [10] International Organization for Standardization. ISO 17328:2021 Optics and photonics-Optical materials and components-Test method for refractive index of infrared optical materials[S]. Switzerland: ISO, 2021.
- [11] Gemo E, Kesava S V, Ruiz De Galarreta C, et al. Simple technique for determining the refractive index of phase-change materials using near-infrared reflectometry[J]. Optical Materials Express, 2020, 10(7): 1675—1686.
- [12] Vohánka J, Večeře J, Franta D, et al. Determination of refractive index of crystalline silicon in the infrared region on the basis of interference pattern observed in thick slab[J]. Infrared Physics and Technology, 2025, 149: 105889—105889.
- [13] 刘金龙.基于深度学习的近红外光谱鲁棒建模方法研究[D].无锡:江南大学,2025.
Liu Jinlong. Robustness modeling approaches based on near-infrared spectroscopy using deep learning[D]. Wuxi: Jiangnan University, 2025.
- [14] 张瑞峰,刘畅.分区间曲线拟合的干涉条纹中心点提取方法[J].激光与光电子学进展,2021,58(8):0812002.
Zhang Ruifeng, Liu Chang. Interference fringe center point extraction method based on interval curve fitting[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(8): 0812002.
- [15] 张昊,韦晓孝,范淼,等.白光干涉信号的分段拟合优化方法研究[J].光学技术,2025,51(06):704—709.
Zhang Hao, Wei Xiaoxiao, Fan Miao, et al. Research on segmented fitting optimization method for white light interference signals[J]. Optical Technique, 2025, 51(06): 704—709.